

32.3(өевр)

7/12/6

ОШ ЖОГОРҚУ ТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ КОЛЛЕДЖИ  
ФИЗИКА ЖАНА ХИМИЯ КАФЕДРАСЫ

А. МАРИПОВ

# ЭЛЕКТР ЖАНА МАГНИТ КУБУЛУШТАРЫ

(ЛЕКЦИЯЛАРДЫН ЖЫИНАГЫ)

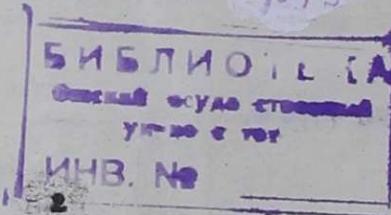
ОШ — 1992

Жогорку инженер-техникалык атас-  
терди даярдоо үчүн '991 жылды  
басылып чыккан жогорку окуу жайлары  
үчүн физиканын программасына  
чылайыкталган

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

Бул китеп жөнүндө өзүнчүздөрдүн ой пикириңиздерди бизге  
иазып жиберсекиздер, автор өзүнүн чоң ыраазычылыгын  
билирлер але.

Библияда дарегибиз: 714018, Ош шаары Исанов кечесү 81  
Ош жогорку технологиялык колледжі,  
физика жана химия кафедрасы.



## МАЗМУНУ

Бети	
Электростатика	
Глава-1. Электр талаасы жана аны мунездеөчү чондуктар.	6
1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы. Заряддардын сакталуу закону	6
1.2. Зарядлардын ез ара аракеттегүү закону	9
1.3. Өткөргүчтер жана изоляторлор	10
1.4. Электр чоңдуктарын ченең бирдиктери	13
1.5. Электр талаасы. Электр талаасынын чыналышы	14
1.6. Электр талааларынын кошулушу	15
1.7. Электр талаасынын чыналышынын күч сыйыутары жана ағымы	16
1.8. Электр талаасынын индукция вектору Остроградский-Гаусстун теоремасы.	19
1.9. Остроградский-Гаусстун теоремасын колдануумун мисалдары.	22
1.10. Электр талаасындагы диполь	26
Глава-2. Потенциал.	
2.1. Электростатикалык талаасын жумушу.	27
2.2. Потенциал. Потенциалдардын айрымасы.	29
2.3. Электр талаасынын потенциалдарын аныктоонун мисалдары.	32
Глава-3. Электр талаасындагы өткөргүчтер.	
3.1. Өткөргүчтөрдүн электр талаасындагы абалы	33
3.2. Электр сыйымдуулугу	36
3.3. Сыйымдуулукту аныктоонун мисалдары.	39
3.4. Конденсаторлорду туттаптыруу.	40
3.5. Заряддалган конденсатордун энергиясы электр талаасын энергиясы.	42
Глава-4. Электр талаасындагы диэлектриктер	
4.1. Диэлектриктөрдин поляризацияланышты поляризация вектору $\vec{P}$ .	45
4.2. Диэлектриктердиң электр талаасынын чыналышы.	47
4.3. Электр талаасындагы диэлектрикке аракет кылтады.	48
4.4. Сегнегөлэлектриктер	51
4.5. Лъезозлектрик эффект.	53

## Глава- 5.Турактуу ток.

5.1.Электр тогу жана анын пайды болуу шарттары.	56
5.2.Электр кылымдардын күчү,Чыналуу	58
5.3.Металлдардын электр откерүмдүүлүгү	59
5.4.Металлдардын электр откерүмдүүлүгүнүн классикалык электрондук теориясы.	62
5.5.Классикалык электрондук теориянын кемчилдиктери.	68
5.6.Омдун жалпыланган закону же таңмакталган чиндер чечиң кирхгофтуун закондору.	70

## Электромагнетизм.

### Глава- 7. Турактуу токтун магнит талаасы.

7.1.Магнит талаасы.Магнит индукция вектору	73
7.2.Био-Сава >Лапластын закону	76
7.3.Түз сизүү токтун магнит талаасы	78
7.4.Төгерек токтун магнит талаасы	80
7.5.Магнит талаасынын чыналыш векторунун циркуляциянын жөнүндөгү теореме.	81
7.6.Соленоиддин жана торэйддин магнит талаалары.	83
7.7.Кыйылдагы заряддин магнит талаасы	84
7.8.Магнит талаасынын токко жасаган аракети.Ампердин закону	86
7.9.Еарыш токторун өз ара аракеттенинүүлерү	87
7.10.Электромагниттик чондуктары елчөөчү бирдихтердін системасы.	88
7.11.Магнит талаасындагы заряддардын күйимли.Лоренцтин күчү.	90
7.12.Ходлун эфектиси	94
7.13.Заряддалган бөлүкчөлөрдүн ылдамдаткычтары	95
7.14.Магнито-гидродинамикалык (МГД) генератор	99
7.15.Магнит ағымы	99
7.16.Сестрорадский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасы	100
7.17.Магнит чыңылдарчынын закондору	101
7.18.Магнит талаасындагы токтуу откергүч жылгандагы жумуш	103

## Глава -8.Электромагниттик индукция

8.1.Электромагниттик индукция кубулушу жана анын негизги закону	105
8.2.Электромагниттик индукциянын электр кылымдардын күчүнүн (ЭКК) табижаты.	108

8.3. Алкактын магнит талзасындагы айланышы. Генераторлор	110
8.4.63 ара индукция	112
8.5. Жалпы азектүү эки соленоиддин еэ ара индукциясы.	-113
8.6. Өзүмдүк индукция	116
8.7. Чынжырларды көлкөндөгү жана алышатындағы езгече токтор	118
8.8. Күтпүнч токтор (Жүхонун токтору)	120-
8.9. Токтун магнит талзасының энергиясы	122
 Глава-9. Максвеллдин теориясының негиздері.	
9.1. Жылыштуу токтору	124
9.2. Максвеллдин интегралдык теңдемелери	128
 Глава-10. Электромагниттик толкундар жана термелүүлөр.	
10.1. Термелүү чынжыры. Өзүмдүк термелүү	130
10.2. Электромагниттик толкундардын нурланышы жана тараалышы. Герцтин тажырлабалары	137
10.3. Электромагниттик толкундуң басымы	148
10.4. Электромагниттик толкундуң шкаласы	149
 Глава 11. Заттардын магнит талаасы	
11.1. Магниттeliш вектору $\vec{H}$ жана анын $\vec{B}$ жана $\vec{B}$ векторлору менен байланыш	150
11.2. Заттардын магниттик касиеттери. Диа жана парамагнетизм	155
11.3. Ферромагнетизм	159
Электромагниттик кубулушка байланыштуу кыргыз тилин-дегү жана сездердин кыргызча-орусча сездигү.	163

## ЭЛЕКТРОСТАТИКА

I-Глава. Электр таласы жана аны мунездечу чондуктар.

1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы.

Заряддардын сакталуу закону

Физиканын механика белгүүнүн негизги закондору болуп Ньютондудуу закондору экендигин жана алардын аң негизгиси экинчи закон  $m\ddot{a} = F$

болорун, биринчи жана үчүнчүу закондор экинчи законду толуктай жана айкөндей турғандыгын көрсөткөнбүз. Экинчи закондун негизинде, ал жаңай киймүл, нерсеге таасир этүүчү күч  $F$  чоңдугу жана багыты белгилүү болсо гана аныктала алат экен. Механикада, гравитациялык күчтүн таасири астындағы (оордук күчү) киймүлүгү көнири токтолгонбүз. Нерселер гравитациялык күчтүн таасиринен башка электромагниттөк ж.б. күттөр еркүлүү да аракеттенишерине иштән ары токтолобуз.

Электромагниттөк күч электр заряддарынын ортосунда пайды болот. Электр заряддары жөнүндөгү мектептөн белгилүү маалыматтарга дагы көнүл бурашы. Эгерде айнек таякчасын жибек көздемесине же эбонит таякчасын теринин жунуне сурткөнде, аларда заряддын жекил белгилөөрүн тартып алуу жөнцөмдүүлүгү лайды болоту белгилүү. Заряддын жөндөй касиеттерин аларда заряддардын пайды болоту менен түшүндүрүлөт. Демек бир нерсени экинчи нерсеге сурткөнше алар электрленизет б.а. аларда заряддар пайды болот. Заряддалген нерсөлөр бири-бирине тартылышы же түртүлүшүрү татырыбалардан белгилүү. Жибек жиптерине илингип жана шайланышкан оки женил шарчаларга жибекке сүрүлген айнек таякчасын тийгизсек, шарчалар бири-бирин түртүшөт (I.I.I<sup>a</sup>-чийме). Эгерде бул шарчаларды теринин жүнүнен сүрүлген эбонит менен зарядласак, алардын мурдагычай але бири-бирин түртүшөрүн баёндайбыз (I.I.I<sup>b</sup>-чийме). Эми бул шарчанын биреен айнек таякчасы менен экинчисин эбонит таякчасы менен зарядласак, шарчалардын бири -бирине тартылышы көрөбүз (I.I.I<sup>c</sup>-чийме). Бул татырыбалардан эбониттеги жана айнектеги пайды болгон заряддардын касиеттери башка скендиги келип чыгат. Эгерде башка ал түрдүү

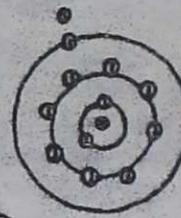
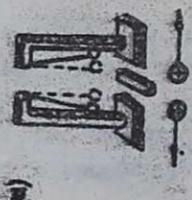
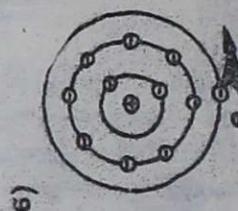
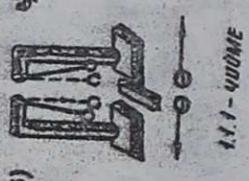
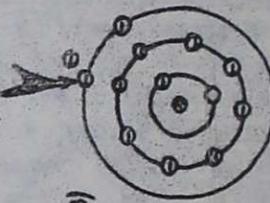
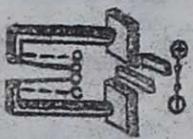
көптеген заттарда пайда болгон заряддарга кеңүл белүп, әки түрдүү əбониттө жана айнек таякчаларында пайда болгон заряддарга оюш гана "əбонит электрлиги" жана "айнек электрлиги" заряддар пайда болору аныкталган. Кийинчөрөөк "айнек электрлигии" он заряд, ал эми "əбонит электрлиги" -терс заряд деп атап көшкөн. Ошентип, он заряддар бири-бирин түртүштөт. Ушундай але касиетке терс заряддар да ээ (I.I.4-чүймө). Он жана терс заряддар бири-бирин тартылат. Қыскасы бир тектүү заряддар түртүштөт, ал түрдүү тектеги заряддар бири-бирин тартылат. Эки нерсени бири-бүнне сүргөндө, биреенде белгилүү чоңдукта он заряд пайда болсо, екинчисинде отондой але чоңдуктагы терс заряд пайда болору таърыйбалардан белгилүү. Мунун себеби энде деген суроо туулат. Ар кандай заттар этомдордок түзүлөрүн билебиз. Атом, он заряддалган ядродон жана анык айланасында айланып жүргөн терс заряддуу электрондордок пайда болорун аныкталган (I.I.2-чүймө). Надимки əбалинда атомдогу он заряддардын (протондордун) саны андагы терс электрондордун санына барабар болуп, электронейтралдуу болот. Атомдордун он сырткы катмарындағы жайланышкан (валенттүү) электрондор атомдун ядросу менен начар байланышканынан, бир затты экинчи затка сүрткендө ал электрондор бир заттын атомунан экинчи заттын атомуна етүштөт. Электрондорду кеткен заттын атомдору он заряддалған иондерго айланып, затты он зарядка ээ кылат. Ал эми электрондуу кабыл алган заттын атомдору терс заряддалған ионго айланышып, заттагы терс заряддардын пайда болутуна алып келет.

Заряддын терең касиеттеринин бири болуп, анык, сакталышы есептелет, б.а. туюк системадагы заряддардын саны сакталат жана алар системанын бир белугүнен экинчи белугүнне гана етүшү мүмкүн. Заряддардын жалпы саны он жана терс заряддардын санына барабар. Туюк электронейтралдуу системада он заряддардын саны терс заряддардын барабар,

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

Мында  $q_i^+$  жана  $q_i^-$  он жана терс элементардык заряддар, Заряддар ин күннекей белүкчесүн элементардык заряд деп атайды. Мында зарядды алты жүрүүчү белүкчө болуп электрон ж.б. элементардык белүкчелер есептелештөт..

Анык заряды  $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$  Кл



974(1)

Ар кандай башка чонураак белүкчелердүн (атом, молекула) жана заттардын заряддары элементардык зарядка еселеңип чанает. Ошондуктан, электрондун зарядын заряддардын квант деп аташат.

### 1.2. ЗАРЯДДАРДЫН ЕЗ АРА АРАКЕТТЕНҮУ ЗАКОНУ (КУЛОНДУН ЗАКОНУ)

Заряддалган нерселер, алардын белүкчелеру ез ара аракеттенистерине жогоруда ишенилт. Мындай аракеттениүүлердин закон ченемдүүлүгүн мындан ски кылым илгери (1785ж) окумуттуу Кулон аткандыгы физиканын мектептеги курсунан белгилүү. Кулон, ски чекиттүү заряддар бирى бирине, ал заряддардын ( $q_1$ ,  $q_2$ ) чондуктарынын кебейтүндүсүне түз пропорциялап, ал эми аралыгтын ( $r$ ) квадратына тескери пропорциялап болгон күч менен аракеттенишерин көрсөткөн (1.2.1-чийме)

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (1.2.1)$$

Мында  $K$  -пропорция коэффициенти, чөнөө системасына жарата аныкталат. Заряддардын чекиттүүлүгү механикадагы материалдык чекиттердин шарты сыйктуу 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 ез ара аракет эткен күч, бирдей шартта алардын калыбына да жарата болот. Кулондун законун бүткүл дүйнелүк тартиштуу законуна салыштырсак, алардын охшон ажындигин байкайбыз,

$$F_K \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad F_g \sim \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

Бирок масса ( $m_1, m_2$ ) терс болбогондуктан ( $E_g > 0$ ), ал эми заряддар  $q_1, q_2$  он жана терс болбогондуктан алардын ортосундагы аракет эттүүчү күчтер оң жана терс мааниге эз болупшат. Белгилүү заряддардыгы элементардык белүкчелөр үчүн (мисалы электрон) бул ски күчтү салыштырсак, электр күчү  $F_E$  гравитациялык күчке  $F_g$  салыштырганда  $10^{37}$  есё күчтүү өкендиги көрөбүз ( $F_E = 10^{-37} F_g$ )

Күч вектордук чондук болбогондуктан, заряддардын ортосундагы ез ара аракеттердин бағытын аныкташ үчүн, Кулондун

законун вектор түрүндө жазабыз

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{z^2} \cdot \frac{\vec{z}}{z} = k \frac{q_1 q_2 \vec{z}}{z^3} \quad (1.2.2.)$$

Ушул формуласы пайдаланып, бир тектүү жана ар түрдүү белгидеги зарядлардын ортосундагы аракет кылган күчтердүн бағытын аныктайыл:

1.  $q_1 > 0, q_2 > 0$ ; биринчи заряддан өкінчи зарядка аракет жасаган күчтүн бағытын табыш үчүн, биринчи заряддан өкінчи зарядка радиус-вектор ( $\vec{z}_{12}$ ) күчтүнде өки зарядлар кебейтүндүсү  $q_1 q_2 > 0$  он болгондуктан аракет эткен  $\vec{F}_{12}$  күчтүн бағыты,  $\vec{z}_{12}$  радиус-вектор бағыты менен даал келет (1.2.1 а-чийме)  $\vec{F}_{12} \uparrow\uparrow \vec{z}_{12}$ .

б) Ал еми ушул але шартта өкінчи  $q_2$  заряддан биринчи  $q_1$  зарядка радиус-вектор ( $\vec{z}_{12}$ ) жүргүзүп, өкінчи зарядларын биринчи зарядка аракет эткен күчтүн бағытын аныктайбыз жана ал  $\vec{F}_{12}$  күчтүн бағыты  $\vec{z}_{21}$  радиус вектордун бағыты менен даал көлөрүн көрөбүз,  $\vec{F}_{12} \uparrow\uparrow \vec{z}_{21}$ , (1.2.1 а-чийме).

2. Эгерде ( $q_1 < 0, q_2 < 0$ ) өки заряд тек терс болсо, жогоруда караган (1-пункт) жыйынтыкты алабыз (1.2.1<sup>a</sup>-чийме) Демек, бир тектүү зарядлар түртүшүштөн зекем.

3. Эгерде аракеттенишүүчү зарядлардын белгиси ар түрдүү болсо ( $q_1 > 0, q_2 < 0$ ), анда жогоруда көрсөтүлгөндөй тиешелүү  $\vec{z}_{12}, \vec{z}_{21}$  радиус-векторлорду жүргүзүп, бир тектүү эмес зарядлар ез ара тартыша турғандыгын көрөбүз  $\vec{F}_{12} \uparrow\uparrow \vec{z}_{21}, \vec{F}_{12} \uparrow\uparrow \vec{z}_{12}$  (1.2.1<sup>b</sup>-чийме).

### 1.3. ЭТКЕРГҮЧТӨР ЖАНА ИЗОЛДОРЛОР

Ар кандай заттар, езүнен электр зарядларды откөрүүчү жана откөрбөөчү болуп, эки чоң класска белгүнүштөт. Откөргүчтөр аркылуу зарядлар еркин шыла алышат. Мұндай откөргүчтерге металдар киред. Откөрбөгүчтер (изолиторлор) аркылуу зарядлар еркин шыла алыбайт. Мұндай заттардын мисалы катары айнек, ебонит, кургак аба ж.б. ларды кароого болот. Заттардын мұндай электрическисиеттерин текшерүү үчүн, эки, заряддалған жана заряддалған электроскопторду алып, аларды откөргүч

a)  $\vec{F}_{21} = \vec{F}_{21}$       b)  $\vec{F}_{12} = \vec{F}_{12}$

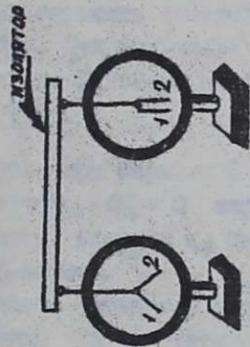
$q_1$                            $q_2$

1.2. f - VOLUME

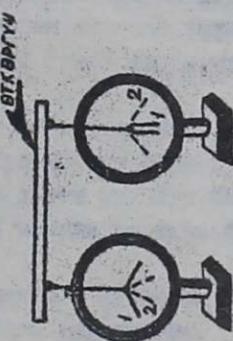
c)  $-\vec{F}_{21} = \vec{F}_{21}$       d)  $-\vec{F}_{12} = \vec{F}_{12}$

$q_1$                            $q_2$

1.3. f - VOLUME



e)



1.3. f - VOLUME

d)  $\vec{F}_1 = \vec{F}_1$

$q_1$

1.3. f - VOLUME

e)  $\vec{F}_2 = \vec{F}_2$

$q_2$

менен тутаптырсақ, заряддардын бир электроскоптот экинчиге откенүн көребүз (I.3.I<sup>1</sup>-чијме). Ал мы заряддалган, электроскопту заряддалбаганы менен изолятор аркылуу тутаптырсақ, электроскоптордун авалдармын озгорбекенүн көребүз (I.3.I<sup>2</sup>-чијме) б.а. изолятор аркылуу заряддар етбейт экен.

## I.4. ЭЛЕКТР ЧОНДУКТАРЫН ЧЕҢӨӨ БИРДИКТЕРИ

### I.4.1. Абсолюттук электростатикалык ченөө бирдиктеринин системасы (катары) -СГСЭ.

Бул системада зарядтын ченөө бирдиги абсолюттук электростатикалык зарядтын бирдиги (СГС) деп аталат жана түннүүдөр бирдиктерге кошулат. Бул бирдикти аныктосо үчүн Кулондун закону (I.2.1) колдонобуз. Бул системада пропорция көфициенти  $K = 1$  деп алмайткан, Кулондун закону

$$F = \frac{q_1 q_2}{z^2} \quad (I.4.1)$$

түрүндө жазылат. Эгерде бири бириңен  $z = 1$  см аралыкта жайланаңкан бирдей эки чекитүү  $q_1 = q_2 = q$  заряддар  $F = 1$  дина күч менен аракеттенишсе, алардын  $z$  бириңин чондугу  $q = 1 \text{ СГС}q$  барабар болот (I.2.1-чылыме).

Мендел ары, негизги бирдиктер катары  $L = 1 \text{ см}$ ,  $m = 1 \text{ г}$ ,  $t = 1 \text{ с}$  тандап, жана абсолюттук электростатикалык зарядтын бирдигин (СГС  $q$ ) колдонуп, ал кандай электрик жана магниттик чондуктардын ченөө бирдиктерин аныктай алабыз. Бул система абсолюттук электростатикалык бирдиктердин системасы (СГСЭ) деп аталат.

Бул системада электрондун заряды  $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ СГС}q$  барабар. 2.СИ системасы. Бул системада электрик жана магниттик чондуктардын бирдиктерин аныктосо үчүн механикадагы негизги бирдиктерге (метр, кг, сек.) ток күчүнүн бирдиги Ампер (А) кошудат.

СИ системасында электр зарядын ченөө бирдиги катары Кулон (Кл) алышат. Бул түүнүү бирдик болот жана эткергүчтүн берилген кесилип алты аркылуу бир секундада бир ампер туралктуу токту гайды кылган зарядка барабар болот, б.а.  $1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с.}$

Таларыбы жолу менен I Кл заряд  $3 \cdot 10^9 \text{ СГС}_q$  зарядтын бирдигине барабер экендиги аныкталган.

СИ системасында пропорция көфициенти  $K = 1/16$  деп алынат. Кулондун законун пайдаланып, электростатикалык туралтуу санынин сам маанисин аныктаймы.

$$F = K \frac{q_1 q_2}{z^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{z^2} \quad (I.4.2)$$

$q_1 = q_2 = Q = 1 \text{ К} \text{а}, \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ с} \text{с} \text{в} \text{о}$  деп алайы  
Анда заряддардын бул маанилерин (I 4.1) жана (I 4.2)  
формулаларга көп, аларды төндөт

$$F = \frac{(3 \cdot 10^{-9})^2}{(10^3)^2} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ зин} = 9 \cdot 10^{-9} \text{ Ньютон (Н)}$$

$$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1 \cdot 1}{1^2} = 9 \cdot 10^{-9} \text{ Н} \quad \text{жекендигин алабыз.}$$

Бул формуладан

$$E = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{-9}} = 8,85 \cdot 10^{12}$$

СИ бирдигине

барабар жекендиги келип чыгат.

СИ системасында электрондун зарядынын чоңдугу  $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ К} \text{а}$

### I.5. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫНАЛЫНЫ

Хорооруда биз караган заряддардын ез ара аракеттенүүлөрү электр талаасы аркылуу берилет. Ар кандай заряд езүн күрчаган мейкиндиктин каслетин езгертерт - электр талаасын түзөт. Мындан талаага электр зарядын жайгаштырасы, зарядка күч таасир етет. Демек, мейкиндикте талаа бар же жок жекендигин билүү учун ага өлчөгүч зарядды (чоңдугу жана белгиси белгилүү), жайгаштырып, ага таасир еткен күчтүн чоңдугуна жараша талаасын ургаалдуулугун (интенсивдүүлүгүн) билебиз. Электр талаасын мунездеечү чоңдук катары электр талаасынын чыналышы  $E$  киргизилет.

Аллегенде чекитүү заряддын электр талаасына өлчөгүч заряды жайгаштырып, талаасын чыналышын аныктайы.

Ал учун  $q_1 = q$  деп, белгилүү заряд катары  $q_2 = q_0$  алыш, Кулондун законун пайдаланып көрөм

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

Мында таасир еткен  $F$  күчү биз изийдеген заряд  $q$  га жана көз каранды болбостон, өлчөгүч  $q_0$  зарядынын чоңдугуна да жараша болот. Демек,  $F$  күчү  $q$  зарядын түзген электр талаасын мунездеечү чоңдук боло албайт. Эгерде биз  $F/q_0$  катарын алсақ, анда  $\frac{F}{q_0} = k \frac{q}{z^2}$

бул катыш өлчөгүч зарядка көз каранды эмес, ошондуктан ал  $q$  зарядын түзген талаасы мунездеечү чоңдук боло алат жана электр талаасынын чыналышы деп аталат

$$E = \frac{F}{q_0} = k \frac{q}{z^2} \quad (\text{I.5.1})$$

Электр талаасынын чынальшы бирдиктүү өлчөгүү зарядка таасир эткен күчке барабар екен. Бул (I.5.1) түркти чекиттүү 9 зариды  $r$  аралыгында түзген талаасынын чынальшынын мүнездейт жана ал отол зарядын чондукунан түз, аралыктын градиентине тескири пропорциялаш екен.

Электр талаасынын чынальшы күч аркылуу аныкталгандыктан, (I.5.1) вектордук чондук болуп сөзептелет жана вектордук түрдө темендегүдөй жазылат

$$E = \frac{q}{r^2} \vec{r} \quad (I.5.2)$$

Бул формуласын негизинде  $E$  иши чондукун гана смес, багытында анытоого болот (I.5.1-чыма). Ош зарядым талаасы радиус-вектордун багыти менен даалайтын ( $F \parallel r$ ), ал заряддан сыртты көздөй багытталса (I.5.1<sup>a</sup>-чыма), терс зарядым талаасы анын азин көздөй багытталат екен (I.5.1<sup>b</sup>-чыма).

Эгерде майкросицтүү көндабыр бир чекиттүүде талаасынын чынальшы  $E$  аныкталса, ал чекитке киргизилген 9 зарядка аракет кылган  $F$  күчү: аныкталган болот,

$$F = qE \quad (I.5.3)$$

Электр талаасынын чынальшынын өлчөө бирдиктери:

СИ системасында  $[E] = \text{Вольт метр} (\text{В/м})$ , ал еми СГСЭ системасында  $[E] = 1 \text{СГСЭ}_E$  бирдиктери менен өлчөнет.

$q = 1 \text{Кл}$  заряд  $r = 1 \text{м}$  аралыкта СИ системасында

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \frac{4\pi}{4\pi} \cdot 9 \cdot 10^9 \frac{1}{1^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ В/м} \quad (I.5.4)$$

жэ СГСЭ системасында  $E = \frac{q}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9}{(10^{-2})^2} = 3 \cdot 10^6 \text{ СГСЭ}_E$  (I.5.5)

Электр талаасын пайды шарттап.

Бул эки чондуктар бир але зарядын ( $1 \text{Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q$ ) бирдей аралыкта ( $r = 1 \text{м} = 100 \text{ см}$ ) түзген талаасы болгондуктан, бири бирине барабар болушат. Ошондуктан буларды төндөп

$$1 \text{ СГСЭ}_E = 3 \cdot 10^4 \text{ В/м}$$

бараадар

Экендигитин алабыз

## I.6. ЭЛЕКТР ТАЛААЛАРНЫН КОШУЛУУ (СУППОСИЗИМСЫ)

Чекиттүү бир зарядым электр талаасы анытоошу түрүн-

гейден кийин, чекитүү заряддардын тобунун түзген электр талаасын көнтүп табууга боло тургандыгына көңүл бураалы. Электр талаасынын чынчалышы вектордук чондук ( $\vec{E}$ ) болгондуктан, заряддардын белгилүү бир чекиттеги түзген электр талаалары вектордун закону бөлөчөөштөн көшүлүштөн. Иисал катары он  $q_1$  жана төрсөн заряддардын  $A$  чекитинде түзген жалпы электр талаасын ( $\vec{E}$ ) аныктайтын (I.6.1-чийме). Адегенде  $q_1$  заряды түзген  $\vec{E}_1$  векторун, андан кийин  $q_2$  заряды түзген  $\vec{E}_2$  векторун тургузабыз. Бул векторлордун жалпы түзүүчүсү алар түзген паралеллограммын диагоналы  $\vec{E}$  болуп эсептелет,  $F$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (I.6.1)$$

Бул вектордун сан мааниси 'модулу'

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

формуладан аныкталат. Демек, жалпы талаанын чынчалышын ( $E$ ) аныкташ үчүн ар бир заряд түзген талаалардын сан маанисилерин ( $\vec{E}_1, \vec{E}_2$ ) гана аныктабастан, ал векторлордун ортосундагы бурчту ( $\alpha$ ) да эсептөө керек экен.

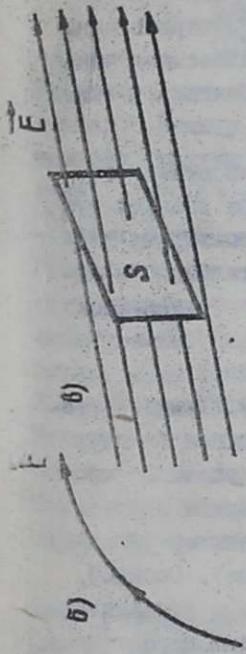
Чекитүү заряддардын тобунун ( $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ ) мейкиндиктүн кандайсыр бир чекиттеги түзген жалпы таласын аныктоо үчүн векторлордун көшүлүү ережесин колдонобуз

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (I.6.3)$$

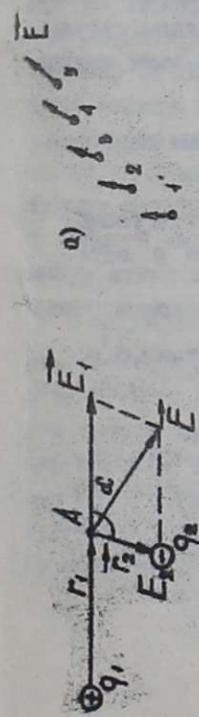
Заряддардан тобунун түзген талааларын векторлордун көшүлүү закону менен аныктос суммпозиция ережеси деп аталат.

### I.7. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫНЧАЛЫШНЫН КУЧ СЫЗЫКТАРЫ ЖАНА АГЫМЫ

Электр талаасын, аналитикалык формулалын (I.5.2) жардамы менен, мейкиндиктүн ар бир чекиттери үчүн эсептеп тургузулган чынчалыш векторлору аркылуу көргөзүүге болот (I.7.1<sup>б</sup>-чийме). Мидай татаал сүрөттөштүү жөнеке куч сыйкытаралы жардамы менен график түрүнде көрсөтүү мүгайлиу. Электр талаасынын чынчалыш векторлорунун куч сыйкытары, алардын ар бир чекиттине күргүзүлген жалпы сыйкытар, ошол чекиттердеги электр талаасынын чынчалыш векторлорунун бағыттары менен көлгөндөй кылыш сыйнатат (I.7.1<sup>б</sup>-чийме). Талаанын чынчалышынын чондугуу куч сыйкытаралы түгүздүгү аркылуу көрсөтүлөт. Берилген заряддан



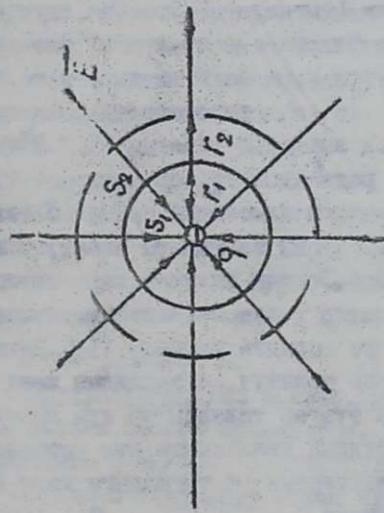
б)



б)

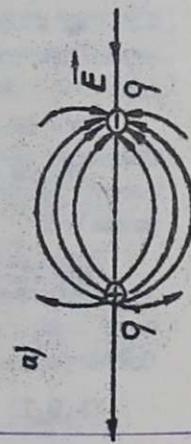
171 - 400 кВ/м

171 - 400 кВ/м



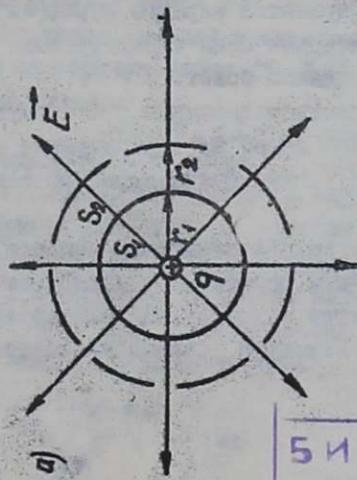
θ)

171 - 400 кВ/м



θ'

171 - 400 кВ/м



θ'')

БИБЛИОТЕКА  
имени Ф.У.С.Шевченко  
УНИВЕРСИТЕТ  
ИНВ. №

белгилүү аралыкта, күч сыйкытарга тик ( $E$ ) жайланашкан

5 тегиздиктүн бирдик аянын тешин еткен сыйкытардын саны ( $n$ ), ошол аянын туура келүүчү электр талаасынын чынайлыгына ( $E$ ), барабар же туз пропорциялаш болгондой кылп жүргүзүштөт, б.а.

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

Мисалда 5-тегиздиктүн аяны,  $N$ -тегиздикти кесип еткен күч сыйкытардын жалпы саны,  $n$ -бирдик аянын туура келүүчү күч сыйкытардын саны (тыгыздыгы). Ошентип, күч сыйкытардын жардамы менен көрсөтүлгөн сүрттөлүштөн электр талаасынын чынайлыгынын чондурун жана багытын аныктоого болот акен. Мисал катары чекиттүү оң жана терс заряддардын электр талаасынын күч сыйкытари оң заряддан тараган ( $I.7.2^a$ -чийме) жана терс зарядка кирген радиалдык туз сыйкытардын ( $I.7.2^b$ -чийме) тобун түзүштөт. Заряддан кылстаган сайын 5 тегиздиги аркылуу еткен, күч сыйкытардын тыгыздыгы азаат, б.а. талаанын чондуру да кичирейт. Эгерде оң жана терс заряддардын системасынын түзген электр талаасын карасак, күч сыйкытар оң заряддан башталып терс зарядка киришет ( $I.7.3$ -чийме). Ошондой, але  $I.7.4$ -чиймөдө чекиттүү оң заряддын жана терс заряддалган калпак нерсенин түзген талаасынын күч сыйкытари көрсөтүлгөн.

Чекиттик заряддын талаасынын күч сыйкытарына даты көнүл бусады. Күч сыйкытардын  $n$ , тыгыздыгы шарт боюнча анын чондурунуна пропорциялаш

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

ал эми зарядды курчаган тегиздиги аркылуу еткен сыйкытардын саны

$$N = ES = E 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} q$$

б.а. ар кандай аралыкта зарядды курчаган түрк бетти тешин еткен күч сыйкытардын саны туралктуу жана берилген  $q$  зарядына туз пропорциялаш болот.

Ошентип, электр талаасынын күч сыйкытари оң заряддан башталып чексизге кетет же терс зарядка келип бутет, б.а. электр талаасынын  $^{11}$  булагы болуп заряддар эсептелет ( $I.7.2$ -чийме).

Заряддалган татаал калыптагы нерселер учун электр талаасынын чынайлыгын эсептөө кеп кыбынчылкытарга алыш келет жана анын сүрттөп көрсөтүү да жөнөкөй иш эмес. Бул учуруда Остроградский- Гаусстук теоремасын колдонуу зарыл.

## 18. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ИНДУКЦИЯ ВЕКТОРУ. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУСССУН ТЕОРЕМАСЫ

Бул теореманы колдонуш үчүн жана түшүнүктөрдү киргизүү зарыл: I. Электр талаасынын индукция же электрдик жылышуу  $\vec{D}$  вектору вакуум үчүн  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  (I.8.1) ал эми чекитүү заряд үчүн  $D = \epsilon_0 E = \frac{q}{4\pi r^2}$  (I.8.2.) жана бул  $\vec{D}$  векторунун бағыты вакуумда  $\vec{E}$  векторунук менен даал келет. График түрүндө суреттөш үчүн электрдик жылыш күч сыйкыттары колдонулат. Бул күч сыйкыттардын бағыты электр талаасынын чынالыш  $E$  векторунун бағыты менен даал келет жана тыгыздыгы индукция векторуна пропорциялаш болот.

### 2. Электр индукция векторунун ағымы $N$ .

Жалпак  $S$  тегиздигин алып, бир бетине  $n$  нормалын (чоңдугу биргө болгон перпендикуляр) тургузалы. Бул нормал менен бир тектүү талаанын күч сыйкыттары  $d$  бурчу түзүлсүн. Бетти төттөп еткен күч сыйкыттардын жалпы саны (I.8.1-чийме)

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

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

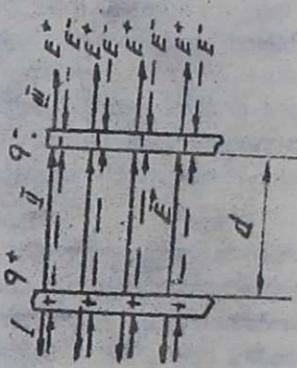
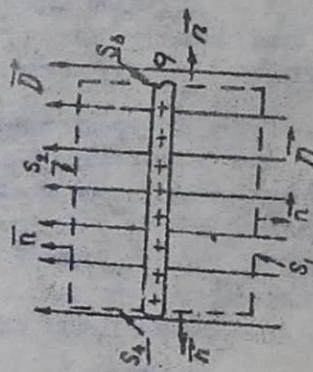
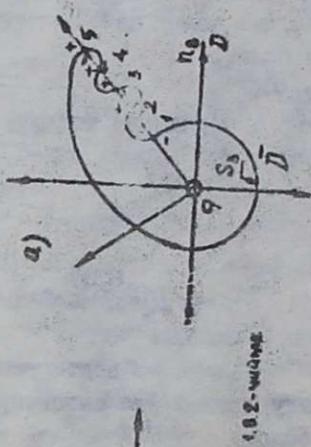
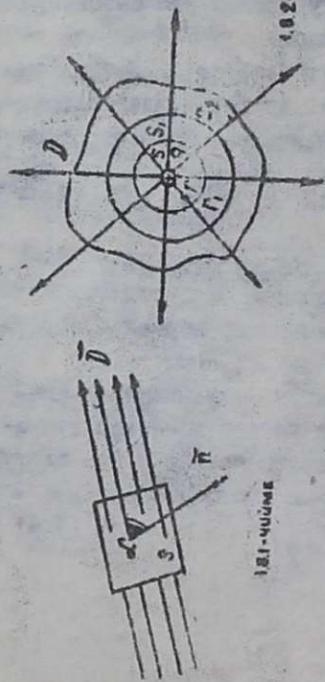
Күч сыйкыттардын тыгыздыгы ( $N/S$ ) индукция векторуна барабар экен, б.а. бирдик бет арылуу еткен күч сыйкыттардын саны электр индукциясына барабар болот.

Әгерде электр талаасы бир тектүү болбосо,  $S$  беттин эң маалда элементардык беттерге белебүз. Ар бир мыңдай элементардык бетти, ар бири арылуу еткен күч сыйкыттар бир тектүү болгондой кылыш таңдоо керек. Мыңдай элементардык бет арылуу еткен жылышуу векторунун ағымы  $dN = D_n dS$ . Жалпы айнан  $S$  арылуу еткен жылышуу ағымы

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

Әгерде «бурчу  $90^\circ$  градустан аз болсо  $\cos \alpha > 0$ , бетти еткен ағым ( $N > 0$ ) он болот, б.а. күч сыйкыттар нормал тургузулган беттен чыгат. Эгерде  $\alpha > 90^\circ, \cos \alpha < 0$ , ағым терс деп айланат. Чекитүү  $q$  зарядынын түзгөн индукциянын ағымын эсептөп көрөлү. Борбору зиянда жаткан жана аны күрчтөн түрк сферени жүргүзелү. Анын сыртын бетине  $\vec{n}$  нормал тургузалы (I.8.2-чийме). Анын индукциянын ағымы

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



1.82 - 4.00 mT

1.81 - 4.00 mT

зарядтын чоңдугуна барабар болот.

Бул түнгіма, борбору зарядка да келген сфера үчүн але туура болбостон, сферанын ичинин ар кандай чекиттіңде жайланашкан чекиттүү заряд үчүн да туура болот,

$$N = \oint D_n dS = q \quad (1.8.5)$$

Себеби түрк бетти төшип откен күч сыйыктардын саны чекиттүү зарядтын жайланашкан абалына көз каранды болбайт. Эгерде, заряды курчаган беттин калыпта сфера болбосо да ( $S_2$ ), бирок ар бир күч сыйык бул бетти бир жолу төшип етсе, мурдагыдай але электр ағымы зарядтын чоңдугуна ( $N=q$ ) болот.

Эгерде "бырышкан"  $S_3$  бет курчаган зарядтын индукциясын асептеп көрөлү. Мұнда кәең бир сыйык ар бул бетти бир нече жолу төшип оттушум мүмкүн (1.8.3-чылым). Ағымды асептеш үчүн, күч сыйык төшип откен беттин ар бир чекиттерине нормал тургузабыз. Анда биринчи чекиттен чыккан ағым он  $N > 0$ ,  $D_n \uparrow \uparrow$  әкинчи чекит түнгизилген күч сыйыктын бағыты нормалга тескори бағытталғандыктан ағым тескори  $N < 0$ . Ошентип I жана 2,3 жана 4-чекиттердин ағымдардын калып сумаасы налтө барабар жана 5-чекиттен чыккан ағым гана калат.

Ошентип мурдагыдай але  $N=q$ . Ошондой але эгерде биз таңдаган түрк төгиздик ( $S_4$ ) зарядын курчабаса, электр индукциясынын ағымы налге барабар экендигин ойдай але көрүүгө болот.

Биз жогоруда чекиттүү зарядтын индукциясынын ағымы, ал зарядтын түрк беттин ичиндеги жайланашкан абалына көз каранды емес экендигине ишенимдик.

Демек, түрк беттин ичинде бир нече заряддар жайланашса, алардын түзген индукция ағымы ошол заряддардын алгебралык сумаасына барабар экендигин ойдай але ишенинүүгө болот.

$$N = \oint D_n dS = \sum_{i=1}^k q_i \quad (1.8.6.)$$

Бул түнгіма Остроградский - Гаусстүн тенденесинин математикалык аныктамасы болуп асептелет, б.з. Түрк беттен чыккан электр индукциясының ағымы ошол беттин ичинде жайланашкан зарядтардын алгебралык суммасына барабар.

Электр индукция векторунун өлчөө бирдиги: СИ системасында (1.8.4) формуладан

$$[D] = \frac{[q]}{[S]} = \frac{C_A}{m^2}$$

$$СГС_9 \text{ системасында } (D) = 1 \frac{СГС_9}{см^2}$$

### I.9. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫН КОЛДСУУНУН МИСАЛДАРЧУ.

I. Бир калылтга заряддалган чексиз тегиздиктин электр талаасы ындай тегиздиктин электр талаасын (I.8.6.) -формуланы таидаланып табабыз жана зарядды белгилүү деп эсептейбиз. Адегенде заряддар түзгөн  $\vec{D}$  индукциянын күч сзыктарын көрсөтөбүз жана алар буд тегиздикке перпендикуляр болоруна оңой эле ишенүүге болот (I.9.1-чүймө). Белгилүү алгаты заряддарды, I.8.6-формуланы интегралдоого оңой болгондой калыптагы түрк бет менен курчсообуз керек. Биздин шартта мындаи бет катары тик бурчтуу параллелограмманы алуу ыргайлуу. I.9.1-чүймөде заряддалган тегиздиктин жана андагы түрк беттин кесиликтин көрсөтүлгөн. Бул параллелограмманын төмөнкү ( $S_1$ ) жана жогорку  $S_2$  негиздери барабар, каптал беттери  $S_3$  жана  $S_4$  барабар болушат. Ушул тегиздиктердим сирткы беттерине нормаль  $\vec{n}$  тургузабыз. Эми Остроградский-Гаусстун формуласын (I.8.6) төмөнкөгүдөй лазууга болот

$$\oint D_n dS = D_{n_1} S_1 + D_{n_2} S_2 + D_{n_3} S_3 + D_{n_4} S_4 = q \quad (I.9.1)$$

$S_1$  жана  $S_2$  беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна жарыш болгондуктан,  $D_{n_1} = D_{n_2} = 0$ ,  $\cos \theta = 1$  болот, ал эми  $S_3$  жана  $S_4$  беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна перпендикуляр ( $\vec{D} \perp \vec{n}$ ) болгондуктан,  $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$ . Параллелограмдын  $S_1$  жана  $S_2$  беттери барабар экендигин эске алыш, I.9.1-формуладан

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

түштүндиң алабыз.

Мындан  $D = \frac{q}{2S}$  таат,  $\frac{q}{S} = \sigma$  - тегиздиктин бирдик бетине туура келген заряддардын чоңдугуу, же болбосо заряддардын беттик тыйыздыгы деп белгилесек

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

алабыз, б.а. бир калылтга заряддалган чексиз тегиздиктин электр индукциясы, заряддардын беттик тыйыздыгынын жаралаша барабар.

I.8. I-формуланы колдонуу. Электр талаасынын чыналышын табаңыз

$$E = -\frac{D}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (I.9.4)$$

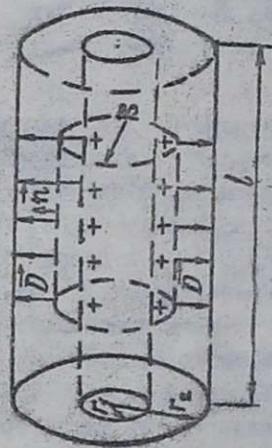
Берилген заряддар үчүн  $D$  жана  $E$  түрлөрүнүү чондуктар болуп, аралыкка көз каранды эмес экен б.а. мындай заряддалган тегиздиктүүн айланасындағы мейкиндиктүүн ар кандай чекиттеринде электр талаасы бирдей болот экен. Мындай талааны бир тектүү (кеялпатағы) талаас деп атап көпшат жана аны бирдей тыгыздылтагы жарыш күч сыйыктар менен суреттеп көрсөтүштөт (I.9.1-чүймө).

2. Жалпак конденсатордун электр талаасы. Мындай конденсатор катары эки жарыш жалпак тегиздиктердин катасын карайбыз (I.9.2-чүймө). Конденсатордун тегиздиктеринин биреене  $q_+$  зарядынын берсек, экинчиси ошондой але терс заряддалат ( $q_+ = q_- = q$ ). Бул заряддалган тегиздиктердин ар биреенүн түзген талааларынын күч сыйыктарынын сыйылышы. Оң заряддардын күч сыйыктары  $E_+$  тутат, ал эми терс заряддалган тегиздиктен чыккан  $E_-$  күч сыйыктар үзгүлүткүү жарыш сыйыктар түрүндө көрсөтүлген. Тегиздиктердеги оң жана терс заряддар барабар ( $q_+ = q_- = q$ ) болгондуктан, I.9.4- формуладан алар түзген талаалар да чондуктары боюнча бирдей, ( $|E_+| = |E_-|$ ). Ошондуктан, конденсатор өзөлөгөн мейкиндиктүүн I жана II белүмдерүндө,  $E_+ + E_-$  бул талаалар карама-каршы бағытталып, жалпы суммасы нелгө барабар. Ал эми бул тегиздиктердин ортосунда (II-белүм)  $E_+ \neq E_-$  бол векторлор бир жакты көздөй бағытталгандыктан ишүүшүштөт жана жалпы электр талаасы  $E = E_+ + E_- = 2E_+$  болот. I.9.4-формуланы еске алсак, конденсатордун ишүүндеи электр талаасынын чыналышы

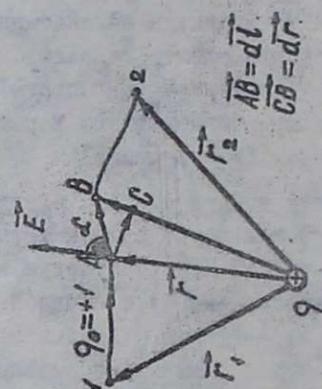
$$E = 2E_+ = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (I.9.5.)$$

Барабар болот, б.а. заряддалган бир тегиздиктикке салыштырганда эки есе чоң болот. Ошентип, мындай заряддалган конденсатордун электр талаасы сұртында жок болуп, ал эми ишүүнде бир тектүү талаас пайда болот экен.

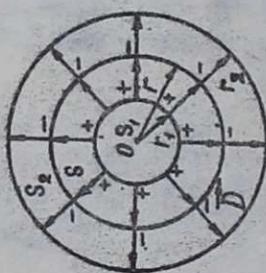
3. Бир көлшілтә заңындаалган сфераны электр талаасы. Борбор-лош заряддалган эки шардын (шар конденсаторунун) ортосундагы электр талаасы карағызы (I.9.3.-чүймө) ички шардын



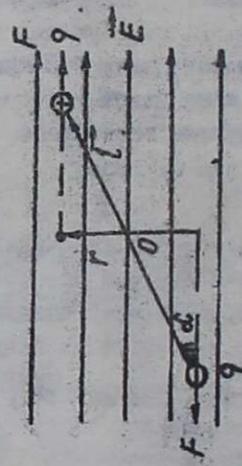
1.9.4 - սահմանագործություն



2.1.1 - սահմանագործություն



1.9.3 - սահմանագործություն



1.10.4 - սահմանագործություն

радиусу  $r$ , сыртқыны  $r_2$  болсун. Эгерде сыртқы шарға  $q$ -зарядын берсек, ички шарда омондой але чоңдуктагы он заряд пайда болот ( $q_- = q_+ = q$ ). Он жана терс заряддар бири бири менен тартылғандыктан, он заряд ички шардын сыртқы бетине, ал эми терс заряддар сыртқы шардын ички бетине жайлапшат. Бул заряддардың түзгөн электр талаасының күч сыйкытары ички шардагы он заряддардан балталып, сыртқы шардаты терс заряддарда бүткен радиалдық сыйкытардан болушат. Ички шардагы заряддарды күрчаган түк бет катары радиусу болғон конденсаторго борборлош  $S$  сферамын алабыз. Остро-градстий-Гаусстүн теоремасынан  $N = DS = D \cdot 4\pi r^2 = q$  ал эми мындан индукция вектору

$$D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (I.9.6.)$$

Талааның чындашты үчүн

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (I.9.7)$$

түнштималерди алабыз.

Аныры формуулалар чөкүтүү заряддың түзгөн талаасынын түнштимасы менен даал келет б.а. заряддалган шардын сыртқындағы электр талаасы, ошол шардын борборунда жаткан заряддар түзгөн электр талаасына барабар болот экени. Биз жогоруда, шар конденсаторунун ички шарынын ичинде, сыртқы шарынын сыртқында электр талаасы болбай турғандығын көрсетүк. I.9.6. жана I.9.7.-формулалардан электр талаасын мүнездәечү чоңдуктар

$D$  жана  $E$  сыртқы шардын  $R_2$  радиусуна кез караңды өмес экендигин байкайбыз. Эгерде халғыз шар көлемі болыча бирдей заряддалса, алда электр талаасы анын борборунда гана жок болот, да ал эми шардын ичинин калған чекиттеринде радиустүн есүшү менен электр талаасының чындашты радиусуна пропорцијал болуп өнөйт, б.а.

$$q \sim r^3, E \sim \frac{1}{r^2} \sim r^3$$

Демек  $E \sim r$  (I.9.11)

Мындаидар заряддалған шардын сыртқындағы электр талаасы I.9.7-формула менен түнштүлөт.

#### 4. БИР НАЛЫТТА ЗАРЯДДАЛГАН ЦИЛИНДРДИН ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ.

Октоом бирим тибинчилине кийгисилген заряддалған ойынцилиндр-

дин (цилиндр конденсаторунун) электр талаасынға көнүл буралы (I.9.4-чийме). Мұрдагыдан але бул цилиндрдин бириңе +q зарядын берсек әкінчесине ошондай але қоңдуктагы терс заряд пайда болот. Цилиндрлердин узундугун алардын радиустармы салыстырганда ете өзін дег алалы ( $\epsilon > \epsilon_1, \epsilon_2$ ). Мындаидан цилиндрди чексиз узун дег карооға болот. Заряддардын түзгөн электр талаасының күч сыйыктары цилиндрдин радиусу боюнча бағытталып, ички цилиндрден башталып сыртынанда бутушет. Остроградский-Гаустун теоремасын колдонууш үчүн, ички цилиндрдеги заряддарды күрчаган радиусу  $r$  болған түркіл цилиндрди ( $S$ ) алабыз. Бул цилиндрдин сыртын бетине  $\rho$  нормалын түргузуп  $D_n^- = D$  амандигин көрөбүз. Эгерде цилиндрдин бирдик узундугуна туура келүүчү зарядын дег белгилесек, узундукка жайланаңкан заряддардын саны болот.

Биз тандаган түркіл цилиндрдин негиздеринен чыккан талаасын ағымы мелге барабар болғондуктан ( $D \propto r$ ), цилиндрдин капитал бетинен чыккан электр ағымы. Остроградский-Гаустун формуласынан  $N = D_2 \pi r l = q l$

$$\text{и} \quad D = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q}{r} \quad (I.9.12)$$

же электр талаасының чындашты үчүн

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (I.9.13)$$

түонтманы алабыз. Заряддалган шар сыйктуу але, талаасын қоңдугу сыртынан цилиндрдин радиусунан ( $r_2$ ) кез караңды змес өкен. Ошондуктан I.9.12 жана I.9.13-формулаларды бир калыпта заряддалган цилиндрин электр талаасын мүнездейт деп айттууга болот.

### I.10. Электр талаасындағы диполь

Белгилери карата каршы қоңдуктары бирдей болғон әки. байланышкан заряддарды электр диполу деп атаптады (I.10.1-чийме). Мындаидан диполду бир тектүү электр талаасына жайлаптыраск Заряддарга карата кары бағыттагы әки  $F$  күчтерүү таасир этип. О чекитинин айланасында бурулушат.

Бул заряддарга таасир етүүчү күчтүн ийнни

$$\vec{M} = [F \times r] = q l E \sin \theta \quad (I.10.1)$$

б.а. зарядың чөндүгү  $q$  менен алардын ортосундагы  $\angle$  арасынын көбейтүндүсүне жараша болот.

Эгерде биз  $d$ -диполдүн электрдик ийини деп атасак, күчтүн ийинин электрдик ийин менен төмөндөгүдөй байланышат.

$$\vec{M} = [\vec{P} \times \vec{E}] = \rho E \sin(\vec{P} \cdot \vec{E}) \quad (1.10.2)$$

Диполь электр талаасында анын электрдик ийинин бағыты талаалынын чындалышынын бағыты менен пал желгенте ( $\angle = 90^\circ$ ) айланат экен.

Электр диполунун жардамы менен физикадагы көп кубулуштар түшүндүрүлөт. Мисалы: диэлектриктердеги атомдорду жана молекулаларды, көз бир кристаллдардагы молекулаларды, еткергүчтүн жесиндин электр талаасында диполдор катары каралышат.

## Глава- 2. Потенциал, потенциалдардын айрымасы

### 2.1. Электростатикалык талаанын жумушу

Электр таласасынын касиетин терекирәек түшүнүшүчүн потенциалдардын айрымасы же электрдик чыналуу деген түшүнүктөр киргизилет. Ал учун кыймылсыз турган  $q$  зарядынын электр талаасындагы  $q_0$  зарядда жылдыруудагы аткарылган жумушту каралып (2.1.1-чийме). Киймылсыз зарядынын түзген талаасы электростатикалык деп аталаат. Тынч турган  $+q$  зарядынын түзген чындалышы болгон талаада  $E$ -чекиттен 2-чекитке елчөгүч заряд  $q_0 = +1$  жылыш жумуш аткарылсын. Адегенде  $d$  аралигына жылганды элементардык жумуш

$$dA = F d\ell \cos \angle = F dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_0}{r^2} dr \quad (2.1.1)$$

аткарылат, мында  $dr = d\ell \cos \angle$ . Ал эми 1-чекиттен 2-чекитке зарядды жылдырууга жумшалган жумуш төмөндөгүдөй анысталат

$$A_{1,2} = \int_1^2 dA = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.1.2)$$

мында  $r_1$  жана  $r_2$  елчөгүч зарядынын 1-жана 2-чекиттеги абалдарын муназдеөчү радиус-векторлор.

Бул түтштимадан, электростатикалык талаада аткарылган жумуш жылуучу заряддың баштапкы жана айрыкы абалдарына жана көз каранды болуп, басып еткен жолдун узундугуна жараша болбайт экен.

Минчай талаа потенциалдуу деп аталаат. Озод але заряддын айрыкы авалдан мурдашын балга (I-чекитке) келгендеги жумушун карасак (2.1.2-чиые), ал

$$A_{z_1} = \frac{q q_n}{4 \pi \epsilon_0} \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (2.1.3.)$$

барабар жана  $A_{z_1} = -A_{z_2}$  болоруна оной але иштүүгө болот. Эми ушул заряддын I-чекиттен чыгып, I-a-2 колду басып, кайра 2-в-I кол менен биштаптын абалына айланып келгендеги толук жумушту эсептесек

$$A = A_{z_2} + A_{z_1} = A_{z_2} - A_{z_2} = 0 \quad (2.1.4)$$

нелгэ барабар болорун алабыз, б.а. электростатикалык талаадын заряддын түрк кол бөричя жылдыруудагы жумушу нелгэ барабар экен, 2.1.4 түнштиманы темендегүдөй жазууга болот

$$A = \oint dA = \oint F dl = \oint q_0 E dl \cos \alpha = q_0 \oint E_l dl = 0$$

Минда  $q_0$ -түрк  $l$  колу боюнча интегралдын белгиси  $E_l = E \cos \alpha$  электр талаасынын заряд басып, еткен колуна түшкөн проекциясы б.а.

$$\oint E_l dl = 0 \quad (2.1.5)$$

Бул түзүлгөн электр талаасынын циркуляциясы деп аталаат, блекгр талаасынан бирдик заряды  $q_0 = 1$  түрк  $l$  колу боюнча аткарган жумушун мунездейт. Эгерде талаанын циркуляциясы нелгэ барабар болсо, талаачы потенциалдуу деп аташат. Демек электростатикалык талаа он заряддардан башталып терс заряддарга кириштөт (1.7.3.-чиые), б.а. талаанын күч сыйкытары түрк болушбайт. Биз кыймылсыз бир заряддын электр талаасын дагы жумушту нарадык. Эгерде кыймылсыз топ заряддардын электростатикалык талаасындағы аткарылган жумушту карасак, жалпы жумуш

$$A = \sum_{i=1}^N A_i \quad (2.1.7)$$

ар бир заряд түзген талаанын аткарган  $A$ , жумуштарынын алгебралык суммасына барабар болот. Ар бир заряд түзген электр талаасы потенциалдуу болгондуктан, кыймылсыз заряддардын тобунун түзген электр талаасы да потенциалдуу (электро-

статикалык болот.

2.2. Потенциал. Потенциалдардың айрымасы. Электр талаасының чындашты менен потенциалдар айрымасының байланышы.

Электростатикалык талааның аткарган жумушуна (2.1.2) дагы көңүл буралы,

$$A_{12} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r_2}, \quad (2.2.1)$$

Ишеникадағы потенциалдуу талаадағы аткарылган жумуш менен потенциалдуу энергиялар жөнүндөгү түтүнүктөрдү естеп, электростатикалык талааның аткарган жумушуна (2.2.1) салыстырып, барабардыктын оң жағындагы мүчелердү

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_1} W_{p_1}, \quad \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_2} W_{p_2} \quad (2.2.2)$$

9 заряды түзген электр талаасындагы елчегүч  $q_0$  зарядының биринчи ( $r_1$ ) жана екинчи ( $r_2$ ) абалдарымдағы потенциалдык энергиясы деп алса болот, б.з.

$$A_{12} = W_{p_1} - W_{p_2} \quad (2.2.3)$$

Огерде биз бул потенциалдык энергиялардын елчегүчде зарядка болгон катышын алсак,

$$\frac{W_{p_1}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_1} \frac{q_0}{q_0} = \psi_1, \quad \frac{W_{p_2}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_2} \frac{q_0}{q_0} = \psi_2 \quad (2.2.4)$$

бул чондуктар талааны түзген 9 зарядының чондугуна жана елчевчү зарядының мейкиндиктеги абалына ( $r_1, r_2$ ) гана кез каранды болот экен. Олондуктан, бул чондуктарды электростатикалык талааны мүнездәеңү чондук катары пайдаланууга болот жана алар талааның берилген чекиттеги потенциалы деп аталаат. Потенциал сан жагында талааның берилген чекитиндең бирдик оң зарядым потенциалдык энергиясына барабар.

Аткарылган жумушту ( $A_{12}$ ) талааның потенциалдары аркылуу теменкүдөт жазып алууга боло

$$A_{12} = W_{p_1} - W_{p_2} = q_0(\psi_1 - \psi_2) = -q_0(\psi_2 - \psi_1), \quad (2.2.5)$$

талааның потенциалын жумуш арсылуу елчегеге болот экен, бирок талааның берилген чекитиндери потенциалдың аныкташ учун сәнбашка чекиттингеги потенциалы белгилүү болуп керэл. Демейде, талааның екинчи чекитин чексизде жайланашат ( $r_2 \rightarrow \infty$ )

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

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

электр талаасының бирдик оң заряды берилген чекиттен чексизге жылдырган жумушка барабар болот экен.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta \varphi = U_{a1} = U \quad (2.2.6)$$

Бул туында, талаадагы потенциалдардың айырмасы ( $\Delta \varphi$ ) же чыналуусу же чыналуунун төмөндөлу ( $U$ ) деп аталат.

2.2.5 - 2.2.6 -формулалардан

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = A_{21}/q_0 \quad (2.2.7)$$

потенциалдардың айырмасы талааның экинчи ( $r_2$ ) чекитинен биринчи ( $r_1$ ) чекитине бирдик оң заряды жылдыргандагы жумушка барабар экен.

Ошенти, потенциал, потенциалдардың айырмасы же чыналуу электр талаасын энергетикалык (жумуш арқылуу) мүнәздөөчү чоңдук экен. Эми электр талаасын мүнәздөөчү күчтүк (вектордук) чоңдук - талааның чыналыты  $E$  менен потенциалдардың айырмасының ортосундагы байланышты табайы.

2.2.5. жана 2.1.6 формулалардан

$$A_{12} = -q_0(\varphi_2 - \varphi_1) = -q_0U = +q_0 \int_{r_1}^{r_2} E_r dl \quad (2.2.8)$$

Мындан  $E_r = -dU/dl$  дегенде  $dU/dl$ - потенциалдың өзгерүшү,  $dl$ -жылыш вектору.  $dU/dl$ - потенциалдың берилген бағыт бойынча өзгерүшүнүн ылдамдыгы ишнээдейт. Калың жерүнен электр талаасының чыналышын  $E$  потенциалдың градиенти аркылуу байланыштырып көрсөтүшет,

$$\vec{E} = -\mathbf{grad} \varphi \quad (2.2.9)$$

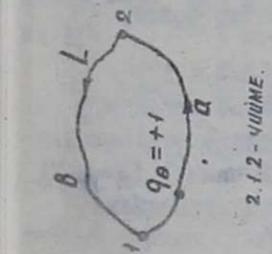
Скалярдык ар кандай  $\varphi$  чоңдугунун градиенти ошол чоңдуктун төзесүүчү бағыты менен дал келүүчү вектор болуп эсептелет, б.а. электр талаасының чыналыты терс белгидеги потенциалдың градиентине барабар.

Потенциал же чыналуунун елчее бирдиги:

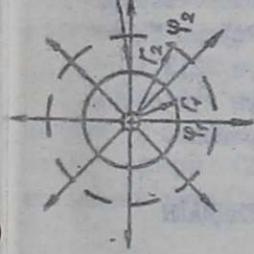
И системасында  $[\varphi] = [U]$  ~ Вольт (В)

СГСЭ системасында  $[\varphi] = [U] = [G][u]$

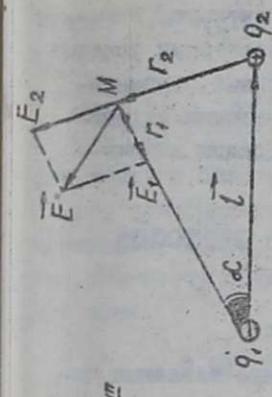
Эквипотенциалдуу бет - потенциалдары бардак чекиттеринде бирдей болгон бетти аташет. Эквипотенциалдуу беттин жардамы менен электр талаасын график түрүнде көрсөтүүгө болот.



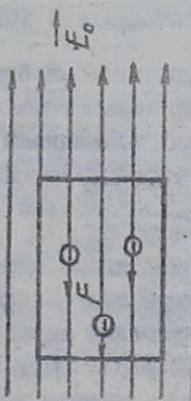
2.12 - үйүнч



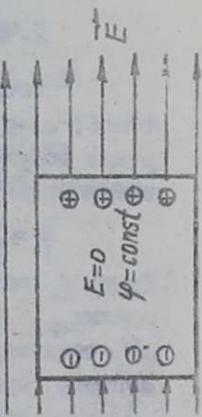
2.3.1 - үйүнч



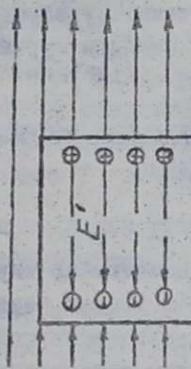
2.3.2 - үйүнч



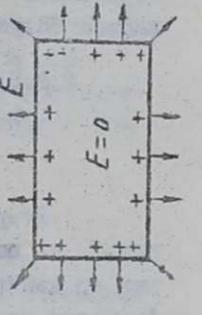
3.1.1  $\frac{d}{E}$  үйүнч



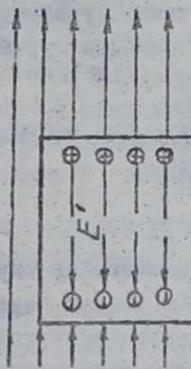
3.1.2  $\frac{d}{E}$  үйүнч



3.1.3  $\frac{d}{E}$  үйүнч



3.4.1  $\frac{d}{E}$  үйүнч



3.4.2  $\frac{d}{E}$  үйүнч

Потенциалдары бирдей болгон чекиттерди бириктирип, экви-  
потенциалдуу сыйыктарды алабыз. Электр талаасынын чыналыш  
 $\vec{E}$  вектору эквипотенциалдык линияларга дайма перпенди-  
куляр болот. Мисалы, чекиттүү зарядын талаасынын эквипо-  
тенциалдык сыйыктары заридын куртаган борборлоо айлан-  
лардан болушат. (2.3.1-ЧИЙМЕ)

### 2.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ПОТЕНЦИАЛДАРЫН АНДЫОСУН МИСАЛДАРЫ

#### 1. Чекиттүү зарядын потенциалы

Эгерде мейкиндиктүн ар бир чекитинде талаанын чы-  
налысы же ошол талааны түзген заряд белгилүү болсо, талаа-  
нын ар кандай чекитиндеги потенциалды аныктоого болот.  
Аныктама борчча талааны потенциалы ошол берилген чекиттен  
бидик он зарядын чексизге кылдырууга зарыл жумушуна барабар

$$\varphi = \frac{A_1 \omega}{q_0} = \int_{r_0}^{\infty} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (2.3.1)$$

Б.а. чекиттүү  $q$  зарядынын потенциалы аралыкка тескери  
пропорциялаш болуп езгерет жана эквипотенциалдык бетте  
борборлош, заряды куртаган сфералар болушуп (2.3.1-ЧИЙ-  
МЕ), электр талаасынын чыналыш векторлорунун күч сыйык-  
тары бул сфералык беттерге перпендикулар болушат.

#### 2. ЧЕКИТТҮҮ ЗАРЯДДАРДЫН ТОБУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ

Эгерде электр талаасын бир нече чекиттүү заряддар  
түссе, алардын электр талаасынын чыналыштары векторлор ту-  
рунде кошулушса, жалпы потенциалы ар бир зарядын түзген  
потенциалдарынын алгебралык сумасына барабар болот,

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i} \quad (2.3.2)$$

Мында  $q_i$  заряддан потенциалды елчөөчү чекитке чейинки  $r_i$   
аралык. Мисал катары электр диполунун түзген талаасынын  
 $M$ -чекитиндеги потенциалын карайыл (2.3.2-ЧИЙМЕ) ( $q_1 = q_2 = q$ )  
могорку формуладан (2.3.2)  $M$  чекиттиндеги потенциал

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \text{ аныкталат.}$$

Эгерде  $\cos \Gamma_1, \Gamma_2$

бескасса  $\Gamma_1, \Gamma_2 \approx \Gamma^2$

$$\Gamma_1 - \Gamma_2 = l \cos \omega \text{ болот, анда}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cos \omega}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \omega}{r^2} \quad (2.3.3)$$

дел жазууга болот, б.а. потенциал диполдун электр ийини  $\vec{P}$  түз пропорциялаш, аралыктын квадратына тесіктери пропорциялаш, болуп, диполг салыттырымалуу талаанын потенциалын аныктоочу чекиттін :  
1)  $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \omega}{r^2}$  (2.3.3) жараша болот экен.

### 3. ШАР КОНДЕНСАТОРУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ.

Шар конденсаторунун электр талаасынын чынчалышын ( $E$ ) I.9 караганбыз (I.9.3-чийме). Эми озол талаасын потенциалын аныктайты. Электр талаасы шарлардын ортосунда гана болгондуктан потенциалды да талаа бар мейкиншіктен издейбиз. Борбордан кандайдыр бир аралыктындағы потенциал

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.2.4)$$

барабар болот. Конденсатордун ички жана сыртқы шарлардын радиустары  $r_1, r_2$  турақтуу болгондуктай,

$$\varphi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.2.5.) \text{ турақтуу чондук болот.}$$

$$Mайдан \quad q = 4\pi\epsilon_0 \varphi_0 \frac{r_2 r_1}{r_2 - r_1} \quad (2.2.5)$$

заряд  $q$  нун (2.2.5) маанисин (2.2.4) формулаге көп, потенциал үчүн

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

түнгімдін алабыз. Берилген конденсаторго белгилүү  $q$  зарядын берсек  $\varphi_0$  турақтуу чондук болот. 2.2.6 формуласы пайдаланып, шар конденсаторунун ичиндеги ер кандай чекиттеги ( $r$ ) потенциалды аныктоо болот.

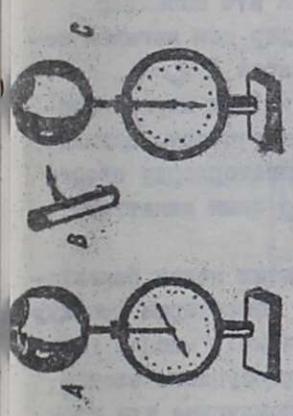
## Глава- 3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ӨТКЕРГҮЧТЕР

### 3.1. Өткөргүчтөрдүн электр талаасындағы әбальы

Өткөргүчтерде эркін электрондор болгондуктан, кандайдыр сыртқы күчтүн таасири астында алар өткөргүч болинча

кыла альшат. Эгерде еткергүчтүн бир белугун электр талаасына жайгаштырасак, андаты электрондорго электр талаасы таасир этип ( $F = e \vec{E}$ ), багытталган кыймилга келишип, токту пайда кылышат. Бирок, бул ток ете киске убакытта эле токтоп калат. Себеби, электрондор еткергүчтүн чыгып кете албайт да анын бир учунан жыйналат, ал ши карма каршы учунан он заряддар чогулат (3.1.1.-чийме). Мындай авалды (ток токтогондо) он жана терс заряддардын тен салмактуу авалы менен түшүңдүрүлөт жана ал учун теменкү шарттар талап кылышат: 1. Еткергүчтүн ичинде электр талаасы жок ( $E=0$ ), же еткергүчтүн ичинде потенциал турактуу болот ( $\varphi = const$ ) (3.1.2<sup>a</sup>-чийме).

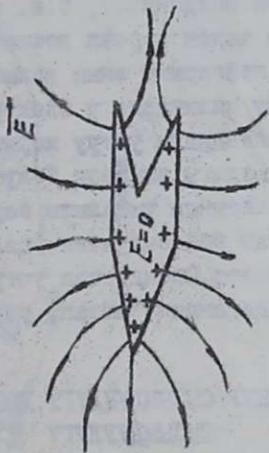
2. Еткергүчтүн сырткы бетинин ар бир чекитине электр талаасынын чынчалышынын күч сырткылардын перпендикуляр багыттаат. Ошондуктан еткергүчтүн сырткы бети эквипотенциалдык бет болот. (3.1.2б-чийме). Эгерде еткергүчтүн заряддарасак, анда заряддар тен салмактуулук сакталгандай болушуп жайгарышат (3.1.2<sup>b</sup>-чийме). Еткергүчтүн ичинде электр талаасы жок болгондуктан, Остроградский-Гаусстун теоремасы боюнча заряддардын сумасы да мелгө барабар болот. Ал эми сырттан берилген заряддар еткергүчтүн сырткы бетине тен салмактуулуктун шарттары сакталгандай болуп жайгарышат. Ошондуктан мындай еткергүчтүн ички белугун алып салса да сырткы заряддын жайгарышына таасирии тийгизбейт. Мисал катары ичи көндөй металдан жасалган шарды изоляторго бекитип заряддайбыз. Учунда металл шарчасы бар изолятордон жасалган В таякчасын С электрометрдин жардамы менен көндөй А шардагы заряддардын жайгарышын изилдейбиз (3.1.3 -чийме) Адегенде А шарчасын заряддайбыз В таякчасын А шарынын тешиги аркылуу ичинде тийгизип аман электрометрге тийгизебиз электрометр эч нерсе көрсөтбейт. Эгерде В таякчасын А шарынын сырткы бетине аман С электрометрине тийгизсек анын жабеси кийшалт. Демек, көндөй металдан жасалган шарды заряддаганды заряддар атын сырткы бетинде гана жайгарышат экен. Экинчи мисал катары, изолятордон жасалган таякчаларга тартылган, эки бетине женил кагаз баракчалары илинген металл торчону карайбыз (3.1.4-чийме). Бул торчону заряддасак анда эки бетин-



3.1.3 - 4000МВ



3.1.4 - 4000МВ



3.1.5 - 4000МВ



3.1.6 - 4000МВ

деги барыкчалар асылат. Эгер бул торчону түктап цилиндр жасасак ичиндеги баракталар түтүп, сартыңдагилар көбүрөек кетерүлөт, б.а. заряддардын барлыгы торчо цилиндринин тыртына чыгат (3.1.5-чыңе). Откөргүчтүн бул касиети электр аппараттарды сырткы электр талааларынан коргоос (экрандоо) үчүн колдонулат, б.а. аппараттарды металдан жасалған торчо мөнөн күрчүл көштөт. Заряддардын металдардын бетине жайгарыштынын калыбына караша болот. 3.1.6-чыңеде учтуу цилиндрдеги электр зарядынын жайгарышы көрсөтүлгөн. Цилиндрдин учтуу перинде заряддар түгизыраак, чункурунча түгиздигы азыраак болуп жайланаёт.

Электр талаасынын чындашты заряддарын туғыздыгына түз пропорциялаш болгондуктан, цилиндрдеги учтуу жеринде талаас күттү болот. Олондуктан учтуу металдардын белгилүү чондукка заряддагандан баштап, учунан заряддар "учуп" сыга башта" г.

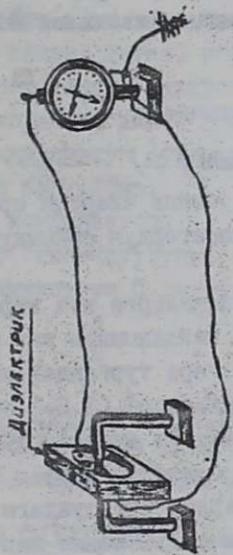
### 3.2. ЭЛЕКТР СИГНАЛДАУЛУТУ. ЖЕҢЕКЭЛ КОНДЕНСАТОРДУН СИГНАЛДАУЛУТУ

Ортосундагы электр талаасынын күч сыйыктары биринен башталып жиһнисинде бүткөн эки откөргүчтү конденсатор деп аталад: откөргүчтердүн ортосунда тараз пәйдә болсун үчүн аларды заряддаш көрек. Биринен башталған күч сыйыктар жиһнисинде бүткөн үчүн алардагы заряддар сан жағынан барабар, белгилөркөн карама-каршы болушу заңыл (2<sub>4</sub>=9- )

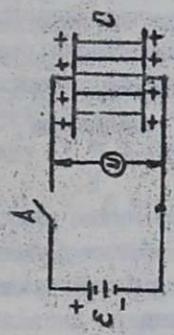
Эн жемектөн конденсаторлорго жалтак (эки жарыш пластимадар), шар борборлош эки сфера откөргүчтерү, цилиндр (эки эктош откөргүч-цилиндрлер) конденсаторлорду атоого болот. Конденсаторду түзүүнүн откөргүчтер анын канаттары (обкладкалари) деп аталат.

Конденсаторду чыңмөдө эки жарыш сымык мөлөн белгилешет. Конденсаторду зарядлаш үчүн анын канаттары чындалуунун булагына тутаптыруу көрек (3.2.1-чыңе), мисалы гальваникалык элементтеринин батареясынын ортосундагы электр талаасынын чындашты алардагы зарядынын чондугунча түз пропорциялаш.

Конденсаторлордун заряддарды жыйноо жөндөмдүүлүгү



3.2.2 - ЧУВСТВОВАЯ СТАВКА



3.2.4 - ЧУВСТВОВАЯ СТАВКА

электр сыймдуулугу менен мунезделет. Электр сыймдуулугу (C) конденсатордогу зарядтардын чоңдугуна ( $q$ ) түз пропорциялап,, ал эми обкладкалардын ортосундагы чыналууга ( $U$ ) тескери пропорциялап болгон физикалык чоңдук,

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

Сыймдуулуктун бирдиги СИ системасында

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \frac{K\lambda}{B} = \text{Фарауда} (\Phi)$$

I. Эгерде канаттарына 1Кл заряд бергенде алардын ортосунда I В чыналуу пайды болсо, конденсатордун сыймдуулугу I 2 болот.

Кондёсатордун сыймдуулугу, оннелерге көз каранды? Бул суроого жооп бериш учун жарыш жайланашкан эки металл дискаладын ортосундагы аралык езгерэ тургандай кылыш изоляторго бекитебиз (жалпак конденсатор) (3.2.2-чылым). Конденсатордун дискаладын электрометрге туташтырабыз. Конденсатордын заряд берилгенде электрометрдин жебеси белгилүү бурчка кийшает. Электрометр канаттардын ортосундагы чыналуунун (потенциалдардын айрымасын) елчейт. Биздин шартта, конденсатордогу зарядтын чоңдугу турактуу ( $q = const$ ). I. Канаттарды бири биринен алштатканда электрометрдин жебеси чоңураак бурчка кийшает, ал эист аларды какыннатсак чыналуу азайганин көрөбүз, 3.2.1-формуладан

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

Заряд турактуу болгондуктан, чыналуунун көбейтүшү сыймдуулук ( $C$ ) азайганды болушу мүмкүн, же тескериисинче сыймдуулук көбайсе чыналуу азаят. Ошентип, бул талырыбадан конденсатордун сыймдуулугу анын канаттарынын ортосундагы аралык тескери пропорциялап экенингин аныктадык.

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

Конденсатордун канаттарын белгилүү аралыкка жайгаштырып ( $d = const$ ) электрометрдин жебесинин абалын байкап, дискалады жарыш тегиздикте карама-каршы бағытта жүздүрабыз. Мындай кылганга бири биринин каршысындагы дискалады аяиты езгерет. Мындан биз сыймдуулук дисканын аятына түз пропорциялап экенингина ишенибиз

$C \sim S$  (3.2.4)

Эки канатты белгилүү аралыкка көп жана заряддаш (  $d = \text{const}$ ,  $q = \text{const}$  ), электрометрдин жебесинин абалын байтап көбөз. Эки канаттынын ортосуна ар түрдүү диэлектриктерди айнек, кагаз, пластик ж.б. киргизебиз. Диэлектрикти киргизгенде электрометрдин жебесинин теменүреек түшкөнүн көрөбүз, демек конденсатордун сыйымдуулугу чоңот ажыр. Сыйымдуулуктун взгерети ар түрдүү заттар үчүн ар башка болорун байтайды.

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосунда вакуум болгондогу сыйымдуулугу  $C_0$ , ал эми диэлектрик салынрандагы сыйымдуулугун  $C$  деп белгилесек, бул эки чондуктун катты

$$\frac{C}{C_0} = \epsilon$$

(3.2.5)

затты диэлектрикти етүмдүүлүгү деп етаптат. Диэлектрикти етүмдүүлүк заттардын электрик касиетинин инэздейт жана заттын касиетине, абалына жаңаша болот.

### 3.3. СИЙЫМДУУЛУКТУ АНДСТООНУН МИСАЛДАРЫ

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

#### I. Жалпақ конденсатордун сыйымдуулугу

Конденсатордун пластиналарынын ортосундагы аралыкты алардын елчөмдерүне салыттыргендә ете кичинекей деп алсаак, чексиз елчөмдүү пластиналардай турган конденсатор үчүн табылган чыналылтын формуласын колдонсок болот (I.9.5. формуласы кара). Жалпақ конденсатордун канаттарынын ортосундагы чыналуу (I.9.2-жолмө).

$$U = \int_0^d E dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \int_0^d dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d. \quad (3.3.1)$$

Мында  $\sigma = q/S$  зарядтын беттик тығыздыгы,  $d$ -канаттардын ортосундагы аралык. Бул формуласы сыйымдуулуктун формуласына (3.2.1) көп

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q\epsilon_0}{\sigma d} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.3.2)$$

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосу диэлектриккеги стүмпүлүгү  $\epsilon$  болгон диэлектрик менен толтуулган болсо, анын сыйымдуулугу  $\epsilon$  все чоң боло.

$$\text{б.а. } C = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (3.3.3)$$

Бул туонтмалар (3.3.2 - 3.3.3) жалпак - конденсаторлордун сыйымдуулугун аныктайт.

2. Шар конденсатору. Эгерде мындай конденсатордогу заряд  $q$  болсо, анын канаттарынын ортосундагы чыналуу 2.2.5-формуланын негизинде (I.9.3 -чынме)

$$C = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.3.4)$$

барабар мында  $r_{1/2}$  ичиши жана сырткы сфера канаттарынын радиус-тары. Айда конденсаторунун сыйымдуулугу

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon_0}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (3.3.5)$$

барабар болот. Эндөнч четкин учурларын карайлы:  $r_2 \gg r_1$ ,  $\frac{1}{r_2} \rightarrow 0$  ал эми сыйымдуулук

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1 \quad (3.3.5)$$

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

б/эзи сфералык ортосундагы арасынан  $d$  етө кичинекей,  
б.а.  $r_2 \approx r_1$ . Бул шартта конденсатордун сыйымдуулугу  
( $d = r_2 - r_1$ ;  $r_1 \cdot r_2 \approx r^2$ )

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{r^2}{d} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.3.6)$$

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

Бул формуласы жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (3.3.2) менен салыштырып, шар конденсаторун, канаттары бири-бирине етө жакын жайланылканда жалпак конденсатор деп кароого болот экен.

### 3.4. КОНДЕНСАТОРЛОРДУ ТУТАШЫРУУ

Конденсаторду ылайыкталган чыналуудан чоң потенциалдарын айырмасына туташтырасақ, канаттарынын ортосунан электр жалчыны чыгып тешилет (иштен чыгат). Мында чыналууну тешүү деп итамат.

Конденсаторлор электротехника, радиотехника ж.б. тармак-

тарда ете көнүри колдонулат. Өмөр жайдан ар түрдүү тип-теги (кагаздан, электролиттик, езгермелүү ж.б.) белгилүү чыналууга жана сыйымдуулуга ылайыкталган конденсаторлор чыгарылат. Түрмушта даяр конденсатордун параметрине тура келбекен сыйымдуулуктагы жана чыналууга эсептелген конденсаторлор керек болот.

Мүндай көркөтүү сыйымдуулуктагы жана чыналууга эсептелген конденсаторду алып үчүн колдо бар конденсаторлорду жарып жана удаалаш туташтыруу керек.

### I. ЖАРЫШ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторлорду жарыш туташтырганда (3.4.1-чийме) алар үчүн берилген чыналуу жалпы болот,

$$q_1 = C_1 U, q_2 = C_2 U, \dots q_n = C_n U \quad (3.4.1)$$

Конденсаторлордогу жалпы заряд алардын  $\sigma$  бириншеги заряддардын суммасына барабар болот

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

Бул түштимдадан

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

Конденсаторлор жарыш туташтырганда алардын сыйымдуулуктары кошуларын, ал эми чыналуу езгербешин керебүз.

2. Удаалаш туташтыруу. Конденсаторлордун канаттары бир тизмекке тизилип, чыналуу булагыма туташтырганда, ар биринде чондуктары барабар болгон заряддар индукцияланышат (3.4.2-чийме)

$$q_1 = q_2 = q_3 = \dots = q_n \quad (3.4.4)$$

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

$$U_1 = q/C_1, U_2 = q/C_2, \dots, U_n = q/C_n \quad (3.4.5)$$

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

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

Бул түрнмадан конденсаторлордун удаалат туташтырылган ба-  
тереяларынын жалпы сыйымдуулугу

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (3.4.7)$$

ар биринин сыйымдуулугуна тескери пропорционал болуп ко-  
шулушарын көребүз. Мындай кошкондо жалпы сыйымдуулук азаат,  
бирок тешүүчү чыналуу (жогорку чыналуута иштөө жөндөмдүү-  
лугү) көбөйт.

Эгерде бизге сыйымдуулугу жана тешүүчү чыналуусу чон  
конденсатор көрөн болсо, анда колдо бар конденсаторлорду  
жарыш жана удаалат туташтыруу көрөг (3.4.3-чиyme)

### 3.5. ЗАРИДДАЛГАН КОНДЕНСАТОРДУН ЭНЕРГИЯСЫ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Биз темендегү талрыйбага кенүл буралы (3.5.1-чиyme). Кон-  
денсаторду адегенде ток булагынын батериясына ( $B$ ) туташ-  
тырып,  $U$  чыналуусуна чейин заряддалы. Андан кийин  $A$  ала-  
кошкучту 1-абалдан 2-абалга кетерсек, конденсатор зампача  
аркылуу чынырга түркталат жана  $A$  зампачамын жалт этиенин  
көребүз. Демек, заряддалган конденсатордо энергия топтолот  
экин. Бул энергия эмнеге барабар? Конденсаторго зампачамы  
кошкондо анын канаттарындағы электр заряддары зампача ар-  
кылуу разряддалып чынырда ток пайды болот. Эгерде мындай  
кубулушта  $dq$  заряды разряддалса анда аткарылган жумуш

$$dA = Udq \quad (3.5.1)$$

барабар болот.  $U = q/C$  болгондуктан 3.5.1-түрнмадан алабыз

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

Конденсатор толук разряддалғандагы жумуш ошол конденсатор-  
го топтолгой энергияга  $W$  барабар болст, б.а.

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

Огерде заряды ( $q = UC$ ) чыналуу аркылуу түрндерсек, ат-  
карылган жумушту конденсатордун сыйымдуулугу жана чыналуу-  
су аркылуу түрнтабыз

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

Ушук сале жол менен бул формууланы заряд  $q$  жана чыналуу  $U$

аркылуу түнгизде болот

$$W = \frac{1}{2} q U \quad (3.5.5)$$

Бул түнгизаладан (3.5.3 - 3.5.5) заряддалган конденсатордогу энергийи, топтолгон заряддин чоңгугуна, сыйымдуулукка жана заряддалгандагы чыналутунун 4 чоңдукунча жараша болот экен.

Эми улуттук заряддалган конденсатордогу энергия ишүн кайсыл жеринде сакталат - заряддар топтолгон канаттардабы, же канаттарынын аралыгында пайды болгон электр талаасында биекен суроо туулат.

Бул суроого электростатикада (турактуу электр талаасында) так жооп берүү кыйын, себеби заряддарды электр талаасынан алжратууга ишмектүн эмес. Бур суроог ачык жоопту электромагниттик талаачы караганда алууга болот.

Электромагниттик толкундар энергия алып жүрерүн (радиостанциядан уналғыга, телестанциядан сыйналғыга) бардыгынызга белгилүү. Бул толкундар заряддардан белүнүп мейкиндикте тараалыпташ б.а. заряддар жок болсо деле жоголушбайт.

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

Конденсатордогу энергиянын электр талаасынын чыналышы менен түнгизтүп көрөлү, 3.5.4 формуласы жалпак конденсатордо колдонуп, ишүн сыйымдуулугун  $C = \epsilon \epsilon_0 S / d$  пайдаланып, жана езгертурүп

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 (U/d)^2 S d$$

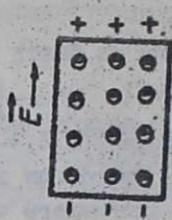
Мында  $E = \frac{U}{d}$ ,  $S d = V$

көлем экен-

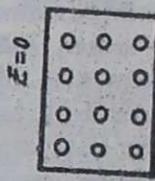
$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 V \quad (3.5.6.)$$

Бул конденсатордун канаттарынын аралыгында чыналышы  $E$  болгук электр талаасы өзөлөген  $V$  көлемдегү энергия болуп өсөтөлөт. Бул энергиянын түгшээдиги

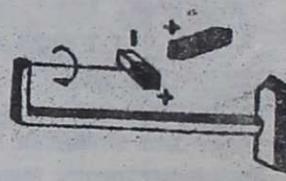
$$W' = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (3.5.7)$$



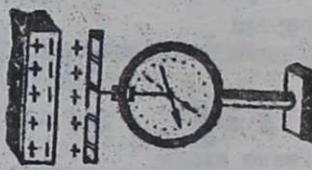
3.5.1 - 4.0VME



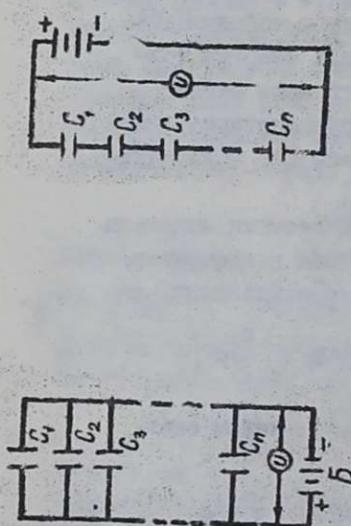
3.4.3 - 4.0VME



3.4.2 - 4.0VME



3.4.1 - 4.0VME



44

4.1.3 - 4.0VME

4.1.1 - 4.0VME

4.1.4 - 4.0VME

шом талаасын чындалыштын квадратына түз пропорцияланып көн.

## Глава-4. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИКТЕР

### 4.1. Диэлектриктердин поляризацияланышы.

#### Поляризация вектору $\vec{P}$

Электр талаасынан диэлектриктерди киргизгенде, электр талаасы езгерет. Диэлектриктердин электр талаасынан тийгизген таасирин аныкташ үчүн талырыбага көңүл буралы (4.1. 1-чүймө). Электрометрге жалпак конденсатордун бир канатын (тегерек жалпак металл) туташтырып аны заряддал, электрометрдин жебесинин абалын байкал коебуз. Эгерде электрометрдеги тегерек металлга кандайдыр бир диэлектрикти (китепти, айнек тилкесин ж.б.) жакыннатсак, электрометрдин жебеси түшө баштайт, ал эми диэлектрикти кайра алыстатсак, кебе мурдахи абалына кетәрулет.

Заряддалган электрометрге өткөргүчтүн тилкесим жакыннатсак, диэлектрикти жакыннаткандағыдай эле кубулушту байкайбыз. Бирок, өткөргүчтү заряддалган нерсеге жакыннатканда, анда заряд пайда болорун (индукция кубулупу) билебиз. Ошондуктан, диэлектрикти электр талаасынан киргизгенде анда да заряддар пайда болот деген жыйнтыкка келүүге болот. Бул ойду бекемдеш үчүн парафиндин бир белүгүн жибке байлаң, асып коелу. Заряддалган нерсени парафиндин бир учунан жакыннатканда, ал заряддалган нерсени өзөрчип бурула баштайт. Демек, парафиндин жакынны учунда ага жакыннаткан зарядка карата каршы белгидеги заряд пайда болот экен, ал эми парафиндин экинчи учунда да буга карата каршы белгидеги заряд пайда болот.

Сиентип, заряддалбаган диэлектриктерди электр талаасынан киргизгенде, аларда оң жана терс электр уолдары пайда болот экен. Мындай кубулушту диэлектриктердин поляризацияланышы, ал эми пайды болгон заряддарды поляризацияланган зарядтар деп аташат.

Диэлектриктердеги поляризация кубулуппуда өткөргүчтөрдегү индукция кубулушунан ошош. Бирок, алардын физикалык

негиздери ар башка еткөргүчтерду электр талаасына киргизил туруп, ортосунан экиге беле кесип, талаадан чыгарсак бир болугу он зарядча, экинчи болугу терс зарядка ээ бойдон калат. Ал эми диэлектрикти электр талаасына киргизип экиге белуп талаадан чыгарсак эки балыгучен тен заряддар жоголумат. Еткөргүчтердеги мындаи езгеңелүк, алардагы эркин электрондордун бар жөндиги менен түшүндүрүлөт. Ал мынди диэлектриктеги эркин электрондор жок. Диэлектриктердин электр талаасына киргизгенде кандай езгерүүлөр болоруна көнүл бураалы. Электр талаасы жок кезде диэлектриктигى ар бир атом, молекула электронейтралдуу (4.1.3-чылым). Диэлектрикти электр талаасына киргизгенде молекулалардагы он жана терс заряддар карама карты багытты, кездей жынтып, ар бир молекула электр диполуна алланышат. Диэлектриктиң ичинде сурдагыдай эле он заряддар менен жайланскан терс заряддар эзара коюлуп электронейтралдуу болот. Бирок, диэлектриктиң бир учу он заряддалса, экинчи учу терс заряддалат, б.а. поляризацияланган заряддар пайда болот (4.1.4-чылым). Эгерде диэлектриктиң узундугу (электр талаасынын бигыты боюнча)  $L$  болсо, учтарындағы эки карама карты заряддардын электр ийини  $\vec{P}_i = q \vec{L}$  болот. Бул вектор терс заряддан он зарядды кездей багытталат (4.1.5-чылым). Бирдик көлемдегү бул векторлордун вектордук суммасы диэлектриктиң поляризация вектору деп аталат.

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i \quad (4.1.1)$$

Эгерде диэлектриктиң көлемунүн ар кандай чекиттери учун вектору бирдей болсо, мындаи поляризацияны бир тектүү деп аталат.

Поляризация вектору  $\vec{P}$  белгилүү болсо поляризациялык заряддарды аныктооғо болот. Негизинин санты  $S$  узундугу  $L$  болгон призма түрүндегү электр талаасындағы диэлектриктиң бир учунда тыгыздыгы  $+S$  экинчи учунда  $-S$  болгон поляризацияланган заряддар пайда болот (4.1.5-чылым). Призманын электр ийини

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_i = \sigma S L = \sigma V \quad (4.1.2)$$

$$\text{Мында } V = S \cdot L$$

4.1.1 жана 4.1.2 -формулаларды салыттырып

$$P = \sigma' \quad (4.1.3)$$

Поляризация вектору поляризации ланган заряддардың тығыздыгына  $\sigma'$  барабар экендигин шабызы.

#### 4.2. ДИЭЛЕКТРИКТЕГИ ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫҢ ЧЫНАЛЫ

Электр талаасының чыналысын  $E$  вакуумдагы бирдик оң зарядда аракет кылган күч катары аныктаганбыз.

Бул түпнұкту диэлектрик бар кезде тактоо керек. Ал үчүн жалпақ конденсатордун ичине диэлектрикти жайгаштырыбыз (4.2.1-чиме). Зергерде конденсатордун канаттарындағы еркин заряддардың тығыздығы  $\sigma'$  болсо, ал эми диэлектрикте тығыздығы болгон поляризация ланган (түшелген) заряддар пайдада болушат. Бул заряддар, тышы электр талаесінде  $E$ , қараша-карты бағыттагы  $E'$ , талаасын түзүшет.

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

конденсатордун түзген

электр талаасы,

$$E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0} \quad \text{диэлектрикте пайдада}$$

болгон ички талаас.

Диэлектрикте жалпы талаас ушул әки талаасының вектордук суммасы катары аныкталат  $E_0 + E'$  б.а.

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0} \quad (4.2.1)$$

Оментип, диэлектриктең электр талаасының чыналысы  $q, q'$  заряддардың тығыздықтар менен аныкталат экен.

4.1.3. формуладан поляризация ланган заряддардың тығыздығы диэлектриктең поляризацияның жөндемдүүлүгү  $P$  векторуне барабар экендигин эске алсақ, диэлектриктең электр талаасы (4.2.1) темендегүүдей жазылат

$$E = \frac{G - P}{\epsilon_0} \quad \text{же болбосо}$$

$$E \cdot E = \sigma - \sigma \quad (4.2.3)$$

Зергерде биз жалпақ конденсатор үчүн  $G = D$  экендигич эске алсақ, бул формуладан

$$D = \epsilon_0 E + D \quad (4.2.4)$$

барабардыгын алабыз. Мында  $\vec{D}$  электр индукция вектору. Диэлектриктиң поляризациялануу жөндөмдүүлүгү  $\mathcal{P}$  электр талаасының чоңдугуна көз караңы жана изотроптуу бир текшүү диэлектриктер үчүн электр талаасының чыналышына түз пропорциялаш,

$$\vec{P} = \kappa \epsilon_0 \vec{E}$$

(4.2.5)

4.2.4. жана 4.2.5 -формулаларды бириктириш.

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \kappa) \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (4.2.6)$$

Электр жылышу вектору  $\vec{D}$  жана электр талаасының чыналыш вектору  $\vec{E}$  менен байланытын алабыз. Мында  $\kappa$  диэлектриктик шыктуудук,  $\epsilon$  диэлектриктүүлүк етүмдүүлүк деп аталат.

Эми Остроградский-Гаусстун теоремасына тактоо киргизели.

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

Вакуум үчүн бул түртмада  $q$  эркин заряддарды түшүнүрчү. Ал эми электр талаасында диэлектрик болгондо анда поляризацияланган (тушалган) заряддар ( $\sigma'$ ) да пайда болот. Тушалган заряддар сыртын талаанын тасири астында пайда болорун, ал эми сыртын талааны эркин заряддар түзөрүн еске алсак, мурдағыдай эле теоремадагы заряддарды эркин заряддар деп түшүнүшүбүз керек.

#### 4.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИККЕ АРАКЕТ КЫЛГАН МЕХАНИКАЛЫК КҮЧТЕР

Заряддалган нерсelerди кагаз ж.б. женил диэлектриктерге жакшылдатканда алар тартыларын байкаганбыз (4.3.1-чийме). Заряддалган нерсенин (тарактын) айланасында пайда болгон электр талаасындағы кагаздың белугу поляризацияланат. Электр талаасы бүл поляризация заряддарды, бир эле убакытте түрт жана тартат. Заряддалган тарактын жакын жактарында электр талаасы күчтүү болгондуктан кагаз таракка тартылат,

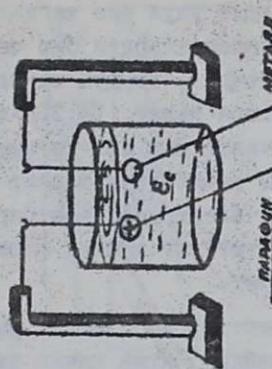
$$F = F_2 - F_1$$

$$F_2 > F_1, \text{ болгондуктан, } \vec{F} \neq \vec{F}_1 \text{ болот.}$$

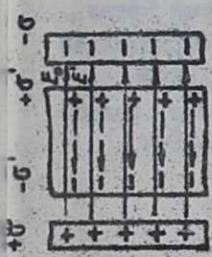
Мында  $F_2$  тартылуу,  $F_1$  түртүлүү,  $F$  - күйүнүү - төсөчү күч, тартылуу күчү болонча бағытталат.



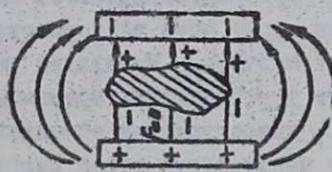
4.3.1 - VERSIEF



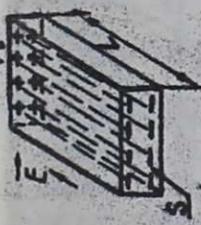
4.3.2 - VERSIEF



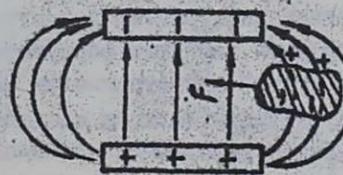
4.2.1 - VERSIEF



4.3.3 - VERSIEF



4.1.5 - VERSIEF



4.3.2 - VERSIEF

Әгерде ушул еле кагаздын майда белугун заряддалган жалшак конденсатордун бир четине алыш келсек (4.3.2-чийме), ал конденсатордун ичине тартылып, анын орто четине кирил 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 туртуучу күчтөр барабар болулуп, кагаз киймисиз туруп калат.

Ошентиг, бир тектүү эмес электр талаасындагы диэлектрикке мейкиндиктүн 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 күюлгөн суюктукка ( $\epsilon_c$ ) он заряддалган парафин ( $\epsilon_n$ ) шарчасы гибке илинип турат. Үтүл эле суюктукка жибке илинген метал шарчасы түшүрүлгөн. Металдан жасалган шарча заряддалган парафинге түртүлөбү же тартылабы? Парафин  $\epsilon_n$  менен суюктуктун  $\epsilon_c$  диэлектриктиң өтүмдүүлүктөрүнүн теменкү салыштырмалуу чоңдуктарын карал көргүлөз (4.3.4-чийме).

$$1. \epsilon_n > \epsilon_c$$

$$2. \epsilon_n < \epsilon_c$$

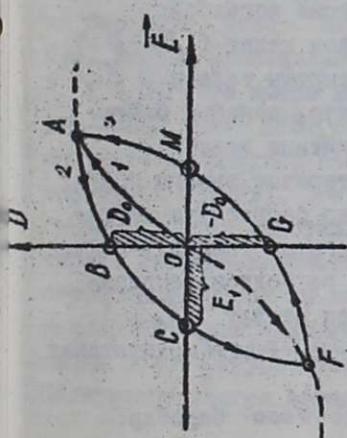
#### 4.4. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ

Кеэ бир диэлектриктер, белгилүү шартта өзгөче диэлектриктиң касиеттерге әз болот. Мындай касиеттер адегендө сегнет түздарында байкалгандыктан, диэлектриктердин бул тобун сегнетоволтметрлердин көрсөтүүлүгүнен көрсөтүлгөн.

Сегнет түзүнүн химиялык формуласы -  $NaKC_4H_4O_5 \cdot 4H_2O$  жана ал күчтүү анизотропиялык касиетке әз.

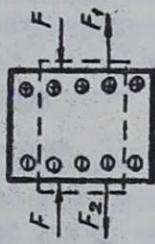
Әгерде бул түздүн белугун конденсатордун канаттарынын ортосуна, электр талаасынын күч сзыктары, кристаллдын белгилүү огуна жарыштырылганда сегнетоволтметрлердин касиет пайда болот. Бул касиеттер теменкү өзгөчелүктөр менен айырмаланышат:

1. Температураннын белгилүү чегинде диэлектриктик

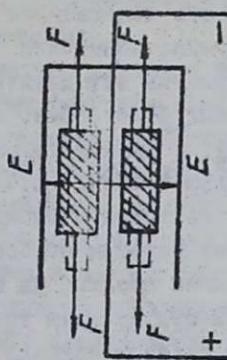


4.4.1 - 4UOME

4.4.2 - 4UOME

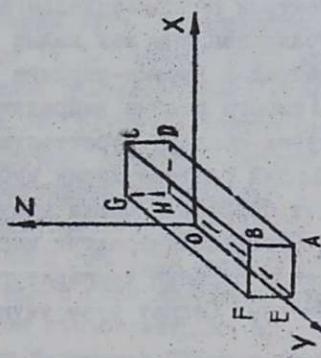


4.4.3 - 4UOME



4.5.3 - 4UOME

4.5.2 - 4UOME



4.5.1 - 4UOME

Етүмдүүлүгү  $\mathcal{E}$  етө чоң мәсниге жетет  $\mathcal{E} \approx 10^4 - 10^5$   
басалыштырылтыргыла; айнектики  $\mathcal{E} = 7$ , фарфордуку  $\mathcal{E} = 5$

2. Диэлектриктик етүмдүүлүк сирткы электр талаасынын  
чоңдугуна жараш болот, б.а.  $E = f(D)$ . Ошондуктан,  
жылтуу вектору  $D$  электр талаасынын чынчалыш векторуна  $E$   
түз пропорциялаш болбоят (4.4.-I чииме)

3. Жылтыу векторунуч  $D$  ондугуна электр талаасынын чоң-  
дугуна гана көз караңы болбостон, диэлектриктин мурдаңы  
поляризацияланган авалына да жарама болот.

Диэлектриктеңи бул кубулуш гистерезис деп аталат (4.4.I-  
чииме). Электр талаасы ескенде жылышу вектору I-сызык  
боюнча есүп кандайдыр бир талаанын чынчалышынан чекитинен  
баштап каныга баштайт (есүп токтоголот). Эгерде эми конденсатор-  
догу талаасы алайта байтасак анда  $D$  вектору мурдаңы  
I-жол менен теченидебестен,  $A$  жолу менен азаат,  $E=0$   
 болгондо индукция  $D$  иелгө барабар болбоят ( $D=D_0$ ), б.а.  
диэлектрик сирткы талза жок болсо да поляризацияланган  
байдон калат.

Бул поляризацияны жок кылыш үчүн талаанын багытын жарама  
картыга өзгөртүп, чоңойтөз баштайбыз. Кандайдыр бир  $E = -E$ ,  
болгондо, индукция  $D$  жок болот (С чекити). Омол эле багыт-  
тагы талааны андан ары чоңойтуп олтурасак,  $D$  кайрадан каны-  
га баштайт (F чекити). Эми бул талаасы азаатта байтасак,  
анда  $D$  З-жол боюнча б.а. F-сызыгын сүзат.

Сирткы талза жок болгондо, индукция жоголбоят  
б.а. диэлектрик поляризацияланган байдон калат ( $D=-D$ ).  
Эми бул поляризацияны жок кылыш үчүн сирткы талаанын  $E$   
багытын кайрадан жарама-картыга өзгөртүп, чоңойто башта-  
сак G-M-Асызыгы боюнча кайрадан А чекитине келебиз.

Алынган тузак сияктуу сүрөттөлүш -гистерезис тузагы деп  
аталат. Мындай гистерезистик кубулуттар сегнет тузуна га-  
на мунездүү болбостон башка котулмаларга да тиешелүү.

4. Сегнетоэлектриктик касиетке зе болгон темпера-  
туралын чегин Коричин температурасы деп аталат ( $T_k$ ).

Мисалы: Сегнет тузу үчүн  $T_k = -15^\circ + 225^\circ$  метатитанат  
байды.

$(Ba_2 Ti_4 O_2)$ :  $T_k \approx 80^\circ C$ ,  $\mathcal{E} \approx 8000 - 7000$  барабар.

Сегнетоэлектриктерди эң чоң сыйымдуулуктагы конденсаторлорду жасоо учун пайдаланышат Сегнетоэлектриктик езгече касиеттер кандайча түшүндүрүлөт. Бул касиет хвантомеханикалык физикада гана түшүндүрүлөт. Үндай кристаллдардын атомдору езгече күчтердүн таасири астында күчтүү поляризацияланып алмактарды домендерди пайда кылышат. Сырткы электр талаасы жок кезде дөмөндердин поляризациясы (поляризация көнгөрү) баш аламан жайлансышат (4.4.2-чийм). Ар бир домендин поляризациясы миндеген, миллиондогон атомдордун поляризациясынын сумасына барабар. Бул диэлектрикти электр талаасына жайлансыштырганда талаанын таасири астында домендерди поляризациясы бир багытуу болушту, анын жалпы поляризациясы дөмөндердин поляризацияларынын сумасына барабар болот. Үндай күчтүү поляризация ете чоң диэлектриктик етүмдүүлүкке алып келет.

#### 4.5. ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ЭФФЕКТ

##### I. Туз пьезоэлектрик эффект.

Хөгөрүүдө, сырткы электр талаасында диэлектриктердин поляризацияланышына көнүл бурдук. Кээ бир кристаллдарды кысканда же чойгондо, сырткы талаасыз эле алар поляризацияланышат экен. Бул кубулуш пьезоэлектрик эффект деп аталат. Үндай кристалллардын мисалы катары кварц (SiO<sub>2</sub>) каралы. Кристаллдарда оптикалык оқ дегем багыттар (бир же бир нече) болот. Ал жөнүнде оптикалык откенде токтолобуз. Эгерде кристаллды оптикалык оқко перпендикуляр (X) багытта кысса же чойсо (4.5.1-чийм) анда кристаллды АВСД жана ЕFGH беттеринде поляризациялык карама-каршы тектеги заряддар пайда болот (узунунан болгон пьезоэлектрик эффект). Эгерде кысуну, отол эле багыттагы чоюга алматтырсак кристаллдын бетиндеги заряддардын белгилери карама каршыга алмашат. Сондай эле бул кристаллды "У" огу бозича кыссак же чойсок олол эле АВСД жана ЕFGH кристаллдарында карама каршы белгидеги поляризация заряддары пайда болот (түүрасынан болгон пьезоэлектрик эффект). Поляризацияланган заряддартын белгилери "Түүрасынан" же

"узыннан" кысканда же чойгондо бирдей болушат. Эгерде ушул кристаллды оптикалык оқтун бағыты  $Z$  бөрнча күссак же чойсек анда поляризациялчк заряддар пайда болбайт.

Поляризация векторунун чондугу, белгилүү чендеги деформациялоочу механикалык күттүн чондуруна пропорциялаш болот.

Пьезоэлектрдик касиетке кварцтан башка сегнет түзү да эз. Сегнет түзүнүн пьезоэлектрдик касиети кварцка салыттырганда күттүрек, бирок ал ете зөл келет.

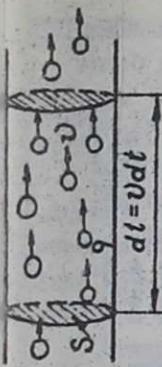
Пьезоэлектрдик кристаллдар көптөген приборлордо колдонулат, иисалы грампластинкалардагы жазууларды окут үчүн пьезоэлектрден жасалган ийнелерди (адаптер) колдонушат. Бул кубулутту ар түрдүү деформацияларды 'чөвлүү, ийлүү ж. б.) чөнөө үчүн колдонулат. Ошондой зөл пьезоэлектрдик микрофон, телефон ж.б. бар.

Пьезоэлектрдик әффект кристаллдардын кристаллдик түзүлүтү менен түшнүрүлөт. Бул кристаллдарда он жана терс иондордон турган "Ячайкалар" бири бирине кийип турат жана кадимки забалында электроннейтралдуу. Кристаллды кысканда же чойгондо он иондордон турган ячайкалар терс иондордон турган ячайкалалар жылышат да поляризацияланышат.

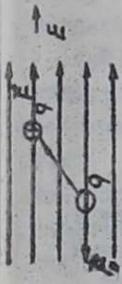
2. Тескери пьезоэлектрдик әффект. Эгерде пьезоэлектрдик кристаллды электр талаасына тайгаттырганда андагы поляризациялануу кубулуту деформацияга (кысылууга же чөрзүүгэ) залуп келет. Бул кубулут тескери пьезоэлектрдик әффект деп аталат. Индай тескери әффектин пайды болушу энергиянын сакталуу закону менен түшнүрүлөт. Чындыгында зөл, пьезоэлектрдик кристаллды  $F$  күчү менен кысалык (4.5.2-чүйн). Эгерде пьезоэлектрдик әффект болбосо, бул күттүн аткарған жумтуу пластинканын серпилгич деформациясынни потенциалдык энергиясына барабар болор зөл. Пьезоәффектеги зарядтар электро талаасынын пайды болутун алыш келет. Бул талас котумча энергиянын езүнө топтойт, б.з. бул энергияга нұа"чк көшүлчө  $F$  күчү талап кылышат экен.

Энергиянын сакталуу законуна негизги тескери пьезоэлектрдик әффектте ушул күч кристаллды деформациялашт.

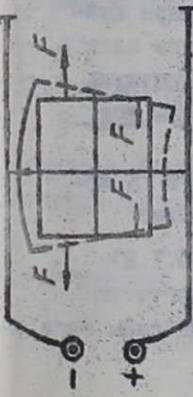
Эгерде пластинканы кысканда 4.5.2-чүйнде көр-



4.5.3 - ԿԱՐԱՎԱՐ

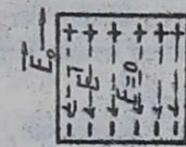


4.5.4 - ԿԱՐԱՎԱՐ

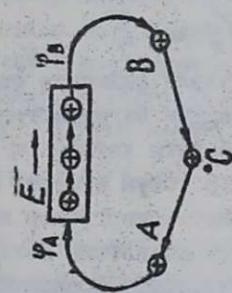


5.1.1 - ԿԱՐԱՎԱՐ

5.1.2 - ԿԱՐԱՎԱՐ

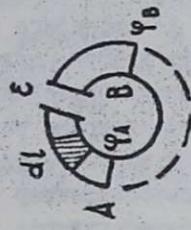


5.2.1 - ԿԱՐԱՎԱՐ



5.2.2 - ԿԱՐԱՎԱՐ

5.2.3 - ԿԱՐԱՎԱՐ



5.4.2 - ԿԱՐԱՎԱՐ

сөтүлгөндөй поляризацияланса сырткы талаанын жардамы менен ушундай поляризацияны түзгөндө, ал  $f_p$ , күччүнүн багыты болонча чоюлат. Деформациянын белгиси (кысылу же чоюлуу), тескери пьезоэффекте электр талаасынын багытына жараша болот. Эгерде электр талаасынын багытын карана кашлыга езгерсөк деформациянын белгиси да тескериге ёзгер. Ушул шарттарды пейдаланып ар түрдүү деформацияларды касоого болот.

4.5.3-чиймеге эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеге эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-

чиймеге алардын ишими көрсөтүлген.

Түз жана тескери пьезоэффекттер көлтөген радио жана электроакустикалык аппаратуурларда колдонулат

## Глава-5. ТУРАКТУУ ТОК

### 5.1. Электр тогу жана анын пайды болуу шарттары

Эгерде электр талаасына эркин зарядды жайгаштырасак, . бул зарядка талаа тарабынан таасир еткен күч

$$f_e = q \vec{E} \quad (5.1.1)$$

Барабар болот жана зарид күймүлгө келет (5.1.1-чиймэ).

Ар кандай заряддардын багытталган күймүлүү электр тогу деп аталат. Токтун багыты катары он заряддардын күймүлүнүн багыты алынат. Электр тогун еткерүү жөндөмдүүлүгү боюнча заттар өкүгө белгүнүштөрүштөр жана изоляторлор (еткөрбөгүчтер). Еткөргүч касиетине металлдар, белгилүү шарттарда көз бир сүйктүктардын аралашмасы, газдар ее болушат. Металлдардагы электр тогу андагы эркин электрондордун күймүлүү менен шартталат. Сүйктүктардагы жана газдардагы электр тогу, белгилүү шарттарда аларда ионндордун пайды болулуну сыйланыштуу. Электр тогун мунэздөөчүү чондуктар катары ток күчү жана токтум тыгыздыгы алынат.

Токтун чондугуу (күчү) деп еткөргүчтүн кесилиш алты. З аркылуу убакыт бирдей ичинде еткен заряддын салы аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (5.1.2)$$

Эгерде бирдей убакыттын араалттында, берилген еткөргүчтүн ар кандай кесилиш алты аркылуу бирдей заряддардын салы етсе,

ток түрөктүү деп аталаат

$$I = \frac{dQ}{dt} = \text{const} \quad (5.1.3)$$

Эгерде міндай шарт сәкталбаса, еткергүч арқылуу еткен токтуу вэргемелүү деп аталаат.

Токтун чоңдугу СИ системесинде Ампер (A) менен айланып калады. Ампер (A) СИ системесинде, кг, м, с көтөрүмнөн негизги бирдик катары киргизилет. Еткергүчтүн кесилиши арқылуу I сек (  $dQ=1\text{Кл}$  ) заряд етсе, ток  $I = 1\text{А}$  барабар болот (  $\frac{dQ}{dt} = 1\text{Сек}$  ).

Еткергүчтүн бирдик сантине туура көлген ток, анын тыгыздыгы деп аталаат,

$$J = \frac{I}{S} \quad (5.1.4)$$

Ток, заряддардын багытталган күйүмлий болгондуктан, токтуу мүнездәеочу чондуктарды заряд жана онын кыймыллык мүнездәеочу чондуктар арқылуу түмнүтурабыз.

Туурасынан кесилиш аялты  $S$  болгон еткергүч арқылуу  $\bar{U}$  ылдамдыгы менен күйүмдөлдөгөн ар биригин заряды  $q$  болгон белүкчелердүн киймыллын каралып (5.1.2-чийде).  $dt$  убактысында  $S$  аялтын, андан  $dx = \bar{U} dt$  араалыктан алс змес жайларнан заряддар кесип ете алытат. Еткергүчтүн  $dV = S dx = S \bar{U} dt$  көлемдегү  $dt$  убактысында  $S$  аялтын кесип еткен заряддардын саны

$$dQ = n q dV = n q \bar{U} S dt \quad , (5.1.5)$$

барабар, мында  $n$  - бирдик көлемдегү заряддардын саны.

Акыркы (5.1.5) туонтманы пайдаланып, ток күчүнүн заряддарды мүнездәеочу чондуктар арқылуу байланышын алабыз

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{n q \bar{U} S dt}{dt} = n q \bar{U} S \quad (5.1.6)$$

Ал эми токтун тыгыздыгы

$$\vec{j} = \frac{I}{S} = n q \bar{U} \quad (5.1.7)$$

Барабар болот. Үлдемдик  $\bar{U}$  вектордук чондук болгондуктан, токтун тыгыздыгы да вектордук чондук болот

$$\vec{j} = n q \langle \bar{U} \rangle \quad (5.1.8)$$

$\langle \bar{U} \rangle$  арқылуу заряддардын орточо үлдемдигин белгиледик.

## 5.2. ЭЛЕКТР КИЙМЕДАТЫҚ КУЧУ. ЧЫЗАЛУУ

Эгерде еткөргүчтүү электр талаасына таалаштырсаң, андагы эркин электрондор тез киймидап, оң жана терс заряддарга белүнушуп, еткөргүчтүн ишишеги талаа жок болуп тез але ток токтолот (5.1.1-чийме). Откөргүү рыхлуу ток журсун түчүн мыңдай тен салмактуу абалды бузуу керек. Ал учун еткөргүчтүн бир учуңда жыйналган он заряддарды тынысыз амын акинчи учуна ташы жеткирүү керек (5.2.2-чийме). Миндай шартта еткөргүчтегү тен салмактуу абал бузулуп, АВ еткөргүчүндө заряддар кийсилгэ келип, ток пайде болот.

Откөргүчтүн А жана В чечиндиндеги потенциалдардын айрымасы  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$  бер. А учинан В га чейин заряддар талаанын бағыты менен киймидаса, ал эми В учинан А га (ВСА жолу боюнча) заряддарды талаанын бағытына каршы жылдыруу керек болот. Заряддарды электростатикалык талаанын бағытына карата-каршы бағытта ташуу түчүн электростатикалык змес күчтү колдонуу керек. Мыңдай күчтерди бетен (сторонний) күчтер деп аташат. Бетен күчтер, химиялык механикалык, электромагниттик кубулуштардын негизинде пайде болушу мумкун.

Бетен күчтердин заряддарды талуудагы аткарган жумушун электр киймдатык күчү (ЭКК) менен мунездешет.

ЭКК деп бетен күчтүн бирдик зарядды жылдыруудагы жумушу аталаат

$$\mathbf{F} = \frac{q}{r} \quad (5.2.1)$$

Бетен күчтүн талаасынын чычалышы  $E^*$  менек белгилесек, күчтүн езүү  $f^*$  белгилеп

$$\vec{f}^* = \vec{E}^* q \quad \text{жээ } \vec{E}^* = \frac{\vec{f}^*}{q} \quad (5.2.2)$$

түктималарды алабыз

Бетен күчтүн түк чыгарып аркылуу аткарган жумушу

$$A = \oint L_e^* dl = q \oint E_e^* dl \quad E_e^* = E \cos \alpha \quad (5.2.3)$$

5.2.1 формулалык пайдаланып,

$$C = \oint E_e^* dl \quad (5.2.4)$$

түктиманы алабыз.

Бул интеграл (ЭКК) сан жагынан бетен күчтердин түк

чыншыр бөйнчя бирдик зарядды жылдыруудагы аткарган жумушу-  
на барабар.

$\vec{E}$  векторунун жылыш векторуна  $dl$  проекциясын  $E_e^*$  менен  
белгиледик. Бул жумуш бөтен чыншылтын циркуляциясы нелгө  
барабар эмес экен. Чунун себеби, бетин күчтөгдүн электр  
талаасынын күч сзыктары түзүк болуша. (5.2.2-чийме)

Чыншырдын АВ, бөлүгүнде аракет кылган ЭЖК

$$\epsilon_{AB} = \int_A^B E_e dl \quad (5.2.5)$$

барабар. Ал эми чыншырдын АВ белүгүндө зарядка электростати-  
калык таласы таасир кылат.

$$\bar{f}_e = q \bar{E} \quad (5.2.6.)$$

Чыншырда зарядка таасир этүүчү жалпы күч

$$\bar{f} = \bar{f}_e + \bar{f}^* = q(\bar{E} + \bar{E}^*) \quad (5.2.7)$$

Ошондуктан, чыншырдын АВ белүгүндө зарядды жылдырууга кет-  
кин толук жумуп.

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

Эгерде 5.2.5-формуланы жана  $d\varphi = \int_E dl$  потенциалдардын  
айырмасы же чыншалуу экендигин эске алсак, анда

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

тууңтаманы алабыз. Эгерде чыншырды тууңтасак (А учуу В менен  
дал келет)  $\varphi_A = \varphi_B$   $A = q\epsilon$

Ганнибага аракет кыл-  
сан ЭЖК ( $\epsilon$ ) ушул /  $\epsilon = \frac{A}{q}$   $(5.2.9)$

Түзүк чыншыр бөйнчя бирдик зарядды жылдыруу учун аткарыл-  
ган жүлүшкө барабар. ЭЖК булактары катары гальваникалых  
элементтер, электромагниттик индукция кубулушу, механи-  
калык чыншыл ж.б. колдонууга болот.

### 5.3. МЕТАЛЛАРДЫН ЭЛЕКТР ОТКЕРУМДУЛУГУ.

Металлдардагы ток откеруучулардун жаратылышы

Металлдардагы ток откеруучулардун жаратылышы аныктоо  
учун жүргүзүлген тажырыбалаарга көнүл буралы.

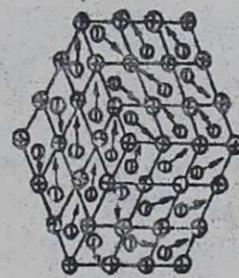
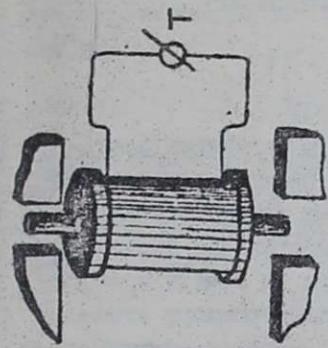
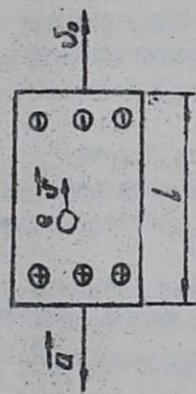
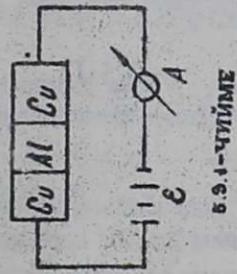
I. Рикенин тажырыбасы (1901ж) Ниже цилиндр түрүндегү эки  
жез, бир алюминий откергүчтерүнүк учтарын төгиздел, тазалап  
жана тараазага тартып, бири бирине жез -алюминий-жез кылыш  
учтарын тиийшитирлип, удаалаш туташтырган (5.3.1-чийме). Ушун-  
дай откергүчтердүн тизмөн аркылуу бир жыл бөй бир бағытта

Чон төк еткерген. Бир күлдөн кийин цилиндрлерди ежиратып алып тартып көрсө, алардын салмагы езгерген эмес. Демек, электр тогун атомдор же молекулалардын бир багытуу эркин кийиши менен байланыпбайт экен. Токту таптуучу белүкчө ар кандай зат учун бирдей болуш керек. Миндал белүкчө 1897 жылы английлик окумуштуу Дж.Дж.Томсон электрон болупу мүмкүн деген жиһинтыкка келген. Бирок, электрон экендиги аныктосу түгүн, еткергүчтөрдөгү токту таптуучу белүкчөнүн зарядын жана массасын аныктосу керек зе. Ал учун корыла турган татырышба, "Эгерде еткоргүчтө эркин кийишиң оючу женил заряддалган белүкчө болсо, кийишилдө болгон еткергүчтү кескин токтоткондо, аңдагы заряддалган белүкчөлөр инерция бөвнөчө кыйбысын улантып, анын алдинчики учун топтолуп, етке түчтүн учтарында потенциалдардын айнумасы пайдада болушу көрөк" -деген ой жүргүртүүгө негизделгиз керек (5.3.2-чиýме).

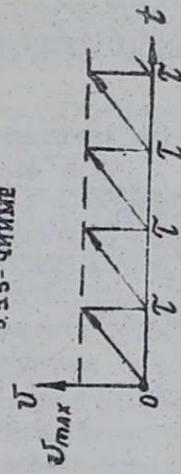
Кийишилдө идеяны 1913 жылы Мандельттам жана Папалекси ишке анырып учун 500 метр зымдан катушка жасай, азы чон ылдамдыкта алланырып (брононун сыйыктуу ылдамдыгы 300 м/с) кескин токтотушкан (5.3.3-чиýме). Анда, катушкага тутактырылган зөвнөк энгүлдөгөн. Тормоздоо убакысында еткергүчтө пайдада болгон зарядды Гальвонометр менен елчешкөн (Тольмен, Стоарт, 1915 ж.).

Анда  $(q/m) = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{Кл}/\text{кг}$  белүкчөнүн зарядынын массасына болгон катышы электроншукуна жакын болуп чөлтүү  $(e/m) = 1,76 \cdot 10^11 \text{Кл}/\text{кг}$

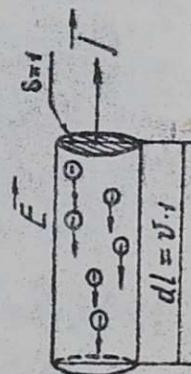
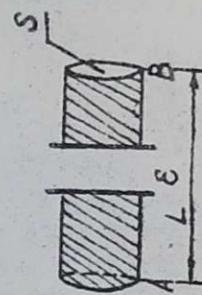
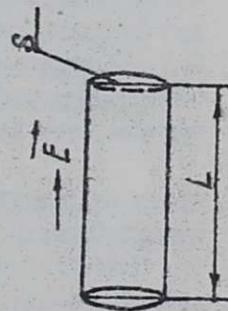
Электрондун зарядынын чондугүчин 1904 жылы Чилликен ачыкталган  $e = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{Кл}$ . Эми Стоарт-Тольмендин ташырыйбасындагы салылтырмалуу заряддын чондугунан  $(q/m) = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{Кл}/\text{кг}$  еткергүчтөгү ток ташыгандай зарядчынын массасын  $m = 10^{-30} \text{кг}$  деп, б.а. сүттектин атомунун массасынан 2000 эсе кичине болот экен. Ошентип бол ташырыйбалардан, еткергүчтөрдөгү ток таптуучу белүкчөлөр эркин электрондор экендиги толук аныкталган.



5.3.3 - ЧИСЛЕННЕ



5.4.3 - ЧИСЛЕННЕ



## 5.4. МЕТАЛЛАРДЫН ЭЛЕКТР ЕТКЕРУДУУЛУГИНУН КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫ

### Түрлөктуу токтук закондору

Металлдардагы өркөн электрондор бар экендигин эске алышпайттарде жана Лоренц металлдардын электр еткөрүүдүүлүр гүнүн классикалык электрондук теориясын түзүткөн. Металлдар каттуу абалга етүүде, атомдордун кристаллдык торчолорго бирлигүүсүнде, атомдордун ортосундагы эң күчтүү аракеттердик настыйласында алардын валенттүү электрондорору атомдордой анырап, металла болонча өркөн кызылдоого мүмкүнчүлүк алат. Иштэй өркөн электрондорору иондук торчолордун ичиндеги газ катары кароого болот (5.4.1-чынде). Бир валенттүү атомдор бирден, эки валенттүү атомдор экиден электрондорорду башторуулжана  $I_m^3$ , метталда  $\sim 10^{29}$  атомдордан турадын эске алсак,  $I_m^3$  көлемдегү металлда

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

өркөн электрондор болорун аныктайбыз друде жана Лоренц мүндай "электрондук газды" идеалдуу газ катары каралткан.

Классикалык электрондук теориянын негизги жөнөлөрү катары теменкү аксиомалар алынат:

1. Металлдар кристаллдык торчолордан турат. Иштэй торчолордун түйүндерүүде иш заряддалган иондор жайлаштып, торчолордун ичинде өркөн электрондор баш аламай (жылуулук) киймэлди болушат.

2. Металлдардагы электрондорору идеалдык газ катары кароого болот. Бул электрондор эз ара жана торчодогу иондор менен кагилемшүп, электрондук газ жана иондук торчолор бирдей температурага эз болушат. Ошондуктан, электрондордун баш аламан орточо кинетикалык энергиясы

$$\epsilon_k = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (5.4.1)$$

Барабар, ал эми электрондордун орточо квадраттык ылдымчыгы

$$\bar{v}_{ka} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (5.4.2)$$

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

Кадимки биз жашған белгедегу темпертурадагы электрондордун орточо квадраттың ылдамдығын шупла формула менен аспептеп көрсек

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

$$\bar{U} \approx 10^6 \text{ м/с} \quad (5.4.3)$$

барабар болот. Бул ылдамдық маңыздылықтың оғонун ылдамдығынан миң зесеге чоң. Электрондордун еркін учуу аралыгы  $\lambda$  болжол менен кристаллдеги торчодогу иондордун ортосундагы аралыкка барабар, ал энди бул эркін учуу убактысы

$$T = \frac{\lambda}{d} \quad (5.4.4)$$

болот. Эгерде металдан ичинде чыңалышы  $E$  болгон электр талаасын түзсек, андағы электрондор багыттуу кыймылга да болушат. Багыттуу кыймылдың ылдамдығын  $\bar{U}$  менен белгилесек, электрондун ылдамдығы баш аламан кыймылдың ылдамдығы жана багыттуу кыймылдың  $\bar{U}$  ылдамдығынын вектордук сумасына барабар болот (5.4.2-чынде)

$$\bar{C} = \bar{U} + \bar{V} \quad (5.4.5)$$

Металлдеги электрондор бойнча бул ылдамдықтын орточосун тапсак,

$$\sum_{i=1}^n \bar{U}_i = \sum_{i=1}^n \bar{U}_i + \sum_{i=1}^n \bar{U}_i = \langle \bar{U} \rangle \quad (5.4.6)$$

барабар болот, себеби баш аламан ылдамдықтардин сумасы ( $\sum_i \bar{U}_i = 0$ ) нелге барабар болот. Ошентип, электрондордун орточо багытталған ылдамдығынын ( $\langle \bar{U} \rangle$ ) багыты электр талаасынын багыты менен бир оқто жатат жана қарама каршы багытталат.

Эми ушул багытталған ылдамдықтын чоңдугужын аспептеп көрөлү.

Ал учун 5.1.8-формуладан

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

түпнұтуп жана  $j = 10^4 / \text{мм}^2 = 10^7 \text{ А} / \text{м}^2 \text{с}$  токтун тұтынушылдық алалы. Жөз еткөргүчү учун  $n = 8 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$

$$\langle \bar{U} \rangle = 8 \cdot 10^{-4} \text{ м/с} \quad (5.4.7)$$

табабыз. Бул ылдамдықтын сан маанисін, баш аламан ылдамдықтын (5.4.3) менен салынтырсак, баш аламан кыймылдың ылдамдығы  $\bar{U}$  багыттуу кыймылдың  $\bar{U}$  ылдамдығынан ( $\bar{U} \gg \langle \bar{U} \rangle$ )

жекендигин көрбүз. Бул салыштыруудан, еткергүчте етүп жаткан ток, андагы электрондордун орточо кинетикалык энергиясына жана еркин учуу аралыгына гасири тийгишбей тургандыгын көрбүз.

Деми еткергүч аркылуу еткен токтуу зикон чөнөмдүүлүгүне классикалык электрондук тесриянын негизинде түшнүртүгө көңүл бураш.

I. Оддун дифференциалдык закону. Электр талаасында заряды  $e$  болгон электронго

$$\vec{f} = e \vec{E} = m \vec{a} \quad (5.4.8)$$

күч таасир етсе жана анын талаадан алган ылдамдыгы

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

барабар болот. Ошондуктан, еркин учуу аралыгында электрон-

$\vec{a}$  ылдамдануусу менен учат. Мындай электрон, еркин учуу жолунун акырында ион менен кагылышып, езүнүн энергиясын толугу менен ионго берип, ылдамдыгын жоготот ( $V_{min} = 0$ )

5.4.8-ЧИНАР

$$a = \frac{U_{max} - U_{min}}{\tau} = \frac{U_{max}}{\tau} \quad (5.4.10)$$

Мындак жана (5.4.4), (5.4.10) формулаларды пайдаланып,

$$U_{max} = a \tau = e/m E \tau = \frac{e}{m} \frac{\lambda}{U} E, \quad (5.4.11)$$

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

$$\langle \vec{U} \rangle = \frac{U_{max} + U_{min}}{2} = \frac{U_{max}}{2} = \frac{e}{2m} \frac{\lambda}{U} E. \quad (5.4.12)$$

аныкталат. Мында  $\frac{e}{2m} \cdot \frac{\lambda}{U} = 8$  электрондун сергектиги деп аталат жана ал электр талаасынын чындалышынан көз каранды смес. Бул формуланы токтун тыгыздыгынын түтүнгимасына (5.4.4) көп

$$\bar{J} = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \lambda}{m U} E \quad (5.4.13)$$

Оддун дифференциалдык законуну формуласын алабыз, же

$$J = \sigma E \quad (5.4.14)$$

Мында

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \lambda}{m U} \quad (5.4.15)$$

еткөргүчтүн салыстырмалуу еткөргүчүлүгү деп аталат.  
Бул чоңдук еткөргүчтүн касиетине ( $\rho, \lambda$ ) жана анын  
чайредегү абапына ( $\bar{U} = f(T)$ ) жараша болот экен.  
Ошентип, токтуун түгээздигү / туурасынын кесилиш аяты  
( $S=I$ ) бирге баребар болгон токтуун күчү), электр  
галаасынын чынчалтына түз пропорциялар экен жана еткөр-  
гүчтүн салыстырмалуу еткөрмүдүүлүгүнө жараша болот. Еткөр-  
гүчтүн салыстырмалуу каралыгы, анын салыстырмалуу еткөрм-  
үүлүгүнө тескери пропорциялар

$$\rho = \frac{\sigma}{\lambda} = \frac{e \bar{U}}{ne^2 \lambda} \quad (5.4.16)$$

көндигинен, еткөргүчтердүн каралыгы алардагы өркөн  
электрондордук кристалдан торчонун түйндерүнде жайлани-  
сан иондор менен нағылышканын натыйжасы экендиги келип  
ытат. Бир бирдик кесилишке ( $S=I$ ) жана узундуяка  
 $de = dI/dt = I'$  за болгон еткөргүч аркылуу еткөн токтуун  
аконун (5.4.14) карадык (5.4.4-чийм).

Омдун чынжырын бир тектүү болугү учун заеку. Узундугу  
 $L$  жана кесилиши  $S$  болгон еткөргүч аркылуу еткөн токтуун  
аконун табыш учун (5.4.14-формуланы  $L$  жана  $S$  боюнча ин-  
егралдашыз б.а.

$$\int \int j ds dl = \int \int G E ds dl$$

бенде  $j$  жана  $G$ -ёткөргүчтүн узун, туурасына кез каранды  
мес. Ошондуктан алардын интегралдын сыртына чыгарабыз

$$\int \int j ds dl = \sigma ds / E dl$$

идан  $U = \int E dl$  экендигин эске алыш,

$$jSL = \sigma SU \quad (5.4.17)$$

абайыз. Ал эми  $jS = I$  жана  $\sigma = \frac{1}{R}$  экендигин эске алыш жана

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

элтилен, 5.4.17- формуласынан

$$I = \frac{U}{R} \quad (5.4.19)$$

жолтманы алабыз. Бул узундугу  $L$ , кесилиши  $S$  болгон  
чынжырын белугү учун Омдун интегралдуу закону, же кыскача,  
чынжырын белугү учун Омдун закону деп аталат (5.4.3-чийм)  
ида  $R$ -ёткөргүчтүн каралыгы деп аталат жана ал еткөргү-

тегиме ( $\rho$ ), узундугуна жана кесилиш аятына жараша болот экен.

3. Омдун ар тектүү чынжыр учун закону ЭКК булагына туташтырылган еткергүчтүн белугу учун закону табалы (5.4.6-чийме). Мында чынжыр учун Омдун дифференциалдык законун (5.4.14) төмөндөгүдей жазып алууга болат.

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

Мында  $E^*$  бетен күчтүн талаасынын чындалыш. Бул формуласы еткергүчтүн белугунун узундугу  $L$  жана кесилиш  $S$  боюнча интегралдан

$$\int_S ds \int_L E_e dl = \sigma \int_S ds [ \int_L E_e dl + \int_L E_e^* dl ]$$

Мурда бизге

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

екендиги белгилүү. Ошондуктан,

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

Мындан

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

Мында  $R_T = R+r$  - чынжырдын белугунун толук каршылыгы,  $R$ -сүрткүү еткергүчтүн,  $r$ -ЭКК булагынын ички каршылыгы,  $\mathcal{E}_{AB}$  жана  $U_{AB}$  тандалган еткергүчтүн белугунө аракет кылган ЭКК жана анын учтарындагы потенциалдардын айрымасы.

Биз талкан 5.4.21-формула, Омдун бир тектүү смес чынжырдын белугунун закону деп аталат.

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

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

Омдун туюк чынжыр учун законуин алабыз.

5. Джоуль-Ленцтин закону электрондук теория ток етүп жеткан еткергүчтөн жылуулук белүнүү кубулушунун себебин түшүндүре алат. Чындыгында але электрондун эркин учууин убагында электр талаасынан алган кинетикалык энергиясы (5.4.11+ формуласы пайдаланып)

$$\Delta E_k = \frac{m U_{max}}{2} = \frac{e^2 R^2}{2 m U_e} E^2 \quad (5.4.23)$$

Заребар болот. Ар бир электрон ион менен катышканда бул энергияны иондук торчого берет жана металдан ички энер-

гиясы жогорулат, ал ысый баштайды.

Ар бир электрон секундасына  $V = 1/\sigma = \bar{U}/\lambda$  жолу иондор менен кагылышат. Ошондуктан, бир секундадагы бирдик көлемдегү электрондордун бир секундада кристаллдык торчого берген энергиясы

$$W = nV \Delta E_k = \frac{n e^2 \lambda^2}{2 m \bar{U}^2} \cdot \frac{\bar{U}}{\lambda} E^2 \quad (5.4.24)$$

барабар болот. Ында  $n$  бирдик көлемдегү электрондордун саны, жана

$$\sigma = \frac{n e^2 \lambda}{m \bar{U}}$$

жөндигин есke алсак

ал энергия  $W = \sigma E^2$  (5.4.25)

барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтин дифференциалдык закону дең аталат жана ал ток етүп жаткан бирдик көлемдүү еткергүчтен бир секундада белүнүп чыккан жылуулукту мунэздейт. (5.4.4-чиyme).

Узундугу  $L$ , туурасынан кесилиши  $S$  болгон еткергүчтен  $t$  убактысында белүнүп чыккан жылуулукту табыш үчүн 5.4.25-формулалык жана  $t$  боюнча интегралдоо керек (5.4.5-чиyme)

$$\iint_{SL} W ds dt = \iiint_S \sigma E^2 ds dt$$

Бул барабарлыктын сол жагын  $Q$  тамгасы менен белгилеп,  $\int \sigma E$  жөндигин есke алыш

$$Q = \int_S ds \int_0^t \int E dl = \int S U t$$

және ток етүп жаткан еткергүчтен  $t$  убактысында белүнүп чыккан жылуулук

$$q = I Ut$$

(5.4.26)

Барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтин интегралдуу закону дең аталат б.з. ток етүп жеткан еткергүчтөн белүнүп чыккан жылуулук

$Q$  токтун күчүнүн  $I$  еткергүчтүн кесиндиcисинин учтарындагы чыналуунун  $U$  жана убакыттын  $t$  көбөйтүндүсүнө барабар экен.

## 5.5. КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫНДАРДЕРІ

Оментип, электрондук теория таңырылбаларадан алынган Омдүй, Дюоуль-Ленчин закондорун туура түшүндүре алат. Бирок, ал турактуу тектүн кээ бир закондорун туура түшүндүре албайт.

I. Откөргүчтүн каршылыгын температурадан болгон кээ карандылыгы таңырылбада темендегүдөй түшүндурулат.

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

Мында  $\alpha$ -Цельсия шкаласы бойнча температура,  $T$ -абсолюттук температура шкаласы,  $\alpha$ -каршылыктын температуралык көзү-фициенти,  $R_0$ -нел градус температурадагы каршылык (5.5.1-чили мэ). Ал эми классикалык электрондук теориядан, (5.4.16, 5.4.2. формула) дан

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{U}}{n^2 e^2} \sim \bar{U} \sim \sqrt{T} - T^{1/2} \quad (5.5.2)$$

каршылык температуралын  $1/2$  даражасына түз пропорциялап экендигин көрөбүз. Ал эми таңырылбадан алынган ֆормулада (5.5.1) каршылык

$$R \sim \rho \sim T$$

температуранын биринчи даражасына түз пропорциялап экендиги көрүнөт.

Оментип, электрондук теория температура есендө, откөргүчтүн каршылыгы чөйрөрүн туура түшүндүре албайт экен.

### 2. Ёзгече откөрүлүүлүк (сверхпроводимость)

5.5.1-формуладан, температура нөлгө умтулганда, откөргүчтүн каршылыгы да нөлгө умтулары көрүнүп турат, б.а.  $T=0$  болгондо. Бүл закон биз жатаган чөйредегү температуралын вэгөрүү чектери учун туура болот. 20-күлүмдүн башында газдарды сүрткүкка алланцурууну хана алардин жардамы менен ете теменкү (абсолюттук нөлгө жакын) температуралы алууну уйренүпту, бие теменкү температурадагы откөргүчтердүн каршылыктарын изилдеп, Голланциялык окумуштуу Камерлинг-Оннес, 1911 жылдын сымалтын каршылыгы  $T = 4,2 \text{ K}$  сүйк өөлийдөн кайноо температурасы тап такыр жоголуп кетерин байкады (5.5.1-чили) кийинчөрөз, сымалтан башка кээ бир заттар теменкү температураларда каршылыктарын жоготору аныкталды.

Өткөргүчтердүн теменкү температурадагы каршылыктарын жоготту кубулушу өзгөче өткөрмүүлүк, жана мыңдай өткөргүчтердүн өзгөче өткөргүчтер деп атаптын. Ай бир өзгөче өткөргүчке өзүнчө температуранын чеги туура келет ( $T_r$ ). Эгерде өткөргүчтүн температурасы шул температурадан темен болсо ( $T < T_r$ ), өзгөче өткөрмүүлүк пайды болот, ал эми  $T > T_r$  болгондо бул кубулуш жоголот. Өткөргүч өзгөче өткөрмүүлүк абалына еткөндө, магнит талаасын сүрүп чыгат, б.а. ай бир өзгөче өткөргүчтер түн чектүү магнит талаасынын чынчалышы  $H_r$  туура кетет. Эгерде сырткы магнит талаасынын чынчалышы  $H > H_r$  болсо,  $T < T_r$  экендигине кара-бастан өзгөче өткөрмүүлүк жоголот.

1960-жылдардын аяк чөндөрүнө чейин өзгөче өткөрмүүлүк түн чеги 23 Кельвинден (К) көтөрүлбедү (-250°C) Отондуктан, мыңдай кубулуп ете теменкү температурадагы өзгөче өткөрмүүлүк деген атка көндү. Бирок, 1988 -жылы немец окулуттуулары кээ бир коопулмалар ('керамика') ~100K температурадагы өзгөче өткөрмүүлүктүү алууга жетишти. Бул, экиркы жылдардагы илимдеги эң чоң ачылыш болду. Кээ бир коопулмалар, албайм бир шарттарда, компчатаалык температурада (300 K) өзгөче өткөрмүүлүк касиеттөө зэ болору байкалды. Бул кубулуш жогорку температурудуу өзгөче өткөрмүүлүк (OTEB) деп аталып калды. Бул кубулуштун негизинде жана приборлор, жакын системалар курула балтады.

Езгөче өткөрмүүлүк кубулушу классикалык электрондук теория менен түшүндүрүлбейт. Ал учун иваниттык теория колдонуллат.

Ошентип, электрондук теория өткөргүчтүн каршылыгынын температурадаи болгон кээ карандымыгын түшүндүрүүгө жеткилдиктүү модельди кучагына албайт экен.

### 3. Видеман-Францтын закону

Металлдар жогорку электр өткөрмүүлүгүнө жана ее болбостон, жогорку жылуулук өткөрмүүлүгүнө да зэ. Айнан бул касиеттери эркин электрондор менен түшүндүрүлөт. Видеман-Франц эмприкалык жол менен өткөргүчтердүн жылуулук

еткөрмдүлүгүнүң анын электр еткөрмдүлүгүне болгон катышы бардык металлдар түүн бирдей жана температурага түз пропорциялат деген законду аныктапкан. Металлдагы электрондорду "идеалдуу газ" деп алғанбыз. Анын жиluулук еткөрмдүлүгү

$$X = \frac{1}{2} n k T \quad (5.5.3)$$

Бул түрдүшкүн 5.4.15 -түрдүшкүн койсок

$$\frac{X}{G} = \frac{1}{2} \frac{e \bar{n} \lambda}{n e^2 \lambda} 2 m U = c \frac{m \bar{U}^2}{e^2}, \quad \frac{m \bar{U}^2}{e^2} = \frac{3}{2} k T$$

еске алты

$$\frac{X}{G} = 3 \left( \frac{k}{e} \right) T \quad (5.5.4)$$

барабар болот. Эгерде Максвелдин теориясындагы газдардын молекулаларының ылдаңылтардын белгүнүшүн эске алсак, 5.5.4.-формулада "3" коэффициентинин ордуна "2" көрүлүп керек. Ошентиш, теория менен эксперименттин ортосундагы айрыма ( $\frac{3}{2}$ ) эсе болот зин.

Классикалык электрондук теория булардан башка дагы металлдардын жиluулук сыйындудулугүн туура түшүндүре албайт

Бул классикалык теориядагы чынчылнектар, анын толук эмес экендигин көрсөтет. Бул түүндүрүлбөген кубулуштардын квант механикасында түүндүрүлөт.

### 5.6. ОДУРУУЛАЛАНГАН ЗАКОНУ НЕ ТАРМАКТАЛГАН ЧЫНЧЫР ЧУЧИКИРГОТУН ЗАКОНДОРУ.

Тармакташкан чынчырлардын айрым белүктөрүндөгү токторду аныктап чынчылыштарга алым келет. Миндай чынчырлар чүчин Кирхгофун (закондорун) арекелерин колдонулат. Миндай эреже экес:

I. Чынчырдын түйүнүнө киргөн токтордун алгебралык суммасы нөлгө барабар (5.6.1-чаме)

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

түйүн деп экиден көп еткөргүчтердүн туташкан чекитти айтабыз. Эгер ток түйүнгө кирсе бир белги менен алжыса, андан чыккан ток карата-каршы белги менен альнат. 5.6.2-чамедеги A, B, C, D, E -чекиттери түйүндердү түзүштөт. Бул түйүндердүн аралыгында каршылыштар  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots, \varepsilon_n$  болушат.

II. Ар бир туюк чынчырдагы каршылыктардын алар аркылуу еткен токторго болгон көбейтүндүлдерүнүн (каршылыктардагы потенциалдардын темендепу) алгебралык суммасы андагы ЭМК (электр күйлүлдөткүч күчтерүнүн) алгебралык суммасына барабар

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

Акырынчулук формууланы жайлы жана учун теменкү тәражеттерди касоо керек: 1. Чынчырдын ар бир элементи еркىлүү етүүчү токтун багытын шарттуу түрде көрсөтүү;

2. Туюк чынчырдын элементтерин ийдирүү багытын тандоо (сааттын жебесинин айлануу багыты болонча же карама-карсы) (5.6.2-чиýме).

Эгерде токтун багыты менен ийдирүү багыты дал келсе  $I_i R_i$ -он белги менен карама жары болсо терс белги менен назыллат. Ошондой эле ток ЭМК булагынын он узулунан чыгып, терс узулунда кирсе  $\mathcal{E}_i$ , он белги менен алынат.

Мисалы; ABCEA чынчырдын учун:

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

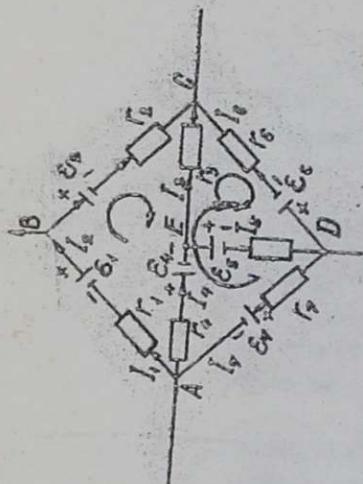
ABCD A жынчырдын учун:

$$I_4 r_4 + I_3 r_3 - I_6 r_6 - I_7 r_7 = -\mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5 + \mathcal{E}_7 \quad (5.6.4)$$

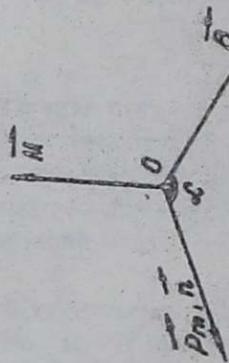
түйүнү учун Кирхгофтун биринчи закону

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

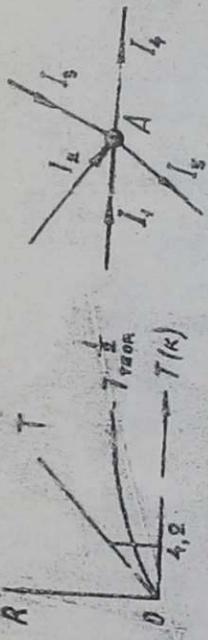
Мындаидай тенденциелердин саны тармектан чынчырдагы белгисиз параметрлердин ( $I_i R_i \mathcal{E}$  ж.) санына барабар болуу керек. Бул алгебралык тенденциелердин системасынан белгисиз керектүү параметрлерди аныктаоого болот.



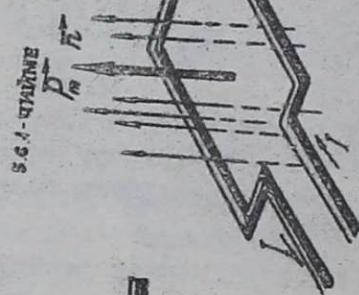
5.6.2 - պահումնեան



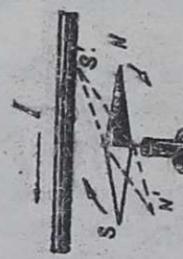
7.4.5 - պահումնեան



5.5.4 - պահումնեան



7.4.2 - պահումնեան



7.4.4 - պահումնեան



7.4.6 - պահումնեան

## ЭЛЕКТРОМАГНИТИЗМ

Глава-7. Турактуу токтун магнит талаасы.

7.1. Магнит талаасы. Магнит индукциясынын вектору  $\vec{B}$ .

Байыркы гректерге, турактуу магниттер жана алардин темир бүмдөрдүү езүүнө тарта турган жөндөмдүүлүтерүү белгилүү болгон. Жер шары да магнит болуп эсептелет. Илгеркиң кытайлар жердин магниттин касиеттин пайдаланып компасын жасашкан.

Биз мұнда электр зарядтарынын айланасында электро талаасы пайда болорун көргөндөй, турактуу магниттердин жана электр токторунун айланасында магнит талаасы пайда боло турғандытын көптеген тақырыбалар көрсеткөн. Турактуу магнитти же ток өтүп жаткан (токтуу) еткергүчтүү магнит талаасына киргизгенде аларга күч таасир этет. Магнит талаасы деген атты токтун талаасынын магнит жебесине болгон таасирине байланыштырышат. (Эрстеттин тақырыбын, 1920 и, 7.1.1-чи). Эгерде туз еткергүчтүү магнит жебечесине жакын жана жарылдылык жайланыштырып, ал аркылуу ток жиберсек жебече еткергүчке перпендикуляр багытты көздөй айланат. Токтун күчү канчалык көп болсо, жебече олончолук перпендикулярдуу болууга умтулат.

Магнит жебесин жердин устуне койсок бир учу түндүктүү, экинчи учу түштүктүү көздөй дайыма багыттанат. Жебенин түштүктүү көздөй дайыма багыттанат. Жебенин түндүктүү караған учун түндүк уол деп С тамгасы менен белгилеп, ал эми түштүктүү караған учун түштүк уол деп Ю тамгасы менен белгилеп көмлөн.

Магнит талаасы токтуу еткергүчке да аракет кылат.

Электр тогу заряддуу белүүчелердүн багыттуу күйүмлий болгондуктан: 1) Магнит талаасы күйүмдөгү заряддарга гана аракет этет, ал эми күйүмсөз турган заряддарга таасир этбейт. Бизге белгилүү электр талаасы ар кандай обсалдагы (тынч жана күйүмдөгү) заряддарга таасир этерин еске салайтын. 2). Ошондой сле токтун айланасында магнит талаасы пайда болгондуктан, ар бир күйүмдөгү болгон зарядын айланасында да магнит талаасы пайда болот деген жиынтыкка келебиз.

3). Электр заряды кийілдігандың анын айланасында электро талаасына кошумча магнит талаасы пайды болот екен.

Келтеген таңырыбалардың негизинде магнит талаасынын булаты болуп кийіндеги заряддар б.а. электр тогту эсептөлөр аныкталған.

Магнит талаасын мүнездес үчүн магнит индукциясынын вектору В киргизилет. Эми бул чондукту қолтап аныктоо жана олчое керек?

Ал үчүн магнит талаасынын магнит жебесине, кылган аракетин пайдаланып болор але. Бирок, ал үчүн магнит жебесинин магниттик касиетти белгилүү болушу керек. Бирдей касиеттеги жебелерди жасоого болбайт жана убакыт еткен сайын алардын магниттик касиети өзгерет

Ошондуктан магнит талаасынын токтуу откергүчке аракетин пайдаланабыз. Ток етуп жаткан алкакты (рамканы) магнит талаасына киргизгенде, ал айланып көндеңдир бир белгилүү багытка буруларын таңырыбалар көрсеттү. Ал багыт магнит талаасынын багытына жараша болору аныкталды. Бул алкактын магнит талаасында айланышы, ага күчтүн ийини (момент сили)  $M$  таасир этерин көрсетет.

Олентип, магнит индукциясынын векторун аныктоо үчүн токтуу алкакты алабыз. Мындаи алкак арылуу еткен токтун күчү  $I$  жана ал курчаган тегиздиктик айнты  $S$  белгилүү болсо, аны ченелүү алкак деп коебуз. Ченелүү алкакты мүнездеб чуу чондук катары алкактын магнит ийинин вектору  $\vec{P}_n$  (вектор магнитного момента) көлгизебиз

$$\vec{P}_n = I \cdot S \vec{k}$$

Мында  $\vec{P}_n$  ошол алкак курчаган тегиздикке турғузулган нормалдын бирдик вектору (7.1.2-чийме). Эгерде бурамайын туткасынын айланышы багыты токтун багыты менен даал келсе нормалдын багыты катары оң бураамын жылыш багыты альнат.

Ушундай токтуу алкакты магнит талаасыне жайламшырсақ, анда алкак айланып, төң созылтуу абалды өзлөйт ( $M=0$ ). Ошол алкактын нормалынын багыты магнит талаасынын багытын көрсетет.

Ченелүү алкакта таасир еткен күчтүн ийини  $\vec{M}$  алжектин магнит ийинин  $P_n$  жана магнит индукциясынын векторуна түз пропорционал аңасынчын таңырыбалар көрсетет, б.а.

$$\bar{M} = k' \rho_m \bar{B}] \quad (7.1.2)$$

Шунда  $k'$  тажырылбадан аныкталуучу пропорция коэффициенти, же

$$M = k' \rho_m B \sin(\vec{n}, \vec{B}) \quad (7.1.3)$$

7.1.2. же 7.1.3 формуладан магнит талаасын, алкак жайлайшкан чекиттеги чондуктун ( $B$ ) аныктосо болот (7.1.3-чүйе). Эгерде  $|\vec{\rho}_m| = 1$  деп, жана алкактын нормалы  $\vec{n}$  менен  $\vec{B}$  вектору нун ортосундагы бурч  $\alpha = 90^\circ$  болсо, 7.1.3-формуладан  $B = M$  экендигин алабыз б.а. мындай шартта магнит индукциясы  $\vec{B}$  күчтүн ийинине  $M$  барабар болот. Олентип, магнит индукциясын вектору  $\vec{B}$  бирдик магнит ийндуу ченелүү алкакка таасир эткөн күчтүн ийинине барабар экен. Демек  $\vec{B}$  магнит талаасын куттук нүнездемесү болот.

Магнит талаасын ушундай ныма менен елчөшүү учун ченелүү алкактын елчөмдерүү жеткиликтүү кичинекей болуш керек, б.а. алкактын тегиздигинин ар бир чекиттинде  $\vec{B}$  бирдей (бир тек туу) болуптуу керек.

Магнит талаасын электр талаасы сыйктуу эле күч сзыктардын жардамы менен суреттөп көрсөтүүгө болот. Магнит индукциясынын күч сзыктары анын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жана сзык  $\vec{B}$  векторунун багыты менен дал көлгөндөй кылыш жүргүзүлөт. Магнит талаасынын чондуктуу бул сзыктардын тыгыздыгы аркылуу суреттөлөт (7.1.4-чийме).

Магнит талаасынын күч сзыктары дайыма түрк болуптат жана токтуу еткөргүчтүү курчап турутат.

Эгерде токтуу еткөргүч ар кандай чейреде (болнукта, диэлектриктердин же магниттик материалдардын ичинде ж.б.) жайлайды, ар кандай чейреде  $B$  ар турдук чондукта болот. Себеби чейрөлөр атомдордон, молекулалардан турат. Алардагы айланып жүргөн электрондор микротокторду түзүштөт. Ар кандай ток сыйктуу эле бул микротоктор дагы езүнүн магнит талаасын түзүптөт. Бул езүмдүк магнит талаалар токтуу еткөргүчтүн (макротоктун) магнит талаасы менен котулат. Олентип, магнит индукциясынын вектору  $\vec{B}$  макро жана микро токтордун магнит талааларчынын суммасына барабар экен.

Болнукта (закууда) жайланилкөн токтуу еткөргүчтүн (макро-

токтун) магнит талаасын мүнәздөө үчүн магнит талаасынын чындалышы  $\vec{H}$ -деген чондук көрүзилет, ал  $\vec{B}$  сияктуу эле вектор тана күчтүк мүнәздөмө.

Демек,  $\vec{B} = \vec{H}$  (абсолюттук системасында -СГСМ)  
 $B_B = \mu_0 H$  СИ системасында

Минда  $-$ магниттик туралтуу сан,

СГСМ-системасында  $M_0 = 1$

СИ-системасында  $M_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ ГН/м}$

Заттердым магниттик касиети магнит етрудуулугу менен мүнәздөлөт. Эгерде токтун алланасында кандайдыр бир чайре болсо, аны магнит талаасу чайре жок кездегиге салыштырганда  $M$  эсе чоң болот экен (бул жөнүндө кийинчөрөк толугураак токтолабуз), б.а.

$$\vec{B} = M \vec{B}_B = MM_0 \vec{H} \quad (7.1.4)$$

$M$ -чайралык магнит етвидуулугу, алчымсуз сан.

$\vec{B}_B$ -бөштүктөгө магнит талаасынын ийдүкциясы

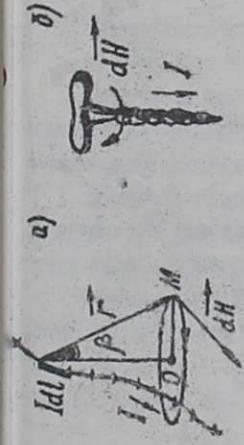
## 7.2. БИО-САВАР -ЛИЛЛАСТИН ЗАКОНУ

Туралтуу токтун магнит талаасынын закон ченемдүүлүктөрүн тажирьбә жүзүндө БИО жана Савар ездәттүргөн, алыш математикалык формула түрүнде Лаплас жазған.

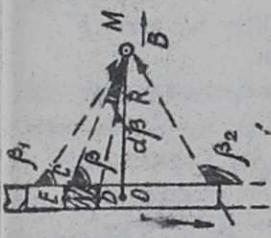
Магнит талаасынын булагы болуп ток эсептелерине иллендик. Бирок, магнит талаасынын чондуктары  $\vec{B}, \vec{H}$  токтун күчүнө гана эмес, ошол ток эсүп жаткан контурдун калыбына да жараша болот. Бул кыйынчылкынан күтүлүп үчүн: 1) Ток отүп жаткан контурду жөнекөй тана етө кичинекөй  $dI$  белүктөргө (элементтерге) салушкен жана бул элементти токтун күчүнө болгон көбейтүнүсүнө токтун элементи  $Idl$  деп аташкан. Магнит талаасынын чондуктуу токтун элементтинен тана көз каранды болот. 2) Ток отүп жаткан контурдун толук магнит талаасы ошол элементтер түзгөн элементтардын магнит талаалардын векторлук сумасына барабар болот (суперпозиция принципи).

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

Ошентип, токтуу еткергүчтүн магнит талаасын табыш үчүн, адегендө токтун элементтүчин магнит талаасынын закон ченемдүүлүгүн табыш көрек экен, б.а.  $d\vec{H} = f(Idl, r...)$  табуу

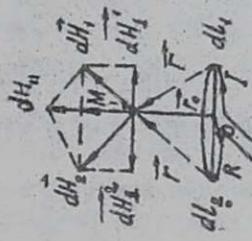


7.2.1 - պահում

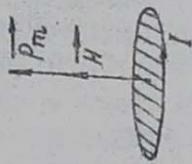


7.3.1 - պահում

7.3.2 - պահում

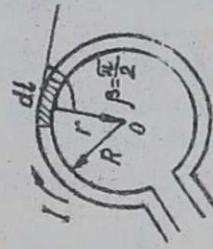


7.4.1 - պահում

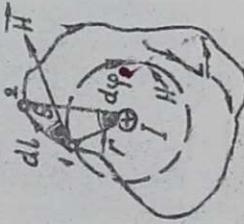


7.4.2 - պահում

77



7.4.3 - պահում



7.5.1 - պահում



7.4.4 - պահում

керек. Бул закон ченемдуулукту Био-Савар -Лапластар табыс  
кан (7.2.1<sup>а</sup>- чијме)

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

Же вектордук турде

$$d\vec{H} = k \frac{[Idl \times \vec{r}]}{r^3} \quad (7.2.3)$$

Минда  $\vec{r}$  -радиус вектор,  $k$  -пропорция коэффициенти:  
 $k = 1 - \text{СГСИ}$  системасында,  $k = \frac{t}{4\pi}$  СИ системасында.

Ошентип, токтун элементи  $Idl$ дин  $r$  аралыгында түз-  
ген магнит талаасы  $dH$  ошол токтун элементине  $Idl$  жана  $\vec{r}$   
векторлорунун ортосундагы бурчтун синусунун  
кебайтундусуне түз пропорциялат ал эми аралыктын квадра-  
тина тескери пропорциялат.

Элементтерин магнит талаасынын багыты  $Idl$  дик багытына  
салынтырымалу он бураманын арежеси болинча айналат (7.2.  
1<sup>б</sup>-чијме). 7.1.4-формуланын негизинде  $dB$ ны  $dH$ аркылуу  
темендегүче түзүлүшүшт

$$dB = k M i_0 \frac{[Idl \times \vec{r}]}{r^3} \quad (7.2.4)$$

Био-Савар-Лапластын жана суперпозиция принципин колдонуп  
ар кандай түрдөт контурлар аркылуу еткен токтордун магнит  
талаасын табууга болот. Төсөндө утул болинча эки иисел карай-  
луу.

### 7.3. ТҮЗ СИЛДИКТУУ ТОКТЫН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Түз токтун  $R$  аралыгында жаткан  $M$  чекитгидеги магнит  
талаасын табаймы. Бул токтун ар кандай элементтери  $Idl$ дүчүн  
 $dH$  магнит талаасынын багыты бирдей болгондуктан алардын  
суперпозициясы алгебралык сумасына баребар болот (7.3.1)  
(7.3.1-чијме). Олондуктан, Био-Савар-Лапластын законуна  
(7.2.2). Суперпозиция принципин (7.2.1) колдонуп,  $M$  чеки-  
тиндеги түз ток түзген магнит талаасынын чындалышын  $H$  таба-  
быз. Бирок, биз аныны колдонуучу формулада берилген сис-  
темалын олчено турган чондуултамы аркылуу ( $I, R, \beta$ ) түн-  
тутубуз керек. Ошентип,

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

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^{N'} d\vec{H}_i = \int d\vec{H} \quad (7.3.2)$$

L-контурдун ток етүп жаткан узунгуу

7.3.1-формуладагы  $r, \alpha, \beta$  параметрлерин елчөнүүчү чоңдуктарга алмаштырылыш 7.3.1-чиймеген учур бурчтуктардан

$$\angle ODM : \rightarrow r = R / \sin \beta \quad (7.3.3)$$

$$\text{уч бурчтук } \angle CDE : DC = d / \sin \beta \quad (7.3.4)$$

$$\text{уч бурчтук } \angle DMC : DC = rd\beta \quad (7.3.5)$$

7.3.4 жана 7.3.5 формулаларды төндеп, жана 7.3.3 эске алып

$$dL = \frac{rd\beta}{\sin \beta} = \frac{Rd\beta}{\sin^2 \beta} \quad (7.3.6)$$

Эми (7.3.6) жана (7.3.3) формулаларды (7.3.1)-законига көпшүү теменкүнү алабыз

$$N \quad dH = k \frac{I}{R} \sin \beta d\beta \quad (7.3.7)$$

Бул туонтма  $dL$  элементинин токтон  $I$  аралыктагы  $dH$  магнит талаасын аныктайт. Бердик элементардык токтордун  $M$  чекитидеги түзгөн талаасын табыш учун 7.3.7 туонтмага суперпозиция принципин (7.3.2) колдонобуз, б.з.

$$H = \int dH = k \frac{I}{R} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta d\beta = -k \frac{I}{R} \sin \beta \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} = k \frac{I}{R} (\sin \beta_1 - \sin \beta_2) \quad (7.3.8)$$

Бул формула йиче түз ток учун колдонулат.

Эгерде түз токтун узундуугу чексиз болсо,  $\beta_1 \rightarrow 0 : \beta_2 \rightarrow \pi$  чексиз түз ток учун (7.3.8) төндемеден  $H$  үүзүүн теменкүнү алабыз

$$H = 2k \frac{I}{R} \quad (7.3.9)$$

Ошентип, чексиз түз токтун магнит талаасынын тыңдалышы токтун күчүнен  $I$  түз пропорциялаш, ал эми юндан каралган  $M$  чекитиме чейинки  $R$  аралыкка тескери пропорциялаш экен.

Айнан туонтма түз токко перпендикуляр болгон тегиздиктеги  $R$  аралыкта жаткан бардык чекиттер учун бирдей болгондуктан, бул чекиттердин орду айланышы түзөт.

Ошочуктан, түз токтум магнит талаасынын күч сыйкыттары бөлбөрдө токто жаткан борбордош айланаладын тобуи түзүтет. (7.3.2-чијме). Магнит талаасынын күч сыйкыттарынын бағыты он бураманын зережеси борича анысталат.

#### 7.4. ТЕГЕРЕК ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Радиусу  $R$  болгон айлана аркылуу жүргөн / тогунун анын борбору аркылуу ёткен огундагы магнит талаасын табайлы (7.4.1-чийме). Ал учун дагы эле Био-Савар-Лапластын (7.2.2) шана суперпозиция принципин колдонобуз (7.2.1). Мурдагыдай але контурдун параметрлерин елчөнө түрган /  $R, r_0$  - чондуктары аркылуу түрнталь, 7.4.3-чиймедин:  $d\vec{H}_1$  болгондуктан  $\beta = 90^\circ, \sin\beta = 1$ , 7.2.2.-формуладан 7.4.1-чиймедин:  $d\vec{l} = d\vec{l}_1$ , болгондуктан  $dH_1 = dH_2 = dH$ ,  $d\vec{H}_1$  жана  $d\vec{H}_2$  векторлоруну окко перпендикулярдуу  $dH_1$  жана жарыш  $dH_2$  түзүүчүлөргө ажыратсак  $dH_1' = -dH_1^2, dH_2' = dH \cos\alpha$ , болот. Буга (7.4.1) көп төмөнкүнү алабыз  $dH = k \frac{Idl}{r^2}$  (7.4.1)

$$dH_2' = dH \cos\alpha = k \frac{Idl}{r^2} \cos\alpha \quad (7.4.2)$$

Эми суперпозиция принципин колдонолуу.

Анда  $dH_1' = \sum_{i=1}^M dH_1^{(i)} = 0$  себеби  $dH_1 = -dH_1^2$   
Ошондой але айланын карама-каршы жактарындагы ушундай күп элементтеринин магнит талааларынын нормалдуу түзүүчүлөрү  $dH_1$  бирин жоюшуп, натыйжалада алардын бардыгынын суммасы нелгэ барабар болот. Ал эми жарыш түзүүчүлөрү  $dH_2$  бир бағыттуу болгондуктан кошуулушат, б.а.

$$H = \oint dH_2' = k \frac{\cos\alpha}{r^2} \oint dl = k \frac{\cos\alpha I}{r^2} \quad (7.4.3)$$

$MOM$ га бурчтутунаи пифагордун теоремасын иегизинде  $r^2 = R^2 + r_0^2$  жана  $\cos\alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + r_0^2}}$  зәңдигин табабыз.

Акыркыларды 7.4.3-түрнүмдөгө көп, төмөнкү барабардыкты алабыз

$$H = k \frac{2\pi RI}{R^2 + r_0^2} \frac{R}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}} = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + r_0^2)^{5/2}} \quad (7.4.4)$$

Бул түрнүм тегерек токтун күчү / контурунун радиусу  $R$  жана тегеректин борборунан  $r_0$  араликтагы окто жаткан  $M$  чекиттиңдеги магнит талаасынын чынчалытын ( $H$ ) аныктайт. Эми четки чектеги учурларды карайлы:

1). Айланамын борбору учун  $r_0 = 0$  болгондуктан, борбордук магнит талаасы

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

Барабар болот

2). Тәскерисинче  $r_0 \gg R$  болсун. Анда  $r_0^2 \gg R^2$

болгондуктан, (7.4.4) -тәндемеден

$$H = \kappa \frac{2\pi R^2 I}{r_0^3} = \kappa \frac{2IS}{r_0^3} = \frac{\kappa}{\kappa'} \frac{P_m}{r_0^3} : P_m = \kappa' IS$$

$P_m$ -контурдун магнитинин ийини.

Ошентип, кичинекей тегерек контурдун магнит таласы

$$\vec{H} = \frac{\kappa}{\kappa'} \frac{\vec{P}_m}{r_0^3}$$

контурдун магниттік ійине  $\vec{P}_m$  түз пропорциялар жана багыты менен дал келет өкен (7.4.2-чыңме).

Тегерек токтуы магнит талаасының күп сыйктерь, ток курчаган түрк айланалард и болушат. Борбору аркылуу еткөн күп сыйк айланынын огу менен дал келет (7.4.4-чыңме).

## 7.5. МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЧЫЗЫМШЕКІЛДЕРДІК ВЕКТОРУНУН ЦИРКУЛЯЦИСЫ ЖЕҢҮНДЕГУ ТЕОРЕМА (ТОЛУК ТОКТУУ ЗАКОНУ)

Ар кандай токтуу еткөргүчтүн же еткөргүчтердүн тобуун түзген магнит талаасын Био-Савар Лапластиң законунун жана супперпозиция принципинин негизинде табууга боло турғаптын жогоруда көрсеттүк. Бирок бул жол көнекей учурлар үчүн (түз жана тегерек токтор) ыңгайлдуу, бирок жалпы жөнүнен өзүн актабаган узун жана таттал эсептөөлөргө алып келет. Тогу бар еткөргүчтердүн магнит талаасын табуунун жөнекей закону болуп, магнит талаасынын чызымшешекілдеги векторунун циркуляциясы жөнүндегу теорема эсептелет. Ал үчүн адегендеп  $\vec{H}$  векторунун циркуляциясы эмнеге барабар экендигін аныктайтын.  $I$  тогун курчаган контур  $L$  ушул токко перпендикуляр тегиздикте жатсын (7.5.1-чыңме).  $H$  векторунун түрк  $L$  контуру боюнча болгон циркуляциясы деп, ушул түрк контур боюнча еки  $H$  жана  $d\vec{l}$  (контурдун элементти) векторлорунун скалярдык кебейтүндүсүнөн алынган интеграл аталаат, б.а.

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \oint H_0 \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \oint H_0 dl \quad (7.5.1)$$

Мында  $H_0 = H \cos \theta$   $\vec{H}$  векторунун  $dl$  элементтіндеги проекциясы,  $L\theta = (\vec{H} \cdot d\vec{l})$

$$7.5.1\text{-чыңмединде } dl_0 = d l \cos \theta, \quad dl_0 = r d\varphi, \quad (7.5.2)$$

Түз  $L$  токтун  $r$  арадындағы магнит талаасынын чызымшеси

$$H = \mu \frac{2I}{R}$$

(7.5.3)

әкендигин жана 7.5.2-түрлөмдөлдердин анында болуп токтады.

$$\oint H_1 dI = \kappa 2I \oint d\varphi$$

(7.5.4)

алабыз.

Бул түрлөмдөлдердин параметри болуп ток еткен еткергүчтүү айланын  $\varphi$  бурчу эсептөлөт. Биз  $\angle$  контуру боюнча толук айланын чысак  $\varphi$  бурчу одон 2ЖЧЕЙИН ЕЗГЕРЭТ б.а.

$$\oint H_1 dI = \kappa 2I \int_{d\varphi}^{2\pi} = \kappa 4\pi I$$

(7.5.5.)

Бул интеграл, эгерде  $\angle$  контуру жаткан тегиздик  $I$  тогуна перпендикуляр болбосо да туура болот. Себеби  $dI$  векторун  $I$  тогуунун бағытына жарыш жана перпендикуляр кылым ажыратканда  $dI = d\vec{l}_1 + d\vec{l}_2$

$$HdI = HdI_1 \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_1) + HdI_2 \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_2); \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_2) = 0$$

б.а.  $dI$  векторунун перпендикуляр түзүүчесү  $d\vec{l}_1$ -дан мазнаге ээ болот.

Биз жогоруда  $I$  тогун курчаган түрк  $\angle$  контурун каралык. Эгерде мындай түрк контур токту курчабаса  $\oint H dI$  иелге барабар әкендигин сойд эле көрсөтүүгө болот.

Эгерде түрк  $\angle$  контуру бир нече токторду курчаса (7.5.2-чийме) бул интеграл

$$\oint H_1 dI = \kappa 4\pi \sum_{i=1}^n I_i$$

(7.5.6)

б.а. Магнит талаасынын чындалыш векторунун түрк контур боюнча циркуляциясы сам жагынан ошол контур курчаган токтордун алгебралык суммасын  $\kappa 4\pi$  кебейткенге барабар әкен. Бул биз жогоруда атаган теореманин аныктамасы болуп эсептөлөт. Бул теореманин толук токтун закону деп да атап көштөт.

7.5.2-чийме учун, алгебралык токтордун суммасы  $\sum_{i=1}^n I_i = I_1 + 2I_2 + 0I_3 - I_4$  болот, б.а. ар бир ток түрк контур арылдуу канча жолу курчалса ошондо жолу эсептөлөт:

$I_1$  тогу бир жолу,  $I_2$  тогу еки жолу,  $I_3$  тогу курчалбайт,  $I_4$  тогуунун бағыты карата-караты.

Бул теорема магнит талаасынын негизги закону болуп эсептөлөт, б.а. 7.5.6-формуладан: 1) Магнит талаасын булагы болуп электр тогу эсептөлөт. 2) Магнит талаасын

төктөрдүр курчап турған түрк күч сыйкыттардан турат. Мәндай талааларды соленоидалдуу же күндиу деп аташат.

Бул теореманы колдонуунун мисалдарына токтололу.

### 7.6. СОЛЕНОИДДИН ЖАНА ТОРОИДДИН МАГНИТ ТАЛААЛАРЫ

Кандайдыр бир өзекке бир калыпта удаалаш орлогон еткергүчтердүр соленоид деп аташат. Бул оромолор аркылуу бирдей  $L$  тогу етет. (7.6.1-чыңе). Эгерде соленоиддин узундугу  $L$ , андагы оромолордун саны  $N$  болсо, андагы оромолордун тыгыздыгы  $\mu = \frac{N}{L}$  болот. Ар бир оромонун түзгөн магнит талаасы кошутат.

Эгерде соленоиддин узундугу анын диаметринен алда кана-ча чоң болсо, аны чексиз узун деп кароого болот. Мәндай соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон, анын сыртында жокко эссе (7.6.1-чыңе). Упундай чексиз узун соленоиддин магнит талаасын табыш учун магнит талаасынын чынчалык векторунун циркуляциясынын теоремасын колдонобуз 7.5.6-формуладан.

$$\oint H_d l = \kappa 4\pi NI$$

алабыз.

Бул формуладаң магнит талаасынын чынчалытын табыш учун, барабарлыктын сол жагындағы интегралды есептөш учун ыңгайлуу түрдегу түрк контурду алуубуз керек. Биэдик шарта мәндай контур  $N$  орнаду өзүне курчаган узундугу  $L$  болгон тик бурчтук болот, б.а. түрк  $L$  контуру боюнча болгон интегралды тик бурчтуктун төрт жактары боюнча болгон төрт интегралдын суттасы катары кароого болот,

$$\oint H_d l = \int_1^2 H_d dl + \int_2^3 H_d dl + \int_3^4 H_d dl + \int_4^1 H_d dl = \kappa 4\pi NI$$

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

Демек,  $\oint H_d l = \int_2^3 H_d dl = \int_2^3 H dl = HL. NI = \kappa 4\pi NT^2$

Б.а.  $H = \kappa \frac{4\pi N}{L} = \kappa 4\pi n I$

Бул формуладаң соленоиддин магнит талаасы анын ичинде

топтолгон жана бир тектүү, ал токтун / күчүнө жана оромолордун 2 жылтырчына түз пропорциялат экен. Бир тектүү магнит талаасы жарыт, бирдей жылтыкта жайлансыкан күч сизнектар арылуу керсөтүлгөн 7.6.2- чиңмө).

Әгерде соленоиддин узундугу чектелүү болбосо ( $l-R$ ) анда анын магнит талаасы  $H$  анын огунун изандайдыр бир чекитинде теменкүдөй аныкталарин далилдебестен жазалы (7.6.1-чиңмө)  $H = k \varrho \pi l / (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1)$

$$(7.6.3)$$

Менде  $\varphi_2 < \varphi_1$ ,  $\cos \varphi_1 = -l/R^2, l^2$

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

2. Тороид дег туктук соленоиддин алтабыз (7.6.3-чиңмө) тороиддин магнит эллиптическин чыналышын табын учун 1.6.7-формуланы колдонобуз, тороиддин узундугу  $2\pi l$ .

Р тороид ортоочо радиусу,

$$\mu = k \frac{2\pi l}{R}$$

$$(7.6.4)$$

Акыркы формуладан, тороиддин магнит талаасы чекенде соленоид сняктуу эле бир тектүү жана анын жинде гана пайда болору келип чыгар.

### 7.7. КИЙИЛДАГЫ ЗАРИДДИН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Био-Савер-Дамастын законунун негизинде  $Idl$  токтун элементтиң радиусунда  $dH$  магнит талаасынын чыналышын түзөн көрсөнбүз, б.з.

$$dH = k \frac{(Idl \times r)}{r^3}$$

$$(7.7.1)$$

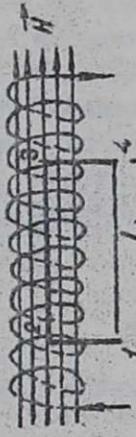
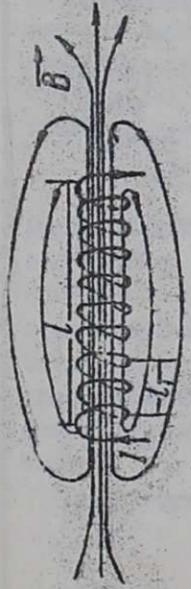
Электр тогу багыттуу кыйылдаты заряддардин тобу болондуктан,  $dH$  талаасы элементтинге заряддардин түзген талааловмач вектордук сумасына барабар болот, б.з.

$$dH = NH$$

$$(7.7.2)$$

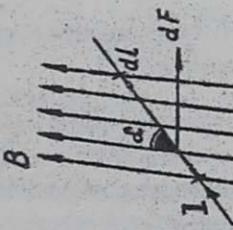
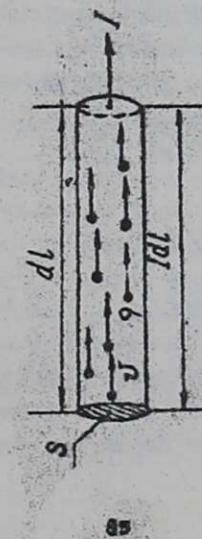
Менде  $k$  күйүндөгү бир зарядтын түзген магнит талаасы. Әгерде  $dl \ll r$  болсо, радиус вектор  $r$  берилкүрээрдлар учун бирдей болот.

Токтун  $Idl$  элементтін заряддардин саны  $N$  иштәмдигүн  $J$  жана чоңдуку  $q$  арылуу түрнгабыз (7.7.1-чиңмө)

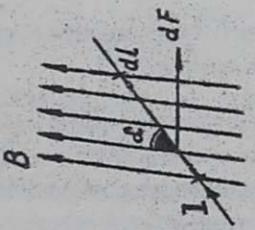


7.6.1 - ЧИЛДЕРЛІК

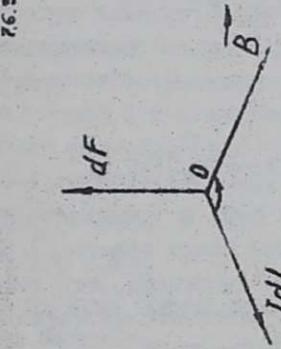
7.6.2 - ЧИЛДЕРЛІК



7.7.1 - ЧИЛДЕРЛІК



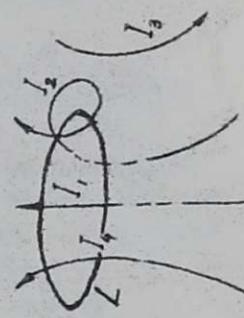
7.8.1 - ЧИЛДЕРЛІК



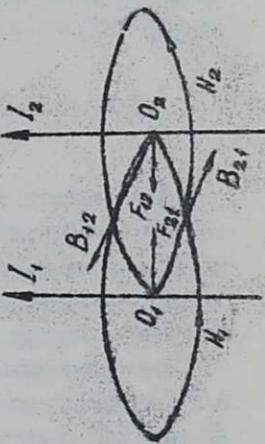
7.9.2 - ЧИЛДЕРЛІК



7.6.3 - ЧИЛДЕРЛІК



7.7.2 - ЧИЛДЕРЛІК



7.8.3 - ЧИЛДЕРЛІК

7.10.4 - ЧИЛДЕРЛІК

(7.7.3)

$$Idl = j S dl \quad j = n q v \quad \text{токтун тыгыздығы}$$

$$Idl = n q v S dl = q v n V = N q v \quad (7.7.3)$$

Акырын түрлөмдөн 7.7.1-формулага көзіп

$$dH = k N q \frac{(V \times r)}{r^3}$$

$N$  зарядтың арасындағы магнит талаасының ыңғалытын таптақ. Бир зарядтың магнит талаасын табып үчүн  $dH$ -ты заряддардың саны  $N$  ге белебүз.

$$\vec{H} = \frac{d\vec{H}}{N} = k q \frac{(V \times r)}{r^3} \quad (7.7.4)$$

Бул ылдамдығы болгон бир  $q$  зарядтың арасындағы магнит талаасының ыңғалыты болуп жөнтелет. Күймілдеги зарядтың магнит талаасынин күч сыйкытары, түз токтуку сыйктуу зле, зарядтың ылдамдығын бағытының айланған борбордот сыйкытар болулат экен. (7.7.2-чынде)

### 7.8. Магнит талаасының текко жағасан аракети.

Ампердин закону.

Тиз биринчи лекцияда, магнит талаасында айланышкан өлшемдүү алакакка күчтүн ишін таасир этип, кандайда бир бурчика буруларын көргөзбүз. Эми токтуу еткөрғүчие магнит талаасының таасир эткеси күчтүнин закон менең дүүлгүн кораймы. Мында закон менемдүйлүктүү Ампер тапшын (1820 ж.).

Ампердин закону бойынча магнит индукциясы  $\vec{B}$  болгон магнит талаасының токтун элементтиң  $Idl$  аракет күлгөн  $\vec{H}$  күчү  $\vec{B}$  тана  $\vec{dl}$  вектордорунун жина алардин ортосундагы бурчтун сийусунун көбейтүндүлөрүне барабар (7.8.1-чынде), б.а.

$$dF = k \frac{Idl}{4\pi} B (dl \cdot \vec{B}) \quad (7.8.1)$$

Жина вектордук түрүндө

$$dF = k \frac{Idl}{4\pi} \vec{B} \cdot \vec{B},$$

(7.8.2)

Мында  $k$  пропорция коэффициенти.

$dF$  күчтүн бағытын, эгер  $\vec{dl}$  тана  $\vec{B}$  векторларунун бағыттары белгилүү болушса, үч ортогонаддуу векторлордун же сол көлөршеси бойынча аныттоого болот (7.8.2-чынде).

Сол көлдүн жайык алакаңын торт Зарлактан учтасы токтун бағы-

тына дал келгендей жана магнит талаасынын күч сизактары алаңкага киргендей кылыш койсөл, баш барык аракеттүүлгөн  $dF$  күччүн бағыттар көрсөтөт.

Ампердин законунан токтуу алкакка магнит талаасынан күчтүн ийини аракеттүүлгөн кылары келип чыгарын көрсөтөлү (7.8.3-чийме) Адегенде токтуу алкактыч тегиздиги (I-2-3-4) бир тектүү магнит талаасынын күч сизактарынын тегиздүгүнине дал келсич. Алкактын I-2 жана 3-4 жактарын  $\theta$  деп, ал эми I-4 жана 2-3 жактарын  $\alpha$  деп белгилеп көйлү. Анда I-2 жана 3-4 жактарына магнит талаасы тасир этбейт ( $F_3, F_4 \neq 0$ ), ал эми I-4 жана 2-3 жактарына таасир эткен  $F_1$  жана  $F_2$  күчтерүү максималдуу болушат

$$F_1 = F_2 = B/I \epsilon \quad (7.8.3)$$

жана караңа каршы бағытта болушкандастын алкак  $BB$  огуунук айланасында аллана баштайды.

Алкакка аракеттенген күчтүн ийини

$$M = F_0 \sin(\vec{n} \cdot \vec{B}) = Ia \sin(\vec{n} \cdot \vec{B}) \quad (7.8.4)$$

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}$$

эске алып,

Бул формуласы вектор түрүндө жазалы, б.а.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}] \quad (7.8.5)$$

Бириңи лекцияда бул формуласы тақырыбадан чыккан формула көтөрүлгөнбүз. Ал эми азыр Ампердин законунан келип чыгарын көрсөттүк. Эгерде токтуу төрт бурчтуу алкак төн салмактуу абылайна келсе ( $\vec{n}/IB$ ) анда анын жактарына ишке күшүшүрүчү (7.8.4-чийме) же алардың сырт жайтарды көздөй көнөлтүүчү күчтер таасир этиштөт.

## 7.9. ЖАРЫШ ТОКТОРДУН ЕЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮЛӨРҮ

Ампердин законун жарыш токтордун ез ара аракеттенинине колдонолуу. Бир токтун экинчиге болгон аракети, бириңин түзгөн магнит талаасынын экинчи токко болгон аракети менен түшүндүрүлөт.  $I_1$  жана  $I_2$  токтору жарыш жана бир жакты көздөй бағытталсын дейли (7.9.1-чийме).  $I_1$  токтунун  $I_2$  токтуну болгон аракеттин табыш учун  $I_1$  токтунун  $I_2$  тогуна етиен чекит арылуу түзгөн  $B_2$ , магнит талаасын тарап, Ампердин законун колдонуудаадыл.

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

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

$I dI \bar{B}$  болгондуктан,  $\sin(I dI \bar{B}) = 1$

7.9.1-формулалын аске алыш, 7.9.2 түркүтүшүн теменчегүдөй казууга болот

$$dF_{12} = k' k M_M \cdot \frac{2 I_1 I_2}{R} dI \quad (7.9.3)$$

Сүретте көрсөтүлгөндөй, бул күч  $I$ , тогун көздөй багытталган. Ушул эле ыкма менен  $I_2$  тогунун  $I$ , тогуна болгон аракеттин  $dF_{12}$ ,  $dF_{21}$  тапсак 7.9.3-түркүтманиң кайра алабыз жана бул күч  $I_2$  тогун көздөй багытталган болот. Ньютоңдун учунчү закону бөлөнчө

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

Ток етүү жаткан еткергүчтердин бирдик узундугуна аракет кылган күчтү тапсак, анда ал

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

бараар болот.

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

Токтун жана магниттик бирдиктерди табуу учун, 7.9.5-формулалын (вакуумда  $\mu=1$ ) колдонообуз,

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

1. Адегендө СИ системасын карайлы. Бул система дагы бизге белгилүү үч негизги бирдиктерге: масса (кг), узундук (М) жана убакыт (сек), кошумча тергүнчү негизги бирдик токтун бирдиги ампер (А) киргизилет. Бул тергүнчү бирдиктүн киргизилиши иш жузунде ынгайлынка алыш келген менен физикалык өз негизгө ээ смес.

Этүрдө охи чөкспөз узундудатын түз жарыш, вакуумда биринең  $I$  м, аралыкта жайланышкан, кесилиш аялттары жокко эссе болгон еткергүчтер аркылуу еткөн бирдей туралтуу ток биринең  $I$  метр узуудукка  $2 \cdot 10^{-8}$  Ньютон күч менен аракеттенинде мындаш токтун чондугу  $I$  Амперге барабар болот.

Бул системада пропорция коэффициенттери төмөндегүдей маанилерге за деп алынат.  $k' = 1$ ,  $k = 1/4\pi$

7.10.1-формулалып магниттик туралтуу  $\mu_0$  таал алаңыз  $I_1 = I_2 = 1A$ ,  $R = 1m$ ,  $f_{12} = 2 \cdot 10^{-2} N/m$

$$\mu_0 = \frac{4\pi f_{12} R}{2I^2} = 4\pi \cdot 10^{-2} N/A^2 = 4\pi \cdot 10^{-2} N/m$$

Магнит талаасынын чындаштынан бирдигин чексиз түз токтун магнит талаасы формуласынан аныктайбыз

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

Бул формуладан магнит талаасынын чындаштынан бирдигин Ампер/метр ( $A/m$ ) аркылуу табабыз.  $1A/m$  дегенчөндөгү  $I$  амперге барабар чексиз түз токтун  $R = \frac{1}{2\pi}$  метр арасында түзген магнит талаасынын чындаштына барабар болот. Бул шартта 7.10.2-формуладан

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

алынат.

Ал эми магнит индукциясынын векторунун бирдиги  $B_0$  //Формуласын табылат жана СИ системасында тесла ( $T_A$ ) деп аталат.

$$1 T_A = 4\pi \cdot 10^{-2} N/A^2 \cdot 1A/m = 4\pi \cdot 10^{-2} N/A \cdot m$$

б.а. магнит талаасынын чындашты  $A/m$  болсо, анын индукциясы  $4\pi \cdot 10^7 T_A$  барабар болот экен.

2. Абсолюттук электромагниттик бирдиктердин системасы СГСМ. Бул системада коэффициенттер  $\mu_0 = 1$ ,  $k = k' = 1$ . Токтун күчүн бирдиги болуп СГСМ, кабы алымган. Буга колумча механикалык чондуктардин СГС системасындағы негизги бирдиктер  $I_G$ ,  $I_{cm}$ ,  $I_S$  колдонулат.

1 СГСМ, токтун бирдиги (7.11.1) формуладан табылат. (Вакуум күчүн  $M=1$ )

Жи жарыш түз чексиз узундуктагы вакуумда  $\mu = 1$  бирій биринен  $R = 2$  см арасында жайланышкан, кесилем алттары жокко же болгон еткөргүчтер аркылуу еткен туралтуу ток бири бирине метр узундукка 1 дина күч менен аракеттенилсе, алар аралуу еткен токтун күчү 1 СГСМ, барабар болот.

И системасындағы 1 Ампер менен СГСМ системасындағы 1 СГСМ, токтун бирдиктеринин ортосундагы байланыш 7.10.1-формуладан алаңыз,  $I_1 = I_2 = I$  болғандуктан жаңа 1дин =  $10^{-5} H$ ,  $R = 2 \cdot 10^{-2} m$ ,  $dl = 10^{-2} m$

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

$$б.а. \quad 1\text{СГСМ}_1 = 10A$$

СГСМ системасында магнит индукциясынын векторунун бирдиги катары Гаусс ( $I_C$ ) алынат  $[B] = 1\text{С.Бул чоңсүк Ампердин законунан аныкталат,}$

$$F = k' I_1 B$$

7.10.3)

Бир тектүү магнит талаасы I СГСМ, ток отуп жаткан түз еткөргүчтүн ар бир см узундугуна I дина күч менен аракет этсе мыңтай магнит талаасынын индукциясы I Гауссса ( $I_C$ ) барабар болот

$$\text{Мындан} \quad k' = 1 \quad [F] = 1\text{дина}, \quad [I] = 1\text{СГСМ},$$

$$[L] = 1\text{см} = 10^{-2}\text{м}$$

$$[B] = \frac{[F]}{[I][L]} = \frac{1\text{дина}}{1\text{СГСМ}_1 \cdot 1\text{см}} = \frac{10^{-5}\text{Н}}{10\text{А} \cdot 10^2\text{м}} = 10^{-4}\text{Т.А}, \text{ б.з } 1/C = 10^4\text{Т.А}$$

Магнит талаасынын чынчалыштын бирдиги катары, СГСМ системасында Эрстед (Э). И Эрстед катары вакуумда индукциясы, I Гауссса барабар болгон магнит талаасы кабыл алынат,  $B = M_0 H$  болгондуктан, жана СГСМ системасында  $M_0 = 1, 13 = 1/G$  Эми I Эрстед менен СИ системасындагы ( $1\text{А/м}$ ) ортосундагы байланышты табайы

$$H = \frac{B}{M_0} = \frac{10^{-4}}{4\pi \cdot 10^{-7}} \frac{A}{m} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{A}{m}$$

б.а.

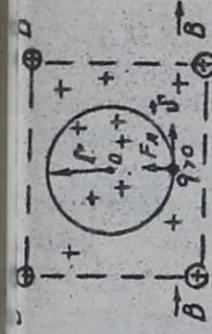
$$13 = (10^3 / 4\pi) A/m$$

3. Гаусстүн абсолюттук бирдиктеринин система. Бул система физика колдонулуучу бирдиктердин эң ынгайлуюусу. СГСМ жана СГСЭ системалардан айрымасы, ампердин жана Био-Савар-Лапластиң формулаларындагы пропорция коэффициенттери  $k' = k = \frac{1}{4\pi}$  барабар, деп алынат жана  $C$  жарыктын вакуумдагы тараалуу шидамдыты, физикада электродинамикалык түрлүктүүлүк деп аталаат.

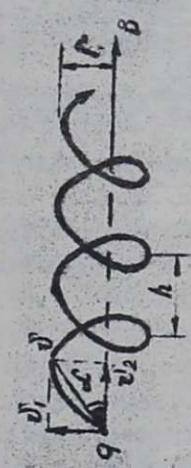
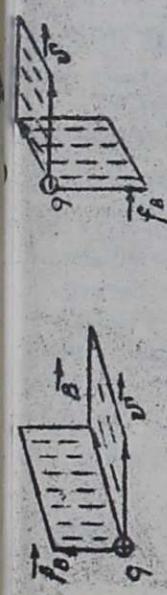
СИ, СГСИ жана Гаусстүн абсолюттук бирдиктеринин система сундагы электрик жана магниттик чондуктардын байланыштарын физикалык атайдын табиитлелепкан караныздар.

### 7.11. Магнит талаасындагы заряддардын күйүшү. Лоренцтин күчү.

Ампердин законунан  $dF$  токтун элементине индукциясы болгон магнит талаасы  $dF$  күчү менен аракеттерин көргөнбүз



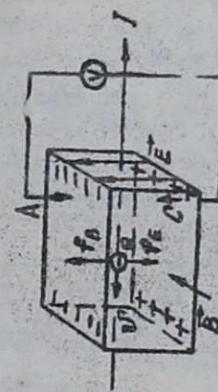
7.11.1 - 4UUME



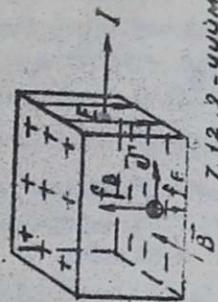
7.11.4 - 4UUME

91

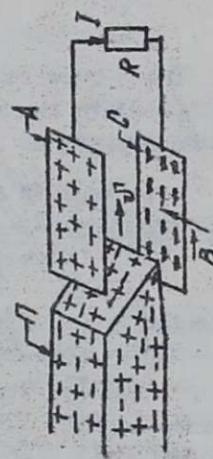
7.11.3 - 4UUME



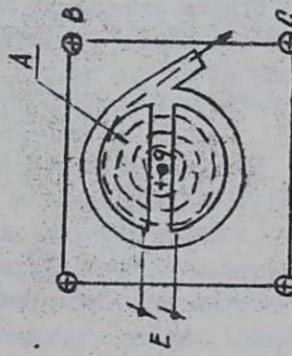
7.12.1 - 4UUME



7.11.2 - 4UUME



7.14.1 - 4UUME



7.13.1 - 4UUME

б.а.

$$dF = \kappa' Idl \mathcal{B} \sin(\mathcal{B} d l' \mathcal{B})$$

(7.II.1)

Багыттуу заряддардын күймөлү токтуу, түзгөндүктөн, токтун  $Idl$  элементин заряддардын саны  $N$  ылдамдыгы жана заряддардын чоңдугуу  $q$  арчылуу ? 7.7.3-формула

$$Idl = Nq\mathcal{B}$$

(7.II.2)

Эми магнит талаасынын күймөлдөгү бир зарядка таасир этилен күчүн табып чечүн, 7.II.2-формуламы 7.II.1 формулаға косып заряддардын санына  $N$  белебүз

$$\mathcal{F}_a = \frac{dl}{N} = \kappa' q \mathcal{B} \sin(\mathcal{B} \cdot \mathcal{B})$$

(7.II.3)

иер вектордук түрдө жассан

$$\mathcal{F}_a = \kappa' q [\mathcal{B} \times \mathcal{B}]$$

(7.II.4)

Акырын түнштэе Лоренцтин күчү деп сталат. Лоренцтин күчү магнит талаасынын күймөлдө болгон зарядны жасаган аракеттүү персөттөт. Бул күчтүн багыты ез ара ортогоналдуу  $\mathcal{B}$ ,  $\mathcal{B}$  жана  $\mathcal{F}_a$  векторлордун, ие сол көлдүн аракеси аркылуу аныктоого болот. 7.II.1 жана 7.II.2-чиймелерден көрүнгөндөй бул күчтүн багыты түрдөлдөгүн заряддардын белгисине да көз каранды. Эгерде он( $q > 0$ ) жана терс( $q < 0$ ) заряддар, бир магнит талаасында бирдей багытта күймөлдөлгөн, аларга карана-каршы багыттары күчтөр таасир этет.

Эгерде күймөлдөгү заряд электр ( $E$ ) жана магнит талааларында  $E$  өзүсө ага Лоренцтин күччинен балкага электр күчү  $f_e = qE$  да таасир этет б.а.

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_a + \mathcal{F}_e = qE + q[\mathcal{B} \times \mathcal{B}]$$

(7.II.5)

Бир төйтүү магнит талаасындағы заряддардын күймөлүн израйлы (электр талаасы жок). 1. Заряддын күймөлүнин багыты ( $\mathcal{B}$ ) менен магнит талаасынын күч сыйкыттары ( $\mathcal{B}$ ) жарыш болсун ( $\mathcal{B} \parallel \mathcal{B}$ ). Анда (7.II.3) формуламын негизинде  $\sin \theta = 0$  болгондуктан, Лоренцтин күчү ( $F_3 = 0$ ) нел болот, б.а. кынтай цартта заряддалган белүүчөгө магнит талаасы аракет кылбайт. 2. Заряддалган белүүчөгө магнит талаасынын күч сыйкыттарына перпендикуляр ( $\mathcal{B} \perp \mathcal{B}$ ) күймөлдөлгөн. 7.II.1, 7.II.2-чиймелер). Бул эки вектордун ортосундагы бурч  $\theta = \frac{\pi}{2}$  болгондуктан  $\sin \theta = 1$ , Лоренцтин күчү сан жагынан

$$f_B = q / \sigma B = m \frac{v^2}{r} \quad (7.II.6)$$

барабар болот. Заряддалган белүкчө 3 магнит индукциясынын векторуна перпендикуляр тегиздикте күймидайт, Лоренцтин күчү борбордон чёттөчү күч болот.

$$f_B = q / \sigma B = m \frac{v^2}{r} \quad (7.II.7)$$

Бул туртмадан, күймидын траекториясынын ийрилигинин радиусу

$$r = \frac{1}{(q/m)} \frac{\sigma}{B} \quad (7.II.8)$$

барабар болот.

Бир тектүү талаада В туралтуу болгондуктан, массасы болгон заряддалган белүкчө аллана боюнча күймидайт, жана анын аллануу мэзгили  $T$  туралтуу тондук болот

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

Алдана боюнча болгон зарядын күймилүү ошол зарядын белгисине жараша болот экен (7.II.3-чийме). Бул чиймеде квадраттын ичинде магнит талаасы бир тектүү жана анын күч сзыктары чийменин тегиздигине перпендикуляр болуп киришет.  $\oplus$  белгиси менен берилген). Оң заряддалган белүкчө ( $q > 0$ ) солсон санды кәздөй күймидаса, сол колдун эреккеси боюнча жогору бағытталган Лоренцтин күчү таасир этет. Эгер белүкчө терс зарядка ээ болгон болсо, анда ага таасир эткен күч теменде бағытталмак.

3. Заряддалган белүкчө магнит талаасынын күч сзыктарына кандайдыр бир  $\angle$  бурчу менен кирсүн (7.II.4-чийме). Магнит талаасынын бағытына салыштырмалдуу ылдамдык векторун жараш жана перпендикуляр түзүүчүлөргө аныратайты

$$\bar{v} = \bar{v}_\perp + \bar{v}_\parallel, v_\parallel = v \cos \angle, v_\perp = v \sin \angle \quad (7.II.10)$$

Ылдамдыктын жарым түзүүчүсүне магнит талаасы таасирин тийгизбешин жогоруда карадык. Мындай шартта белүкчө бир убакытта эки күймилда болот - ал  $v_\parallel$  ылдамдыгы менен магнит талаасынын күч сзыктарын бөйлөп түз сзыктуюу күймилда болсо,  $v_\perp$  ылдамдыгы менен радиусу

$$r = \frac{m}{q} \frac{v_\perp}{B} = \frac{m}{q} \frac{v \sin \angle}{B} \quad (7.II.11)$$

Болгон алланма күймилга катышып,

Жалғы жөнүнен белгілгенүт күймешкін траекториясы спираль сыйзат. Бул спиралдын аралы  $\lambda = \frac{\pi R}{B}$  және 7.11.9 -фотоудан пайдаланып темендегүнү алабыз.

$$\lambda = \frac{\pi R}{B} \cdot \frac{m}{191} \cdot 10^3 \cos \varphi$$

7.11.12)

### 7.12. Холдун эффектиси

Америкалық физик Э.Холл 1880 жылда металл (алтын) тилкесин магнит талаасына жайлаптырып, ток еткезгендеге тилкенин теменкү жана жогорку тегиздиктеринин  $A$  жана  $C$  чекиттеринин ортосунда потенциалдардың айырмасы  $\varphi_A - \varphi_C$  пайдада болорун байкаган (7.12.1- чијме). Ындаидай потенциалдардың айырмасы магнит талаасы бар кездеге жана анын күч сыйкытары токтун багыты менен перпендикуляр кезинде гана пайдада болоруна көнүл бурган. Бул кубулуш Холдун эффектиси деп аталып калады. Бул потенциалдардың айырмасы, тилкө аркылуу еткен токтун тығыздыгына, магнит талаасынын индукциясына  $\vec{B}$  жана тилкенин бийликтегине дә түз пропорциелаш экендиги талурын бадан анылташтан.

$$U_x = \Delta \varphi = \varphi_A - \varphi_C = R_x / Bd$$

7.12.1)

Ында  $R_x$ -Холдун түркүтүү саны. Эми электрондук теориянын негизинде Холдун эффектин түшүндүрөлү.

Металлдарда ток электрондордун күйінде менен байланышкан. Магнит талаасында күйлүздөгү зарядка Лоренцтин күчү таасир этет. Чамынде токтун багыты солдон онду кездей багытталған, бул электрондордун сидон солду кездей багытына туура келет, ал эми магнит талаасынын индукциясы  $\vec{B}$  перпендикуляр багытталған. Ындаидай шартта электронго жогорку жакка багытталған Лоренцтин күчү таасир этет. Натыйжада электрондор еткергүчтүн жогору магнита чогулат, ал эми теменкү тегиздикте терс заряддар жетишбегендиктен, он заряддар тоңтолот. Ток еткен еткергүчтөгү заряддардың мұндай белүншүү алардың ортосунда электр талаасынын пайдада кылат. Бул электр талаасын электронго Лоренцтин күчүнә карата-карты ( $f_e$ ) багытта аракет кылат. Бул күч бири-бiriнэ барабар болгондо, тен салмақтуу абал  $f_e = f_B$  пайдада болот же болбосо.

$$eB = eE$$

7.12.2.)

еки жагын түлкенин бийлкитиги  $d$  га көбейтөлу

$$VBd = Ed = U$$

7.12.3)

$$\text{токтун тығыздығы } j = -\frac{I}{S} = nI\bar{v}$$

7.12.4)

$$\text{болғондуктан, } U = \frac{1}{nI} Bd = R_k j Bd$$

7.12.5)

Мында  $R_k = \frac{1}{nI}$  Холлдин тұрақтуусу, еткергүчтегү зарядка жана анын тығыздығына көз каранды аттан. Олондуктан, Холлдин тәжірибелсінан  $R_k$  ді ешкіл, андан еткергүчтегү электрондордун тығыздығын анытоого болот ажыран.

Кийинчарез, Холлдин эффектиси жарым еткергүчтерде да байкалары анытады. Холлдин тәжірибасын пайдаланып жарым еткергүчтердегү токту еткергүчү заряддардың белгисин (он, терс) анытоого болот, себеби 7.12.5-формуладан көрүнгендей, потенциалдардың айырмасының белгиси еткергүчтегү заряддың белгисине да жараша ажыран. 7.12.1-чи мінде жарым еткергүчтүн же еткергүчтүн зарядды алып журуучулеру терс заряддуу электрондер болғондуктан, көрсетүлген шартта жогорку бети терс потенциалга ээ, ал еми 7.12.2-чи мінде жарым еткергүчтүн зарядын алып журуучу он заряддагы белгүчө болғондуктан, жогорку бети он потенциалга ээ.

### 7.13. Заряддалған белүкчелердүн ылдамдатылыштары.

Электр жана магнит талааларының жардамы менен заряддалған белүкчелердү (электрон, протон, мезон ж.б.) жогорку энергияга жеткируучу куралдарды алардың ылдамдатылыштары деп аташат. Мында ылдамдатылыштар ылдамдашуучу белүкчелердүн түрлерүне, энергияларына жана интенсивдүүлүгү менен мунезделүштөт. Үлдамдатылуучу белүкчелердүн траекториясына жана ылдамдашуунун шартына жараша ылдамдатылыштарды түз, циклдүү (мезгилдүү) жана индукциондуу кылыш белүнүштөт. Түз ылдамдатылыштарда белүкчелердүн траекториясы түз сыйык болонча ал еми циклдүү жана индукциондуу ылдамдатылыштарда белүкчелердүн траекториясы алланы же спираль турунде белүнүштөт.

Үлдамдатылуучу белүкчелердүн энергиясы электр талаасынан көбейтөт.

I-Түз сыйыктуу ылдамдатылыштар электростатикалык жана индук-

циондуу болуп эки түргө аныратылат. Электростатикалык түз сыйыктуу ылдамдаткычтарда заряддуу белүкчө ылдаңдатуучу электр талаасы аркылуу бир нече жолу етсе, белүкчө  $A\varphi = \varphi_0 - \varphi$ , потенциалдардын айрмасын еткенде  $W = qU$  энергиясына ээ болот. Ошентип, белүкчө канчалык кеп потенциалдардын айрмасын басып етсе, ошончолук кеп энергияга ээ болот. Заряддалган белүкчелерду электр талаасы аркылуу бир нече жолу еткерүү менен алардын энергиясын ондогон миллион электрон вольтко ( $M\text{eV}$ ) жеткирүүге болот.

Индукциондуут түз ылдамдаткычтарда заряддалган белүкчелер энергияны жогорку жылтыктагы езгермелүү электр талаасынан альшат. Бул электр талаасы ылдамдатылуучу белүкчелердүн кыймылына жараша синхронно бирдей езгерет. Ушундай жол менен заряддалган белүкчелердүн энергиясын, 3 км жолду еткенде 22 ГЭВ чейин жеткизишкен (США).

2. Азыркы мезгилидеги эки кубаттуу ылдаңдаткычтар циклдүү принципде иштешет. Аларда заряддалган белүкчелер электр талаасын кеп жолу басып етүшпүр ар бир еткенде энергиясын жүздөгөн миң электронвольтко ( $\text{eV}$ ) кебейтүп олтурат. Мындай ылдамдаткычтарга никлотрон, фазатрон, синхрофазотрондор киришет.

Никлотрон эки жука металдан жасалган жарым тегерек кобракадан (Дуант) турушат (7.13.1-чийме). Бул дуанттардын ортосу ишке жылчык менен белүнгөн жана алар күйтүү магниттин эки уолунун ортосунда жайланишат. Эки дуант езгермелүү электр талаасынын ( $E$ ) булактарына туташтырылган. Бул дуанттын борборунан (чекити) заряддалган белүкчелер буриулуп турат. Алар дуанттын жылчыктарынын ортосундагы электр талаасынын энергия альшат. Электр талаасынан багыты, заряддалган белүкчө жылчыкка жеткенде, аны ылдамдаткандай болуп езгерүп турат. Магнит талаасынын таасири астында заряддалган белүкчө айланы боюнча күйүндөгандыктан, анын айлануу мезгили заряддалган белүкченүн салыштырмалуу зарядына ( $q/m$ ) жана магнит талаасынын индукциясына жана жараша болот. 7.11.9-формула)

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

7.13.1)

Электр талаасы дагы ушундай мезгил менен езгерүп турушу варыл. Электр талаасын ар бир жолу басып, еткен сайын аны энергиясы ылдамдыгы) көбейгендүктен белүкченүн айлануу радиусу чоңорп омтурат (7.11.8-формула).

Мындай белүкчө белгилүү бир энергияга жеткенден ийин циклотрондон учуп чыгат жана аны аз түрдүү көркөтөлөрдөрдө пайдаланышат. Циклотрондордо магнит талаасы туралктуу, ал эми электр талаасынын чындашты гармоникалык закон менен туралтуу / мезгилди менен езгерат.

$$E = E_0 \sin(2\pi f t) \quad (7.13.2)$$

Белүкченүн энергиясы (ылдамдыгы) есken сайын анын массасы езгерерүү билебиз

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

Б.а. ылдамдыгы есken сайын заряддалган белүкчө "сөрдөй" баштап, айлануу мезгилин узарат.

Олондуктан, белүкченүн ылдамдыгы чоңойтандо ( $U \sim c$ ) алектр талаасынын езгерүшү менен белүкченүн айлануу мезгилдеринин ортосундагы синхрондуулук (дал көлүүчүлүк) бузула баштайт. Белүкченүн ылдамдыгы кандайсыр бир чоңдукка жеткенде, аны айлануу мезгили алектр талаасынын тескери фазасына түшүп ылдамдатылбастан, тескериисинче анырыладай баштайт. Оментип, циклотрондо заряддалган белүкченү белгилүү бир энергияга чейин жана ылдамшатууга болот екен. Мындай энергиянын жогорку чеги теменкү формула менен аныкталат.

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

Мында  $q$ ,  $m_0$  белүкченүн заряды жана тийн абалындагы массасы,  $U_0$ -харкыттын ылдамдыгы  $U_0$ -дуанттардын ортосундагы чындалуунун амплитудасы. Иисасы  $U_0 = 10^6$  болсо, анда протон учун  $W_r = 21.9$  МэВ болсо, электрон учун  $W_r = 1$  МэВ болот. Олондуктан, циклотрондор алектрондорду ылдамшатуу учун характерыз экен.

Фазатрон. Фазатрондун түзүлүшү циклотрондукунан айрымаланбайт, магнит талаасы туралктуу. Бирок фазатрондо циклотрондогу алектр талаасы менен белүкченүн айлануу мезгилдеринин бузулушу алектр талаасынын мезгилдин анырынап езгертуу аркылуу калыбына көлтирилед. Заряддалган белүкченүн айлануу радиусу, анын ылдамдыгына жараша чоңорп олтургандыктан, анын

Эң жогорку энергиясы фазатрондун диаметри жана магнит индукциясынын чоңдугу менен байланышкан. Мисалы, СССРде электромагнитинин салмагы  $10^7$  кг, уолдарынди диаметри 6 м болған фазатрон протонду 680 мэВ энергияга чейин ылдамдатат. Фазатрон да циклотрон сыйктуу але электрондорду ылдамдатууга жараксыз, себеби анын массасы, арбиттүүн радиусу жана аллануу мезгили, ылдамдыты есken сайн ете тез есшет.

Ошондуктан, электрондорду ылдамдатуу учун циклдүү ылдамдатычтардын башка түрлерүү бетатрон жана синхротрондор колдонушат. Бетатрондун иштөө принципи электромагниттик индукция кубулутуна негизделгендиктөн аны кийинчөрөк кайрайбаз.

Синхротрондо, езгермелүү электр талаасынын жылтытуу туралктуу ал эми магнит талаасынын индукциясы езгерүлөт. Белүкченүн толук энергиясы  $W=mc^2$ , анын массасына түз пропорционал болгондуктан, анын магнит талаасындагы айлануу мезгили (7.13.1) темендегүче мезгилии (7.13.1) темендегүче жазууга болот ( $c$ -жарыктын ылдаштыгы))

$$T = \frac{e\pi}{9c^2} \frac{W}{B} \quad 7.13.5)$$

Ошондуктан, синхротрондо шарты сакталсын үчүн, белүкченүн энергиясы есken сайн магнит талаасынын индукциясын чоңдугу талап кылынат. Синхротрондордо зарядталган белүкчөлөр спираль түрүнде емес айланага жалыны орбиталар бойнча айланышат.

г) Синхрофазатрон. Синхрофазатрондо жогоруда айтылган синхротрон жана фазатрондордун иштөө принциптери комулган б.а. электр талаасынын жылтытуу жана магнит талаасынын чоңдугу езгертуүлөт. Ошондуктан, мындай ылдамдатычтардын жардамы менен белүкчөлөрдүң чоң энергияларга чейин ылдамдатууга болот.

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

#### 7.14. Магнито-гидродинамикадык "МГД" генератор

МГД-генератордун иштөө принципи Холлдин эфектисинин пайды болутуна оңшо жана Доренцтин күчүне байланыштуу. МГД-генератордун түзүлүшү жөнеке (7.14.1-чийм). Ал эки жарыл тегиздикте жайланылган А жана С откергүчтөн жасалган тилкелерден электрондордон турат. Бул тилкелердин ортосундагы баштукта магнит талаасы түзүлт. Эгерде ошол баштук аркылуу плазма жогорку ылдачдыктай етсе жана анын күйүл багыты магнит талаасынын күч сыйкытарына перпендикуляр болушса ( $\vec{J} \perp \vec{B}$ ), Доренцтин күчүнүн таасири менен плазманын оң заряддалган белүкчелерүү бир электродко сүреттө жогоркусуна, ал эми терс заряддалган белүкчелер экинчи электродко белүнүпти, алардын ортосунда потенциалдар айырмасы пайдада болот. Бул эки электродду иандайдыр бир каршылыкка лампочка, электромотору, утюг ж.б.) ал аркылуу ток етет.

МГД-генераторду түзүүде эң негизги элемент плазманын ағыны болуп эсептелет. Плазманы, жылуулук электр станцияларындағы буу турбиналарындағы жогорку температурааларды ( $T \sim 5000\text{K}$ ) пайдаланып алууга болот. Кээ бир заттардын атомдору, ушул температурада иондорго (оң жана терс заряддарга) ажыратат, Иисаль, натрийдин атомдору. Ал эми натрийдин  $N_e$  иондоштурулган буулары температуралын градиентинин эсебинен ысынтан сүккүт көздөй жылымп, плазманың ағынын пайды күльтат. Ошентип, МГД-генератору жылуулук электростанциясы менен бирдиктө иштеп, анти-пайдалуу аракет коэффициентин (п.а.к.) жогорулатат. Азырын көздеги МГД-генераторлордун кубаттуулугу  $\sim 100$  Мегаваттка жетет.

#### 7.15. Магнит ағыны

Магнит индукциясынын векторунун ағыны же кыскача магнит ағыны  $d\Phi$  деп элементардык  $dS$  аянтчанын магнит индукциянын векторудун аянтчага тургузулган бирдик нормалга түшкөң проекциясына  $B_n$  болгон көбейтүнүсү аталат (7.15.1 чийм)

$$d\Phi = B_n dS = B dS \cos\varphi = \vec{B} d\vec{S}$$

7.16.1)

Мында  $\angle \delta = (\vec{B}^* \vec{n})$ ,  $d\vec{S} = \vec{n} dS$  алганча вектору. Бул түрлөмдөн толук  $S$  бети боюнча интегралдан, ошол  $S$  бети боюнча еткен ағыны албыз,

$$\Phi = \int_S B_n dS = \int_S \vec{B} d\vec{S} \quad (7.15.2)$$

7.15.1-формуладан  $B_n = d\phi/dt$  б.а.  $B_n$ -бирдик саянка түрга келген күч сыйыктардың санына барабар болгондуктан, магнит ағыны ошол алганча еркылуу еткен күч сыйыктардың толук санына барабар. Магнит ағыны оң жана терс болуп белгиси менен да алышмаланат. Чындыгында эгерде  $\delta < 90^\circ$  болсо  $\cos\delta > 0$ , магнит ағыны ( $d\phi > 0$ ) оң сан болот. Бул учурда магнит талаасынын күч сыйыктары нормаль түргузулган беттен чыгышат. Эгерде  $\delta > 90^\circ$  болсо магнит күч сыйыктары нормал түргузулган бетке крет,  $\cos\delta < 0$  магнит ағыны терс маанине ээ болот. Магнит ағыны бир тектүү жана  $S$  бети жалпак болсо магнит ағыны  $\Phi = BS$  болот.

Эгерде магнит талаасы бир тектүү болбосо жана  $S$  бети жалпак болбосо,  $S$  бетин элементардың  $dS$  бетчелерге болтуу керек. Жандай бетчелердин алтын ар биринен бирдей сандагы бир тектүү күч сыйыктар эткендөй кылым тандос зарыл. Даллас магнит ағыны 7.15.2 -формула менен аныкталат.

Магнит ағыналын бирдиги СИ системасында  $[\Phi] = [B][S] = T \cdot m^2 = \frac{B \cdot s}{m^2} \cdot m^2 = B \cdot s$  Вебер (Вб) деп аталат

СГСН системасында: Нансвейл мкс.

$$1 \text{ мкс} = 1 \text{ Гц} \cdot 1 \text{ см}^2, 1 \text{ Гц} = 10^6 \text{ Г}, 1 \text{ Г} = 10^8 \text{ мкс}$$

### 7.16. Строоградский-Густун магнит талаасы чүн теоремасы

Тук бет аркылуу еткен магнит ағыны нөлгө барабар,

$$\oint_S B_n dS = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (7.16.1)$$

Бул теорема магнит талаасынын күч сыйыктарынын түркүгүнан 'соленоидалдуулугунан' келип чыгар '7.16.1-тийн'. Тук беттин  $S_1$  жагынан киңген магнит ағыны  $S_2$  бетинен чыккан ағынга сан санынан бирдей, бирок белгилери карама карсы  $\Phi_1 = \Phi_2$  себеби киңген жана чыккан сыйыктардың сандары бирдей. Ал эми

жалпы магнит ағыны алардын суммасына барабар

### 7.17. Магнит чыңырларының закондору

Биз жогоруда, соленоиддин жана торроиддин өзектерүндө магнит талаасы пайда болорун нарағанбыз. Ушул сияктуу магнит талаасы топтолгон чейкиндиктүн белгүтерүнүн тобун магниттүү чыңырдар деп аташат. Чагнит талаасын иштегүш учун магнит етүдүүлүгү  $\mu$  ете чоң болгон магниттик материалдардын турган магниттик чыңырларды колдонушат (мисалы, темир). Үндай чыңырлардагы магнит талаасынын булагы болуп чыңырдын бир белүү гүн түзген тоқтуу катушка эсептөлөт. Трансформаторлор, электромагниттер, электромотор ж.б. элементдерден турган магнит чыңырлары эсептөө маанилүү маанигө ээ. Магниттүү чыңырларды эсептөө тодук тоқтун законуна жана Остроградский-Гаусстун магнит талаасы учун теоремасына негизделет.

Зинекий мисал катары, ишке жылчыктуу шакең сияктуу өзектүү соленоиддин турган магнит чыңырлары нараиль. Оромолордун саны  $N$ , тоқтун күчү  $I$ ,  $\mu_2$ -абадагы жылчыктын көндиги,  $\mu$ -өзектүү узундугу 7.17.1-чында.

Толук тоқтун закону башка соленоиддеги магнит талаасынын

$$\oint H dl = \mu_0 N I \quad (7.17.1)$$

өзектегү  $\left\langle \right\rangle$  жана магниттагы обода ( $l_1, \mu_1=1$ ) магнит талаасынын чыңырдан жоғары түрдүү болгондуктан

$$H_1 = -\frac{A}{M_1 M_0}, \quad H_2 = \frac{A}{M_2 M_0} \quad (7.17.2)$$

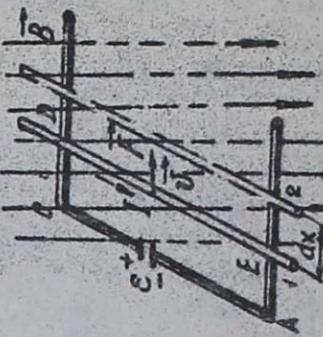
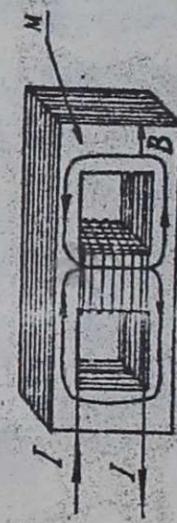
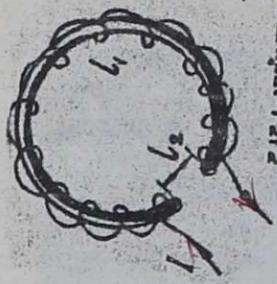
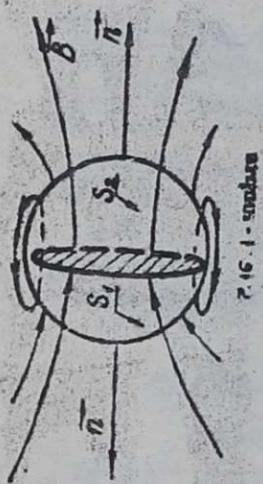
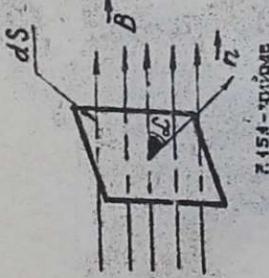
жо болбосо  $\oint H_1 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = B \left( \frac{l_1}{M_1 M_0} + \frac{l_2}{M_2 M_0} \right) = 45 \text{ kN}$

$$B = k_M \cdot \frac{45 \text{ kN}}{\frac{l_1}{M_1} + \frac{l_2}{M_2}} \quad 7.17.6.$$

Эгерде өзек түрк темирдөн болсо ( $M_1 = M_2 = M$ )

$$B = B_0 = k_M \cdot \frac{45 \text{ kN}}{l_1 + l_2} \quad (7.17.7)$$

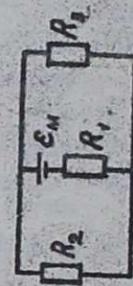
$M \gg M_2$  болгондуктан,  $B > B_0$  болот, б.а. өзек түрк болбосо, андагы абалуу жылчык жалпы катушкадагы магнит талаасынын азайтылма алыш келет экен. Үндай болбос учун жылчыктын етө



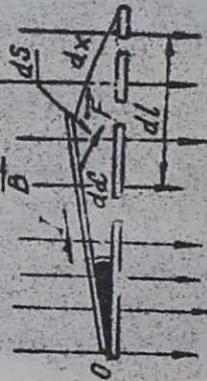
7.17.1 - Частотный

7.15.1 - Частотный

102



7.17.3 - Частотный



7.18.2 - Частотный

7.1.1 - Частотный

күчинекей жыныс көрсөт.

7.17.6. барабардыктын ски жагын езектүн кесилиш аятына көбейтүп, ал аркылуу етүүчү магнит агынын алабыз

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

Бул түрлүмдөм, Оңдун толук чынчыры түчи законуна түспөлдөй көрнөт; б.а.

$$I = \frac{E}{R+r} = \frac{EM}{R_1+R_2} \quad (7.17.9)$$

Мында  $E_M = k 4\pi NI$  магнит агынын түзүүчү магнит киймдөйткүн күчү

$$R_1 = \frac{1}{\mu_1 \mu_0} \frac{S}{5} - \text{езектүн магниттик каршылыгы}$$

$$R_2 = \frac{1}{\mu_2 \mu_0} \frac{I_B}{S} - \text{жылчылтын магниттик каршылыгы}$$

$$R_M = R_1 + R_2 - \text{магнит чынчырынын толук каршылыгы}$$

Ошондуктан, 7.17.9-түрлүмдөм Оңдун магнит чынчылары түчи толук закону деп аталат.

Татаал магнит чынчыларынын магниттик мүнөздөеочу чондуктарды өсөттөө түчи Киркофтун времелери колдонулат. Кирхофтун I-брекеси

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

магнит еткергүчтердин түйндерүндөгү магнит агындарынын алгебралык сумасы нөлгө барабар.

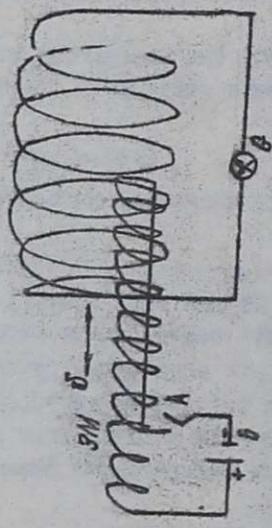
$$\text{Киркофтун II-брекеси } \sum_{i=1}^N \Phi_i R_{Mi} = \sum_{i=1}^N E_{Mi} \quad (7.17.11)$$

тармакталган магнит чынчырманын ар кандай түркү контурунда магнит агындарынын чынчырдын тиешелүү болуларунун магниттик каршылыктарына болгон көбейтүүдүрдүн алгебралык сумасы ошол контурдагы магнит киймдөйткүн күчтерини алгебралык сумасына барабар. 7.17.2-чиймеде жөнекей тармакталган магнит чынчыры-электромагнит берилген, анын эквиваленттүү схемасы 7.17.3-чиймеде көрсөтүлген.

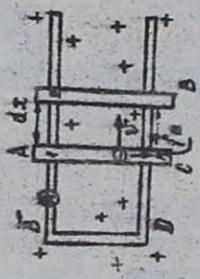
Киркофтун времелерин (7.17.10-7.17.11) колдонуп, электромагниттин көркөтүү магниттик мүнөздөмөлөрүн өсөттөй алабыз.

### 7.18. Магнит талаасындағы токтуу еткергүч жылдан дагы күмүш

Магнит талаасында ( $\bar{B}$ ) токтуу еткергүчтүү жайлаптары (7.18.1-чиймө) АСДЕ электр контурунун  $DE$  белугу контакты буз-



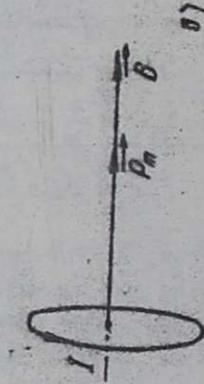
8.1.2 - ЧИЛДЕ



8.2.1 - ЧИЛДЕ



8.1.3 - ЧИЛДЕ



8.2.2 - ЧИЛДЕ

бай аркын жалуу мүмкүнчүлүгү бар дейли. Анда бул  $dE$  еткергүчке Ампердин күчтөн аракет жалат.

$$F = k' / lB \sin \theta \quad (7.18.1)$$

Биздин шартта  $l = B$  болгондуктан

Бул күчтүн таасири есендеги  $dE$  еткергүч  $d\Phi$  арасының жалпы,

$$\begin{aligned} dA &= F dx = k' / l d(lB dx) = k' / l B / dx = \\ &= k' / l B dS = k' / l d\Phi \end{aligned} \quad (7.18.2)$$

жумуш аткарылат.

Эгерде токтун бағыты магнит индукциясынын күч сыйнтарына перпендикуляр болбосо, анда  $\theta = 90^\circ$ -дегендеги векторонун түзүүчүчүргө алыраттуу керек. Бул вектордун  $B$ , түзүүчүсүн токто аракет жалбагандыктан, алыш  $B$ , түзүүчүсүн гана алуу керек, анда  $d\Phi = B dS$  болот. Олондой эле тогу бар еткергүч магнит талаасында кондайдыр бир  $\theta$  огуунун айланасында айланып дейли. Нурдағыдан эле  $B dS / dI$  жөнөкөй учурин карайтын. Магнит талаасының таасири менен еткергүч си жакты көздөй сийалат. Андаты откарылган жумуш (7.18.2-чүйнэ).

$$dA = k' / l d(lB dx) = k' / l d\Phi \quad (7.18.3)$$

Ошентип, бул ски мисалдын негизинде темениндей жылдытынка келебиз: магнит талаасында жайланацкан токтуу еткергүчтүү жылдыруудагы Ампердин иштүнүн аткартган жумуш, ошол туректүү  $I$  токтун күчүн, ток өзүнүн жымылырын натыйжасында чийин откен бет аркылуу откен магнит  $d\Phi$  аргамашын көбөйгүн-дүсүнө барабар экен.

Эгерде ток ступ изиин контурдун бир тагы эмес, контур толук менен магнит талаасында жылса, андат аткарылган жумуш контурдагы туректүү токтун күчүн, ошол контур жылганда ал аркылуу откен магнит ағынын азгерашуунун ( $d\Phi$ ) көбөйтгидүсүнө барабар экендигин көрсөтүүге болот. Эгерде контурдун биринчи обалындагы магнит ағыны  $\Phi_1$ , болсо, 2-шактадан кийинки экинчи обалындагы магнит ағыны  $\Phi_2$  болсо,  $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ ,

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

## Глава 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

### 8.1. Электромагниттик индукция кубулушу жана аның негизги закону

Мурдағы главада электр тогу магнит талаасын булагы болорун көрдүк. Бул кубулуштун тескериши да болушу перек, б.а. магнит талаасы токту пайда кылабы деген суроо туулат. Бул суроого, 1831 жылы Фарадей жооп бергел.

Фарадей турактуу магнитти жана катушканы алган (8.1.1-чийме). Катушканы гальванометрге туташтырып, магнитти катушканын ичине салып, ары бери қылдырганда гальванометрдин жебечеси да ары бери қылган. Демек, катушка жана гальванометрден турган чыңырда ток пайда болот экен. Токтун бағыты магниттин катушкага салыштырмалуу күймөлүнэ, ал эми токтун чоңдугу ошол күймөлдөн ылдамдыгына жараша болорун Фарадей байкаган. Эгерде магнитти электромагнит менен алыштырып, аны катушканын ичине салып, ары бери қыйындыратсак мурдашыдай эле натыйжаны алабыз (8.1.2-чийме).

Эми катушканын ичине электромагнитти салып колп,  $A$  ачыкчынын кардамы менен аны токтун булагы Буташтырасак, туташтыран учурда гальванометрдин жебесинин диртилдегенин байкайбыз.

$A$  ачыкчын кайра ажыраткан учурда да гальванометрдин жебеси диртилддейт. Эми  $A$  ачыкчын тез-тез ачып жапсак гальванометрдин жебеси онго-солго термелө берерин көрөбүз.

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

Кеп сандагы ушундай тажырыбаларды негизинде индукциялык ток качан гана магнит талаасынын күч сыйкытарды еткергүчтүр көсип, туюк контур кучагына алган күч сымыттардын саны эзгергөндө б.а. туюк контур аркылуу магнит эзгергенде пайда болот деген, жыйнтыкка Фарадей келген.

Чындығында вле турактуу магнитти шакек сыйктуу туюк контурга (1-абал) жакындыратсак (2-абал), контурдун ичи аркылуу еткен магниттик күч сыйкытардын саны көбейет (магнит ағыны да чоңсөт, ал эми алыштасак (3-абал) контур аркылуу еткен күч сыйкытардын саны азайт (8.1.3-чийме)). Ал эми магниттин

ылдамдығы чоңайғондо гальванометрдин жебеси көбүрееке жылат, б.а. пайда болғон индукциялық токтун күчү да чоңает зән. Бул учурда магнит ағынын езгерушүнүн ылдамдығы езгерерүн оной оле көрүүгө болот. Ошентиш, индукциялық токтун чоңдугу магнит ағынынын езгерушүнүн ылдамдығына түз пропорциялаш зән,

$$I_{\text{инд}} \approx \frac{d\Phi}{dt}$$

(8.1.1.)

Биз жогоруда магниттин катушкага салытырмалуу күймөлүнүн бағытына жаракта, гальванометрдин жебесинин күйтайдыуу бағытын б.а. пайда болғон индукциялық токтун бағытынын езгерүн көрдүк. Индукциялық токтун бағытынын менен магнит ағынын езгерушүн ортосундагы байланышты Э.Х.Ленц көрсөткөн (1834 ж.).

— Ленцтин закону темениндөй айтылат:

Түрк алкактагы индукциялық ток ар дайым, езүн пайда кылган магнит ағынын езгерүшүне карама каршы (магнит талаасын түзгендөй) аранает жасагандай бағытта пайда болот.

Бул закон түшүнүктүү болсун учун 8.1.3-чиймеге көнүл белолу. Шакен сияктуу түрк контур магнитке салытырмалуу алгачка  $I$ -абалда болсун. Эми магнитті контурга  $\mathcal{B}$  ылдамдығы менен жақындалтсан (2-абал), анда ал аркылуу еткөн магнит ағыны (күч сыйкытар) көбөлөт. Ленцтин зерекеси борича, бул учурда пайда болғон индукциялық токтун бағыты езу түзген магнит талаасы  $H'$  магнит ағынын есүшүне каршылай персөткендөй бағытта болушу көрөк. Демек, индукциялық токтун  $I_{\text{инд}}$  дайланасында пайда болғон  $H'$  магнит талаасы магнит түзген магнит талаасына  $\mathcal{B}$  карама каршы бағытта болушу көрөи  $H' \times B$ ). Ал учун индукциялық ток саатын жебеси айланган бағытта пайда болот, б.а. контурдун магнит ийини  $\bar{B}_t = I_{\text{инд}} \cdot S \cdot \mu$  магниттин магнит индукциясынын  $B$  бағытына каршы бағытталат ( $H' \times B$ )

Эми магнитті контурдан  $\mathcal{B}$  ылдамдығы менен алыстаталы (3-абал). Анда контурду кесип еткөн күч сыйкытардын саны магнит ағыны) азаат. Бул учурда индукциялық токтун түзген магнит талаасы  $H'$ , езүн пайда кылган магнит ағынын азырышына каршылык кылган, б.а. сырткы магнит талаасына  $B$  көпүлгандай  $H' \times B$  болушу көрек. Биздин шартта индукциялық токтун бағыты 3-абал) саат жебесинин айланышына карама каршы бағыт-

та пайды болот.

Английлык окулуттуу Дж.Максвелл (1855г) үзүүлдүүн таңырыбаларын жыйынтыктап, Ленцтин законун аске алыш электромагниттик индукция кубулушун негизги законун чазган.

$$E_{инд} = -k' \frac{d\Phi}{dt}$$

8.1.2)

б.а контурдагы электромагниттик индукциянын электр күймидаткыч күчтүү (  $E_{инд}$  ), ошол контур аркылуу еткөн магнит ағымын эзгерүүтүнгүндөмдүгүнүн түз пропорционалдык екин. Ында  $k'$  -пропорционалдык коэффициенти, минус (-) белгиси Ленцтин эрежеси болгонча, индукциянын токтум бағыттын көрсөтөт. б.а. контурдун магнит ийинши ( $\bar{B}_m = I_{инд} S \bar{A}$ ) магнит ағамын эзгерүүтүнгүн тескери бағытталган болот.

Эгерде магнит ағымы еессе  $d\Phi/dt > 0$  ), анда  $\bar{B}_m \parallel B, E_{инд} > 0$  ал эми магнит ағымы азайса  $d\Phi/dt < 0, \bar{B}_m \parallel B, E_{инд} < 0$

## 8.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯНЫН ЭЛЕКТР КҮЙМЕДАТКЫЧ ИЖЧИННИ (ЭКК) ТАБИГАТУУ

Электромагниттик индукция кубулушунун негизги законунун 8.1.2) физикалык табиғатына көнүү бурады. Ал учун, 8.2.1-чиимеде берилген, магнит талаасындағы ABCD түркү контурду көрралы. Бул контурдун AC жагын I-абал) калган эки каптагында баш жатсын дейли. Магнит индукциясынын күч сзыктары - контурдун төгиздигине тик киришенин (+) менен белгилендеген). Эгерде контурдун AC жагын онду көздөй ўылданытты майен жылдырсык, анда A ампердетри токтун пайды болгонун көрсөтөт. Мунун себеби эмделе ? AC откөргүчүн онду көздөй жылгаңда аны менен көшпөндөн аңдагы электродордо да жылышат. Бул электрондордо магнит талаасы Лоренцтин күчү  $f_B$  менен аракет кылат 8.2.1-чииме)

$$f_B = k' e B$$

8.2.1)

Бул күч, электронго чындалышы  $\bar{E}'$  болгон электр талаасынын аракетине эквиваленттүү

$$\bar{f}_E = e \bar{E}'$$

8.2.2)

Бул аки барабардыкты тенденция мененкүнү алабыз

$$\vec{E}^* = \kappa [\vec{B} \times \vec{B}] \quad (8.2.3)$$

Контурудун АС, жыгы жылғанда анда ток пайдалуу, бул күчтөрдүн таасир менен<sup>бөл.</sup> электрондордук түрк контур бойнча алданыл жылдышты менен түтүндүрүлөт. Демек,  $E^*$  электр талаасы электростатикалык боло албайт. Ошондуктан, мындаш талаасы индукциялык электр талаасы деп атапет, жана аны электростатикалык талаадан айырмалаш үчүн жылдамча ( $\Rightarrow$ ) менен белгилеп көбөз. Бул электр талаасынын күч сыйкитары, магнит талаасының да еле, түрк болупат 8.2.2-чийме) Индукциялык

$E^*$  талаасынын АС кесиндишиңдеги электронду жылдыруу үчүн аткарған жумсушу

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

Барабар болот. Ал эми бирдик заряды жылдырууга сарпталган жумуш электр жылдыштарын күчү (ЭИИ) экенин жана 8.2.3-фөрүүлөнгө эске ёлтун мененкүнү түтүнтмани алабыз.

$$S_{ind} = \frac{A_{AC}}{e} = \int_A^C E_e^* dl = \kappa' \int_A^C B dl \frac{dt}{dt} = \kappa' B l \frac{dx}{dt}$$

$$S_{ind} = \int_A^C E_e^* dl = -\kappa' \frac{d\Phi}{dt} \quad (8.2.4)$$

$$\text{Мында } d\Phi = B dx = B ds, \quad dx = v dt$$

Эгерде контурдун АС жыгы гана эмес, анын езүү магнит талаасында жылдам же контур майытса анда 8.2.4-түтүнчү мурдашында еле мааниге ээ болот, мында  $d\Phi$  контур жылғандагы же майышканда магнит ағынынын езгерүшү. Бул шартта  $E^*$  түрк контурду бойлойт. Ошентип 8.2.4-түтүнчүн жады учур үчүн

$$S_{ind} = \phi \int_A^C E_e^* dl = -\kappa' \frac{d\Phi}{dt} \quad (8.2.5)$$

Деп жазууга болот. Бул барабардыкташы  $\phi \int_A^C E_e^* dl$  түтүнчүнүсүз электр талаасынын түрк контур бойнча циркуляциясы экендигин эске салатын. Демек, индукциялык электр талаасынын индукциясынын циркуляциясы магнит талаасынын сыйкитуу, нелгэ барабар эмес экен. Бул индукциялык электр талаасынын күч сыйкитарынын түрк, соленоидалдуу экендигитен көлип чыгат (8.2.2-чийме). Биз мурда электростатикалык талаасынын цыналышы  $\vec{E}$  векторун нараганбыз. Анын күч сыйкитары ачык, б.а. он заряддардан башталып, терс зарядтарга киришет. Мындаш талаасы потенциалдуу деп көюштөт. Бул эки талаа  $E$  жана  $E^*$  электр заряддарга бирдей таасир этишет, бири бири менен түзүлүшү менен

жана алдырылады.

Электростатикалык талаас  $\vec{E}$  заряддардын алласында пайда болсо, индукциялык электр талаасы  $\vec{E}'$  езгермелүү магнит талаасынын алласында пайда болот экен.

### 8.3. Алкактын магнит талаасындагы алданым.

#### Генераторлор.

Электромагниттик индукция кубулушу механикалык энергиядан электр энергиясын алууга мүмкүнчүлүк берет. Еткергүчтү магнит талаасында жылдырса, анда индукциялык ток пайда болорун жогоруда көрдүк. Электр тогунун генераторунун эң жаңыкей мисалын караймы. Еткергүчтөн хасалган алкакты индукциясы  $\vec{B}$  болгон магнит талаасында алланталы (8.3.1-чийче). Алкактын аянты  $S$ , ага тургузулган нормаль  $n$  болсун. Бул алкакты  $\omega$  огуунун алласында  $\omega$  бүрттүк ылдаандыгы менен алланталы. Анда магнит ағыны убакыттын  $t$  учурунда

$$\Phi = BS \cos \omega t$$

(8.3.1)

барабар болот. Убакыттын етүшү менен магнит ағыны езгергендикten алкакта индукциянын ЭМК пайда болот.

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -k' \frac{d\Phi}{dt} = k' B S \omega \sin(\omega t) \quad (8.3.2)$$

ал ЭМИ анда пайда болгон тоо:

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

Спектр, алкакта пайда болгон ЭМК жана индукциялык ток синус закону боюнча езгерешет экен. ЭМК амплитудасы эң чоң мааниси)

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = BS\omega = M\mu_0 N S \omega$$

(8.3.3)

магнит талаасынын чыналышы  $\vec{H}$ , алкактын аянты  $S$  анын алланну ылдаандыгы  $\omega$  жана ал оролгон магниттик чөйрөнүү: етүмдүүлүгү  $M$  жаралы болот экен. Магнит талаасынын чыналышын чоңойтуу үчүн чоң, кубаттуу магниттерди же электромагниттерди колдонуу керек.

Бирок, анын да чеги бар, магнитти етө чоңойтосьабайбыз. Алланну ылдаандыгын  $\omega$  да етө чоңойтууга болболж, себеби жо-

торку ылдамдыкта, айлануучу белүүкө (роторго) борбордан чөттөөчүн чоң күч таасир этип, ал таянган оқ ийилити мүмкүн Ошондуктан,  $\omega = 2\pi$  айлану жылтыгын белгилүү чондукта алышат. Биздин елке учун жылтык  $\omega = 500$  обороттап, ЭКИ чоңойтуунун эки ыкмасы ынгайлуу: 1) алкактын аялтын ( $S$ ) чоңойтуу. Ал учун бири бирине удаалаш туташкан алкактарды биригине чустуне бирин оройт. Мұндай алкактардын саны  $N$  болсо, аялт  $N_1$  болот да ЭКИ  $N$  асеге чоноет. 2) удаалаш туташтырлган алкактарды магнит стимдуулугу чоң болгон магниттик затка (ферромагнитке) орапот. Мұндай ЭКИ  $N$  асеге чоноет. Ушундай жолдор менен ЭКИ күчүн миллиондогон вольтко жеткириштеп. Биз жогоруда электр. тогуунун генераторунун негизги иштөө принципине токтоддук. Мұндай генератордун айлануучу белүүкө ротор, ал өмч жайылсыз белүүтерүн статор деп атасат. Роторду ар түрдүү жолдор менен айланышат. Суу менен (ГЭС), жылуулук менен (ТЭЦ), атомдук энергия менен (АЭС), шамал менен (ШЭС), дизель мотору менен (ДЭС) к.б. мұндай генераторлор көбүнчө езгермелүү токту иштеп чыгышат. Алар турактуу ток иштеп чыксын учун токту алуу (токосъемник) схемасын гана езгертуү жетиштүү. 8.3.1-чиймесинде алкактын чыгыл  $A$  жана  $B$  учтары эки түрк шакекчелерден контакты аркылуу керектелүүчү аймактарга ( $R_H$ ) езгермелүү ток берилет. Эгерде биз алкактын  $A$  жана  $B$  учтарын жарым шакекчелерге туташтырасак (8.3.2-чийме) анда генератордан багыты боюнча турактуу, чондугу боюнча езгермелүү ток атынат. Бул токтордун турактуу, езгермелүү убакыттан болгон көз карандылыгынын графигин тургузууну езүнчеге сүнүү, кылабыз.

Мұндай токтун чондугу да турактуу, болсун учун жарым шакекчелерди мыска, бири биригини айлана боюнча жылып жайланишкан сегменттерге алмастырылат (8.3.3-чийме). Карама каршы жайланишкан эки сегменттеге (I-5, 2-6, 3-7, 4-8) езүнчө алкактардын учтары туташтырылган. Бул алкактар сегменттер сияктуу але бири биринен белгилүү бурчка жылып жайланишат.

Электромотор. Электромотордун иштөө принципи генератор-тескерисинче. Эгерде биз караган схеманын (8.3.1) роторунан ток берсек, анда ал айланып, электромоторго айланат. Амперчин законун аске алсак, оной але электромотордун иштөө принципиин тушундурууге болсат.

#### 8.4. Өз ара индукция

Биз электромагниттик индукция кубулуш караганбызыда, контурдагы индукциялык ток, контур аркылуу, еткен магнит ағыны езгергенде, пайда болорун кердүк. Бирок бул индукциялык токтун пайда болушу магнит ағынынын жарашынына жараша болбостон, анын езгерүшүнүн ылдамдыгына жана көз каранды вкен Контурду кесүүчү магнит талаасы тышкарыдан келеби же ал ошол контурдун өзү пайда болгонуна жараша, электромагниттик индукция кубулушу өз ара жана өзүмдүк индукция болуп-экиге белүнег. Адегенде өз ара индукцияны карайы. Жарыш тегиздиктерде жаткан эки илмек түрүндегү контурду алып, биринчи контурду токтун булагы а, экинчиин гальванометрге ( $I_1$ ) туташтыралы (8.4.1-чи ме). Биринчи контур аркылуу, тогу еткенде анык айланасында магнит талаасы пайда болот. Бул магнит талаасынын күч сыйкыттары  $\vec{B}_1$  ) экинчи контурду кесип етүп,  $\Phi_{12}$  магнит ағынын түзүшет. Эгерде  $I_1$  тогун эки асе кебейтсек,  $\Phi_{12}$ , магнит ағыны дагы эки эсеге чоңбет, б.а. бул магнит ағыны  $I_1$  тогуна түз пропорциялат

$$\Phi_{12} = k' M_{12} I_1 \quad 8.4.1)$$

Минда пропорция көфициенттери  $k'$ -өлчөө системасынча жараша болот ( $Ш: k' = 1$ ),  $M_{12}$ -өз ара индукциянын көфициенти, контурлардын өз ара жайланышу 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 түзген магнит ағыны

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

$I_2$  тогуна түз пропорциялад болот. Эгерде бул контурлардын өз ара эзлеген орундары жана калыптары езгерүлбесе өз ара индуктивдүлүктүн көфициенттери  $M_{12}$  жана  $M_{21}$  барабар болушат,  $M_{12} = M_{21} = M$  — өз ара индуктивдүлүктүн көфициенти деп аталат.

Биринчи контур аркылуу еткен токту  $I_1$  жарыштыгынын жардамы менен езгертсек, экинчи контурдагы магнит ағыны да езгерүп, мында ЭКК пайда болот

$$\mathcal{E}_2 = k' \frac{d\Phi_2}{dt} = -k' \frac{d}{dt} (k' M I_1) = -(k')^2 M \frac{dI_1}{dt} \quad 8.4.3)$$

Демек, экинчи контурда пайды болгон ЭИС  $\mathcal{E}_2$  биринчи контурдагы токтун өзгерүү ылдаштыгына  $\frac{dI_1}{dt}$  түз пропорционалаш ажыр.

Эми 8.4.3-формуланы пайдаланып эз ара индуктивдүүлүктүн коэффициентинин өлчөө бирдигин СИ системасында аныктайтын.

Биринчи контурдагы токтун өзгерүү ылдаштыгы бирге барабар  $\frac{dI_1}{dt} = 1$  болгондо, өкинчи контурда 1 Вольт ЭИС пайды болсо мындай эки контурдун эз ара индуктивдүүлүгү 1 Генри ( $H$ ) барабар болот, б.а.  $(dI_1/dt) = 1, k' = 1, \mathcal{E}_2 = 1B [M] = 1H$

### 8.5. Жалпы өзектүү эки соленоиддин эз ара индукциясы

Бир өзекке орлогон эки катушканын индуктивдүүлүгүн каратын. Туюк өзектүн магнит еткүйдүүлүгү  $M$ , туурасынан кеси-лиш аянты  $S$ , узундугу  $l$ , барабар. Өзекке орлогон катушкалардын оромдорунун саны  $N_1$  жана  $N_2$  ге барабар. Биринчи катушка аркылуу тогун еткерсек, өзек аркылуу

$$Φ = BS = k \cdot 4π \cdot μ₀ \cdot \frac{N_1 N_2}{l} S, \quad 8.5.1.)$$

магнит ағымы жүрет.

Бул магнит ағымы экинчи катушканын оромодор аркылуу етет жана экинчи катушка аркылуу еткен толук магнит ағымы

$$Φ_{21} = N_2 Φ = k \cdot 4π \cdot μ₀ \cdot \frac{N_1 N_2}{l} S, \quad 8.5.2.)$$

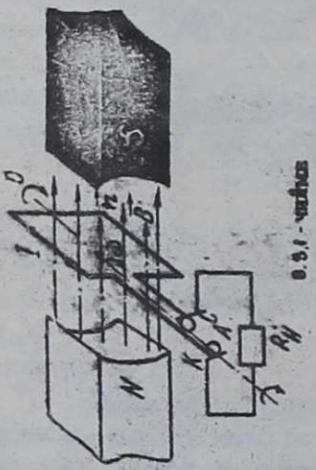
Барабар болот. Акырын түтштиманы 8.4.1-формула менен салыштырып бул эки катушканын эз ара индуктивдүүлүгүн табабыз

$$M = \frac{Φ_{21}}{k' l} = \frac{k}{k'} \cdot 4π \cdot μ₀ \cdot \frac{N_1 N_2}{l} S \quad 8.5.3)$$

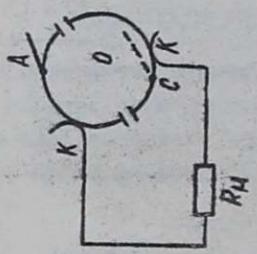
СИ системасында  $k' = 1, k = \frac{1}{450}, μ₀ = 4π \cdot 10^{-7} H/m$   
болжондуктан

$$M = μ₀ \cdot \frac{N_1 N_2}{l} S \quad 8.5.4.)$$

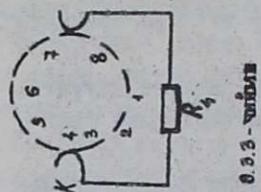
Эз ара индукцияның мисалы катары трансформаторду карайбыз 8.5.2-чийде. Жалпы туюк темир өзекке кийгизилген эки катушка трансформатор деп аталат. Оромтолупунун саны  $N$ , болгон ка-



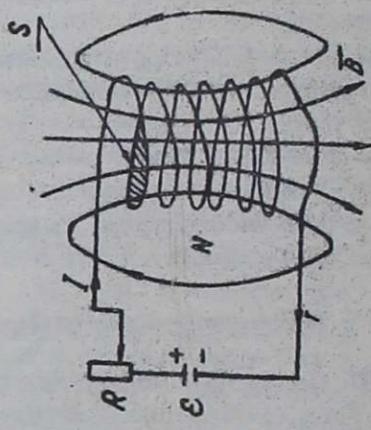
0.5.1 - սխալ



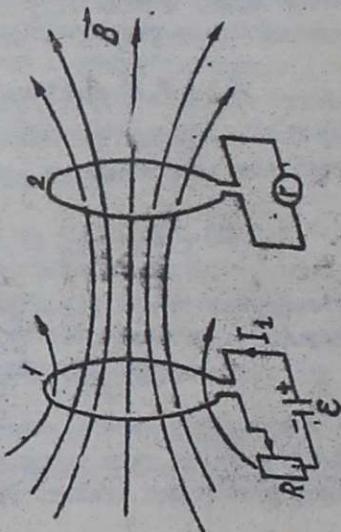
0.5.2 - սխալ



0.5.3 - սխալ



0.5.4 - սխալ



0.5.5 - սխալ

түшкага  $\mathcal{E}$ , ЭКК булагын туташтырып, /, езгермелүү ток өткенде өзекте  $\Phi$  магнит ағыны пайда болот. Биринчи жана экинчи катушкалар аркылуу өткен магнит ағындар  $N_1\Phi$  жана  $N_2\Phi$  барабар болот. Бул магнит ағындары езгермелүү болушуп, катушкаларда индукциянын ЭКК пайды күлгүштөт. Омдун закону бөюнча биринчи катушкадагы чыналуунун темендешүүлүк сирткы ЭКК  $\mathcal{E}$ , жана пайды болгон индукцийнын ЭКК  $\mathcal{E}_{инд} = -k' \frac{d(N_1\Phi)}{dt}$  суммаларына барабар

$$\mathcal{E}_1 - k' N_1 \frac{d\Phi}{dt} = I_1 R_1$$

8.5.5)

Олондой эле экинчи катушка чүүн

$$\mathcal{E}_2 - k' N_2 \frac{d\Phi}{dt} = I_2 R_2 \quad 8.5.6)$$

Бул катушкалардын каршылыктарын, алардагы чыналуунун темендешүү :  $(N_1, \mu_1)$  аларда пайды болгон индукцийнын ЭКК  $\mathcal{E}_{инд1}$ ,  $\mathcal{E}_{инд2}$  чондуктарынан кеп эзе аз болгондой кылыш тандават :

$$I_1 R_1 \ll \mathcal{E}_{инд1}, \quad I_2 R_2 \ll \mathcal{E}_{инд2} \quad 8.5.7)$$

Мындай шартта 8. 5.5 жана 8.5.6-туунтмалардан

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

Бирин экинчисине болуп,  $\mathcal{E}_1 : \mathcal{E}_2 = N_1 : N_2$  же  $\mathcal{E}_1 N_2 = \mathcal{E}_2 N_1$  (8.5.8)

Трансформатордун кирилтине берилген  $\mathcal{E}$ , ЭКК анын чыгышында пайды болгон  $\mathcal{E}_2$  ЭКК болгон катыны алардын оромолдорунун салым катынына барабар өкөн.  $N_1/N_2$ -трансформатордун күштүү коэффициенти деп аталат. Эгерде  $\frac{N_2}{N_1} > 1$  трансформатордун чыгышындағы  $\mathcal{E}_2$  ЭКК киришиндегиден  $(N_2/N_1)$  эзе чоң болот. Мындай трансформаторлор жогорулатуучу деп аталыштат. Тесперисинче ( $N_2/N_1 < 1$ ) болсо темийдөткүү трансформатор болот. Трансформатор аркылуу берилүүчүү энергия анын дидишинде жаны чыгышында бирдей болгондуктан, жогорулатуучу трансформаторлордун чыгышында чыналуу чоңайсо ток күчү азайт. Жогорулатуучу трансформаторлор электр энергиясын алыш аралыкка берүүдөй көлдөнүлат, себеби өткөргүч аркылуу өткен токтун жоготулуп  $(\Phi = I^2 R t$  кетет) токтун күчүнүн квадратына түз пропорциялаш, б.а. электр энергиясын алыш аралыкка берип чын токтун күчүн азайттып, чыналууну көбейтүү пайдалуу өкөн. Азыркы электр станциялар пайдалануучулардан ондоғон, жүздөгөн километр аралыкта жайланишкандастан, чыналуук да ондоғом, жүздөгөн киловольтко жогорулатып бериштөт ( $\sim 10^6$  Вольт). Мындай

жогорку чыналуудагы электр энергиясын пайдалануу үчүн төмөндөтүүчү трансформаторлорду пайдаланыпташ

### 8.6. Бэзүйдүк индукция.

Биз жогоруда бир катушка аркылуу езгермелүү токтун экинчи катушкага тиілгизген таасирин, өз ара индукцияны, карадык. Эми ошол езгермелүү ток еткен катушканын езүнө теренирээк көңүл беледү.

Катушка аркылуу ток еткенде, анын алланасында пайдада болгон магнит талаасы катушканын ез оромдорун кесип, магнит ағынын түзет. Бул магнит ағыны ал аркылуу еткен / тогуна түз пропорциялыш 8.6.1-чиyme /

$$\Phi = k' L I$$

(8.6.1)

Минда  $L$ -е兹үйдүк индукциянын коэффициенти же контурдин индуктивдүүлүгү деп аталат.

Өзүйдүк индукциянын коэффициенттин  $L$  ) аныктоо үчүн ез ара индукция коэффициентинин  $M$  ) түштимасын 8.5.3-формула) пайдаланабыз. Өзүйдүк индукцияда оромолуу катушка түзген магнит ағынын, ошол эле катушканын оромдорун кесип етти жаткандыктай,  $N_1=N_2=N$  деп алсак 8.5.3-формуладан контурдин индуктивдүүлүгү  $L$  үчүн

$$M = L = \frac{k}{k'} 4\pi \mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (8.6.2)$$

түштиманы албыйз.

Ал эми бир катушка аркылуу езгермелүү / тогун жиберсек, ал түзгөч магнит ағыны да езгермелүү болуп, катушканын езүнде ЭИК пайдада болот

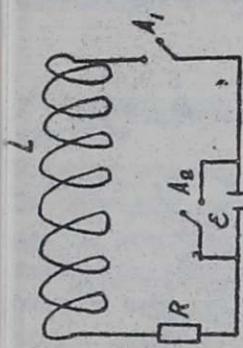
$$E_o = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -(k')^2 L \frac{dI}{dt} \quad (8.6.3)$$

Бул ЭИК езгермелүү  $I$  тогу етүп жаткан катушканын езүнде пайдада болгондуктан, өзүйдүк индукциянын ЭИК  $E_o$  деп аталат.

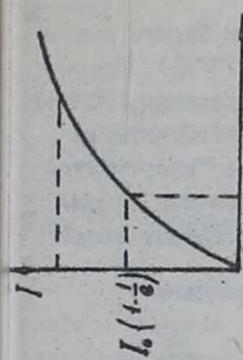
Формуладагы минус (-) белгиси, Ленцтин зореже борнча контурдагы индуктивдүүлүк андагы токтун езгергүчин ажырылдате турғалдыгын билгизет. Эгерде контурдагы ток ессе  $\frac{dI}{dt} > 0$ , анда  $E_o < 0$  б.а. контурдагы ток чоное балтаса, инда пайдада болгон индукциялык ток  $I_o$  негизги тóкко карата-карты багынта пайдада болуп, анын осуштаса тоскодук жылт  $/ + I_o /$ . Төсөмөрсисинче, контурдагы ток азайганды  $\frac{dI}{dt} < 0, E_o > 0$  болот. Б.а. бул шартта пайдада бол-



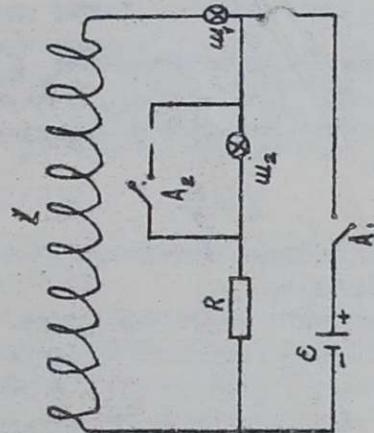
8.7.1 - սպառ



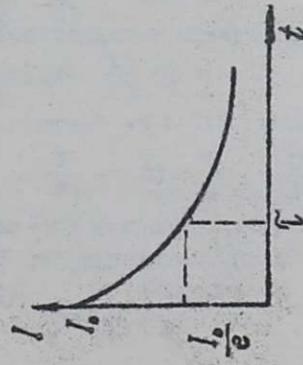
8.7.4 - սպառ



8.7.2 - սպառ



8.7.4 - սպառ



8.7.3 - սպառ

ген индукциялык токтун багыты мегизги токтун багыты менен дең келип, анын азайылышы тоскоолдуу кылат (111.). Эгерде контур аркылуу түрактуу ток етсе  $\frac{dI}{dt} = 0$ , анда  $E_s = 0$  индукциялык ток пайды болбайт. Сондайки, индуктивдүүлүктүн болушу, катушка аркылуу езгермөлүү ток еткенде "инертуулукке" алып келет б.а. контурдагы ток тезесүп, езүүни максималдык чоңдугуна жете албайт жана, тез жоголо албайт экен.

### 8.7. Чынчыларды кошкондогу жана ажыраткандағы езгече (экстра) токтор

ЭКК саралылыш  $R$  жана индуктивность  $L$  дегендегүлген электр чынчырын нараалы (8.7.1-чынче). Адамчычы ачык,  $A$ , ачымчы даңында жабык болгондо, чынчырга  $E$  ЭКК аракет кылыш, анда  $I$ , тогу жүрген болот

$$I_0 = \frac{E}{R} \quad (8.7.1)$$

Эми ЭКК чынчырга көшүлгандагы жана ажыраткандағы күбулуптарды байкалды.

Т.  $E$  ЭКК булагын чынчырга тез көшөлу. Ал чүннүн  $A_0$ -ачычы ачык,  $A$ , ачымчы тез жабылат. Чынчырда индуктивдүүлүк болгондуктан, езүмдүк индукция пайды болуп, ал мегизги  $I$  тогунын есушуне тоскоолдуу кылат. Натыжеда чынчырдагы токтун күчүн эки ( $E_0, E_s$ ) ЭККтердүн таасири астында анытталат

$$I = \frac{E + E_s}{R} \quad IR = E - L \frac{dI}{dt} \quad (8.7.2) \quad \text{же болбосо}$$

Эгерде  $IR = E = 0$  деп белгилесек,

$$dU = R dI \quad (8.7.3) \quad \text{ болот.}$$

Анда 8.7.2-формуланы темендегүдөй жасуута болот.

$$U = -L \frac{dI}{dt} \quad (8.7.4)$$

8.7.3-түзүтмани 8.7.4 га белүп

$$\frac{dU}{U} = -\frac{R}{L} dt = -\frac{t}{\tau} \quad (8.7.5)$$

алабыз. Мүндай  $t = \frac{L}{R}$  чынчырдин түрактуу убактисы деп аталат 8.7.5) -формуланы көндайдыр бир  $t$  убактисына чейин интегралдан жана потенцирлеп.

$$U = C e^{-t/\tau} \quad (8.7.6)$$

алабыз. Эми бул түрнгілік 8.7.2-формулага көп тәмеккүү алабыз

$$IR = \mathcal{E} + Ce^{-t/\tau} \quad 8.7.7)$$

Интегралдың тұрақтуулуғы  $C$  мұ баштапкы шарттан аныктайбыз:  
Демек 2.7.7-формуладан бул шартта  $C = -\mathcal{E}$  болот.

Муну 8.7.7 -формулага көп:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) \quad 8.7.8)$$

алабыз. Ошентип, чынжырды ЭКК нүн булагына кошкондо ток дароо але езүнүн ең тоң маанисine  $I$  жетбестен, 8.7.8-закону бойынша есет екен 8.7.2-чийме). Убакыт  $t$  чынжырдың тұрақтуу убактысы  $\tau$  барабар  $t = \tau$  болғондо, чынжырдагы ток  $I$  максималдуу токтун  $I_0 / (1 - \frac{1}{e})$  белгүнине барабар болот

$$I = I_0 \left( 1 - \frac{1}{e} \right) \quad 8.7.9)$$

убакыт чөксизге умтулғанда  $t \gg \tau$  гана чынжырдагы ток тұрақтуу токко барабар болот.

2. Чынжырдагы ток максималдуу чоңдукунда  $I = I_0$  етүп жатат. Эми чынжырды түрк калтырып, ЭКК булагынан кокусунан ақыраталы. Ал учун  $A_1$ , ачыктык бойдан зурат (8.7.1-чийме).  $A_2$ -аçкынын кокусунан жабабыз. Анда ЭКК булагы  $A_2$  ачыктык арқылуу он жана терс үолдары түз көшүлүп,  $RL$  чынжырына аракет кылбай калат. Мындай шартта чынжырдагы токтун кантит жок болорун караймы.

Сартты ЭКК аракет кылбагандыктан,  $\mathcal{E} = 0$ , чынжырга езүнчө индукциянын гана ЭКК таасир кылат б.а.

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{R} = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt} \quad (8.7.10)$$

Ошондуктан 8.7.7-тәндескеси ордуда

$$IR = Ce^{-t/\tau} \quad (8.7.11)$$

алабыз. Эми С аныктайлы.

Баштапкы шартта  $t = 0$ :  $I = I_0$  – ток максималдуу болгон.

Ошондуктан 8.7.11 -формуладан  $C = I_0 / R$  болот.

Тұрақтуу  $C$  маанисін 8.7.11 формулага көп

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad 8.7.12)$$

алабыз.  $\mathcal{E}$ -чынжырын ЭКК күсүнөн кокусунан аркылтканда, андагы ток 8.7.12-закону бойынча азайып шок болот экен. (8.7 з чийме). Ачын көңчалык тез жогору  $E$  жаре а болот.

Ошентип, электр чынжырларыңызға индуктив дүүлүк  $L$  механика-дагы инертуулукте (массага) оқшош болуп, чынжырга инертуулук берет экен.

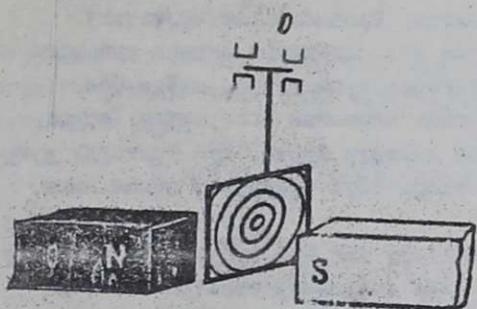
ЭКК булагын чынжырга кошкондогу жана идан ажыратканда пайда болгон экстра токторду төмөнкү демонстрациялык талышыбада көрсетүүгө болот (8.7.4-чийме). Бул чынжыр эки жарыл чынжырлардан: чоң индуктивдүү  $L$  катушкасына  $W_1$ , электр замчасы удаалаш туташтырылган жана булаарга удаалап туташтырылган  $E$  каршылыгы жана  $W_2$  шамчасы жарыш туташтырылган.  $A_1$  ачыкчы ачык турсун. Эгерде биз  $A_1$  ачыкчын жабсак, анда ЭКК бул эки жарыш чынжырга туташтырылат.  $W_1$  шамчасы индуктивдүүлүкке удаалаш туташтырылгандан тан, езүнчө индукциянын таасири астында бир аз кечигибирээк жарылмаг түйөнүн, ал эми  $W_2$  шамчасы тез жарырарын байкайбыз.

Биз индуктивдүүлүктүү чынжырга ЭКК булагын кошкондо пайда болгон еэгече токту көрдүк.

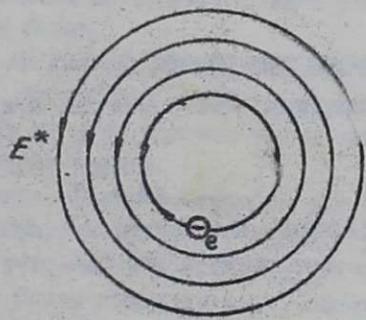
Бул чынжырды ЭКК ажыратканда пайда болгон еэгече токту байкоо үчүн  $A_1$  ачыкчын туюктал, ( $W_2$ -шамы ЭККнен ажыратылат). Жабык турган  $A_1$  ачыкчын шарт ажыраткан учурда бул шамцын жарк этил, анан еочурин көрөбүз. Мындай кубулуш, чынжырды ток булагынан ажыратканда пайда болгон еэзүмдүк индукциянын негизинде пайда болгон еэгече токтун натыйжасы болуп есептелет

### 8.8. Күндиуу токтор (Фуконун токтору)

Индукциялык токтор туташ салмактуу откергүчтөрдө да гайды болот. Эгерде еэгермелүү магнит талаасына туташ откергүчтен жасалган нерселерди киргизгенде, аларда күндиуу токтор пайда болушат. Бул токтордун бағыттары Ленцтин зережеси боюнча болушат. 8.8.1-чиймеде, 0 чекитине илингендеги металлы пластинасынан жасалган маалтүүк магнит ушшарынын ортосунда термелет. Маалтүүк термелгендеги ал аркылуу еткөн магнит агчын еэгергендүктөн, бул еэгермелүү магнит агчын  $E$  тайда болорун (8.2.2-чийме) билебиз. Маалтүүк туташ откергүч болгондуктан, анда пайда



8.8.1 - ԿԱՅՄԵ



8.8.2 - ԿԱՅՄԵ

болгон түркى индукциялык электр талаасы  $E^*$  еткергүчтөгү  
электроидорду талааны түркى сыйкитары боринча киймылга  
келтириет да, еткергүчтө тегерек түркى токтор пайда болот.  
Бул токтордун багытары магнит ағынынын өзгерүүлүнч (чоңоюшна,  
жә азайышна) жараша өзгерүп турат. Бул токторду куштуу токтор  
деп атап көшшөт.

Ар кандай кубулуштар сыйктуу але бул кубулушту пайдалуу  
жана эзян жактары бар: 1. Бул кубулушту электромагниттик  
(микротолкундуу) пеш катары пайдаланылат, алрынча вакуум-  
дуу приборлордун (лампалардын) металцицарынын жасалган тетик-  
терин ызытып штетүүде бул ыкманы башка жол менен алмашты-  
руу кыйын. Ошондой але кубулудук электр олчеечүү курададарда,  
алардын көрсөтүүчү жебесинин термелиши токтуу (демферлөө) учун  
колдонулат. 2. Зыяндуу жактары трансформаторлор иштегенде  
пайда болот. Эгерде трансформатордун езегү туташ темирден  
жасалса, анда пайда болгон күндүзү токтор анын ысытына алыш  
кеlet. Ошондуктан, трансформатордун езегүн биринен изо-  
лияцияланган жука тилкелердин, тобунаан жасашат. Жындай шартта  
куштуу токтор азаат.

### 8.9. Токтун магнит талаасынын энергиясы

Индуктивдүүлүгү  $L$  болгон контурдан  $I$  тогу өткөнде ага  
иляшкен магнит ағыны

$$\Phi = k' L I \quad (8.9.1)$$

барабар болору белгилүү (8.6.1-чийме). Магнит ағынын  $d\Phi/dI$   
өзгөртүшүнүү, контур абылуу өткөн токту  $dI$  ге өзгөртүү кө  
кеек,

$$d\Phi = k' L dI \quad (8.9.2)$$

Бул ағынын өзгөртүшүнүү үзүүлгүн күмүш

$$dA = k' I dI \quad (8.9.3)$$

барабар болот. Жындай күмүштүү контурга туташтырылган ЭКК  
аткарат. Бул күмүш контурдагы топтолгон энергияны  $dW$  га  
көбейтөт. Эгерде контурдагы токту  $dI$  ге азайтсак, анда бул  
топтолгон энергия белүүнет. Ошентип токту  $dI$  ге көбейткендө  
контурдагы топтолгон энергия  $dW$  га чоюсет, б.а.

$$dW = dA = k' I d\Phi = (k')^2 L I dI \quad (8.9.4)$$

Контурдагы ток нелден кандайдыр бир / ге чоңойгондогу топтолгон энергияны табыш учун 8.9.4-түйнімдегі нелден үзгін интегралдао 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 түйнімде индуктивдүүлүгү  $L$  болгон контурдан  $I$  тогу еткенде топтолгон энергияны мұнәздейт. Түшүнүктүү болсун үчүн бул түйнімдегі заряддалган, сыйымдуулугу  $C$  болгон конденсатордун энергиясы менен салыстыруу 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 күймөлүнүн квадратына түз пропорциялаш экен. Бул жағынан бул энергияларды механикадагы потенциалдык жана кинетикалык энергияларга салыштырууга болот.

Ар кандай электр тогу магнит талаасы менен курчалған-диктан, тогу бар контурдагы энергия, етуп жаткан еткергүчтүн ичиндеби же анын айланасындағы магнит талаасында топтолгонбу деген суроо туудат.

Чындығында егерде контурдагы ток тұрактуу болсо, андагы энергия дагы тұрактуу болот. Еирок, бул энергияны андан етуп жаткан ток менен байланыштырууга болбайт, себеби индуктивдүүлүгү башка контурду алып, ошондой зең ток еткерсек, анда ошол зең токтук энергиясы башкача болот. Ошондуктан, бул энергияны магнит талаасы менен байланыштыруубуз керек. Ал үчүн торроиддих катушканы алали (263-чығында). Анын индуктивдүүлүгү

$$L = \frac{k'}{4\pi} M M_0 + \frac{\pi N^2}{l} S \quad (8.9.8)$$

экендиги белгилүү.

8.9.8-түйнімдегі 8.9.5-формулага койсок

$$W = \frac{1}{2} k' k M M_0 + \frac{\pi N^2}{l} S I^2$$

жана аны төрөлдүн узундугу / ге кебейтүп жана бөлүп

$$H = k \cdot 4\pi \frac{W}{l} ; \quad lS = V$$

екендигин эске алым. СИ-системасында ( $k' = 1, K = \frac{l}{4\pi}$ ) төмөнкүнү айбыз

$$W = \frac{1}{2} MM_0 H^2 V$$

(8.9.9)

Бул энергияның тығыздығы

$$W_H = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} MM_0 H^2 = \frac{1}{2} BH \quad (8.9.10)$$

Ошентип, тогу бар еткөргүчтүн магнит талаасының энергиясы, магнит талаасының майкиндиктін чөлтиндеги чындылышиның квадратына түз пропорциялас экен.

Электростатикада электр талаасының энергиясы, анын чындылының квадратына түз пропорциялас экендигин көргөнбүз.

$$W_E = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} DE \quad (8.9.11)$$

Эгерде майкиндикте электромагниттик талаа болсо, анда бул талааның энергиясы магнит  $H$  жана электр  $E$  талааларының энергияларының суммаларына

$$W = W_E + W_H = \frac{1}{2} MM_0 H^2 + \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (8.9.12)$$

барабар болот.

## Глава 9. МАКСВЕЛЛИК ТЕОРИЯСЫНЫҢ НЕГІЗДЕРІ

### 9.1. Андултуу токтору

Ар кандай өзгөрмөлүү магнит талаасын курчаган индукциялык электр талаасы пайды болорун электромагниттик индукция кубулупунда көргөнбүз. Ал электромагниттик индукция кубулупунун негизги теңдемесинен келип чыгат,

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint E_t dI = k \frac{d\Phi}{dt} = -k \frac{d\Phi}{ds} ds \quad (9.1.1)$$

Англиялык окмуттуу Максвелл, ар түрдүү электромагниттик процесстерди изилдеп, эгерде өзгөрмөлүү магнит талаасы индукциялык  $E$  электр талаасын түзсө, тескерисинде, өзгөрмөлүү электр талаасы магнит талаасын түзүшү керек деген жыныстыкка келген. Буга чейин биз, магнит талаасының булагы болуп ток аспетелерин көргөнбүз. Ошондуктан, магнит талаасын түз-

ген езгермелүү электр талаасын Максвелл жыльшуу тогу деп атап койдук.

Былшыу тогун түшүнүш үчүн төмөнкү талырыбага көнүл бурали: (9.1.1.-чийме) С жаллак конденсаторуна  $\epsilon$  ЭИК була гын алакошкуч (АК) аркылуу тутаптыралы. Конденсатордун бир канатына кичинекел электр шамы  $U$  тутаптырылган. Мындай электр чыңкыры турактуу ток үчүн туюк болбоң. Ошондуктан, ал аркылуу ток жүрбейт, буга электр шамынын күйбөгөнүү күбө. Эгерде көнүл көп карасак, алакошкуч ЭИК булагын конденсаторго копкандо жана аны алакошкондо, ток булагынын уюлдары алмашат, шамдын үлпүлдөгөнүн (жанып ечкенүн) көрөбүз. Демек, бул учурларда чыңкырда электр тогу пайды болот экен. Чындыгында зле алакошкучту I-абалдан 2-абалга которгондо конденсатор шамы аркылуу ала заряддалып, ток ъүрет. Качан конденсатор азазаряддалып буткендө шам кайра счет.

Оментип,  $\epsilon$  ЭИК булагын конденсатору бар чыңкырга копкан жана алакошкон учурларда электр шамы бүлбүлдейт экен. Эгер эми бул чыңкырды езгермелүү электр тогунун булагына тутаптырсаң шам дайыма күйгөнсүп көрүнөт. Себеби кишинин көзү 25 Гц жыштыктан жогорку езгерүүлөрдү ажыраты албайт. Ал эми езгермелүү электр тогу 50 Гц жыштыкта езгергендүктөн конденсатордогу заряддо жана алазаряддо 100 Гц жыштык менен жүрет. Ошондуктан, мындай езгермелүү токтун булагына тутаптырылган электр шамы турактуу күйгөнсүйт. Оментип, езгермелүү электр тогу турактуу токтон айырмаланып, ачык чыңкырлар аркылуу да жүре алат экен. Бул чыңкырды конденсатордун канаттарынын ортосундагы пайды болгон жыльшуу тогу б.а. езгермелүү электр талаасы туюктайт.

Түшүнүктүүрөек болсун үчүн 9.1.2.-чиймеге көнүл буралы. Алакошкучту I-абалга жылдырсаң конденсатордун сол канатына  $q$  заряддар ( $+q$ ), ал эми канатына терс заряддар ( $-q$ ) ынала баштайт (заряддалышат). Аларда заряддар көбейген айын, ортосундагы электр талаасы пропорциялаш чоңоет. Герде канаттарында заряддардын беттик тығыздыгы  $\sigma$  болсо, ина салардын ортосундагы электр талаасынын индукциясы  $D$  га түз пропорциялаш болот,

$$D = \sigma \quad (9.1.2)$$

$$\text{А эми толук заряд } q = \sigma S = DS, \quad (9.1.3)$$

мұнда  $S$  конденсатордун канаттың аялты

Әгерде  $\dot{q}$ убақтысында конденсатордун заряды  $q$  га езгерсе, конденсаторду түтәлтүрган еткөрүчтегү пайда болғон токтуң күчү  $j_e$

$$j_e = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt} \quad (9.1.4)$$

болот, же оның тығыздығы

$$\vec{j}_e = \frac{d\vec{q}}{dt} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (9.1.5)$$

канаттардың ортосундагы электр индукциясының езгерүшүнүн ылдаамдығына  $\frac{dD}{dt}$  пропорцијлаш болот. Бул барабарлыктан, еткөрүчтегү токтуң канаттардың ортосундагы мейкиндикте (диэлектрикте) езгермелүү электр талаасының күч сыйыктары ( $\frac{d\omega}{dt}$ ) улантып, чындыры түрктай турғандығы келип чыгат. Бул вектордук өндүрүү Максвеллдың шешүү тогу деп атаган,

$$\vec{j}_x = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (9.1.6)$$

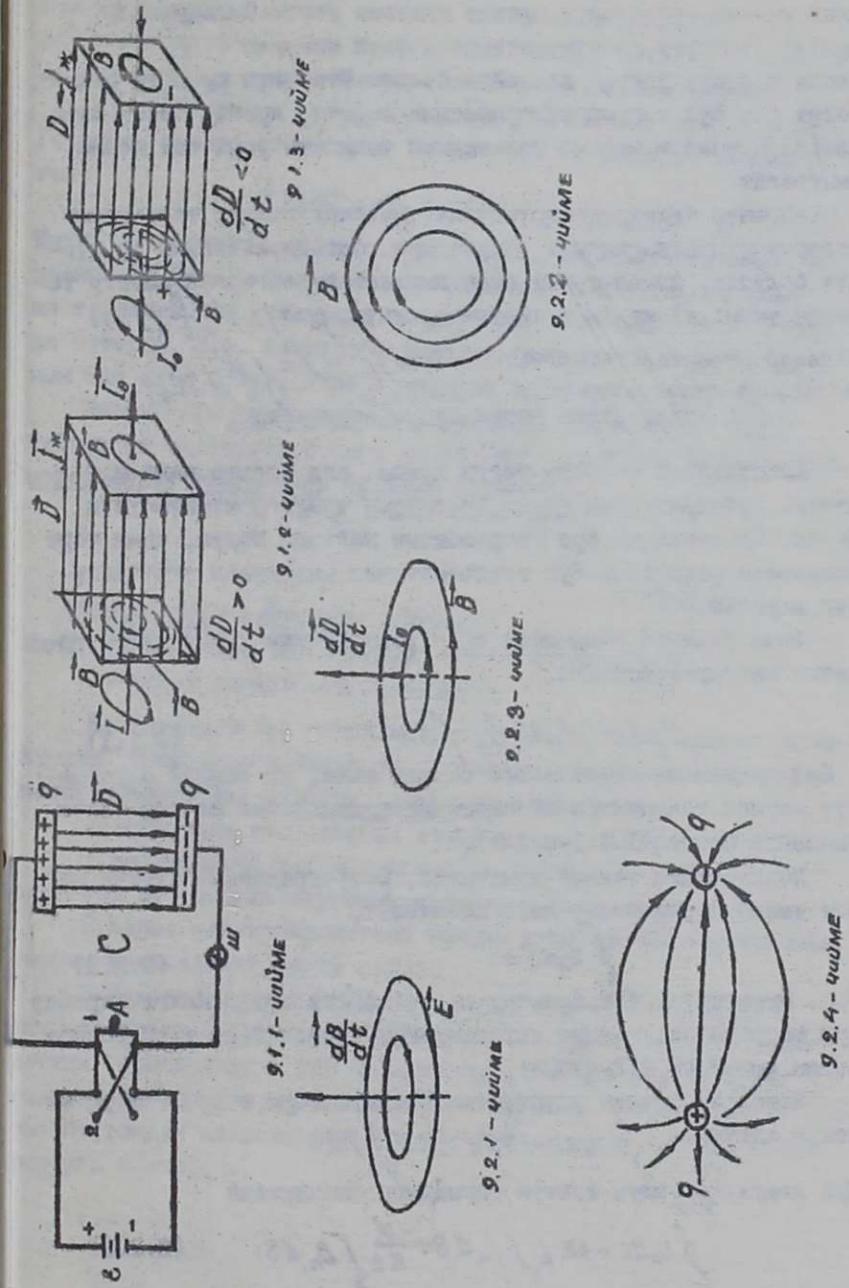
Электр индукциясы  $\vec{D}$  диэлектрикtin поляризация вектору менен томендергүдөй байланышынан.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho} \quad (9.1.7)$$

$$j_x = \frac{d}{dt} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho}) \quad (9.1.8)$$

мұнда  $\epsilon_0$ -электрдик турақтуу сан,  $E$ -Электр талаасының чындығы. Поляризация вектору  $\vec{\rho}$  диэлектриктигө поляризациялык зарядлар менен байланысттуу болгондуктан, 9.1.8 формуладагы  $\frac{d\rho}{dt}$  чөндүгү поляризациялык заряддарының күлшүнин ылдаамдығын мүлездейт. Ошондуктан, 9.1.8-формуладагы бул мүчө "жылышу тогу" деген наамга туура келет. Ар кандай ток сияктуу, жылышу тогунун айланасында да магнит талаасы пайда болот. Конденсатор азазаряддалганда еткөрүчтүлүк  $j_e$  тогу бағытын езгерткендүктен, жылышу  $j_x$  тогу да ез бағытын езгертет (9.1.3-чийде). Ошентип, конденсаторлуу электр чындыры аркылуу езгермелүү ток жүргөнде конденсатордун канаттарының сртосунда пайда болғон жылыш тогу  $j_x$  еткөрүч аркылуу жүргөн токтун  $j_e$  уландысы болуп, чындыры түркталат жана бул токтордун тығыздыктары барабар болушат

$j_e = j_x$   
Әгерде кандайдыр бир еткөрүч аркылуу езгермелүү ток жүрсе,



алын ичинде езгермалуу электр талаасы болот. Ошондуктан, мындай откөргүч аркылуу откөрүмдүүлүк тогунаи ( $j_0$ ) башка жылтуу тогу  $j_{\infty}$  да пайда болот. Откөргүч аркылуу откөн толук ток бул токтордун сумасына  $j = j_{\infty} + j_0$ , барабар болот жана аларды курчаган магнит талаасынын чынальты ушул ток менен аныкталат.

Чейренун электр откөрүмдүүлүгүне жана электр талаасынын езгерүүлүнүн ылдамдыгына жарааша бул токтордун салымы ар түрдүү болушат. Аңчалык чоң змес жылтыктагы езгерген электр талаасы учун: а) жакшы откөргүчтер учун  $j_0 \gg j_{\infty} = \frac{dD}{dt}, j = j_0$

б) начар откөргөрчтер учун  $j_{\infty} \gg j_0, j = j_{\infty}$

в) жарым откөргүчтер учун  $j_{\infty} \sim j_0, j = j_0 + j_{\infty}$

#### 9.2. Максвелдин интегралык тенденциилер

Максвелдин жылтуу тогун ачыны, ага электр жана магниттик кубулуштардын даны теориясын түзүүгө мүмкүнчүлүк берди. Максвелдин бух теориясынын негизги болуп, алыш төрт тенденции есептелет. Бул тенденциелердин интеграллайтын түрүндөгүсүн нараймы.

Анын биринчи тенденции электромагниттик индукциянын изменилгеси закону есептелет,

$$\oint_L E_d l = -k' \frac{d}{dt} \int_S B_n dS \quad (9.1.1)$$

Бул тенденции ондон солго окусак анда, ар кандай езгермелийтүү магнит талаасынын албанасында электр талаасы пайда болот (9.2.1-чымае).

Максвелдин екинчи тенденции, Остроградский-Гаустун магнит талаасы учун теоремасы есептелет,

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (9.2.2)$$

б.а. түрбаталган бет аркылуу откөн магнит ачыны нелгэ барабар. Бул теоремадан, магнит талаасынын күч сзыктары түрк болору келип чыгат (9.2.2-чымае).

Максвелли езүнүн учунчү тенденции катары толук токтун законун алган.

$$\oint_L H_d l = 4\pi I = 4\pi \int_S j dS$$

Бул жерде  $j = j_{\infty}$  толук токтун тығыздыгы ошондуктан

$$\oint_L H_d l = 4\pi \int_S j_{\infty} dS + \frac{d}{dt} \int_S D_n dS \quad (9.2.3)$$

Бул теңдемелей, магнит талаасы откөрүмдүүлүк токтун  $\rho$   
айланасында гана пайды болбостон, шынышту тогунун  $J_m = \partial D / \partial t$   
айланасында да пайды болору келип чыгар (9.2.3-чындык)

Ай эми тергүүчү теңдеме китары, Максвелл, Остроградский-  
Гаусстун электростатикалык талаас үчүн теоремасын пайдалан-  
ган,

$$\oint D_n dS = q = \int \rho dV \quad (9.2.4)$$

Мында  $\rho$ -зарядын көлемдүк тытыздыгы, электростатикалык та-  
лаасын  $\mathcal{D}$  бузагы болуп электр заряды  $q$  жөнүлдөрүнүн, жана  
ал талаасын күч сыйыктары он заряддан башталып, терс заряддар  
да бутерүн, б.а. электростатикалык талаасын күч сыйыктары-  
нын бап аяты болуп, ачык екендигин көрсөтөт (9.2.4-чындык).

Электр жана магнит талааларына ар кандай чөйрөлөрдүн  
тигизген таасирлерин буга чейин бизге белгилүү байланыштар,  
материалдык тендемелер аркылуу берилет

$$\begin{aligned} D &= \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ B &= \mu_0 \vec{H} \\ J &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (9.2.5)$$

(Омдун дифференциалдык закону)

Мында  $\epsilon_0$ -чөйрөнүн электр жана магнит отырдуулугу,  
 $\sigma$ -жана электро откөрүмдүүлүгү

Максвелдин буд тендемелеринен электр жана магнит талаас-  
ларынын ортосундагы тығыз байланыштар, алардын электр зар-  
ядынын абалына көз каранды екендиги келип чыгар.

Максвелдин теориясынан келип чыккан негизги жыйнтыктар:

1. Мейкиндикте электромагниттик толкундар пайды болуп,  
алар биш мейкиндикке жарыктан ылдамдыгы  $C$  менен тарелат.

2. Жарык электромагниттик толкун жана ал көз көргөн жы-  
быктын диапозонуна туура келет.

3. Максвелдин теориясы ар кандай электр жана магнит-  
тик, электромагниттик, кубулуштарды, ошондой эле электромаг-  
ниттик термелүүлердү жан толкундарды, ошонун ичинде жарык  
толкундарын да түшүндүре алат. Бул жагынан Максвелдин теория-  
сын Ньютондун классикалык механикадагы теориясы менен салын-  
тырууга болот.

## Глава 10. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛКУНДАР ЖАНА ТЕРМЕЛҮҮЛЕР

Ар кандай электромагниттик кубулуттардың арасында электромагниттик термелүүлер жана толкундар орчундуу орунду зөлешет. Мында, электрик жана магниттик чоңдуктар (заряддар, токтор, электр жана магнит талаалары) мезгилдүү езгерүштөр.

### 10.1. Термелүү чыңкыры. Өзүмшүк термелүү

Удаалаш туташтырылган  $C$  конденсатордон,  $I$  индуктивдүүлүгү катушкадан жана  $R$  киришлүгүнан түзүлген электр чыңкыры термелүү контуру деп аталат (10.1.1-чийме). Мында чыңкырга адегенде электр энергиясы берүү керек. Аныктан,  $A_1$ , ачыктынын жардамы менен  $C$  конденсаторду ЭКК ( $E$ ) булагына туташтырабыз. Бул мезгилде  $A_2$  ачыкты ачык турат. ЭКК булагы конденсаторду зарядтайт жана, аңда  $q = C U$  барабар заряддар топтолот. Мында, ток булагынын сыртын клеммаларынын ортоесүндеги чыналуусу  $U$  га барабар. Биздин шартта конденсатордун жогорку канатында он заряддар  $(+q)$ , ал эми теменкү канатында терс заряддар  $(-q)$  топтолушкан. Бул заряддалган канаттардын ортоесүндеги пайда болгон электр талаасынын чыналыш  $E$  те барабар болуп, ал эми энергиясы

$$W_q = \frac{q_0^2}{2C} \quad (10.1.1)$$

барабар болот.

С конденсатору заряддалгандан кийин аны  $C$  ток булагынан ачыратып ( $A_1$  ачылат), термелүү контурун түркестасак ( $A_2$  абылат) индуктивдүүлүк еримлүү конденсатор разряддалат (заряддар ага балттайт). Индуктивдүүлүктүн таасири астында, контурда пайда болгон ток ақырындал, есеп, ток етүп жаткан катушканы күрчаган магнит талаасы пайда болот. Конденсатордугу заряддар азайтаян сайын, анын электр энергиясы азайып катушканын магнит талаасынын энергиясы кабейот. Контурудеги термелүү кубулушу түшнүктүрөөк балсун чечүү, адегенде сидагы киришлүгүтөсөн албайы ( $R = 0$ ), б.а. контурдагы энергия кылуулукка айланып жок болбайт. Конденсатор толугу менен разрядделеп бүткенде (10.1.2-чийме), катушка аркылуу еткөн ток максималдуу болот жана чыңкырдагы индуктивдүүлүк токтун токтоп калышына тоскоодук кылат. Ушунун негизинде конденсатордо алазарядос башталат б.а. конденсатордун теменкү

канатына оң жогоркусуна терс заряддар топтоло балттайт (10.1.3-чийме). Үндай алазаряддоо бүткөнде чынжырдагы ток топтолуп ( $I=0$ ) бардык энергия кайрадан конденсаторго топтолот. Бул абалда чынжыр кепкө турға албайт жана конденсатор катушка арқылуу кайрадан заряддала балттайт, он заряддар теменкү канаттан жогорку канатты көздөй катушка арқылуу ага башташат. Үндай агуунун тез буттүшүне катушка-да пайды болгон өзүмдүк индукция күбүлүшү тоскоолдуу кылат. Конденсатор толук разряддалып бүткөнден кийин (10.1.4-чийме), Ошол але индуктивдүүлүк конденсаторду алазаряддоого мажбур кылат, б.а. конденсатордун жогорку канатына он заряддар топтолуп теменкү канатына терс заряддар топтоло баштайт. Конденсатордун толук алазаряддалып бүткөн учуру 10.1.5-чиймөдө көрсөтүлгөн. Контурдун бул абалы анын баштапкы ( $t=0$ ) аба- $\rightarrow$  жина дал келет (10.1.1-чийме). Олентип, бул контурда заряддар бир толук термелишип, мурдакы абалына келишти. Бир толук термелүүгө көткөн убакыт термелүүнүн мезгили ( $t=T$ ) экин-дигин эсибизге салалы. Термелүү контуру үндай абалда көпкө турға албагандыктан, кайрадан заряддардык термелүү процесстери кайталанат. Биз каршылыкты эске алған жокбуз, ошондуктан, контурдагы үндай бир балталган термелүү чексиз эсе кайтала-нат.

Эми ушул контурдагы термелүүнүн жүрүшүнүн закон ченемдүүлүгүн аныктайты. Ал үчүн биз жогоруда көраган термелүү контуруна (10.1.1-чийме) Кирхгофтун өкінчи законун (Оидун толук чынжыр учун законун жазайлы.

Биз адегенде жалпы учурду, б.а. каршылыкты да эске алаалы.

$t=0$  учурунда конденсатор толук заряддалып түрсүн ( $q=q_0$ ),

$A_1$ -ацыкчы кошкондо ( $A_1$ -ацык) чынжырда разряддо тогу жүре балттайт. Бул ток Кирхгофтун өкінчи законунан аныкталат, б.а.

$$IR_c + U_r = \mathcal{E}_0 \quad (10.1.2)$$

Үндә  $IR$ -каршылыктагы чынчалыштын темендешү,  $U_r = q/C$  конденсатордун канаттарынын оугосундагы чынчалыш,

$$\mathcal{E}_0 = -L \frac{dI}{dt} \quad (10.1.3)$$

индуктивдүүлүкте пайды болғон өзүнчө индукциянын ЭКС.

Бул чынжыр арқылуу аккан электр тогу

$$I = \frac{d^2q}{dt^2} \quad (10.1.4)$$

болжондуктан, токтун өзгөртүш заряддар аркылуу темендегүйдөй түндүрулат

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} \quad (10.1.5)$$

Олентип, Жиргофтун өзгөчүү законун (10.1.2), заряддар аркылуу темендегүйдөй жазууга болот

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

жэе болбосо индуктивдүүлүккө ( $L$ ) бөлүп,

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0 \quad (10.1.6)$$

түндеманы алабыз, жана термелүү контуринүн дифференциалдык тенденмеси болуп есептелет.

Мындан аны таменкүдәй белгилеп алууну жүргүзөлү

$$\sqrt{\frac{1}{LC}} = \omega_0 \quad (10.1.7)$$

контурдун өзүндүк жылтырыш,

$$T = \frac{1}{R} \quad (10.1.8)$$

контурдун өзүндүк убактысы.

I. Биз адегенде  $LC$  контурдагы эркин термелүүлөрдүү карайлы. Мягчүүн  $R=0$ , картилыхты эске албайбыз. Мындаш контур эргин термелүүлөрдүн жэ  $LC$  контуру деп аталат.

Мындаштарта ( $R=0$ ) 10.1.6.-тенденме темендегүйдөй жазылат

$$\frac{d^2q}{dt^2} - \omega_0^2 q = 0 \quad (10.1.9)$$

Бул тенденмени механикадалык гармоникалык термелүүлөрдүн тенденмеси менен салынтырып көрөлү

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (10.1.10)$$

Шында  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ ,  $k$ -серпилгичтүктүү коэффициенти,  $m$ -термелүүлүчү нерсенин массасы  $\omega_0$ -термелүүнүн өзүндүк жылтырыш экендигин эске салалы. Бул тенденмедин, биз караган  $m$  массасы гармоникалык закон

$$x = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (10.1.11)$$

бөйнча термелерин алганбыз.

10.1.9 жана 10.1.10-тенденмелерди салынтырып, биз карап жат-

как  $LC$  контурундагы заряддар

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (10.1.12)$$

өзгөрөрүн оңой эле табабыз.

Минда  $q_0$ -конденсатордогу баштапкы заряд, термелген заряддардын амплитудасын түруа келет,  $\rho_0 \omega_0$  зерин термелүүнүн жыштыгы жана баштапкы фазасы. Ошентип, контурдагы заряд гармоникалык закон барынча термелерин (өзгөрөрүн) көрдүк. Эркин термелүүнүн жыштыгы  $\omega_0$ . 10.1.7.-тендемеден аныкталат.

Миндай термелүүнүн мезгили

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC} \quad (10.1.13)$$

Экендиги, мектептин физикасынан Томсондин формуласы деген ат менен белгилүү.

$LC$ -контурундагы заряддардын өзгөрүү закону график түрүнде 10.1.6-чиймеде берилген. Бул графикте баштапкы фаза  $\varphi_0 = 0$  нелгэ барабар деп алынган, б.а. термелүүнү эсептөө конденсатордогу заряд максималдуу болгондон башталат ( $t=0; q=q_0$ ). Уптал 10.1.1-чиймеден жана 10.1.12-тендемеден, убакыттын кайсыл учурларында конденсатор толук зарядалгандыгын ( $q=q_0$ ) же яласа зарядалгандыгын ( $q=-q_0$ ) индуктивдүүлүк аркылуу еткөн ток жок экендигин ( $I=0$ ) же максималдуу ( $I=I_0$ ) оной эле табууга болот.

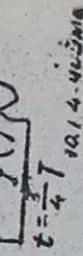
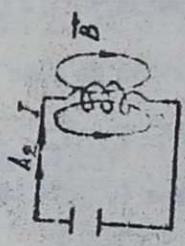
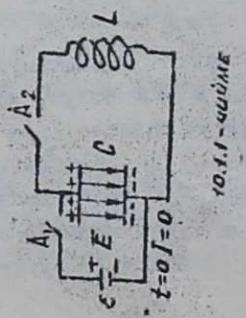
Ал үчүн токтун аспектилген закон чөнөмдүүлүгүн да таап алашы

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}) \quad (10.1.14)$$

Минда  $I_0 = q_0 \omega_0$ -токтун амплитудасы 10.1.12 жана 10.1.14-тендемелерди салыштырып, термелүү контурунда заряд ( $q$ ) жана ток ( $I$ ) карама карамы фазада өзгөрөрүн оңой эле көрүүгө болот. Чындыгында эле  $\varphi_0 = 0$  болгондо бул тендемелерден

$$1. \quad t=0. \cos \omega_0 t = 1. \quad q = q_0. \sin(\omega_0 t) = 0. \quad I = 0$$

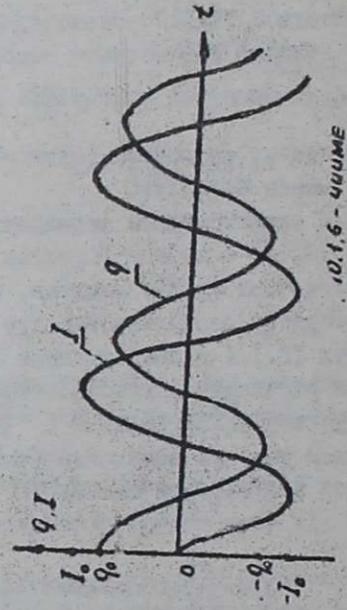
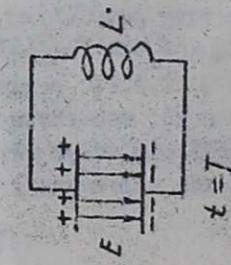
2. Заряд кайсыннан учурда нелгэ барабар ( $q=0$ ) экендигин табабыз. Ал үчүн  $\cos(\omega_0 t) = 0$  миндан  $\omega_0 t = \pi/2$  болуту керек же  $t = \pi/2\omega_0 = (\pi/4\pi)\Gamma = (1/4)\Gamma$  экендигин табасыз. Уптурда  $t = \frac{1}{4}\Gamma$ , 10.1.14-тендемеде  $I = -I_0$  экендигин табабыз. Ошентип, термелүүнүн төртөн бир  $\Gamma/4$  мезгилиниңгү учурда конденсатор толук разряддалат  $q=0$  жана катутка аркылуу еткөн ток максималдуу ( $I = -I_0$ ) болот (10.1.2-чий-



$$t = \frac{1}{2} T \quad I = 0$$

$$t = \frac{1}{4} T \quad I = 4.4 \text{ Ա}$$

$$t = 0 \quad I = 0$$



$$t = 0 \quad I = 4.4 \text{ Ա}$$

$$t = T \quad I = 0$$

ие). 3). Конденсатордун толук алазарддалгак учурин табайы, б.а.  $q = -q_0$ . Ал учун 10.1.12-төндөмөде  $\cos(\omega_0 t) = -1$  болушу көрек. Мұндан  $\omega_0 t = \pi$  әкендигин жана  $t = \pi/\omega_0 = T/2$  әкендигин оңай але табабыз. Ал еми ушул але учурда  $t = T/4$  чиңкырдаты ток  $I = 0$ , токтолорун (10.1.14-төндөмөден оңай але табабыз (10.1.3-чүймө). Упудай але жол менен убакиттын  $t = 3T/4$  учурunda конденсатордогу зарядыны  $q = 0$  нел әкендитин, ал еми чиңкырдаты токтун максималдуу әкендитин

$I = I_0$  ) (10.1.4-чүймө) ал еми убакиттын термелүүнүн мезгилине туура келген уурунда  $t = T$  термелүү контурун баштапки абалга кайра келерин ( $q = q_0$ .  $I = 0$ ) оной але табабыз. Термелүү контурдагы зарядыны жана токтун убакитка байланыштуу өзгерүшү жана биз жогоруда көрсөтүлгөн, жана токтун өзгерүш зарядынын фазасы боюнча  $\pi/2$  арткы жүрет әкен.

Контурдагы термелүү процессинде электр энергиясы, магнит талаасынын энергиясына, жана тескериисинче болорун көрдүк. Бул энергиялардын өзгерүүсүнүн жана сакталуусунун закон чөнекдүүлүгүнө көнүл бурали. Электр жана магнит талааларынын энергияларынын сумаасы

$$W = W_E + W_H = \frac{1}{C} \frac{q^2}{2} + L \frac{I^2}{2} \quad (10.1.15)$$

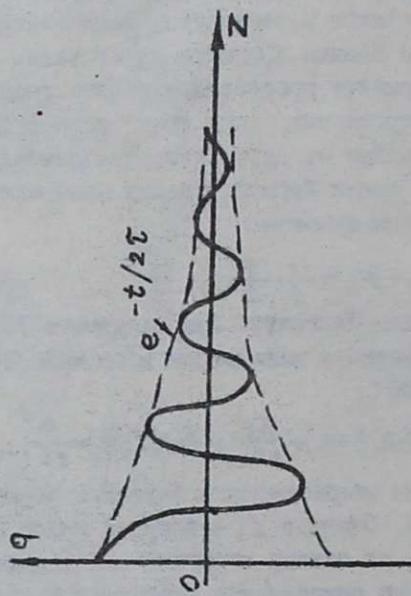
әкендиги бийтеги мурдатан белгилүү. Бул төндөмеге 10.1.12 жана 10.1.14-төндөмөлердеги мавизилерин көп жана 10.1.7-барабардыкта эске алат

$$W = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{q_0^2}{2L} \sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \frac{q_0^2}{2L} \quad (10.1.16)$$

әкендигин б.а. баштакы конденсаторго берилгөн берилген энергия сакталарын алабыз. Ошентип  $LC$ -контурда жалпы энергиянын сумасы өзгербей, ал электр энергиясынан (конденсатордон), магнит талаасынын энергиясына (катушканын алланасына), егерте жана тескериисинче магнит талаасынын энергиясы электр талаасынынан етот әкен. Энергияларынын ылдай өзгөрүү закону да гармоникалык бойдан калат. Убакыттын кайсыл учурларында энергиянын кайсыл түрү кандай маанигө за болорун 10.1.6-графикти көрсөтүлгөн.

2). Басандоочу термелүүлөр. Эгерде термелүүчүү контурда каршылык болсо, анда контурдагы энергия бара-бара Джоуцун

10.1.7 - 400W



жылуулук энергиясына айланып, алана чөйрөгө тарап жок болот. Ар кандай еткөрүлүктөр маңызынка ээ болгондуктан,

контурга каршылыкты атайлад көпбосок да, катушка кандайдыр бир каршылыкка ээ болот. Ошондуктан, ар кандай термелүү контурунда каршылык болот жана ошонун негизиге контурда башталган термелүү бара бара басандап, ақырында ечет. Мұндай термелүүнүн басаңдашын 10.1.6-тәндемеден көрсеттүгө болот.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (10.1.17)$$

Бул реалдуу  $R \neq 0$  термелүү контурунун тәндемеси.

Мұндай

$$q = q_0 e^{-t/2\tau} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (10.1.18)$$

Заряддын термелүү амплитудасы

$$A = q_0 e^{-t/2\tau} \quad (10.1.19)$$

Убакыт есken сайын экспонент бойнча темендешу көрүнүп турат. Бул амплитудадын канчалык тез ечшуу контурдун турактуу убактысы  $\zeta = L/R$  же болбосо каршылыкка жарата болору көрүнүп турат (10.1.7-чийе). Мұндай басаңдоочу термелүүнүн жылтыры

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4Z^2}} \quad (10.1.20)$$

да каршылыкка жаратып болот.

Мұндай басаңдоочу термелүүлерге механикада термелүүлөрдү караганда кенири токтолгонбuz.

## 10.2. Электромагниттик толкундардын иурлөншүү жана таралышы. Герцтин тәжірибелари

Биз мурдаш параграфта, ар кандай термелүүчүү контурдун каршылыгы болгондуктан, андагы пайда болгон термелүү бара бара басаңдал ечерүк көргөнбuz. Ошондуктан, контурдагы термелүүлер дайыма болсун үчүн ага сырттан мөзгили менен энергия берил туруу талап кылышат. Мұндай термелүүлөрдү аргасыздан гермелүү деп атап, механикада кенири караганбuz. Азыр биз контурдагы аргасыздан болгон термелүүнүн тәндемесин жазуу мекен жана чектелели. Мұнда биа 10.1.17 тәндемени пайдаланабыз

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \epsilon_0 \cos(\Omega t) \quad (10.2.1)$$

Мұнда  $\epsilon_0, \Omega$  сырттан берилүүчүү энергиянын амплитудасы жана

жылтын. Башка белгилерди биз жогоруда караганбыз.

Термелүү контурундагы аргасыздан болгон термелүүнү, биринчилдерден болуп Г.Герц өзүнүн тажырыбасында иш жүзүнө ашырган (1866 к.).

Ал конденсатордон ( $C$ ), индуктивдүүлүктен ( $L$ ) жана каршылыктан ( $R$ ) турган термелүү контуруна ( $U$ ) индуктор срилүү болгилүү

жылтын менен энергия берип турған (10.2.1-чийме). Бул индуктор бир өзекке оролгон, оромдору  $N_1$  жана  $N_2$  болгон эки катушкадан турат. Экинчи катушканын оромдорунун салы  $N_2$  биринчининен  $N_1$  етө көп болгондуктан ( $N_2 \gg N_1$ ), бул индуктор жогорулатууту трансформатор болуп кызмат кылат.

Трансформатордун киришине, чыналусу  $U_2 \approx 10$  Вольт болгон езгермелүү ток булагын туташтырасак, анын чыгышында (екинчи оромдо). он мидеген Вольт чыналуу ( $U_2 \approx 10^4$  В) индукцияланат.

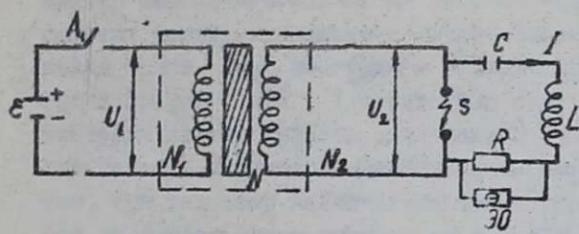
Трансформатордун чыгыш оромдорунун учтари термелүү контуруна туташтырылган. Контуруду баштапкы абалында  $S$  абалык аралыг ачык болгондуктан, термелүү жүрбейт. Герц,  $H$  индукторунун киришине тұрактуу ток булагын туташтырып,  $A$ , кошуп-үзгүчүнүн жардамы менен екінчи оромолордо жогорку чыналышты ( $U_2 = 10^6$  В) индукциялоого жетишкен. Кошуп-үзгүч электромагниттин жардамы менен  $f = 10^3 - 10^4$  жылтында иштейт.

Деми термелүү контурунун иштөө негиздерине көңүл буралы. Кошуп-үзгүч кандайдыр бир  $\mu$  убактысында  $\epsilon$  ток булагын индукторго кошуп турсун (10.2.2<sup>a</sup>-чийме)

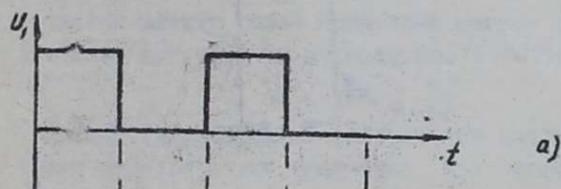
Анда индуктордун чыгышында индукциянын ЭИК пайда болуп,  $C$  конденсатору  $U_2$  чыналышына ылайык заряддалып, чыналыш аралыкта разряд пайда болгон маанисine жеткениде ( $U_2 = U_p$ ) аралыкта разряд жүрүп, термелүү контуру түкталып, термелүү жүрет. Термелүү жылтын  $\tau = 1/T = 1/2\pi f$  (кошуп-үзгүчтүн жылтынан етө чоң кылыш тандалгандуктан ( $\tau \gg f$ )), кошуп-үзгүч кайра кошууланға чейин контурунда бир топ термелүү болуп, ақырында басандап ечет. Кошуп-үзгүч екінчи жана ишдөн кийин кошуулганда бул процесс кайра кайталанылат.

Кошуп-үзгүчтүн кошулуу жана узулуу убактысы, индуктордун чыгышындағы максималдуу чыналусу жана  $S$  аралык,  $A$ , кошуп-үзгүчтүн кошулуу убактысынын аягында разрад күргендөй кылыш тандалат.

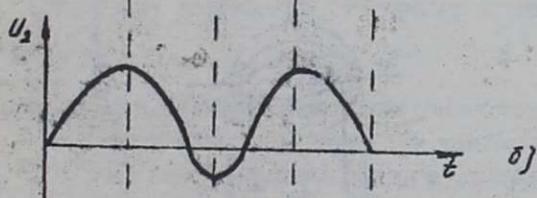
Сешитин, Герцтин тажырыбасында термелүү контурунда ин-



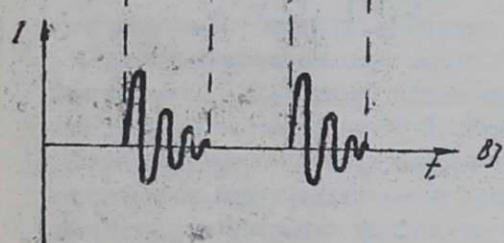
10.2.1 - VUÜME



a)

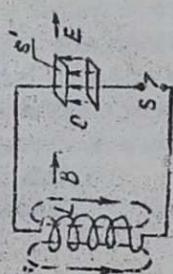
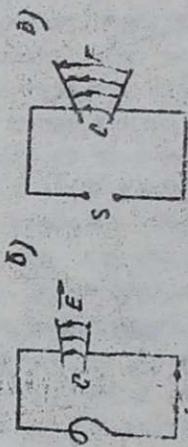
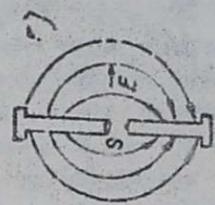


b)

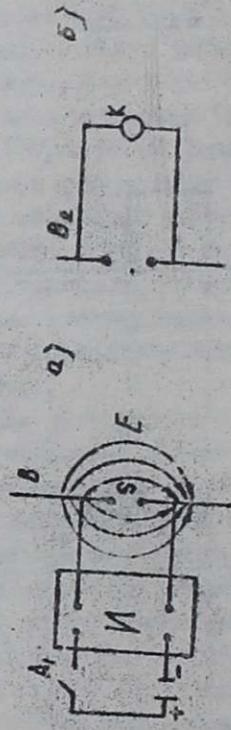


c)

10.2.2 - VUÜME



10.2.3 - 4.iii.18



10.2.4 - 4.iii.18

дуктор мезгил-иээгили менем энергия берип турат жана термелүүчү контурунда топ-топ болгон басандоочу термехүйлөр пайда болот. Аны, контурдагы  $\mathcal{E}$  каршылыгындагы чынчалыктин опиллографка (ЭО) туташтырып көре алабыз. Биз караган контурда электр талаасы конденсатордун ичинде, ал эми магнит талаасы катушкага илвезип айланыснда пайда болгондуктан, бул талаалар мейкиндикке чытм гаралышбайт. Демек, мындаи контурлар электромагниттик талас үчүн жабыл болушат экен. Электромагниттик толкуудар мейкиндикке тараалынын үчүн ашык контур жасоо керек. Электромагниттик термелүүнүн энергиясы электр жана магнит талааларынын чынчалыктарын квадратына түз пропорциялаш экендиги белгилүү, б.а.  $W \sim E^2 H^2$  ал эми индукциялык электр талаасынын жана магнит талаасынын чынчалыктары тоогүн езгерүшүнүн ылдамдыгына ( $a / dt$ ) түз пропорциялаш.

$$H \sim E \sim L \frac{dI}{dt}$$

Электр тогу зарядларын езгерүшүнүн ылдамдыгына же болбосо зарядларын термелүү оюнун жылтыгына түз пропорциялаш болгондуктан,

$$I = \frac{dQ}{dt} \sim \omega$$

Электромагниттик термелүүнүн энергиясы тәрмелиүү жылтыгынын төргүнчү дараажасына түз пропорциялаш экендигин алабыз

$$W \sim \omega^4$$

10.2.2,

Демек, мейкиндигүүтеги электромагниттик термелүүнүн энергиясын көбайттуу үчүн аны термелүү жылтыгын көбайттуу зарыл экен.

Ал эми термелүү жылтыгы контурдун параметрлери  $I$  жана  $C$  тескери пропорциялаш болгондуктан,

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (10.2.3)$$

Жылтыкты көбайттуу үчүн контурдун  $L$  индуктивдүүлүгүн жана  $C$  сыйындуулугун азайтуу зарыл (10.2.3-чи) мөдөнде кантитабык контурдан (10.2.3<sup>2</sup>-чи мөдөн) ачылк контурду (10.2.3<sup>3</sup>-чи мөдөн) олуунун схемасы көрсөтүлген 10.2.3<sup>8</sup>-чи мөдөнде индуктивдүүлүгүн жана

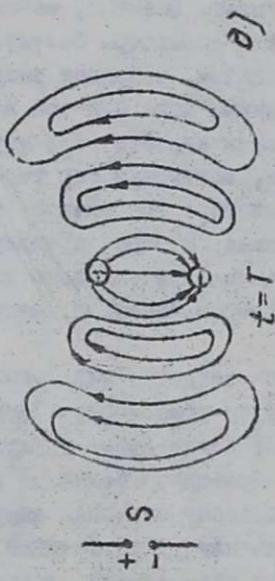
$C$  сыйындуулугуту болгон конденсатордан турган жабык контур көрсөтүлген. Индуктивдүүлүктүн оромолорунун саны  $N$ , конденсатордун канаттарынын ар биринин аянты  $S'$ , барабар. Кында  $S$  разряд аралыгы. Индуктивдүүлүктүү азайтыш үчүн  $N$  оромдордун ордуна бир ором калырабыз ( $N=1$ ), ал эми конденсатордун

сийндиуулугун азайтып үчүн ( $C \sim \epsilon E_0 S'/d$ ) еки жалпак беттүн ордуна еки кесим еткөргүчтү алып, аларды керип көбүз ( $10.2.3^{\text{б}}\text{-чижме}$ ). Термелүү жылтыгын дагы чоңойтуш үчүн, индуктивдүүлүктөгү бир оромдун ордуна, еткөргүчтүн бир кесигин алабыз, ал еми конденсатор болуп киэмэт кылган еки кесинди еткөргүчтү дагы чоңураак аралыкка киребиз ( $10.2.3^{\text{в}}$ -чижме). Анда, электр талаасы мейкиндикке кебүреек чыкканын керебүз. Ал еми электр талаасы мейкиндикке дагы кебүреек чыксынын түүн термелүү контурун 5 разрядык аралыгында бир око то байланышкан еки кесим еткөргүч түрүндө алабыз ( $10.2.3^{\text{г}}\text{-чижмеси}$ ). Ында электр талаасы ачып мейкиндикке чыгат. Ында контурду Герц колдонгон жана Герцин вибратору деп аталац.

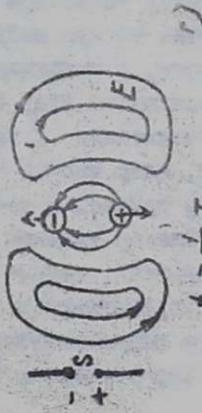
Герц мындай вибраторду индукторго туташтырып ( $10.2.4^{\text{а}}$ -чижме) электромагниттик термелүүнү нурлантыкан. Бул электромагниттик термелүүнү кабыл алып үчүн резонанс кубудудун пайдаланган жана кабыл алуучу контур катары нурлантуучу  $B$ , вибратордой же экинчи  $B_2$  вибраторуи алган. Анын жылтыгы  $\nu_2$  нурлантуучу вибратордун  $V$ , жылтыгына даал келгенде ( $\nu = \nu_2$ ) кабыл алуучу контурга туташтырылган электр  $K$  конгуроосу иштеген ( $10.2.4\text{-чижме}$ ). Ошентип, биз Г.Герцин жасаган биринчи радио (передатчик) бергичин жана радиоалгычты (приемник) карадык.

Эми Герцин вибраторунан электромагниттик толкундун нурлануу процесстерине көнүл буралы ( $10.2.5\text{-чижме}$ ). Баштапкы учурда  $t=0$  контур толук заряддалган ( $q=q_0$ ). Оң жана терс заряддардын ордосунда ( $5$  аралыгында) электр талаасы  $E$ , пайда болот. Андан ары  $t>0$  болгондо,  $S$  аралыгында разряд күрүп, термелүү башталат (конденсатор разряддала баштайт), оң жана терс заряддар бири бирин көздөй умтуулуп жумшат. Бул заряддар электр талааси менен байланышта болгондуктан, аларды электр талаасынын күч сизыктарын зэрчигендикten, күч сизыктардын алгаачы калыбы бузулат ( $0 < t < \frac{1}{4}T$ ). Конденсатор толук разряддалып буткөнде ( $t = 1/4T$ ) терс жана оң заряддар бири бирин толук жоюшканыктан, күч сизыктардын аягы башы менен копшуулуп түрк күч сизыктарга алланышат. Убакыттын  $t = \frac{1}{4}T$  учурунан конденсатордо алазаряддос башталат, б.а. кайрадан оң жана терс заряддар белүүне баштайт, оң заряд тәмөнкү терс заряд жогору көздөй жыла

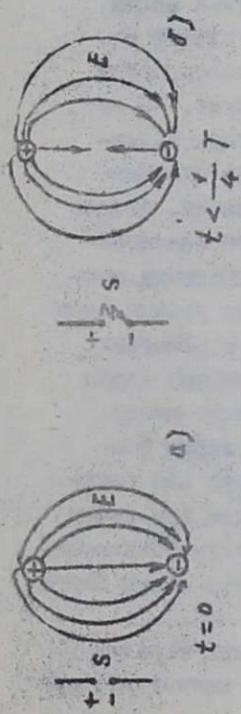
10. 2. 5 - *WUÜME*



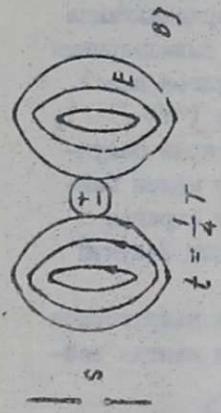
+  
-  
S



$t > \frac{1}{4} T$



$t = \frac{1}{4} T$



$t = 0$

$\theta_j$

$\theta_j$

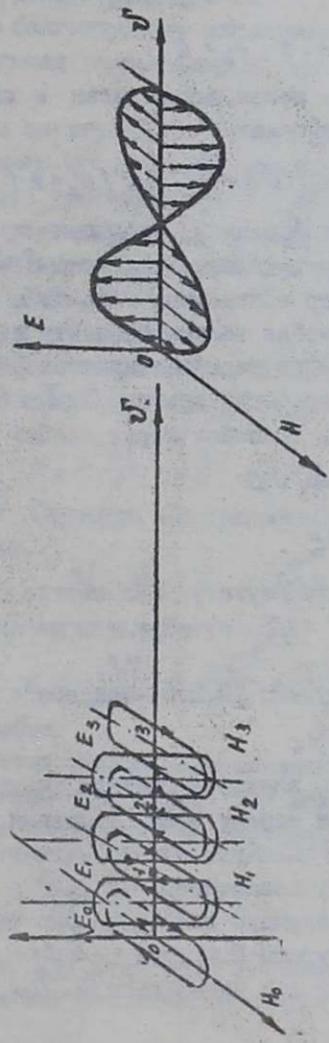
$\theta_j$

баштайды. Заряддар белүнгендүктен алардын ортосунда жаңыдан электр талаасы пайда болуп, мурдагы түрк күч сыйкытарды сүрүп чытат. Ошентип, мейкиндикке еки топ электр талаасынын күч сыйкытары белүнгүп чыгышат. Контуру олук алаазардадын кибін, кайрадан разряддалат. Ал толук разряддалғанда мейкиндикке дагы еки топ электр талаасынын күч сыйкытарынын белүнгөнүн көребүз (бул учурулар чиймеде көрсөтүлген эмес). Ошентип, контурдүн бир термелген учурун карасак ( $t=T$ ), анда биз төрт топ электр талаасынын күч сыйкытарынын белүнгөнүн жана он, терс заряддардын ортосундагы алар менен байланышкан электр талаасын көребүз. Айдан ары биз караган процесстер кайталанып, электр талаасы вибратордон белүнгүп турат.

Биз жогоруда индукциялык электр талаасынын вибратордон белүнгөнүн жана көрдүк. Электро магниттик толкун жаңып пайда болот деген суроо туулушу мүмкүн.

Вибратордон белүнгөн индукциялык  $E_1$  электр талаасы, езүн колдоочу заряддан азырагандыктан убакыт еткен сайын азая баштайды (10.2.8 чииме). Иштадай езгермелүү электр талаасынын алланасында езгермелүү  $H_0$ . Магнит талаасы пайда болору Максвеллдин учунчүү тенденесинен келип чытат. Ал эми. Максвеллдин биринчи тенденесинен езгермелүү магнит талаасынын алланасында электр  $E_1$  талаасы пайда болорун билебиз жана мыңдан ары мыңдай процесс улана берет. Ошентип, егерде мейкиндиктин кандайтын бир чекиттинге вибратордон белүнгөн электр же магнит талаасы пайда болсо, анын алланасында магнит же электр талаалары пайда болуп, бул процесс уламып электромагниттик толкун пайда болот. 10.2.8-чиимеге төрөндөрек көнүл белсек, 1 чекиттинге  $E_1$  жана  $\vec{E}_2$ , векторлору карата каршы бағытталғандыктан, алар бири бирин жошуп I-чекиттиме жылат. Ал эми I-чекиттинге  $E_1$  жана  $\vec{E}_2$  векторлору карата каршы болгондуктан, алар жошуп талаа 2-чекитке кечет. Ушул але сыйкытуу электр талаасы 2-чекиттөн учунчүгө ж.б. андан ары кечүп олтурат. Электр талаасы менен магнит талаасы тыгыз байланышта болгондуктан, магнит талаасы да электр талаасы менен бирге жылып электромагниттик толкунду пайда жылат.

Өз ара перпендикуляр тегиадикте бирдей фазада тарафында бағытына перпендикуляр термелешкен электр жана магнит векторлору



10.2.6 - ԱՎԱՐՄԵ

10.2.7 - ԿԱՐՄԵ

жор электромагниттик толкунду түзүштөт (10.2.7-чында).

Биз буга чейин электромагниттик толкунду пайда болушун жана таралышын карадык. Эми бул толкун кандай ылдамдык менен таралышына токтололу.

Электромагниттик индукция кубулушун табиғатын караганда, ылдамдыгы менен жылуучу  $B$  магнит талаасы байкоо чекитине салыстырмалуу  $E^*$  индукциялык электр талаасын түзөрүн көргөнбүз

$$E^* = -k' [\vec{v}_B \times \vec{B}] \quad (10.2.4)$$

Ошондой але  $v$  ылдамдыты менен күймидаган  $e$  заряды  $v$  аралыгында түзгөн магнит талаа

$$\vec{H} = k'e [\vec{v} \times \frac{\vec{r}}{r^3}] = k' [\vec{v}_e \times \vec{E}] \quad (10.2.5)$$

барабар болот. Мында биз  $\frac{e}{r^2}$  чекиттүү заряддын  $v$  аралыкта түзгөн электр талаасынын чынчалышы  $E = e/r^2$  жана  $v = v_e$  заряд менен бирге жылган электр талаасынын ылдамдыгы экендигин эске алдык. Электромагниттик толкунда электр жана магнит талаалары мейкиндикте бирге таралышкандастан  $v_e = v_B = v$  жана алар ез ара перпендикуляр болгондуктан  $\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{v}$  10.2.4 жана 4.2.5-формулалардан темендегүлердү алабыз

$$E^* = E = k' v B \quad (10.2.6)$$

$$H = k' v E \quad (10.2.7)$$

Максвелл бел тенденциелерди Гаусстун абсолюттук системасында вакуум үчүн караган:  $k' = 1/c$ ;  $k = 1$ ;  $\mu_0 = 1$ ;  $M = 1$ ;  $C = 1$ ;  $C = 3 \cdot 10^8$ ,

Анда  $B = H$  (10.2.7) формуланы 10.2.6 -тенденциеге көп

$$v = c \quad (10.2.8)$$

алабыз. Башкача айтканда, электромагниттик толкун вакуумда жарыктын ылдамдыгы менен тарайт экин. Максвелл мындан башка дагы бир ачылыш жасаган жарык электромагниттик толкундин көз көргөн диапозону жөнгөн болуп табылады.

Эми электромагниттик толкундин кандайдыр бир чейреде таралуу ылдамдыгына көнүл буралы б.а.  $M \neq 1$ ;  $C \neq 1$ .

Ал үчүн 4.2.7 -тенденциини сол жагын дагы  $E$  и  $H$  алмаштырыбыз,

анда

$$E = \kappa' \mathcal{U} B = \frac{\mu}{\epsilon} \mathcal{U} B \quad (10.2.9)$$

$$H = \kappa' \mathcal{U} D = \frac{\epsilon}{\mu} = \mathcal{U} E \quad (10.2.10)$$

Бул еки тәндемеден

$$\mathcal{U} = \frac{\epsilon}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{c}{n} \quad (10.2.11)$$

экендигин алабыз. Мында  $n = \sqrt{\mu \epsilon}$  чейрөнүү салуу көрсөткүчү деп аталат. Диэлектриктерде  $\epsilon > 1$ , пара жана феромагнитиктерде  $\mu > 1$  болгондуктан, электромагниттик толкун жарытын ылдамдыгынан  $n$  эссе ақырын тарайт. Ал өми диамагнитиктерде  $\epsilon = 1$ ,  $\mu < 1$ ,  $n < 1$  болгондуктан электромагниттик толкун жарытын вакуумдагы ылдамдыгынан чоң ылдамдык менен тарайт экин.

Чындасты туонтуугу (10.2.11)-формулалы 10.2.9 же 10.2.10-формулага кооп электр жана магнит талааларынын чейрөнүү мүнәздемелөрү  $\epsilon$  жана  $\mu$  аркылуу байланышын алабыз,

$$\mathcal{U} E = \sqrt{\mu \epsilon} H \quad (10.2.12)$$

$$\mathcal{U} E^2 = \mu H^2$$

4.2.12-формула электромагниттик энергияны электр же магнит талаасынын чындалыштары аркылуу туонтууга мүмкүндүк берет. Чындыгында

$$W_H = \frac{\kappa'}{\kappa} \frac{MM_0}{8\pi} H^2, \quad W_E = \frac{\kappa'}{\kappa} \frac{\epsilon \epsilon_0}{8\pi} E^2$$

болгондуктан, Гаусстун системасында электромагниттик толкундуун энергиясы

$$W = W_H + W_E = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} + \frac{MH^2}{8\pi}$$

жана 4.2.10-формулалы есисе алыш.

$$W = \frac{MH^2}{8\pi} + \frac{\epsilon E^2}{8\pi} = \frac{MH^2}{4\pi} = \frac{\epsilon E^2}{4\pi} \quad (10.2.13)$$

Экендигин алабыз

Электромагниттик толкун  $\mathcal{U} = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}$  ылдамдыгы менен тыгызыдыгы  $W$  болгон энергияны алыш жүрөт. Бул еки чондуктун кебейтүндүсү  $S = W \mathcal{U}$ . Үмөв Пойтингдин вектору деп аталат, же болбосо ал вектор

$$S = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}] \quad (10.2.14)$$

Барабар болот. Бул вектордун сан мааниси бирдик убакыттын таандык энергиянын багытына перпендикуляр турган бирдик

тегиздик аркылуу еткен энергияны анында барабар болот.

### 10.3. Электромагниттик толкундуң басымы

Электромагниттик толкун өзүнүн жолундагы тоскоолдуктарга басым жасайт. Бул басымдын себеби ынеде?

Электромагниттик толкун жалшак тегиздиккө перпендикуляр түсүн дейли (10.3.1-чийм). Бул толкундуң электр талаасы нерсениң бетинде токту пайды кылат ( $j = \sigma E$ ), бул ток толкундуң магнит талаасына перпендикулар болгондуктан, ампердин законун негизигинде, нерсеге толкундуң багыты бөйнөчө  $F$  күчү таасир этет. Бирдик аялтка таасир еткен күч басымга барабар ( $P = F/S$ ) элеккигин ишке салалы. Электромагниттик толкундуң басымынын анык ортоочо энергиясынын тыйзымы менен бейланышын Максвелл тапкан

$$P = i \cdot k \cdot W \quad (10.3.1)$$

Мында  $k$  - нерсенин толкунду чагылдыруу коэффициенти  
Эгерде нерсе толкунду толук чагылдырса  $k = 1$

$$P = i \cdot \bar{W} \quad (10.3.2)$$

Ал эми түшкөн толкунду нерсе толук күтсө ( $k=0$ ),  
эндэ толкундуң басымы эки аз болот, б.з.

$$P = \bar{W} \quad (10.3.3)$$

Жарык толкунунун заттарга болгон басымын тажырыбба жүзүнде  
орус окумуштуусу И.И.Лебедев ишке ашырган.

#### 10.4. Электромагниттик толкундун шкаласы

Термелүү контурунда отондой эле Герцтин вибраторунда заряддардын термелити электромагниттик толкунду пайда кылашы көрдүк. Чындыгында контурдагы заряд  $q = q_0 \cos \omega t$  ал эми ток  $I = \omega q_0 \sin \omega t \sim \omega$

еңгерсе,  $I \sim \omega e^{\frac{1}{2} \omega t}$  экендигин эске аласак,  $I \sim \omega \sim \omega$  контурдагы ток заряддын ылдамдыгына түз пропорциялаш. Ал эми контурдагы пайда болгон электр жана магнит талаасы токтун езгерүшүнүн ылдамдыгына ( $dI/dt$ ) пропорциялаш экендигин мурда караганбыз

$$E \sim H \sim L \frac{dI}{dt} \sim \frac{dV}{dt} = Q \sim \omega e \quad (10.4.1)$$

Бул түтүнмадан, электромагниттик толкунду ылдамдатылган күй мындағы заряддар нурлантары жана анын жылтыгы заряддын ылдамдануусуне жараша болору ( $\omega \sim Q$ ) келип чыгар. Бул жыныстык Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги тыннатын бирі болуп эсептелет.

Электромагниттик термелүүлер жана толкундардын жылтыгы ете көнери диапозондо, нелден ете чоң жылтыктары  $10^{-20}$  Гц ке чейин езгерует. Бул толкундардын нурлантуучу булактарына жана касиеттерин жараша диапозондорго бөлүнүшет (теменкү таблицаны кара,  $\lambda = c/\nu$  болгон байланышты эске ал).

Таблица 10.4.1  
толкундун аты !толгундун !толкундун !Толкундуң булагы  
!узундугу (м)!жылтыгы (Гц)!

Теменкү жылтагы толкундар	$\lambda > 10^4$	$\nu < 3 \cdot 10^4$	езгермелүү токтун Генераторлору
Радиотолкундары	$10^4 - 0,1$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{10}$	Термелүү контурлары, Герцтин вибратору
Ультрарадио толкундары	$0,1 - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12}$	Магнетрон, кристрон ж.б.
Инфракызыл нурлар	$10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$	Ысытылған заттар (шамдар) дүүлүккөн атомдор, молекулалар
Жарык нурлары	$7,7 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 7,7 \cdot 10^{14}$	"
ультрафиолет нурлары	$4 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-8}$	$7,7 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$	"
рентген нурлары	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$	рентген трубкалары
Гамма нурлары	$< 10^{-11}$	$\nu > 3 \cdot 10^{19}$	радиоактивдүү заттар (атомдордун ядролору)

## Глава II. ЗАТТАРДЫ МАГНИТ ТАЛААСЫ

II.I. Магниттеги вектору  $\vec{P}_m$  жана анын  $\vec{H}$  жана  $\vec{B}$  векторлору менен байланышы

Вакуумда жана түрдүү чөйрөлөрде токтуу еткергүчтүн түзгөндөн магнит талаасы ар кандай маанилерге ээ болуп, тиешелүү  $H$  жана  $B$  өндүрүктары менен мунездөлөрүн мурда жараганбыз (II.I.1). Башкача айтканда, токтуу еткергүчтүн магнит талаасы чөйрөнү магниттеп, кошумча магнит талаасы пайдада кылат. Эгерде биз токтун вакуумдагы магнит талаасын  $H$  вектору менен мунездесек, ал эми магниттеги чөйрөнүн түзген магнит талаасын  $H$  вектору менен белгилесек, анда жалпы магнит талаасы  $B$  бул аки вектордун суммасына барабар болот.

$$\vec{B} = \mu_0 (H + H') \quad (\text{II.I.1})$$

$H$  кантити пайдада болоруна көңүл буралы. Ар кандай заттар атомдордон туарын жана атом ядродону анын айланасында айланган электрондордон турган система экендигин эске салалы (II.I.1-чиyme) ядронун айланасында электрондор ете жогорку жылтыкта (секундасына  $10^{15}$ ) айланылкандыктан, 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 мунездөлөнбүз (II.I.4) (II.I.2-чиyme).

$$\vec{P}_m = k' I S \vec{n} \quad (\text{II.I.2})$$

Бул тегерек токтун оғындан магнит талаасы ушул магнит ийинине түз пропорциялаш экендигин ( $H \sim P_m$ ) көргөнбүз.

Атомдогу айланган электрон  $m$  массасына жана  $e$  зарядына ээ болгондуктан, анын орбита боюнча күйчилүү орбиталык механикалык  $L$ , жана магниттик  $P$  ийилдер менен мунездейбүз.

Орбиталык механикалык ийин

$$\vec{L}_o = m v \vec{r} \quad (\text{II.I.3})$$

электрондун  $m v$  импульсунун орбиталык  $r$  радиусуна кебейткенге барабар. Ал ами орбиталык магнит ийини

$$\vec{P}_o = k' I_o S \vec{n} \quad (\text{II.I.4})$$

Электрондун  $e$  зарядынын күймалы түзген  $L = e/T$  токтун орбита чектеген  $S = \pi r^2$  аялтка барабар ( $\vec{n}$  бирдик нормаль  $T$ -электрондун айлануу мезгили),

$$I_o = -\frac{e}{T} = -\frac{e\omega}{2\pi r} \quad \text{болжондуктан,}$$

$$\vec{P}_o = k' \frac{e\omega r}{2} \vec{n} \quad (\text{II.1.5})$$

векторунун  $\vec{L}_o$  векторуна болжон катышты турактуу чондук экендигин көрөбүз

$$\frac{\vec{P}_o}{\vec{L}_o} = k' \frac{e}{2m} = \Gamma \quad (\text{II.1.6})$$

Бул катыш гирромагниттик чондук деп аталат жана мындан

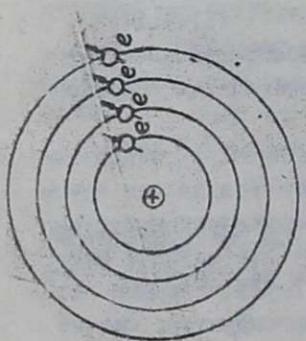
$$\vec{P}_o = k' \frac{e}{2m} \vec{L} \quad (\text{II.1.7})$$

атомдун орбиталдык магнит ийини орбиталдык механикалук ийинге түз пропорциялаш экендигин көрөбүз, б.а. эгер атом орбиталдык механикалук ийинге ээ болсо, ал сәсүз орбиталдык магнит ийинине ээ болот. Мындаи балламыш электрондун массасы жана зарядка ээ экендигинен келип чыгат. Демек, атом магнит ийинине ээ болжондуктан, анын айланасында  $\vec{P}_o$  векторунун пропорциялаш магнит талаасы пайды болот. Атомдогу электрочудун орбита боюнча айланышты орбиталдык ийиндердя түзет тургандыгын көрдүк. Кийинчөрээк, күймалызыз электрондун езүүдүк (спиндик) механикалук  $L_s$  жана езүүдүк магнит  $\vec{P}_s$  ийиндердеге ээ экендигин аныкталган (II.1.3-чүйме) жана алардын ортосундагы байланыш II.1.7 -туюнта сыйктуу эле катышылат

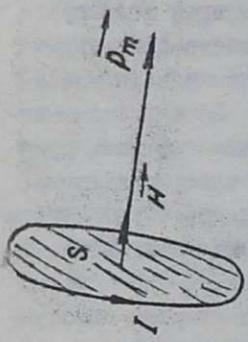
$$\vec{P}_s = k' \frac{e}{m} \vec{L}_s \quad (\text{II.1.8})$$

б.а. эц кичичекей магнит болуп электрон есептөлөт экен. Бул езүүдүк ийиндер классикалык физиканын (максвелдин теориясынан) негизинде түшүндүрүлбөйт.

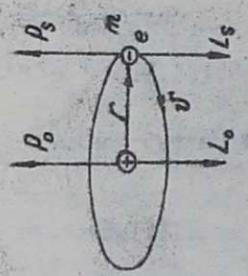
Алардын физикалык табияты, кийинчөрээк кванттык физикада түшүндүрүлөт. Булардын башка, атомдо анын он заряддалган ядро-су бар. Ядро протон жана нейтрон деген белүүчелерден турары. Белгилүү. Бул белүүчелер, электрон сыйктуу эле езүүдүк магнит жана механикалук ийиндердеге ээ болот. Бирок, алардын масасы электронго караганда 2000 все оор болжондуктан, магнит ийиндери 2000 всеge аз болушат (II.1.8-формуланы кара).



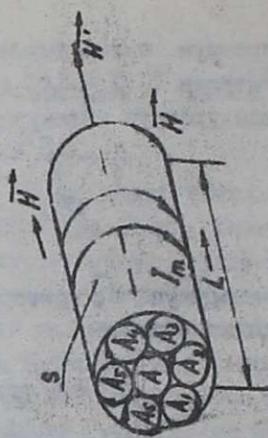
11.1.1 - Կամաց



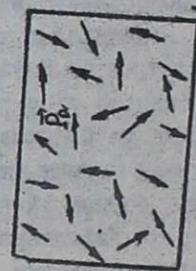
11.1.2 - Կամաց



11.1.3 - Կամաց

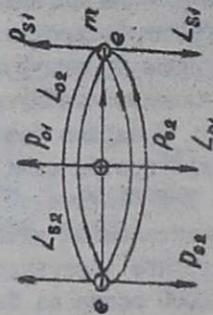


11.1.6 - Կամաց



$H=0$

11.1.5 - Կամաց



11.1.4 - Կամաց

Ошентип, ядронук магнит, ийинин, электронго салыттырмалуу, эсепке албай койсок болот. Биз буга чейин бир электрондуу гана атомдуу карадык. Ал эми жалпы жөнүнен, ар бир атомдо анын Менделеев таблигасындагы зөлөгөн катар  $Z$  номерине барабар электрон болот. Эгерде атомдо  $Z$  электрон болсо, анда анын магнит ийини

$$\vec{P}_o = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{oi} + \sum_{s=1}^Z \vec{P}_{si} \quad (II.1.9)$$

орбиталдык  $\vec{P}_{oi}$  жана өзүмдүк  $\vec{P}_{si}$  магнит ийиндеринин вектордук суммаларына барабар болуп тут (Мисалы, II.1.4-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 нелгө барабар болуп, магнит талаасын түзүшбейт (II.1.5)).

Эгерде затты магнит талаасына жайлыштыраска, анын атомдорунун магнит ийиндери, магнит жебеси сыйктуу магнит талаасынын күч сыйкыттары бөккөнчө багытталышып, алардын вектордук суммасы заттын магнит ийинин түзүштөт. Заттын бирдик көлемүнө түура көлгөн заттын магнит ийини анын магниттeliш вектору  $\vec{P}_o$ , деп

злат, б.а.

$$\vec{P}_o = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{P}_{oi}}{V} \quad (II.1.10)$$

Мында  $P_{oi}$ -бир атомдун магнит ийини,  $N$ -атомдордун саны,  $V$ -заттын зөлөгөн көлемү. Магниттeliш вектору заттын магниттеген абалын ишнеңдеесчүй чөндүк болуп эсептелет. Заттардын ар бир чекиттериндеги магниттeliш вектору белгилүү болсо, алар түзгөн магнит талаасын аныктоого болот.

Бир текстүү магнит талаасына жайлышкан узундугу  $l$  туурасынан кесилип алты  $S$  болгон цилиндр түрүндөгү заттын (өзөктүн) магниттeliшин карайлы (II.1.6-чийм). Атомдордун магнит ийини магнит  $H$  талаасынын күч сыйкыттарын бойлоп багытталышканындан,  $1$  атомдордогу орбиталдык (микро) токтор бир багытта агышат (чиймеде ( $A$ ) кичинекей айланалар).

Цилиндрдин баш жагындағы микротокторго көнүл бурсак, коншу атомдорду жанаша жайлышкан жағтарындағы токтор карама-каршы багытта болгондуктан, бирин-бери жошуп заттын ичиндеги токтордун суммасы нелгө барабар болот. Ал эми заттын эң

сүрткы катмалындағы атомдордун сырт жағындағы микротоктордун түзүүчүлөрү жоопшубай кошуулуп, цилиндрдин бетин айланган  $I_m$  макроскопиялык тогун түзөт. Бул  $S$  кесишилік аятын айланган токтун түзген магнит ийини

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ai} = k' I_m S \vec{n} \quad (II.1.11)$$

барабар болот. Ал эми тиешелүү магниттeliш вектор

$$\vec{P}_m = \frac{\rho_m}{V} = k' \frac{I_m S}{S_e} = k' \frac{I_m}{\epsilon} = k' I_m \quad (II.1.12)$$

аныкталат, б.а. магнит талаасындағы өзектү бирдик узунду-гундагы токтуу бир оромго туура келген соленоид катары кароо-го болот икен. Үндай токтун түзген магнит талаасын соленоид-дин формуласын колдонуп табууга болот

$$\vec{H}' = k + \pi I_{m_0} = \frac{k}{k'} 4\pi \vec{P} \quad (II.1.13)$$

Заттагы микротоктордун түзген магнит талаасы  $\vec{H}'$  анын магниттeliш векторуна  $\vec{P}$  пропорциялаш болот. Ошондуктан, жалпы магнит талаасы  $\vec{H}$  жана  $\vec{H}'$  векторлорунун сумаасына барабар, б.а.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H}') \quad (II.1.14)$$

Изотроптуу магнетиктер үчүн, магниттeliш вектору сырткы  $\vec{H}$  магнит талаасына пропорциялаш болот

$$\vec{P}_m = \alpha \vec{H} \quad (II.1.15)$$

пропорция коэффициенти  $\alpha$  магнит дұндуулугу дең аталаат. Эми II.1.15 жана II.1.13-формулаларды II.1.14-тендемеге көп, жалпыланган магнит талаасы

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \frac{k}{k'} 4\pi \alpha) \vec{H}' = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (II.1.16)$$

екендигин табабыз. Үндай

$$\mu = 1 + \frac{k}{k'} 4\pi \alpha \quad (II.1.16)$$

заттын магнит етүмдүүлүгү дең аталаат. СИ системасында,  $k' = 1$ ,  $k = \frac{1}{4\pi}$  болгондуктан,  $\mu = 1 + 2$  барабар болот.

Ошентип, токтун чөйредегү магнит талаасын өлчегенде, түздөн түз өлчесиүүчү чондук магнит индукциясы  $\vec{B}$  болуп аспептелеет, жана ал заттардагы микроХана еткергүчтегү макротоктордун түзген талаалардын сумаасына барабар болот.

## II.2. Заттардын магниттик касиеттери.

### Диа жана парамагнетизм.

Магнит етүмдүүлүк  $\mu$  заттардын магниттик касиеттерин мунэздейт. Магнит етүмдүүлүгү  $\mu < 1$  болгон заттар диамагнетиктер, болгон заттар парамагнетиктер деп аталыпташ. Ындаш заттар изотроптуу болушат. Магнит талаасын ете сезгич ( $\mu > 1$ ) заттар езгече белүнүү ферромагнетиктер деп аталышат.

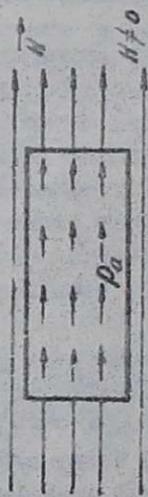
I. Адегенде диамагнетизмди карайлы. Диамагнетиктер учун магниттиң шуктуулук  $\chi < 0$  тескери маанигө ээ. Бул заттар учун, II. I. 15-формулалынын негизинде магниттeliш вектору  $\vec{P}$  сырткы магнит талаасынын чынчалышына  $\vec{H}$  карама-каршы багытталган, б.а. жалпы магнит талаасы, магнит индукциясынын вектору  $\vec{B}$ нын чынчалыгы  $\vec{H}$  векторунан кичине ( $\vec{B} < \vec{H}$ ), болот. Ошондуктан, мындай диамагнеттик заттарды (мисалы, Висмут таяқчасы) магнит талаасына жайлаптырасак, андан алар талаадан түртүлүп чыгарылат.

Диамагнеттик заттардын атомдорунда жуп сандагы электрондор болот. Атомдоргу жакаша жайлаптыкан электрондор учун алардын орбиталдик  $P_0$  жана езүмдүк  $P_5$  магниттик ийиндери карама каршы багытталғандай болуп киймылдоо ынгайллуу (II. I. 4-чийме) (ар кандай система энергиясын минималдуу кылууга умтулат -эн кичине энергиялуу принциби). Ошондуктан, мындай атомдордун жалпы магнит ийими  $P_0 = 0$  нелгө барабар болгондуктан, диамагнеттик заттын жалпы магнит ийини  $\sum P_{ai} = 0$  дагы нелгө барабар болуп сырткы магнит талаасы болбондо анын магниттeliш вектору  $\vec{P}_m$  нелгө барабар болот. Бирок, диамагнеттик затты магнит талаасына киргизсек, анын атомдорун кескел магнит ағыны кескин езгерет ( $dH/dt > 0$ ). Электромагнеттик индукция законунун негизинде, мындай езгермелүү магнит ағынын айланасында индукциялык электр талаасы пайда болот (II. 2. I-чийме).

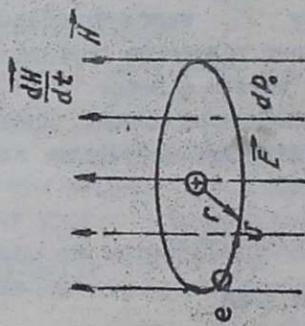
$$\oint_L E_e dL = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -k' \frac{d}{dt} (BS) \quad (II.2.1)$$

Атомдун орбитасындагы электрон учун

$$\oint_L E_e dL = E \cdot 2\pi r ; \quad S = \pi r^2$$



11.2.2 - 4.4.2.2



11.2.1 - 4.4.1.1

әкендигин эске алсак II.2.1-формуладан атомдогу индукциялык электр талаасы магнит талаасының езгерүшүнүн ылдамдыгына

$$\vec{E} = -\frac{r}{2} \frac{dH}{dt} \quad (II.2.2)$$

түз пропорционалш жана анын багыты Ленцтин арежеси бойнча аныкталат. Бул индукциялык электр талаасы, орбитадагы электронго кошумча  $\vec{f} = e\vec{E} = m\vec{a}$  күч менен аракет жасап анын орбиталык ылдамдыгын езгертет ( $a = dV/dt$ ). Электронго индукциялык электр талаасын бойлогон айланы бойнча таасир эткен күчтүн ийини  $M = eE r$  барабар. Бул күчтүн ийини, персенин айланы бойнча болгон күймөлүнүн динамикасынын негизги Закону бойнча

$$M = eEr = \frac{dL_0}{dt} \quad (II.2.3)$$

орбиталдык механикалык  $L_0$  ийиндин езгерүшүне алып келет. Акырык формуялаға II.2.2-түтшманды көшп, орбиталдык механикалык ийиндин езгерүшүн табабыз

$$d\vec{L}_0 = -\frac{r^2}{2} e dH \quad (II.2.4)$$

Шында магнит талаасынын езгерүшү  $dH$  диамагнитте магнит талаасы бар ( $H_2 = H$ ) жана жок кездеңи ( $H_2 = 0$ ) айырмасына барабар

$$dH = H_2 - H_1 = H \quad (II.2.5)$$

Акырык түтшманды эске алсак,

$$d\vec{L}_0 = -\frac{r^2 e}{2} \vec{H} \quad (II.2.6)$$

болот.

Электрондун орбиталдык механикалык ийинге әз болушу, анын орбиталдык магнит ийинине әз қылғандыктан, II.1.7 жана II.2.6. формулалардан, пайда болгон кошумча орбиталык магнит ийининин түтшмасын алабыз

$$d\vec{P}_0 = -\frac{r^2 e^2}{4m} \vec{H} \quad (II.2.7)$$

жана бул кошумча магнит ийининин  $d\vec{P}_0$  сырткы магнит талаасынын багытыча карата каршы багытталғанын көрөбүз.

Тының магнит талаасынын таасири астында пайда болгон атомдун магнит ийини

$$\vec{P}_e = \sum_{i=1}^Z \mu_i \vec{P}_{e,i}$$

ар бир электрон түзгөн көшумчы ийндердин  $\vec{P}_o$  вектордук сумасына барабар. Ал еми диамагниттеги пайда болгон магнителиш вектору

$$\vec{P} \sim \sum_{i=1}^N \vec{P}_{oi} \sim -\vec{H}$$

сыртык магнит талаасынан карама-карыш багытталган болот. Бул эффект диамагниттик деп аталат.

Ошентип, диамагниттик эффект сыртык магнит талаасынан атомдогу электрондорго тийгизген арекети менен байланыштуу жана бул эффект, магнит талаасына ар кандай заттарды киргизгенде пайда болот.

**2. Парамагнитизм.** Парамагниттик заттар үчүн магниттик шыктуулук ( $\chi > 0$ ) оқ маанигө ээ, б.а. магнителиш векторунун сыртык магнит талаасы бирдей багытталуп. Олондуктан, магнит ишүүкүсү  $\vec{B}$  чыналыш векторунан чоң болуп, мындай заттар жалпы магнит талаасын күчтөт екен.

Парамагниттик заттардын атомдорунда так сандагы электрондор болуптат. Жанаша жайланашкан электрондордун орбиталдык  $\vec{P}_o$  жана езүмдүк  $\vec{P}_s$  магнит ийиндери карама-карыш багытталып бирин-бiri жөнүлүп, жуп сандагы электрондордун жалпы магнит ийини келгө барабар болгондуктан, атомдун магнит ийини ақыркы так электрондун орбиталдык  $\vec{P}_o$  жана езүмдүк  $\vec{P}_s$  магнит ийиндеринин сумасына барабар болот (II.1.3-чийме).

$$\vec{P}_a = \vec{P}_o + \vec{P}_s$$

Сыртык магнит талаасы жок болгон кезде, парамагниттик заттын атомдорунун магнит ийиндери баш аламан жайланашкандаштан, (II.1.4-чийме) заттын толук магнит ийини келгө барабар болот магнителбейт.

Мындай заттарды магнит талаасына киргизгенде атомдордун магнит ийиндери талаасынан багыттарын бойлоп жайланаштып, магнителишет, (II.2.2-чийме).

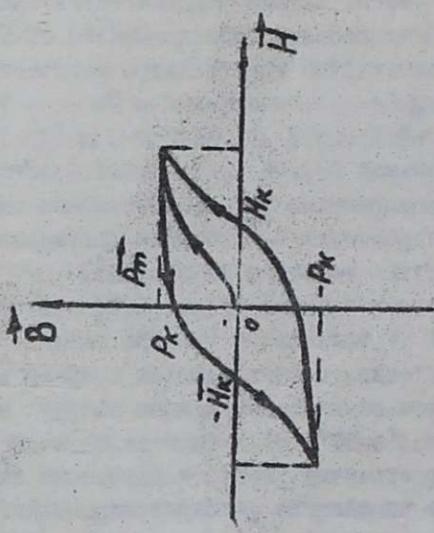
Ошентип, парамагниттик заттын магнителиш вектору  $\vec{P}$  сыртык  $\vec{H}$  магнит талаасы менен бир багытта болуп, жалпы магнит талаасы  $\vec{B}$  күчтөт ( $\vec{B} > \vec{H}$ ).

### II.3. Ферромагниттисем

Магнит талаасын ете сезгіч заттар ферромагнетиктерди түзушет, химиялық тогуз Менделеевдин таблицасындағы 26-28 жана 64-69 катардагы элементтердин кристаллдары ферромагниттик касиетке өз: 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 ( $_{69}Tm$ ). Ферромагниттін ферромагнит менен ошондой еле ферромагниттін ферромагнит змес болған заттардың көшулмалары да ферромагниттик касиетке өз болушат.

Ферромагнетиктердін негизги касиеттері: 1. Магнит етүүлүгү жынысы магнит  $H$  талаасының таасири астында өзгерет (II.3.1- чиyme). Адегенде, магнит талаасы азыраак көзде кескин есеп, магнит талаасы ескен сайын чоңооп олтууцап магнитумга жетет (темир үчүн  $H \approx 2000A/m$ ). Магнит талаасының андан ары жогорулыш магнит еткөрүмдүүлүгүнүң азайтылышы алып келет. Магнит талаасы ете чоңойтандо  $\mu$  бирге жақындайт. Ошондуктан, ферромагнетиктерди ете чоң магнит талааларында электромагниттін езегу катары пайдалануу пайдасыз экем.

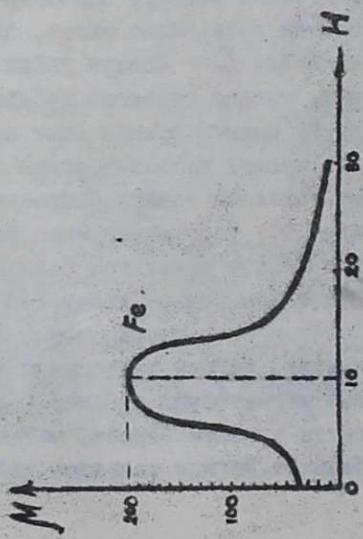
2. Ферромагниттик заттардың магниттеген абалы алардың магниттеечү талаа жок болсо да кепкө чейин сактал калат. Шунун натыйжасында магниттик гистерезис пайдада болот (II.3.2- чиyme). Ферромагниттерде магниттелиш вектору  $\vec{P}_m$  езгерүшү магнит талаасының  $\vec{H}$  чынчалышынан арта калып калат. Адегенде ферромагнетик магниттебеген абалда  $\vec{P}_m=0$  болсун дейли. Аны магнит талаасына жайламыштырып, магнит талаасын кебейте баштасак, магниттелиш вектору  $\vec{P}_m$  сыйыгы бөйнөң есест да 4 чекитинен балтап калыгат, б.а. магнит талаасын андан ары чоңойтсо  $\vec{P}_m$  езгербейт. Магнит талаасын азайта баштасак, магниттелиш  $\vec{P}_m$  вектору мурдакы  $A_0$  жолу менен змес башка  $A_0\vec{P}_m$  сыйыгы менен азаят. Сырткы магнит талаа жок болғандо ( $H=0$ ) ферромагнетик магниттеген бойдон калат ( $\vec{P}_m=\vec{P}_k$ ). Бул магниттелисти жок кылым үчүн магнит талаасының ( $H < 0$ ) багытын езгертуп чоңойто баштасак, магнит талаасының хандайдыр бир маңыснанда ( $H=H_A$ ) магниттелиш жоголот ( $\vec{P}_m=0$ ). Магнит талаасын ошол еле багытта чоңойто берсек, магниттелиш  $\vec{P}_m$  вектору дагы кайла баштайт. Магнит талаасын кайрадан



11.3.2 - ԿՈՎՄԵ



11.3.3 - ԿՈՎՄԵ



11.3.4 - ԿՈՎՄԵ



11.3.4 - ԿՈՎՄԵ

азайта баштап мөлгө жеткенде, ферромагнетик магниттеген абалда қалат ( $P_m = -P_s$ ). Бул магниттегиң жок күйлиң үчүн, магнит талаасының бағытын езгертуп ( $H > 0$ ) чоңойто балтасак, анын чондугу  $H = H_k$  болгондо магниттегиң жоголот ( $P_m = 0$ ). Магнит талаасын андан ары жогорулатуу кайрадан да чекитине алып келет. Бул фигураны магниттегиң тиши гистерезиси деп атшат.

3. Ферромагниттик касиет кандайыр бир температурага чейин гана сакталат. Мындай температуралын Хоринин температурасы деп аташат ( $T_K$ ). Ферромагнитти температурасы  $T_K$  ашкада ал езүнүн ферромагниттик касиетин кескин езгертуп, парамагнитие айланат. Кээ бир заттар үчүн бул температураар төмөнкүдей: Темир үчүн  $T_K = 770^{\circ}\text{C}$  Кобольт үчүн  $T_K = 1127^{\circ}\text{C}$  эрбий үчүн  $T_K = -253^{\circ}\text{C}$ .

Ферромагниттердин ушундай езгече касиети эмне менен түзүлдүрүлөт?

Көнтеген талкрайбалардын (Эйнштейндин, Де Гаазанын, Иоффеин, Капицанын) негизинде, ферромагниттик касиет атомдордогу орбиталдык ийин менен эмес, электрондордун езүмдүк магнит  $P_s$  ийини менен байланыттуу деген жылынтыкка келишкен.

Ферромагниттик заттардын атомдорунун магнит ийиндерин олчуп көргөнде, анын-чондуктары парамагниттик заттардында але болуп чыкты. Бирок, анчалык чоң эмес магнит талаасунда ферромагниттин магниттегиң парамагниттерде етө чоң магнит талааларында да жетүү мумкун эмес. Иунун себеби эмнеде? Ферромагниттик касиет, анын атомдорунда бир нече электрондорун езүмдүк магнит ийиндери бир бағыттуу болуп бири бирич жойбостон, колулуп шарты менен байланышкан, Мындай электрондор темирдиди атомунда тертсе (II. I. I-чийме), кобольтто экеэ, никелде экеэ ж.б. Ошентип, ферромагниттин атомдору магнит ийинине за экен.

Бирок, ферромагниттеги жогорку магниттеги, анын атомдорунун сырткы магнит талаасының таасири астында бағытталышы камсыз кыла альмайдайт. Ошондуктан, ферромагниттик заттардын белүүчелерүү сырткы магнит талаасыз але жогорку магниттегиң тиши де деген гипотезаны киргизишкем. Мындай магниттегиң заттын белүүчелерүү дөмөндөр деп атшакан. Белгилүү бир

шартта ар бир доменде атомдордун магнит ийиндери өздерү эле бирдей бағытталып, қаныга магниттелгендиктей домендин магнит ийини ете чоң маамиге жетет. Сырткы магнит талаасы жок кезде, домендердин магнит ийиндери баш аламан бағытталып, ферромагнитин жалпы магниттелиши нелге барабар болот ( $\mathcal{P}_m = 0$ ) (II.3.4-чиймө).

Ал еми сырткы магнит талаасынын таасири менен домендердин магнит ийиндери бир бағытта болушуп, ферромагниттин чоң магниттелишине алмп келет (II.3.5-чиймө).

Домендердин пайдада болуу себептери, атомдордогу электродордун өзүмдүк магнит ийиндеринин бир бағытталышы кванттык теориянын негизинде гана түшүндүрүлөт (физиканын чүүнчү белүгүндө окулат).

Электромагниттик кубулушка байланыштуу  
киргыз тилиндеги жана сөздердүн

КЫРГЫЗЧА- ОРУСЧА СӨЗДИГУ

А

абал- положение  
агым -поток  
адекки- первоначальный  
алакошкүч- переключатель  
аласалуу- переворачивание вверх дном  
алазарылдоо- перезарядка  
алкак- рама, рамка, контур.  
-токтуу алкак -рамка, с током  
арым- шаг, диапозон  
аргасыздан -вынужденный

Б

болтолждоо- условность; приближенное  
бетен-сторонний  
-бетен күч-сторонняя сила  
белуктөр -деления  
-шкальный белуктөрү -деления шкалы

В

вектор -вектор  
вектордук жашуу- векторное сложение  
вектор чондугуу -векторная величина  
вольт-вольт (тыңдалуунүүн бирдиги)  
вольтметр -вольтметр  
ватт -вatt (кубаттуулуктун бирдиги)

Г

Гармоника- гармоника  
Гармоникалык төрмөлүү - гармоническое колебание  
Гелиотехника -электротехника (күндүн нурун пайданануу техника)  
Генератор- генератор  
-электр тогуунун генератору- генератор электрического тока  
Гидротехника- гидротехнике (сүү техникасы)  
Гидротурбина - гидротурбина (сүү турбинасы)

## Гидроэлектростанция - гидроэлектростанция

### Д

диэлектрик-диэлектрик

-диэлектриктик шыктуулук-диэлектрическая восприимчивость

-диэлектриктик өтүмдүлүк -диэлектрическая проницаемость  
дирилдөө -вibration

### Ж

жайылчыштык-погрешность

жарыш-параллель

жебе -стрела

-магнит жебечеси -магнитная стрелка

жылыш вектору -вектор смещение

жылыш модул -модуль сдвига

жылытуу току -ток смещения

жип -нить (丝)

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 -воздушный заряд

түшәлгән заряд -связанный заряд

-поляризацияланган заряд -поляризационный заряд

зэм -проводка

-белгилүү заряд -пробный заряд

### И

индукция -индукция

-индукция заряды-индукционный заряд

-магниттик индукция -магнитная индукция

-электрик индукция -электрическая индукция

илем -петля

индекс-индекс

инерции-инерция

инерттүүлүк-инертность  
интеграл-интеграл  
интенсивдүү-интенсивный

## К

Калып-форма  
касиет -хорошее качество  
катар-ряд, порядок  
кадыресе -обыкновенный  
каталык -погрешность, ошибочность  
канат -крыло, полотнище  
-конденсатордун канаттары -обкладки конденсатора  
кеcкин -критический  
-кеcкин температура -критическая температура  
кызыктuu -накаливание  
-кылайык кызыктuu-нормальное накаливание  
кулөө-настройка  
-комузду күлөө-настройка комуза  
-контурду күлөө -настройка контура

## Л

лампа -лампа  
-сывап 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  
-өзүндүк (спиндин) магнит ийини-спиновый магнитный момент  
магниттелим -намагничение  
материал-материал  
модуляция -модуляция (бир толкундун бапка толкундун таасири  
астында өзгөрүшү)  
-амплитудалык модуляция -амплитудная модуляция  
-жантүк модуляциясы-частотная модуляция

## Н

номер-номер

нормалдуу-нормальный  
норма-норма  
нормалалтырлыгын -нормализован

О  
оидун -впадина  
об"ект-об"ект

Ө  
Өлчөө-измерение  
Өлчөө чеги -предел измерения  
өтүмдүүлүк -проницаемость  
-диэлектрик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость  
-магниттик өтүмдүүлүк -магнитная проницаемость  
өткөргүч -проводник  
өткөргүүлүлүк -проводимость  
өткөргүүчүү электрондор -электроны проводимость  
өзүндүк индукция -самоиндукция  
өз ара индукция -взаимная индукция

П  
потенциал- потенциал  
потенциалдардын айрмасы -разность потенциалов  
-туурасынан потенциалдардын айрмасы-поперечная разность потенциалов

Р  
радиан -радиан  
радио-радио  
разряд-разряд  
электр разряды -электрический разряд

С  
сактагыч-предохранитель  
-коргошун сактагыч -свинцовой предохранитель  
система -система  
-сансы системасы -система отсчета  
сергектик (чырактык) -подвижность  
-электрон -сергектиги -подвижность электрона

Т

талаа-поле

-магнит талаасы - магнитное поле

-электр талаасы - электрическое поле

тилке -ключок, полоса, пластинка  
ток-ток

-электр тогу -электрический ток

-кульшу тогу-ток смещения

тузак-петли

-гистерезис-тузалы -петли гистерезиса

тушалган заряд-связанный заряд

тыгыздык-плотность

-беттик тыгыздык -поверхностная плотность

-сызиктуу тыгыздык-линейная плотность

түткә-зажим

-элементтин түткасы -зажимы элемента

-шамдын түткасы -зажимы лампочки

У

ургаалдуу -интенсивный

удаалаш -последовательный

Ц

циркуляция -циркуляция (айлануу)

цикла-цикл

Ч

чагылган - молния

ченелүү -пробный, измеренный

-ченелүү алқак-пробная рамка

ченемдүү-сопоставимый с чем либо

ченое-измерение

чыналуу-напряжение

чыналыш-напряженность

чыйрактык-подвижность

-электрондун чыйрактыгы-подвижность электрона

III

шыктуулук -воспринчивость

-магнит шыктуулугу -магнитная

ОНС  
С  
ИДР

10c



-1907-2

22. 3/аеру  
1126  
ОШ ЖОГОРКУ ТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ КОЛЛЕДЖИ  
ФИЗИКА ЖАНА ХИМИЯ КАФЕДРАСЫ

А. МАРИПОВ

# ЭЛЕКТР ЖАНА МАГНИТ КУБУЛУШТАРЫ

(ЛЕКЦИЯЛАРДЫН ЖЫЙНАГЫ)

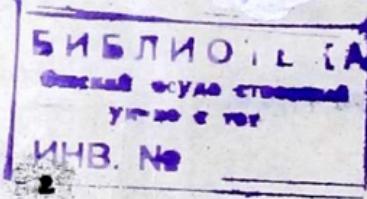
ОШ — 1993

Жогорку инженер-техникалык адистерди даярдоо учун 1991 жыл  
басылып чыккан жогорку окуу жайлары учун физиканын программасына  
ылайыкталган

Физика жана химия кафедрасынын  
жана Ош жогорку технологиялык  
колледжинин усулдук комиссиялари  
тарабынан каралып жактырылган жана  
басууга сунуш кылышкан.

Бул житең жөнүндө өзүнүздөрдүн ой пикириниздерди бизге  
жазып жиберсөңиздер, автор өзүнүн чоң ыреазычылыгын  
биддерер әле.

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



1907

## МАЗМУНУ

	бети
<b>Электростатика</b>	
Глава-1. Электр талаасы жана аны муназдеенү чондуктар.	6
1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы. Заряддардын сакталуу закону	6
1.2. Заряддардын ез ара аракеттешүү закону	9
1.3. Откөргүчтер жана изоляторлор	9
1.4. Электр чондуктарын ченең бирдиктер:	10
1.5. Электр талаасы. Электр талаасынын чыналышы	13
1.6. Электр талааларынын кошулушу	14
1.7. Электр талаасынын чыналышынын күч сыйытуры жана ағымы	15
1.8. Электр талаасынын индукция вектору Остроградский-Гаусстун теоремасы.	19
1.9. Остроградский-Гаусстун теоремасын колдонуунун мисалдары.	22
1.10. Электр талаасындагы диполь	26
<b>Глава-2. Потенциал.</b>	
2.1. Электростатикалык талаанын жумушу.	27
2.2. Потенциал. Потенциалдардын айырмасы.	29
2.3. Электр талаасынын потенциалдарын аныктоонун мисалдары.	32
<b>Глава-3. Электр талаасындагы откөргүчтер.</b>	
3.1. Откөргүчтөрдүн электр талаасындагы абалы	33
3.2. Электр сыйымдуулугу	36
3.3. Сыйымдуулукту аныктоонун мисалдары.	39
3.4. Конденсаторлорду туталтыруу.	40
3.5. Заряддалган конденсатордун энергиясы электр талаасын энергиясы.	42
<b>Глава-4. Электр талаасындагы диэлектриктер</b>	
4.1. Диэлектриктердин поляризацияланышы. Поляризация вектору $\vec{P}$ .	45
4.2. Диэлектриктердиң электр талаасынын чыналышы.	47
4.3. Электр талаасындагы диэлектрикке аракет кынчан күчтер.	
4.4. Сегнегозэлектриктер	48
4.5. Пьезоэлектрик эфект.	51
	53

## Глава- 5.Турактуу ток.

5.1.Электр тогу жана анын пайды болуу шарттары.	56
5.2.Электр кыйындатылыш күчү.Чиңалуу	58
5.3.Металлдардын электр откерүмдүүлүгү	59
5.4.Металлдардын электр откерүмдүүлүгүнүн классикалык электрондук теориясы.	62
5.5.Классикалык электрондук теориянын кемчилдиктери.	68
5.6.Омдун жадыланган закону же тармакталган чинимир үчин Кирхгофутун закондору.	70

## Электромагнетизми.

### Глава- 7. Турактуу токтун магнит талаасы.

7.1.Магнит талаасы.Магнит индукция вектору	73
7.2.Био-Сава-Лапластын закону	76
7.3.Түз сыйтуу токтун магнит талаасы	78
7.4.Тегерек токтун магнит талаасы	80
7.5.Магнит талаасынын чындалыш векторунун циркуляциясын жөнүндөгү теореме.	81
7.6.Соленоиддин жана торэйддин магнит талаалары.	83
7.7.Күйіндеги заряддын магнит талаасы	84
7.8.Магнит талаасынын тоху жасаган аракети.Ампердин закону	85
7.9.Еарыш токторунун ез ара аракеттенүүлөр	87
7.10.Электромагниттик чондуктары елчөөчтөн бирдиктердін системасы.	88
7.11.Магнит талаасындагы заряддардын күтмөлү.Лоренцтин күчү.	90
7.12.Ходлун аффектиси	94
7.13.Заряддалган белүүчелердүн ылдамдаткычтары	95
7.14.Магнито-гидродинамикалык (МГД) генератор	99
7.15.Магнит ағымы	99
7.16.Остроградский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасы	100
7.17.Магнит чыңырларынын закондору	101
7.18.Магнит талаасындагы токтуу откергүч жылгандагы жумуш	103

## Глава -8.Электромагниттик индукция

8.1.Электромагниттик индукция кубулушу жана анын негизги закону	105
8.2.Электромагниттик индукциянын электр кыйындатылыш күнүнүн (ЭКК) табижаты.	108

8.3. Алкактын магнит таласындағы айланышы. Генераторлор	110
8.4.63 ара индукция	112
8.5. Жалпы әзектүү эки соленоиддин өз ара индукциясы.	113
8.6. 63тмдук индукция	116
8.7. Чыңқырлардың кошкондогу жана алышатындағы өзгөчө токтор	118
8.8. Күйнүү токтор (буконун токтору)	120-
8.9. Токтун магнит таласының энергиясы	122
 Глeва-9. Максвеллдин теориясының негиздері.	
9.1. Жылышу токтору	124
9.2. Максвеллдин интегралдық теңдемелери	128
 Глeва-10. Электромагниттик толкундар жана термелүүлөр.	
10.1. Термелүү чынтыры. Өзүндүк термелүү	130
10.2. Электромагниттик толкундардың нурланышы жана тараалышы. Герцтин тажырыбалары	137
10.3. Электромагниттик толкундуң басымы	148
10.4. Электромагниттик толкундуң шкаласы	149
 Глeва-11. Заттардын магнит талаасы	
11.1. Магниттeliлүү вектору $\vec{H}$ жана анын $\vec{B}$ жана $\vec{B}$ векторлору менен байланышы	150
11.2. Заттардын магниттик касиеттери. Диа жана парамагнетизм	155
11.3. Ферромагнетизм	159
 Электромагниттик кубулушка байланыштуу кыргыз тилин-дегү жана сөздөрдүн кыргызча-орусча сөздүгү.	
	163

## ЭЛЕКТРОСТАТИКА

I-Глава. Электр таласы жана аны мунездечтү чондуктар.

### 1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы.

#### Заряддардын сакталуу закону

Физиканын механика белгүнүн негизги закондору болуп Ньютондук закондору экендигин жана алардын ал негизгиси виситчи закон  $m\ddot{a} = F$

богорун, биринчи жана үчүнчүү закондор экинчи законду толуктай жана алкөндөй тургандыгын көрсөткөнбүз. Экинчи закондум негизгиде, ал жаңадай кийүүл, нерсеге таасир эттүү күч  $F$  чондугу жана багыты белгилүү болсо гана аныктала аллат экен. Механикада, гравитациялык күчтүн таасири астындағы (оордук күчү) күймилдө кенири токтолгонбүз. Нерселер гравитациялык күчтүн таасиринен башка электромагниттик к.б. күчтер еркылууда оракеттенитерине иштеди ары токтолобуз.

Электромагниттик күч электр заряддарынын ортосунда пайды болот. Электр заряддары жөнүндөгү мектептөн белгилүү маалыматтарга деги көнүүл бураалы. Эгерде айнек таякчасын жибек көздемесине же эбонит талкчасын теринин жүнүне сүрткөндө, алада заттардын жекил белгичелерүн тартып алуу жөнцемдүүлүгү лайды болоту белгилүү. Заттардын майдай касиеттерин аларда заряддардын пайды болоту менен түпшүндүрүлөт. Демек бир нерсени экинчи нерсеге сүрткөңде алар электрленизет б.а. аларда заряддар пайды болот. Заряддалган нерселер бири-бирине тартылыштары же түртүлүшерү татырыбалардан белгилүү. Жибек жиптерине илинин жана шайланышкан оки жекил шарчаларга жибекке сүрүлген айнек таякчасын тийгизсек, шарчалар бири-бирин түртүштөт ( $I.I.I^a$ -чийме). Эгерде бул шарчаларды теринин жүнүне сүрүлген эбонит менен зарядласак, алардын мурдагычай але бири-бирин түртүштерүн байкайбыз ( $I.I.I^b$ -чийме). Эми бул шарчалынын биреен айнек таякчасы менен экинчисин эбонит таякчасы менен зарядласак, шарчалардын бири -бирине тартылыштын көрөбүз ( $I.I.I^c$ -чийме). Бул татырыбалардан эбониттеги жана айнектеги пайды болгон заряддардын касиеттери башка экендигү келип чыгат. Эгерде башка ал түрдүү

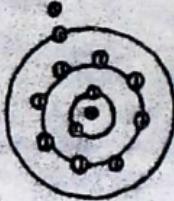
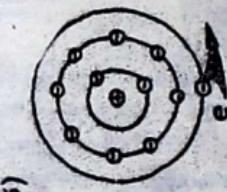
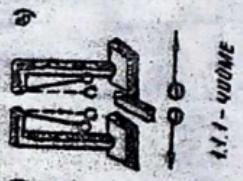
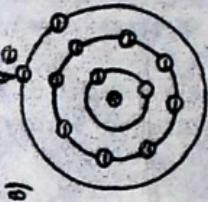
көптеген заттарда пайда болгон заряддарга кеңүл белуп, әки түрдүү əбониттэ жана айнек таякчаларында пайда болгон заряддарга оюш гана "əбонит электрлиги" жана "айнек электрлиги" заряддар пайда болору аныкталган. Кийинчөрөөк "айнек электрлиги" он заряд, ал эми "əбонит электрлиги" -терс заряд деп атап комишкан. Ошентип, он заряддар бири-бирин туртутсет. Ушундай але касиетке терс заряддар да ээ (I.I.4-чийме). Он жана терс заряддар бири-бирин тартылат. Қысқасы бир текстүү заряддар туртулышет, ал түрдүү текстеги заряддар бири-бирин тартылат. Эки нерсени бири-бирине сүргендө, биреенде белгилүү чондукта он заряд пайда болсо, əкинчисийде ошондой але чоңдуктагы терс заряд пайда болору таъзыбылардан белгилүү. Мұнун себеби ынеде деген суроо туулат. Ал қандай заттар атомдордон түзүлөрүн билебиз. Атом, он заряддалған ядродон жана анын айланысында айланып жүргөн терс заряддуу электрондордос пайда болорун аныкталған (I.I.2-чийме). Кадимки абалында атомдогу он заряддардын (протондордун) саны андагы терс электрондордун санына барабар болуп, электронейтралдуу болот. Атомдордун эң сыртқы катмарлығындағы жайланышкан (валенттүү) электрондор атомдун ядросу менен начар байланышканынтан, бир заттың əкинчи затка сүрткендө ал электрондор бир заттын атомунан əкинчі заттын атомуна етүшет. Электрондорду кеткен заттын атомдору он заряддалған иондерго айланып, затты он зарядка заа кылат. Ал эми электронду кабыл алған заттын атомдору терс заряддалған ионго айланышып, заттагы терс заряддардын пайда болуунана алып калет.

Заряддын терең касиеттеринин бири болуп, анын сакталышы есептелет, б.а. түрк системадагы заряддардың саны сакталат жана алар системанын бир белугүнен əкинчи белугүнен гана етүшү мүмкүн. Заряддардын жалпы саны он жана терс заряддарын санына барабар. Түрк электронейтралдуу системада он заряддардың саны терс зарядларында барабар.

$$\sum_{i=1}^n q_i^+ = \sum_{i=1}^n q_i^- \text{ және } \sum_{i=1}^n q_i^+ + \sum_{i=1}^n q_i^- = 0$$

Минда  $q_i^+$  жана  $q_i^-$ - он жана терс элементардык заряддар. Заряддын он кичинекей белукчесүн элементардык заряд деп атайды. Миндей зарядды алып жүрүүчү белукчесү болуп электрон ж.б. элементардык белукчелер есептeliшиш..

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



9744(1)

Ар кандай башка чонураак белүкчелердүн (атом, молекула) жана заттардың заряддары элементардык зарядка өсөленини чаңацет. Ошондуктан, электрондун зарядының заряддардың квантты деп атап шашат.

### 1.2. ЗАРЯДДАРДЫН ЕЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮ ЗАКОНЫ (КУЛОНДУН ЗАКОНЫ)

Заряддалган нерселер, же алардың белүкчелеру ез ара аракеттенинине жогоруда ишенимдик. Мындай аракеттенинүүлердин закон ченемдүүлүгүн мындадан көз күлмө илгері (1785ж) окумуттуу Кулон ачкандыгы физикамын мектептеги курсунан белгилүү. Кулон, эки чекиттүү заряддар бирине, ал заряддардын ( $Q_1$ ,  $Q_2$ ) чондуктарынын көбейтүндүсүнө түз пропорциялаг, ал эми аралыгынын ( $Z$ ) квадратына тескери пропорциялаг болгон күч менен аракеттенишерин көрсөткөн (1.2.1-чыкыр)

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (1.2.1)$$

Мында  $K$  -пропорция коэффициенти, чөнөө системасына жарата аныкталат. Заряддардын чекиттүүлүгү меканикадагы материалдык чекиттердин шарты сыйктуу аныкталат б.а.  $d \ll r$ ,  $d$  - заряддалган нерселердин өлчөмү,  $r$  -алардың ортосундагы аралык).

Ар кандай заряддалган чоң өлчөмдөгү нерселер үчүн мындай законду алуу кыйын, анткени мындай нерселердин ортосундагы ез ара аракет этикен күч, бирдей шартта алардың калыбына да жарата болот. Кулондун законун бүткүл дүйнөлүк тартишшу законуна салыштырасак, алардың ортосунан векендигин байкайбыз,

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

Бирок масса ( $m_1, m_2$ ) терс болбогондуктан ( $E_k > 0$ ), ал эми заряддар  $q_1, q_2$  он жана терс болбогондуктан алардың ортосундагы аракет аттуу чоңтар он жана терс маанинде ез болушат. Белгилүү заряддардың элементардык белүкчелер үчүн (мисалы электрон) бул эки күчтүү салыштырасак, электр күчү  $F_e$  гравитациялык күчке  $F_g$  салыштырганда  $10^{37}$  есөө күчтүү векендигин көрөбүз ( $F_e = 10^{-37} E_g$ )

Күч вектордук чондук болбогондуктан, заряддардың ортосундагы ез ара аракеттердин бағытын аныктал үчүн, Кулондун

законун вектор түрүндө жазабыз

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{z^2} \cdot \frac{\vec{z}}{z} = k \frac{q_1 q_2}{z^3} \vec{z} \quad (1.2.2.)$$

Ушул формуласы пайдаланып, бир тектүү жана ар түрдүү белгидеги зарядлардын ортосундагы аракет кылган күчтердүн бағытын аныктайы:

1.  $q_1 > 0, q_2 > 0$ ; биринчи зарядтын екинчи зарядка аракет жасаган күчтүн бағытын табыш учун, биринчи заряддан екинчи зарядка радиус-вектор ( $\vec{z}_{12}$ ) көбөйнүүсүнүүсү эки зарядтын кебейтүндүсү  $q_1 q_2 > 0$  он болгондуктан аракет этикен  $\vec{F}_{12}$  күчтүн бағыты,  $\vec{z}_{12}$  радиус-вектор бағыты менен даал келет (1.2.1 а-чийме)  $= \vec{r}_{12}$

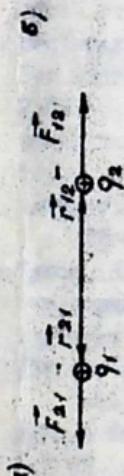
б) Ах еми ушул але шартта екинчи  $q_2$  заряддан биринчи  $q_1$  зарядка радиус-вектор ( $\vec{z}_{12}$ ) жүргүзүп, екинчи зарядтын биринчи зарядка аракет этикен күчтүн бағытын аныктайбыз жана ал  $\vec{F}_{12}$  күчтүн бағыты  $\vec{z}_{21}$  радиус вектордун бағыты менен даал келерин көрөбүз,  $\vec{F}_{12} \neq \vec{z}_{21}$  (1.2.1 а-чийме).

2. Эгерде ( $q_1 < 0, q_2 < 0$ ) эки заряд тен төрө болсо, жогоруда көрөгөн (I-пункт) жыйниткытты алабыз (1.2.1<sup>a</sup>-чийме). Демек, бир тектүү заряддар түртүшүштөн ажырамыз.

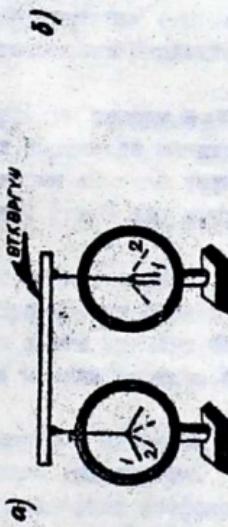
3. Эгерде аракеттенишүүчү зарядлардын белгиси ар түрдүү болсо ( $q_1 > 0, q_2 < 0$ ), анда жогоруда көрсөтүлгөндей тиешелүү  $\vec{z}_{12}$ ,  $\vec{z}_{21}$  радиус-векторлорду жүргүзүп, бир тектүү арасынан заряддар еэ ара тартыла тургандастын көрөбүз  $\vec{F}_{12} \neq \vec{z}_{21}, \vec{F}_{12} \neq \vec{z}_{12}$  (1.2.1<sup>b</sup>-чийме).

### 1.3. ЕТИКЕРГҮЧТӨР ЖАНА ИЗОЛЯТОРЛОР

Ар кандай заттар, езүнен электр заряддарды еткергүчү жана еткербеечү болуп, еки чоң класска белгүнүштөт. Еткергүчтөр аркылуу зарядлар ериккүн жыла алынат. Ынчай еткергүчтөр ге металдар кирет. Еткербекчөр (изоляторлор) аркылуу зарядлар ериккүн жыла алынбайт. Ынчай заттардын мисалы катары алсан, сибирит, кургак аба ж.б. ларды кароого болот. Заттардын мынчай электрик касиеттерин текшерүү учун, эки, зарядталған жана зарядталбagan, электроскопторду анып, аларды еткергүч



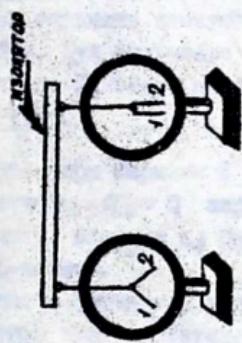
1.2 f = 400 N/C



1.3 f = 400 N/C



1.3 f = 400 N/C



менен туташтырсак, заряддардын бир электроскоптот экинчиге откенин көрбүз (I.3.I<sup>3</sup>-чиýме). Ал мын заряддалган, электроскопту заряддалбаган менен изолятор аркылуу туташтырсак, электроскоптордун абалдармынын озгорбекенүү көрбүз (I.3.I<sup>6</sup>-чиýме) б.а. изолятор аркылуу заряддар етбейт экен.

## I.4. ЭЛЕКТР ЧОНДУКТАРЫН ЧЕҢЕӨ БИРДИКТЕРИ

### I.4.1. Абсолюттук электростатикалык ченеө бирдиктеринин системасы (катары) -СГСЭ.

Бул системада зарядын ченеө бирдиги абсолюттук электростатикалык зарядының бирдиги (СГС) деп аталат жана түүндү бирдиктерге көшүлат. Бул бирдикти аныктасу үчүн Кулондун законын (I.2.1) колдонобуз. Бул системада пропорция коэффициенти  $K = 1$  деп алмаштыратай, Кулондун закону

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (I.4.1)$$

турунде жазылат. Эгерде бириңин  $r = 1$  см аралыкта жайланышкан бирдей эки чекиттүү  $q_1 = q_2 = q$  заряддар  $F = 1$  дина күч менен аракеттенишсе, алардын да биринин чондугу  $q = 1 \text{ СГС}_q$  барабар болот (I.2.1-чылда).

Мындан ары, негизги бирдиктер катары  $L = 1 \text{ см}$ ,  $m = 1 \text{ г}$ ,  $t = 1 \text{ с}$  тандап, жана абсолюттук электростатикалык зарядының бирдиги ( $\text{СГС}_q$ ) колдонуп, ал кандай электрдик жана магниттик чондуктардын ченеө бирдиктерин аныктай алабыз. Бул система абсолюттук электростатикалык бирдиктердин системасы (СГСЭ) деп аталат.

Бул системада электрондун заряды  $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ СГС}_q$  барабар. 2.СМ системасы. Бул системада электрдик жана магниттик чондуктардын бирдиктерин аныктасу үчүн механикадагы негизги бирдиктерге (метр, кг, сек.) ток күчүнүн бирдиги Ампер (А) көшүлат.

СИ системасында электр зарядын ченеө бирдиги катары Кулон (Кл) анынат. Бул түүндү бирдик болот жана эткергүчтүү берилген кесилип алтындыктуу бир секундада бир ампер туралктуу токту пайды кылган зарядка барабар болот, б.а.  $IK = 1 \text{ А}\cdot\text{с.}$

Тажырайба жолу менен 1 Кл заряд  $3 \cdot 10^9 \text{ СГС}_q$  зарядының бирдигине барабар экендиги аныкталган.

СИ системасында пропорция коэффициенти  $K = 1/4\pi\epsilon_0$  деп альнат. Кулондун законун пайдаланып, электростатикалык туралтуу салынған сам маанисин аныктайды.

$$F = K \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (I.4.2)$$

$Q_1 = Q_2 = Q = 1 \text{ К} \mu$ ,  $z = 10^9 \text{ с} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-2}$  деп албайы  
Анда заряддардын бүх маанилерин (I 4.1) жана (I 4.2)  
формулаларга көшп, аларды төндөт

$$F = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(10^{-2})^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дин} = 9 \cdot 10^8 \text{ Ньютон (Н)}$$

$$F = \frac{4 \pi \epsilon_0}{4 \pi r^2} \cdot \frac{1}{r^2} = 9 \cdot 10^8 \text{ Н} \quad \text{жекендигин алабыз.}$$

Бул формуладан

$$E = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 r^2} = 8,85 \cdot 10^{-12}$$

СИ бирдигине

барабар жекендиги көллиң чыгат.

СИ системасында электрондун зарядынын чоңдугу  $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ К} \mu$

### I.5. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫНАЛЫЧ

Могоруда биз караган заряддардын ез ара аракеттенүү-  
лерүү электр талаасы аркылуу берилот. Ар кандай заряд езүн  
иүрчаган мейкиндиктүү касметтүү еэгертет - электр талаасын  
түзөт. Майдай талаага электр зарядын жайгаштырасак, зарядка  
куч таасир етет. Демек, мейкиндиктүү талаа бар не лок жеке-  
дигин билүү учун ага елчегүчү зарядын чоңдугу жана бел-  
гиси белгилүү), жайгаштырас, ага таасир еткен күнгүй чоң-  
дугуна жараша талаасын ургаалдуулугун (интенсивдүүлүгүн)  
билибиз. Электр талаасын мунездеечүү чоңдук катары электр талаасынын чыналышы Е киргизилет.

Алгендө чекитүү зарядынын электр талаасына елчегүчү зарядын жайгаштырып, талаасын чыналышын аныктайбыз.

Ал учун  $Q_1 = Q$  деп, белгилүү заряд катары  $Q_2 = q_0$  алып, Кулондун законун пайдаланып көрөү

$$F = k \frac{q_0}{r^2}$$

Майдай таасир еткен  $F$  күчү биз изийдеген заряд  $Q$  га жана  
кез каранды болбостон, алчегүч  $q_0$  зарядынын чоңдугуна да  
жараша болот. Демек,  $F$  күчү  $Q$  зарядын түзген электр талаасын  
мунездеечүү чоңдук боло албайт. Эгерде биз  $F/q_0$  катарын  
алсак, анда  $\frac{F}{q_0} = k \frac{Q}{r^2}$

бул катышында алчегүч эпидика кез каранды смес, ошондуктан ал  $Q$   
зарядын түзген талаасын мунездеечүү чоңдук боло алат жана  
электр талаасынын чыналышы деп аталат

$$E = \frac{F}{q_0} = k \frac{Q}{r^2} \quad (\text{I.5.1})$$

Электр талаасынын чыналышы бирдик елчегүч зарядка таасир эткен күчке барабар экен. Бул (I.5.1) түрлүү чекиттүү  $q$  заряды / аралыгчына түзген талаасын чыналытын мунездөйт жана ал отол зарядын чондуруна түз, аралыктын квадратына тескери пропорционалш экен.

Электр талаасынын чыналышы күч аркылуу аныкталгандайтас, (I.5.1) вектордук чондук болуп аспептедет жана вектордук түрдө темендеңдөй көзүнүп

$$E = \frac{q}{r^2} \vec{F} \quad (I.5.2)$$

Бул формуласын негизинде  $E$  иши чондурун жана емес, бағыты да аныктоого болот (I.5.1-чийме). Ош заряддын талаасы радиус-вектордун бағыты менен дах келит ( $\vec{F} \parallel \vec{r}$ ), ал заряддан сыртты көздөй бағытталса (I.5.1'-чийме), терс заряддын талаасы онын көздөй бағытталат экен (I.5.1''-чийме).

Эгерде мейкиндиктүү кампарадыр бир чекиттөндө талаасынын чыналышы  $E$  аныкталса, ал чекитке киргизилген  $q$  зарядка аракет чынган  $\vec{F}$  күчүү аныкталган болот,

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

Электр талаасынын чыналышынан елчес бирдиктери:

СИ системасында  $[E] = \text{Вольт метр} (V/m)$ , ал эми СГСЭ системасында  $[E] = 1CGS_E$  бирдиктери менен елченет.

$q$  - ИКИ заряд  $r$  - ИКИ аралыкта СИ системасында

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

жэ СГСЭ системасында  $E = \frac{q}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9}{(10^{-2})^2} = 3 \cdot 10^9 CGS_E \quad (I.5.5)$

Электр талаасын гайды көзүнүп көзөм.

Бул эки чондуктар бир але затардан (  $1KA = 3 \cdot 10^9 [CGS_E]$  ) бирдей аралыкта (  $r = 1m = 100cm$  ) түзген талаасы болгондуктан, бири бирине барабер болушат. Ошондуктан буларды төндеп

$$1CGS_E = 3 \cdot 10^9 B/m$$

бәрәмбәр

жекендигин алабыз

## I.6. ЭЛЕКТР ТАЛААЛАРНЫН КОМУЛДУУ (СИМПТИЗАЦИЯСЫ)

Чекиттүү бир заряддын электр талаасын жактоосуу түрдө

гендөн кийин, чекитүү заряддардын тобунун түзген электр талаасын канттык табууга боло турғандыгына көнүл буралы. Электр талаасының чыналышы вектордук чөндүк ( $\vec{E}$ ) болгондуктан, заряддардын белгилүү бир чекиттеги түзген электр талаалары вектордун закону бөтөнчө көшүлүп毡. Чисал катары он  $q$ , жана төрөл заряддарының А чекиттеги түзген жалпы электр талаасын ( $\vec{E}_z$ ) аныктайты (I.6.1-чынме). Адегенде  $q$ , заряды түзген  $\vec{E}$  векторун, алдан кийин  $q_z$  заряды түзген  $\vec{E}_z$  векторун түргүзүбиз. Бул векторлордун жалпы түзүүчүсү алар түзген паралеллограммдын диагональы  $\vec{E}$  болуп эсептелет,

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (I.6.1)$$

Бул вектордун сан мааниси 'модулүү'.

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

формуладан аныкталат. Демек, жалпы талаасының чыналышын ( $E$ ) аныкташ үчүн ер бир заряд түзген талаалардын сан маанисилерин ( $\vec{E}_1, \vec{E}_2$ ) жана аныктабастаң, ал векторлордун ортосундагы бурчту ( $\alpha$ ) да эсептөө керек менин.

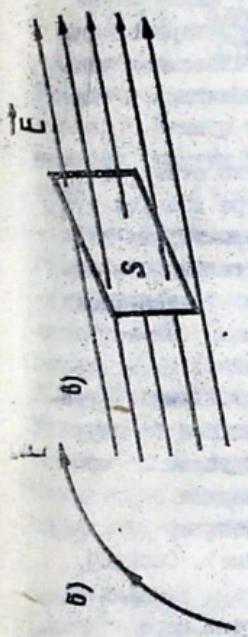
Чекитүү заряддардын тобунун ( $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ ) мейкиндиктүүн кандайдыр бир чекиттеги түзген жалпы талаасын аныктоо үчүн векторлордун көшүлүу ережесин колдонобуз

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (I.6.3)$$

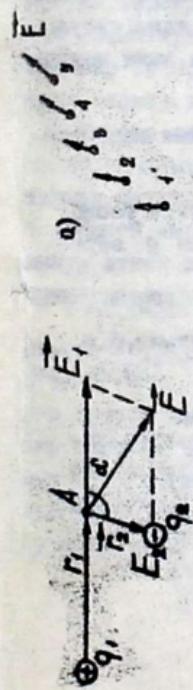
Заряддардын тобунун түзген талааларын векторлордун көшүлүү закону менен аныктос суммопозиция ережеси деп аталат.

### I.7. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫҢ ЧЫНАЛЫШЫНЫН КҮЧ СЫЗЫКТАРЫ ЖАНА АГЫМУ

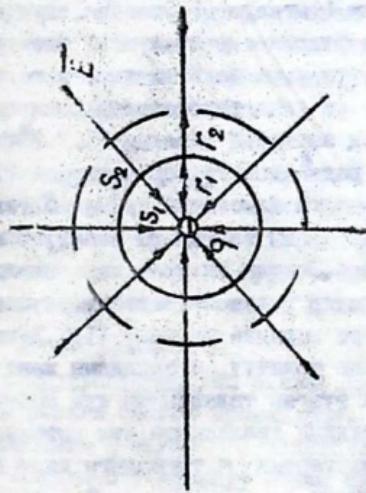
Электр талаасын, аналитикалык формулалын (I.5.2) жардамы менен, мейкиндиктүүн ер бир чекиттери үчүн эсептеп түргүзүлгөн чыналыш векторлору аркылуу көргөзүүге болот (I.7.1<sup>6</sup>-чынме). Майдай татаал сүрөттөлүштүү жөнөкөй күч сыйкытарлары жардамы менен график түрүнде көрсөтүү мүнгайлуу. Электр талаасының чыналыш векторлорунун күч сыйкытарлары, алардын ер бир чекиттине күргүзүлгөн жайма сыйкытар, ошол чекиттөрдөгөи электр талаасының чыналыш векторлорунун бағыттары менен көлгөндөй кылыш сыйкылаш (I.7.1<sup>6</sup>-чынме). Талаасының чыналышынын чоңдугуу күч сыйкытарларының тығыздыгы аркылуу көрсөтүлөт. Берилген заряддан



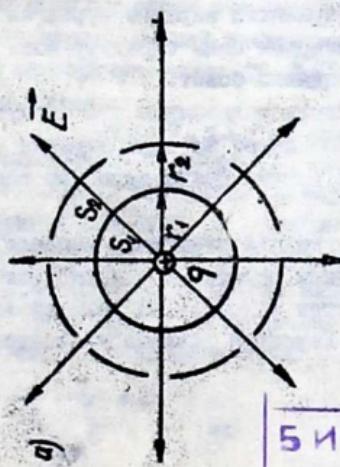
1.71-a



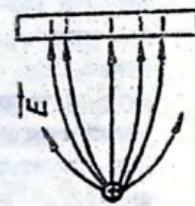
1.71-b



1.71-c



1.71-d



1.72-a



1.72-b

БИБЛИОТЕКА  
Учебный и научный фонд В  
унарного института  
ИНВ. №

белгилүү аралыкта, күч сыйкытарга тик ( $E$ ) жайлапшкан

$S$ -тегиздиктиң бирдик аялтын тешшіл еккен сыйкытардың саны ( $n$ ), ошол аялта туура келүүчү электр талаасынын чынайылышы ( $E$ ), барабар же түз пропорциялаш болгондой калып жүргүзүштөт, б.а.

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

Мында  $S$ -тегиздиктиң аялты,  $N$ -тегиздиктиң кесип еткен күч сыйкытардың жалпы саны,  $n$ -бирдик аялта туура келүүчү күч сыйкытардың саны (тыгыздыгы). Ошентип, күч сыйкытардың жардамы менен көрсөтүлген сүреттөлүштен электр талаасынын чынайылышын чоңдукун жана багытын аныктоого болот экен. Мисал катары чекиттүү оң жана терс заряддардың электр талаасынын күч сыйкытары оң заряддан тараган ( $I.7.2^a$ -чиýме) жана терс зарядка киргөн радиалдик түз сыйкытардың ( $I.7.2^b$ -чиýме) жобун түзүштөт. Заряддан айстаган сайни  $S$  тегиздиги аркылуу еткен, күч сыйкытардың тыгыздыгы азайт, б.а. талаанын чоңдугу да кичирейт. Эгерде оң жана терс заряддардың системасынын түзген электр талаасын карасак, күч сыйкытар оң заряддан башталып терс зарядка киришет ( $I.7.3$ -чиýме). Ошондой, але  $I.7.4$ -чиýмде чекиттүү оң заряддың жана терс заряддалган калпак нерсенин түзген талаасынын күч сыйкытары көрсөтүлген.

Чекитих заряддың талаасынын күч сыйкытарына даты көңүл бусады. Күч сыйкытардың  $n$ -тыгыздыгы шарт болонча анын чоңдугунуна пропорциялаш

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

ал эми заряды курчаган тегиздиги аркылуу еткен сыйкытардың саны

$$N = ES = E 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot q$$

б.а. ар кандай аралыкта зарядды курчаган түрк бетти тешшіл еткен күч сыйкытардың саны туралктуу жана берилген  $q$  зарядына түз пропорциялаш болот.

Ошентип, электр талаасынын күч сыйкытары оң заряддан башталып чексизгө кетет же терс зарядка мелип бутет, б.а. электр талаасынын<sup>н</sup> булагы болуп заряддар эсептелет ( $I.7.2$ -чиýме).

Заряддалган татаал калыптагы нерселер учун электр талаасынын чынайылышын эсептөө жөп кыбынчылыктарга алыш келет жана анын сүреттөп көрсөтүү да жөнөкөй иш эмес. Бул учурда Остроградский- Гаусстун теоремасын колдонуу зарыл.

## 18. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ИНДУКЦИЯ ВЕКТОРУ.

### ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫ

Бул теореманы колдонуучук жана түшүнүктөрдү киргизүү зарыл: 1. Электр талаасынын индукция же электрдик жылышу  $\vec{D}$  вектору вакуум чүнчүлүк  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  (I.8.1) ал эми чекитүү заряд чүнчүлүк  $D = \epsilon_0 E = \frac{q}{4\pi r^2}$  (I.8.2.) жана бул  $\vec{D}$  векторунун бағыты вакуумда  $\vec{E}$  векторунукун менен даалеелет. График түрүндө сүрөттөш чүнчүлүк электрдик жылыш күч сыйыктары колдонулат. Бул күч сыйыктардын бағыты электр талаасынын чынчалыш  $E$  векторунун бағыты менен даалеелет жана тыгызындыгы индукция векторуна пропорцияллаш болот.

#### 2. Электр индукция векторунун ағымы $N$ .

Жалпак  $S$  тегиздигин алып, бир беттүү  $n$  нормалын (чоңдугу бирге болгон перпендикуляр) тургузалы. Бул нормал менен бир тектүү талааын күч сыйыктары  $d$  бурчу түзүлсүн. Бетти төшүп еткен күч сыйыктардын жалпы саны (I.8.1-чийме)

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

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

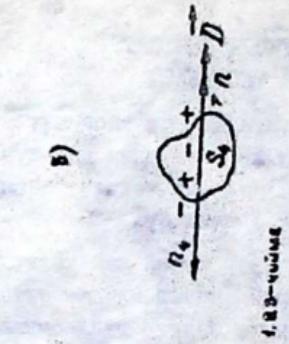
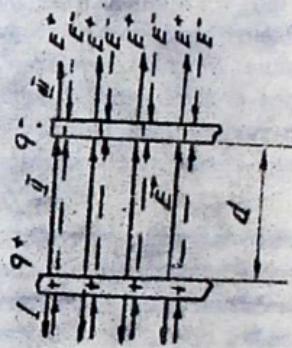
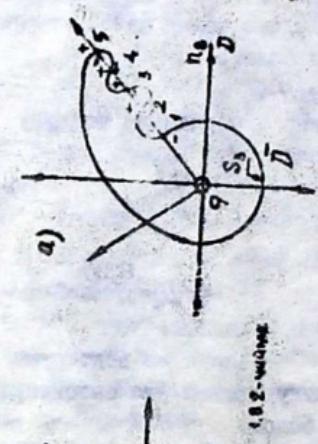
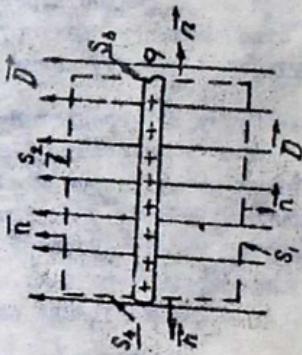
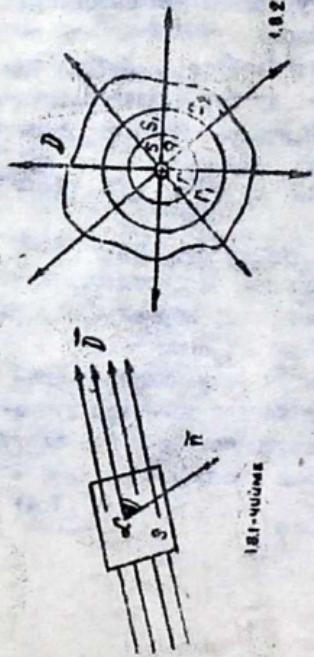
Күч сыйыктардын тыгызындыгы ( $N/S$ ) индукция векторуна барабар экен, б.а. бирдик бет аркылуу еткен күч сыйыктардын саны электр индукциясына барабар болот.

Әгерде электр талаасы бир тектүү болбосо,  $S$  беттүүн эң маалда элементардык беттерге белебүз. Ар бир мындаи элементардык бетти, ар бири аркылуу еткен күч сыйыктар бир тектүү болгондой кылыш тандоо керек. Мындаи элементардык бет аркылуу еткен жылышуу векторунун ағымы  $dN = D_n dS$ . Жалпы алган  $S$  аркылуу еткен жылышуу ағымы

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

Әгерде  $\alpha$  бурчу  $90^\circ$  градустан аз болсо  $\cos \alpha > 0$ , бетти төшүп ағым ( $N > 0$ ) он болот, б.а. күч сыйыктар нормал тургузулган беттен чыгат. Әгерде  $\alpha > 90^\circ$ ,  $\cos \alpha < 0$ , ағым терс деп айнат. Чекитүү  $q$  зарядынын түзгөн индукциянын ағымын эсептөп көрөлү. Борбору эң алда жаткан жана аны күштөнгөн түркүл сферене хургузелү. Анын сырттын бетине  $n$  нормал тургузалы (I.8.2-чийме). Аңда индукциянын ағымы

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



зарядтын чоңдугуна барабар болот.

Бул түнштіма, борбору зарядта да келген сфера үчүн але туура болбостон, сфералык ичинин ар кандай чекиттінде жайланаңык жекиттүү заряд үчүн да туура болот,

$$N = \oint D_n dS = q \quad (I.8.5)$$

Себеби түрк бетти тешип еткөн күч сыйкыттардын саны чекиттүү зарядтын жайланаңыккан абалына көз каранды болбайт. Эгерде, зарядты курчаган беттин калыңы сфера болбосо да ( $S_2$ ), бирок ар бир күч сыйкык бул бетти бир жолу тешип етсе, мурдагыдай але электр ағымы зарядтын чоңдугуна ( $N=q$ ) болот.

Эгерде "бырыжкан"  $S_3$  бет курчаган зарядтын индукциясын асептеп көрөлү. Минда көзбір сыйкык ар бул бетти бир нече жолу тешип етүшү мүмкүн (I.8.3-чијме). Ағымды асептеш үчүн, күч сыйкык тешип еткөн беттин ар бир чекиттерине нормал тургузабыз. Анда биринчи чекиттен чыккан ағым оң  $N > 0$ , Дүйнөнекинчи чекиттүү күч сыйкыттын бағыты нормалга тескери бағытталғандыктан ағым тескери  $N < 0$ . Ошентип I жана 2,3 жана 4-чекиттердин ағымдардын наалы сумасы налгэ барабар жана 5-чекиттен чыккан ағым гана наалат.

Ошентип мурдагыдай але  $N=q$ . Ошондой але эгерде биз таңдаган түрк тегиздик ( $S_4$ ) зарядты курчабаса, электр индукциясынын ағымы налгэ барабар экендигин ойдай але көрүүгэ болот.

Биз жогоруда чекиттүү зарядтын индукциясынын ағымы, ал зарядтын түрк беттин ичиндеги жайланаңыккан абалына көз каранды имес экендигине ишенимдик.

Демек, түрк беттиси ичинде бир нече заряддар жайланаңса, алардын түзгөн индукциялык ағымы ошол заряддардын алгебралык сумасына барабар экендигин ойдай але ишениүүгэ болот.

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

Бул түнштіма Остроградский - Гаусстун тенденмесинин математикалык аналитасы болуп асептелет, б.з. Түрк беттеннен чыккан электр индукциясынын ағымы ошол беттин ичинде жайланаңыккан заряддардын алгебралык сумасына барабар.

Электр индукция векторунун елчее бирдиги: SI системасында (I.8.4) формуладан

$$[D] = \frac{[q]}{[S]} = \frac{C_A}{m^2}$$

$$CFC_9 \text{ системасында } (D) = i \frac{CFC_9}{cm^2}$$

### I.9. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫН КОЛДОНУУНУН МИСАЛДАРЫ.

I. Бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр талаасы үйләдүүдөн тегиздиктүүнүн электр талаасынын (I.8.6.) формуласын пайдаланып табабыз жана зарядды белгилүү деп эсептейбиз. Адегенде заряддар түзгөн  $D$  индукциянын күч сыйкытарын көрсөтөбүз жана алар буд тегиздикке перпендикуляр болоруна оңой эле ишениүгө болот (I.9.1-чиýме). Белгилүү аяктагы заряддарды, I.8.6-формулалык интегралдоого оңой болгондой калыптагы түрк бет менен курчообуз керек. Биздин шартта мындаи бет катары тик бурчтуу параллелограммамын алуу ынгайлдуу. I.9.1-чиýмада заряддалган тегиздиктин жана андагы түрк беттин кесиликтүүн көрсөтүлгөн. Бул параллелограммамын томенкү ( $S_1$ ) жана жогорку  $S_2$  негиздери барабар, каттаа беттери  $S_3$  жана  $S_4$  барабар болушат. Ушул тегиздиктердик сүрткү беттерине нормаль  $\vec{n}$  түргузабыз. Эми Остроградский-Гаусстун формуласын (I.8.6) төмөндөгүдей жазууга болот

$$\oint D_n dS = D_{n_1} S_1 + D_{n_2} S_2 + D_{n_3} S_3 + D_{n_4} S_4 = q \quad (I.9.1)$$

$S_1$  жана  $S_2$  беттерине түргузулган нормалдар индукция вектору на жарыш болгондуктан,  $D_{n_1} = D_{n_2} = 0, \cos \alpha = 1$  болот, ал эми  $S_3$  жана  $S_4$  беттерине түргузулган нормалдар индукция векторуна перпендикуляр ( $D_{n_3}, D_{n_4}$ ) болгондуктан,  $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$ . Параллелограммын  $S_1$  жана  $S_2$  беттери барабар экендигин аныктыкка алып, I.9.1-формуладан

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

түшнүүмүз алабыз.

Мындан  $D = \frac{q}{2S}$  таат,  $\frac{q}{S} = \sigma$  - тегиздиктин бирдик бетине түүра келген заряддардын чоңдугуу, же болбосо заряддардын беттик тызыздыгы деп белгилесек

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

алабыз, б.а. бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр индукциясы, заряддардын беттик тығыздыгын жарыма барабар.

I.8. I-формуланы колдонуу. электр талаасынын чычалышын табаңыз

$$E = \frac{D}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (I.9.4)$$

Берилген заряддар түчүн  $D$  жана  $E$  туралтуу чондуктар болуп, аралыкка көз каранды емес экен б.а. мындай заряддалган тегиздиктүүн айланасынчагы мейкиндиктүүн ар кандай чекиттеринде электр таласы бирдей болот экен. Мындай талаакы бир тектүү (кеңілтагы) талаа деген атап комлат жана аны бирдей тығыздыктагы жарыш күч сыйыктар менен суреттеп көрсөтүшет (I.9.1-чылым).

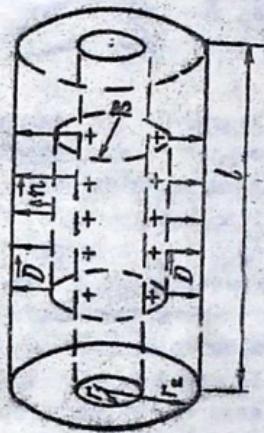
2. Балпак конденсатордун электр талаасы. Мындай конденсатор катары эки жарыш жалпак тегиздиктердин катарын карайбыз (I.9.2-чылым). Конденсатордун тегиздиктеринин биреене  $q_+$  зарядынын берсек, акинчысы ошондой але терс заряддалат ( $q_+ = q_- = q$ ). Бул заряддалган тегиздиктердин ар биреенүн түзгөн талааларынын күч сыйыктарын сыйалы. Оң заряддардын күч сыйыктары  $E_+$  тувац, ал эми терс заряддалган тегиздиктөн чыккан  $E_-$  күч сыйыктар үзгүлтүктүү жарыш сыйыктар турунде көрсөтүлген. Тегиздиктердеги оң жана терс заряддар барабар ( $q_+ = q_- = q$ ) болгондуктан, I.9.4- формуладан алар түзгөн талаалар да чондуктары болонча бирдей, ( $|E_+| = |E_-|$ ). Ошондуктан, конденсатор валеген мейкиндиктүүн I жана III белгүдерүнде,  $E_+ \neq E_-$

бул талаалар карама-каршы бағытталып, жалпы суммасы нелгэ барабар. Ал эми бул тегиздиктердин ортосунда (II-белгү)  $E_+ \neq E_-$  бол векторлор бир жакты көздөй бағытталгандыктан ишүнүштүштүш жана жалпы электр талаасы  $E = E_+ + E_- = 2E_+$  болот. I.9.4-формуланы еске алсак, конденсатордун ичиндеги электр талаасынын чычалышы

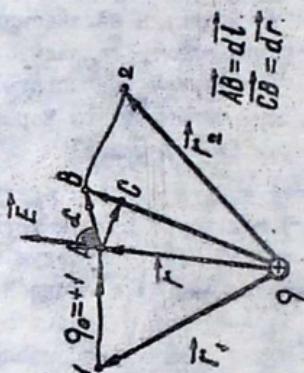
$$E = 2E_+ = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (I.9.5.)$$

барабар болот, б.а. заряддалган бир тегиздиктике салыштырганда еки есе чоң болот. Ошентип, мындай заряддалган конденсатордун электр талаасы сүртүнде жок болуп, ал эми ичинде бир тектүү талаа пайды болот экен.

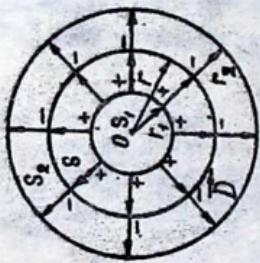
3. Бир көлілтә заряддалган сфераны электр талаасы. Борбор-лом заряддалган еки шардын (шар конденсаторунун) ортосундагы электр талаасын көрөм (I.9.3.-чылым) ички шардын



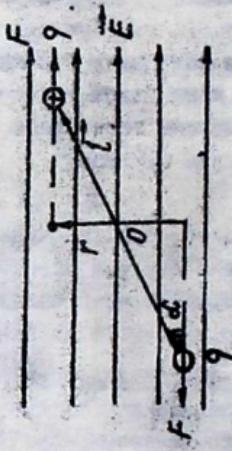
1.9.4 -  $W_{0,1} / ME$



2.1.1 -  $W_{0,1} / ME$



1.9.5 -  $W_{0,1} / ME$



1.10.1 -  $W_{0,1} / ME$

радиусу  $r$ , сыртқыны  $R$ , болсун. Эгердэ сыртқы шарга  $q$ - зарядын берсек, ички шарда олондой але чоңдуктагы он заряд пайда болот ( $q_+ = q_+ = q$ ). Он хана терс заряддар бири бири менен тартылғандыктан, он заряд ички шардың сыртқы бетине, ал еми терс заряддар сыртқы шардың ички бетине жайланаат. Бул заряддардың түзгөн электр талаасының күч сыйкытары ички шардагы он заряддардан балталыш, сыртқы шардагы терс заряддарда бүткен радиалдық сыйкытардан болушат. Ички шардагы заряддардың күрдеган түрк бет китары радиусу болгон конденсаторго борборлом  $S$  сфералы алабыз. Остроградский-Гаусстун теоремасынан  $N = DS = D \cdot \pi r^2 = q$

ал эми мындан индукция вектору

$$D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (1.9.6.)$$

Талаадын чындашты үчүн

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (1.9.7)$$

түнштималарды алабыз.

Акырын формулаудар чекиткү зарядын түзген талаасының түнштимасы менен даал келет б.а. заряддалган шардың сыртқындағы электр талаасы, ошол шардың борборунда жаткан заряддар түзген электр талаасына барабар болот экен. Биз жогоруда, шар конденсаторукин ички шарлының ичинде, сыртқы шарлының сыртқында электр талаасы болбой тұргандытын көрсетүк. 1.9.6. хана 1.9.7.-формулалардан электр талаасын мүнездәетү чоңдуктар

$D$  хана  $E$  сыртқы шардың  $R$ , радиусуна көз каранды өмес әкендергін байкайбыз. Эгерде жалғыз шар көлемі болғанда бирдей заряддалса, анда электр талаасының борборунда гана жок болот, да ал еми шардың ичинине жалған чөзиттеринде радиустун есушу менен электр талаасының чындашты радиусуна пропорционал болуп өноект, б.а.

$$q \sim r^3, E \sim \frac{1}{r^2} \sim r^3 \quad (1.9.11)$$

Мындаидар заряддалган шардың сыртқындағы электр талаасы 1.9.7-формула менен түнштүлед.

#### 4. НЕР НАЛЫТА ЗАРЯДДАЛГАН ЦИЛИНДРДИН ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ.

Олтоти бири электрические жайыладын заряддалган еккى цилиндр-

дин (цилиндр конденсаторунун) электр талаасын жөнүл буралы (I.9.4-чийме). Мұрдағыдан алға болатын зарядтың берсең әкінчесине ошондай алға қоңдуктагы терс заряд пайда болот. Цилиндрлердин узундугун алардың радиустарына салыстырганда ете чоң деп алады ( $\epsilon \gg r_1, r_2$ ). Мындай цилиндрди чексиз узун деп кароо болот. Заряддардың түзген электр талаасының күч сыйкытары цилиндрдин радиусу боюнча бағытталып, ички цилиндрден башталып сырткысында бутушет. Остроградский-Гаустун теоремасын колдонуш үчүн, ички цилиндрдеги заряддарды күрчаган радиусу  $r$  болгон түркізмегендеги цилиндрди ( $S$ ) алабыз. Бул цилиндрдин сырткы бетине  $\perp$  нормалын түргузуп  $D_n = D$  аңғандык көрөбүз. Эгерде цилиндрдин бирдей узундугуна туура келүүчү заряды деп белгилесек, узундукка жайланскан заряддардың саны болот.

Биз таңдаган түркізмегендеги цилиндрдин негиздеринен чыккан талаанын ағымы нелгэ барабар болгондуктан ( $D \perp n$ ), цилиндрдин калтал бетинен чыккан электр ағымы. Остроградский-Гаусстун формуласынан  $N = D_2 \pi r l = q l$

$$\text{жерде } D = \frac{l}{2\pi} \cdot \frac{q}{r} \quad (I.9.12).$$

Же электр талаасының чындылыши үчүн

$$E = \frac{l}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (I.9.13)$$

түтүнчелік алабыз. Заряддалган шар сыйктуу алға, талаанын қондуктуу сырткы цилиндрдин радиусунан ( $r_2$ ) кез караңды змес ажен. Ошондуктан I.9.12 жана I.9.13-формулалардың бир калыпта заряддалган цилиндрдин электр талаасын мунездейт деп айттууга болот.

### I.10. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИПОЛДІК

Белгилери карама каршы қоңдуктары бирдей болгон эки бағытталысан заряддардың электр диполу деп аташат (I.10.1-чийме). Мындай диполду бир текстүү электр талаасына жайлалтырасак Заряддарга карама каршы бағыттагы эки  $F$  күчтерүү таасир этип. О чекитинин жайлансасында буруулушат.

Бул заряддарга таасир етүүчү күчтүн ишени

$$\vec{M} = [\vec{F} \times \vec{r}] = q l E \sin \alpha \quad (I.10.15)$$

З.а. зарядтың чоңдугу  $q$  менен алардың ортосундагы  $\angle$  арасынан көбейтүндүсүне жараша болот.

Эгерде биз  $q = \rho d l$ -диполдүн электрик ийини деп атасак, күчтүн ийиниң электрик ийин менен темендегүдөй байланышат.

$$\vec{M} = [\vec{P} \times \vec{E}] = \rho E \sin(\vec{P} \cdot \vec{E}) \quad (1.10.2)$$

Диполь электр талаасында аның электрик ийинин бағыты талааның чындылынын бағыты менен да лаң желгенте ( $d = a$ ) айланат экен.

Электр диполунун жардамы менен физикадаты көп кубулуштар түшүндүрүлөт. Мысалы: диэлектриктердеги атомдорду жана молекулаларды, көз бир кристаллдардагы молекулаларды, егергүчтүн жесиндисин электр талаасында диполдор катары каралышат.

## Глава- 2. Потенциал, потенциалдардың айрымасы

### 2.1. Электростатикалык талааның жумушу

Электр таласынын касиетин терекиреэк түшүнүш үчүн потенциалдардың айрымасы же электрик чындуу деген түшүнүктөр киргизилет. Ал үчүн киймылсыз турган  $q$  зарядтың электр талаасындағы  $q_0$  зарядды жылдыруудагы аткарылган жумушту каралып (2.1.1-чийме). Киймылсыз зарядтың түзген талаасы электростатикалык деп аталат. Тынч турган  $+q$  зарядтың түзген чындылыбы болгон талаада I-чекиттен 2-чекитке елчегүч заряд  $q_0 = +1$  жылдып жумуш аткарылсын. Адегенде  $dl$  аралыкка жылғанда элементардық жумуш

$$dA = F dl \cos \delta = F dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_0}{r^2} dr \quad (2.1.1)$$

аткарылат, мында  $dr = dl \cos \delta$ . Ал эми I-чекиттен 2-чекитке зарядды жылдырууга жумсалған жумуш темендегүдөй аныттасат

$$A_{1,2} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.1.2)$$

мында  $r_1$  жана  $r_2$  елчегүч зарядтың I-жана 2-чекиттеги абалдарынын мүнездөөчү радиус-векторлор.

Бул түнштимадан, электростатикалык талаада аткарылган жумуш жишуучу зарядының балтапкы жана айрык абалдарына гана көз каранды болуп, басын еткен жолдун узундугуна жараша болбоят экен.

Миндей талда потенциалдуу деп аталаат. Олор эле зарядын аныкырдын мурдакын таалга (I-чекитке) көлгөндеги жумушун карасак (2.1.2-чыңе), ал

$$A_{z1} = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.1.3.)$$

бәрабар хана  $A_{z1} = -A_{z2}$  болоруна оңай эле иштептүгө болот. Эми ушул зарядын I-чекиттөн чыгып, I-а-2 жолду басып, кайра 2-в-I жол менен биштапкы абалына айланып көлгөндеги тоок жумушту көсптесек

$$A = A_{z2} + A_{z1} = A_{z2} - A_{z2} = 0 \quad (2.1.4)$$

нелгэ барабар болорун алабыз, б.а. электростатикалык талаадын зарядын түрк жол бөсөнча жылдыруудагы жумушу нелгэ барабар экен, 2.1.4 түүнтмани темендегүнэ жазууга болот

$$A = \oint dA = \oint F dl = \oint q_0 E dl \cos 0^\circ = q_0 \oint E_z dl = 0$$

Минде  $\phi$ -түрк  $l$  жолу бөсөнча интегралдын белгиси  $E_z = E \cos 0^\circ$  электр талаасынын заряд басмы, еткен жолуна түзген проекциясы б.а.

$$\oint E_z dl = 0 \quad (2.1.6)$$

Бул түүнтмә сөлөттөр талаасынын циркуляциясы деп аталаат, электр талаасынын бирдик заряды  $q_0$  түрк  $l$  жолу бөсөнча аткарган жумушун мунездейт. Эгерде талаадын циркуляциясы иштэгэ барабар болсо, талда потенциалдуу деп аталаат. Демек электростатикалык талда потенциалдуу экен. Физикалык мааниси-электростатикалык талаа он заряддардан башталып терс зарядтарга киришет (I.7.3.-чыңе), б.а. талаадын күч сизүктары түрк бүлүшбайт. Биз кыйылсыз бир зарядын электр талаасындағы жумушту аткарадык. Эгерде кыйылсыз топ заряддардын электростатикалык талаасындағы аткарылган жумушту карасак, жалын жумуш

$$A \doteq \sum_{i=1}^N A_i \quad (2.1.7)$$

ар бир заряд түзген талаадын аткарган  $A_i$  жумуштарынын алгебралык сумаасыны барабар болот. Ар бир заряд түзген сөлөттөр талаасы потенциалдуу болгондуктан, кыйылсыз зарядлардын тобунук түзген электр талаасы да потенциалдуу (электро-

статикалык) болот.

2.2. Потенциал. Потенциалдардың айырмасы. Электр талаасының чындашты менен потенциалдар айырмасының байланышу.

Электростатикалык талааның аткарган жумуштуна (2.1.2) дагы көнүл буралы,

$$A_{12} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r_2}, \quad (2.2.1)$$

Иханикадағы потенциалдуу талаадағы аткарылган жумуш менен потенциалдуу энергиялар жөнүндөгү түшүнүктөрдү естеп, электростатикалык талааның аткарган жумуштуна (2.2.1) салыстырып, барабардыктан он жағындағы мүчелердү

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r_1} = W_{p_1}, \quad \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r_2} = W_{p_2} \quad (2.2.2)$$

9 заряды түзген электр талаасындағы елчегүч  $\varphi_0$  зарядынын биринчи ( $r_1$ ) жана екинчи ( $r_2$ ) абалдарындағы потенциалдык энергиясы деп алсак болот, б.а.

$$A_{12} = W_{p_1} - W_{p_2} \quad (2.2.3)$$

Эгерде биз бул потенциалдык энергиялардың елчегүчде зарядка болгон катышын алсак,

$$\frac{W_{p_1}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_1} = \varphi_1, \quad \frac{W_{p_2}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_2} = \varphi_2 \quad (2.2.4)$$

бул қондуктар талааны түзген  $q$  зарядынын қондуктуна жана елчегүч зарядынын мейкиндеңдеги абалына ( $r_1, r_2$ ) гана кез каранды болот экен. Олондуктан, бул қондуктарды электростатикалык талааны мүнездөөчү қондук катары пайдаланууга болот жана алар талаанын берилген чекиттеги потенциалы деп аталет. Потенциал сан жагынан берилген чекитиндең бирдик он зарядым потенциалдык энергиясына барабар.

Аткарылган жумушту ( $A_{12}$ ) талаанын потенциалдары аркылуу теменкүдөй казып алууга болот

$$A_{12} = W_{p_1} - W_{p_2} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = -q_0 (\varphi_2 - \varphi_1), \quad (2.2.5)$$

талаанын потенциалын жумуш арьылуу елчеге болот экен, бирок талааны берилген чекитиндең потенциалы аныкташ учун алын башка чекиттеги потенциалы белгилүү болуп керек. Демекде, талаанын вакызы чекиткин чеккизде жайланашат ( $r_2 \rightarrow \infty$ ).

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

$$\varphi_1 = \frac{A_{1\infty}}{r_0}$$

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

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta \varphi = U_{z1} = U \quad (2.2.6)$$

Бул турағыма, талаадагы потенциалдардың айырмасы ( $\Delta \varphi$ ) же чыналуусу же чыналуунун теменделу ( $U$ ) деп аталат.  
2.2.5 - 2.2.6 -формулалардан

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = A_{21}/q_1 \quad (2.2.7)$$

потенциалдардың айырмасы талааның экинчи ( $r_2$ ) чекиттинен биринчи ( $r_1$ ) чекитине бирдик оң зарядды жылдыргандыгы жумушка барабар экен.

Ошенти 1, потенциал, потенциалдардың айырмасы же чыналуу электр талаасын энергетикалык (жумуш арқылуу) мүнездәеочу чоңдук экен. Эми электр талаасын мүнездәеочу күчтүк (вектордук) чоңдук -талааның чыналыты  $E$  менен потенциалдардың айырмасының ортосудағы байланышты табайлы.

2.2.5. жана 2.1.6 формулалардан

$$A = -q_1(\varphi_2 - \varphi_1) = -q_1 U + q_1 \int_{r_1}^{r_2} E_d dl \quad (2.2.8)$$

Мындан  $E_d = -dU/dl$  дегенде  $dU/dl$ -потенциалдың өзгерүшү,  $dl$ -жылыш вектору.  $dU/dl$ -потенциалдың берилген бағыт болыча өзгерүшүнүн илдам-дигүй ишнәздейт. Жалпы жөнүнен электр талаасының чыналыты  $E$  потенциалдың градиенти арқылуу байланыштырып көрсетүшет,

$$\vec{E} = -\text{grad } \vec{\varphi} \quad (2.2.9)$$

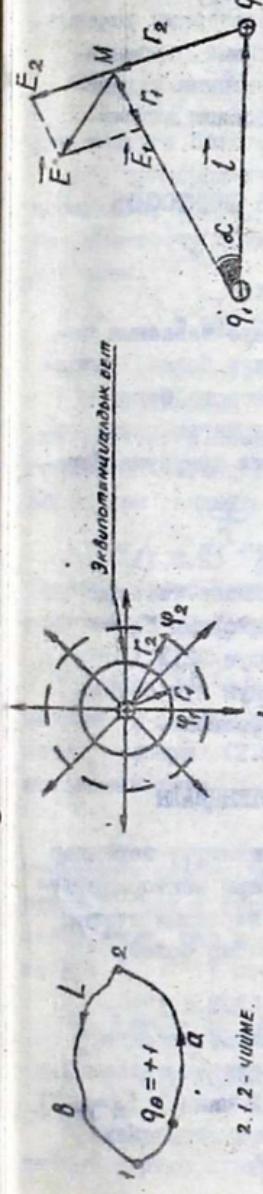
Скалярдык ар кандай  $\varphi$  чоңдугунун градиенти ошол чоңдуктун тез есүүчү бағыты менен дал келүүчү вектор болуп эсептелет, б.а. электр талаасының чыналыты терс белгидеги потенциалдың градиентине барабар.

Потенциал же чыналуунун елчее бирдиги:

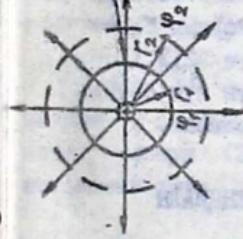
СИ системасында  $[\varphi] = [U]$  - Вольт ( $V$ )

СГСЭ системасында  $[\varphi] = [U] = [G][C]$

Эквипотенциалдуу бет -потенциалдары барлык чекиттеринде бирдей болгон бетти аташет. Эквипотенциалдуу беттин жардамы менен электр талаасын график түрүнде көрсетүүгө болот.

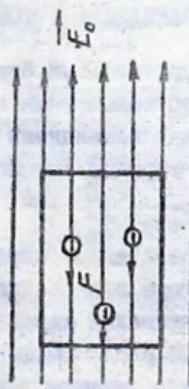


2.1.2 - VUUME



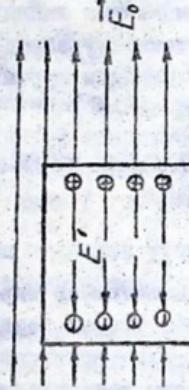
2.3.1 - VUUME

2.3.2 - VUUME

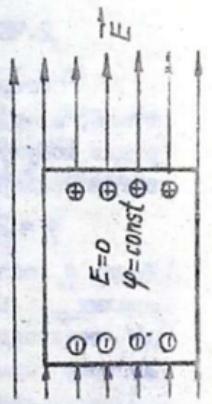


3.1.1  $\Delta$  VUUME

3.1.1  $E$  VUUME



3.1.2  $\tilde{\Delta}$  VUUME



3.1.2  $\tilde{\Delta}$  VUUME

3.1.2  $\tilde{E}$  VUUME

Потенциалдары бирдей болгон чекиттерди бириктirип, экви-  
потенциалдуу сзыктарды алабыз. Электр талаасынын чынчалыш  
 $\vec{E}$  вектору эквипотенциалдык линияларга дайыма перпенди-  
куляр болот. Мисалы, чекиттүү заряддык талаасынын эквипо-  
тенциалдык сзыктары зарядды курчаган борборлош ~~элла-~~  
лардан болумат. (2.3.1-ЧИЙМЕ)

### 2.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ПОТЕНЦИАЛДАРЫН АНЫКТОСУНУН МИСАДДАРЫ

#### I. Чекиттүү заряддын потенциалы

Эгерде мейкиндиктүн ар бир чекиттүнде талаанын чы-  
нчалыш же ошол талааны түзгөн заряд белгилүү болсо, талаа-  
нын ар кандай чекиттүндеги потенциалды аныктоого болот.  
Аныктыма борича талааны потенциалы ошол берилген чекиттөн  
бирдик он зарядды чексизгө жылдырууга зарыл күмүтүна бара-  
бар

$$\varphi = \frac{A_r \infty}{q_0} = \int_{r_0}^{\infty} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (2.3.1)$$

Б.а. чекиттүү  $q$  заряддын потенциалы аралыкка тескери  
пропорциялаш болуп взгерет жана эквипотенциалдык бетте  
борборлош, зарядды курчаган сфералар болушуп (2.3.1-ЧИЙ-  
МЕ), электр талаасынын чынчалыш векторлорунун күч сзыктары  
бул сфералык беттерге перпендикулар болишат.

#### 2. ЧЕКИТТҮҮ ЗАРЯДДАРДЫН ТОБУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ

Эгерде электр талаасын бир нече чекиттүү заряддар түссе, алардын электр талаасынын чынчалыштары векторлор ту-  
рунда кошуулушса, жалпы потенциалы ар бир заряддын түзгөн  
потенциалдарынын алгебралык сумасынча баребар болот,

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i} \quad (2.3.2.)$$

Менде  $q_i$  заряддан потенциалды елчеечү чекитке чейинки  $r_i$   
аралык. Мисал катары электр диполунун түзгөн талаасынын  
 $M$ -чекиттүндеги потенциалын карайы (2.3.2-ЧИЙМЕ) ( $q_1-q_2-q_3$ )  
дөгөркү формуладан (2.3.2)  $M$  чекиттүндеги потенциал

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \text{ аныкталат.}$$

Згерде  $r_1, r_2$

бессо  $r_1, r_2 = r^2$

$$r_1 - r_2 = l \cos \alpha \quad \text{болот, анда}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cos \alpha}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \cos \alpha}{r^2} \quad (2.3.3)$$

деп жазууга болот, б.а. потенциал диполдун электр ийини  $\vec{P}$  туз пропорциялаш, аралыктын квадратына тескери пропорциялаш, болуп, диполгүй салыттырмалуу талаанын потенциалын аныктоочу чекиттин «бальма» ( $\alpha$  бүргүчү) жараша болот экен.

### 3. ШАР КОНДЕНСАТОРУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ.

Шар конденсаторунун электр талаасынын чынчалышын ( $E$ ) I.9 караганбыз (I.9.3-чийме). Эми ошол талаасын потенциалын аныктайты. Электр талаасы шарлардын ортосунда гана болондукткан потенциалды да талаа бар мейкишүктөн издейбиз. Борбордан кандайдыр бир аралыгындагы потенциал

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.2.4)$$

барабар болот Конденсатордун ички жана сырткы шарлардын радиустары  $r_1, r_2$  турактуу болондукттай,

$$\varphi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.2.5) \text{ турактуу чондук болот.}$$

$$\text{Миндан } q = 4\pi\epsilon_0 \varphi_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (2.2.5)$$

заряд  $q$  нун (2.2.5) маанисин (2.2.4) формулаге көзп, потенциал үчүн

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

түтштиманы алабыз. Берилген конденсаторго белгилүү  $q$  зарядын берсек  $\varphi$  турактуу чондук болот. 2.2.6 формууланы пайдаланып, шар конденсаторунун ичиндеги ар кандай чекиттеги ( $r$ ) потенциалды аныктоого болот.

## Глава- 3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ӨТКЕРГҮЧТӨР

### 3.1. Өткөргүчтөрдүн электр талаасыншагы абалы.

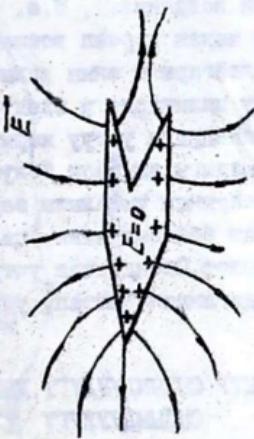
Өткөргүчтерде еркін электрондор болондукткан, кандайдыр сырткы күчтүн таасири астында алар өткөргүч болонча

кыла альшат. Эгерде еткергүчтүн бир белугун электр талаасына жайгаңтырсақ, андагы электрондордо электр талаасы таасир этип ( $F = eE$ ), багытталган кыймалга келишип, токту пайда кылышат. Бирок, бул ток ете киске убакытта эле токтолп калат. Себеби, электрондор еткергүчтүн чыгып кете албайт да анын бир учунан жыналат, ал  $\psi$  и карама көрсү учунан оң заряддар чогулет (3.1.1.-чийме). Мындай абалды (ток токтогондо) оң жана терс заряддардын төң салмактуу абалы менен түшүндүрүлөт жана ал учун теменкү шарттар талап кылышат: I. Еткергүчтүн ичинде электр талаасы жок ( $E=0$ ), же еткергүчтүн ичинде потенциал турактуу болот ( $\varphi = const$ ) (3.1.2<sup>a</sup>-чийме).

2. Еткергүчтүн сырткы бетине электр талаасынын чындалышынын күч сыйыктары перпендикуляр багытталат. Ошондуктан еткергүчтүн сырткы бети эквипотенциалдык бет болот. (3.1.2б-чийме). Эгерде еткергүчтүн зарядласасак, анда заряддар төң салмактуулук сакталгандай болушуп жайгарышат (3.1.2<sup>b</sup>-чийме). Еткергүчтүн ичинде электр талаасы жок болгондуктан, Остроградский-Гаусстун теоремасы боюнча заряддардын суммасы да нелгэ барабар болот. Ал эми сырттан берилген заряддар еткергүчтүн сырткы бетине төң салмактуулуктун шарттары сакталгандай болуп жайгарышат. Ошондуктан мындай еткергүчтүн ички белугун алп салса да сырткы заряддардын жайгарышына таасирин тийгизбейт. Мисал катары ичи көндөй металдан жасалган шарды изолиторго бекитип зарядтайбыз. Учунда металл шарчасы бар изолитордон жасалган В талкчамын С электрометрдин жардамы менен көндөй А шардагы заряддардын жайгарышын изилдейбиз (3.1.3 -чийме) Адегендө А шарчасын зарядтайбыз В талкчасын А шарынын тешити аркылуу ичинде тийгизип анат электрометрге тийгизебиз электрометр еч нарсе көрсөтбейт. Эгерде В талкчасын А шарынын сырткы бетине анат С электрометрине тийгизсек анын жабеси кыйшашт. Демек, көндөй металдан жасалган шарды заряддаганда заряддар атын сырткы бетинде гана жайгарышат экен. Экинчи мисал катары, изолитордон жасалган талкчаларга тартылган, еки бетине женил кагаз баракчалары илингөн метал торчону карайбыз (3.1.4-чийме). Бул торчону зарядласасак анда еки бетин-



3.1.4 - VUIMBE



3.1.6 - VUIMBE



3.1.9 - VUIMBE



3.1.5 - VUIMBE

деги барычелар ачылат. Эгер бул торчону түрктап цилиндр жасасак ичиндеги баражилар түшүп, сартыңдагылар көбүрек кетерүлөт, б.а. заряддардын барлыгы торчо цилиндринин чыртына чыгат (3.1.6-чиýме). Откергүчтүк бул касиети электр аппараттарды сырткы электр талааларынан коргоо (екрандоо) түчи колдонулат, б.а. аппаратады металдан жасалган торчо мөчен күрчөл көштөт. Заряддардын металдардын бетине жайгарышы анын калыбына жараши болот. 3.1.6-чиýмде учтуу цилиндрдеги электр зарядынын жайгарышы көрсөтүлгөн. Цилиндрдин учтуу жеринде заряддар тыгызыраак, чункурунда тыгыздыгы азыраак болуп жайланашат.

Электр талаасынын чычалышты заряддардың тыгыздыгына түз пропорциялаш болгондуктан, цилиндрдин учтуу жеринде талаа күчтүү болот. Олондуктан учтуу металдарды белгилүү чондукка зарядшагандан баштап, учунан заряддар "учуп" чыга башта"г.

### 3.2. ЭЛЕКТР СИМВИДУУЛУТУ. ЖЕҢЕКӨЛ КОНДЕНСАТОРДУН СИМВИДУУЛУТУ

Ортосундагы электр талаасынын күч сыйкыттары биринен башталып экинчисинде бүткөн эки откергүчтүү конденсатор деп аталат. Откергүчтердүү ортосунда талаа пейда болсун түн алардын зарядын көрек. Биринен башталган күч сыйкыттар экинчисинде бүтсүн түн алардагы заряддар саны жагынан барабар, белгилүү жараши болушу зарада (2=9...).

Эн женекөл конденсаторорго жалтак (эки жарын пластинкалар), шар борборлош эки сфера откергүчтерүү, цилиндр (эки энтош откергүч-цилиндрлөр) конденсаторорду атсоого болот. Конденсаторду түзүүчү откергүчтер анын канаттары (обкладкалары) деп аталат.

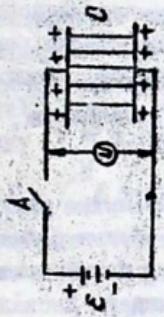
Конденсаторду чиймде эки жарын сыйкыт мөлен белгилөнет. Конденсаторду зарядлануучун анын канаттары чычалуучуну булагына туталтыруу керек (3.2.1-чиýме), мисалы гальваникалык элементтеринин батареясынын ортосундагы электр талаасынын чычалышы алардагы зарядынын чондугуна түз пропорциялаш.

Конденсаторордуң заряддарды жайноо жемчөндүүлүтү



Диэлектрик

3.2.2 - ЧИСЛА



3.2.1 - ЧИСЛА

Электр сыймдуулугу менен мунезделот. Электр сыймдуулугу ( $C$ ) конденсатордогу зарядтардын чондугуна ( $q$ ) түз пропорциялаш, ал эми обкладкалардын ортосундагы чыналууга ( $U$ ) тескери пропорциялаш болгон физикалык чондук,

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

Сыймдуулуктун бирдиги СИ системасында

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \frac{K \cdot A}{B} = \Phi_{\text{арал}} (\Phi)$$

I. Эгерде канаттарына  $1 \text{ Кл}$  заряд бергенде алардын ортосунда I В чыналуу пайда болсо, конденсатордун сыймдуулугу I 2 болот.

Конденсатордун сыймдуулугу, ончелерге көз каранды? Бул суроого жооп бериш учун жарыш жайлапткан эки метал дискалардын ортосундагы аралык езгере турганда кылп изолиторго бекитебиз (жалпақ конденсатор) (3.2.2-чи лө). Конденсатордун дискаларын электрометрге туташтырабыз. Конденсаторға заряд берилгенде электрометрдин лебеси белгилүү бурчка кийшат. Электрометр канаттардын ортосундагы чыналуунун (потенциалдардын айрымасын) елчейт. Биздин шартта, конденсатордогу зарядын чондугу туралтуу ( $q = \text{const}$ ). I. Канаттарды бири биринен алыстатканда электрометрдин лебеси чокураак бурчка кийшат, ал эист аларды какыздатсан чыналуу азайгыны көрөбүз, 3.2.1-формуладан

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

Заряд туралтуу белгендиктән, чыналуунун көбейтүшү сыймдуулук ( $C$ ) азайгында болушу мүмкүн, же тескериисинче сыймдуулук көбейсө чыналуу азаят. Ошентип, бул тажырыбадан конденсатордун сыймдуулугу анын канаттарынын ортосундагы аралык тескери пропорциялаш экеншигин аныктадык.

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

Конденсатордун канаттарын белгилүү аралыкка жайгаштырып ( $d = \text{const}$ ) электрометрдин лебесинин абалын байкап, дискаларды жарыш тегиздикте карама-карама багытта жиидирабыз. Мындаай кылганга бири биринин көркөнсөндөн дискаларды аяиты езгерет. Мындан биз сыймдуулук дисканын аятына түз пропорциялаш экеншигин ишненебиз

3. Эки канатты белгилүү аралыкка көп жана заряддаш (  $d = \text{const}$ ,  $q = \text{const}$  ), электрометрдин жебесинин абалын байкал көбүз. Эки канаттынын ортосуна ар түрдүү дизлектриктерди айнек, кагаз, пластик ж.б. киргизебиз. Дизлектрикти киргизгенде электрометртин жебесинин теменуресек түшкөнүн көрбүз, демек конденсатордун сыймдуулугу чоюет екей. Сыймдуулуктун езгерүүнүн түрдүү заттар учун ар башка болорун байкайбыз.

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосунда вакуум болгондогу сыймдуулугу  $C_0$ , ал эми дизлектрик салынрандагы сыймдуулугун  $C$  деп белгилесек, бул эки чондуктун каттын

$$\frac{C}{C_0} = \epsilon$$

(3.2.5)

затты дизлектриктик етүмдүүлүгү деп аталат. Дизлектриктик етүмдүүлүк заттардын электрик касиетинин мөнездөйт жана заттын касиетине, абалына жараша болот.

### 3.3. СИЙМДУУЛУКТУ АНДСТООНУН МЫСАДДАРЫ

Эгер конденсаторлордогу заряддар  $q$  белгилүү болсо, жана заряд аркылуу канаттарынын ортосундагы чынaluу  $U$  аныкталса, сыймдуулукту табууга болот.

#### I. Жалпак конденсаторлордун сыймдуулугу

Конденсатордун пластиналарынын ортосундагы аралыкты алардын елчөмдерүне салыштыргендә ете күйнекей деп алсак, чексис елчөмдүү пластиналардай турган конденсатор учун табылган чынальстым формуласын колдонсок болот (I.9.5. формуласы кара). Жалпак конденсатордун канаттарынын ортосундагы чынaluу (I.9.2-жиме) ... .

$$U = \int_0^d E dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \int_0^d dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d. \quad (3.3.1)$$

Мында  $\sigma = q/S$  заряддын беттик тығыздыгы,  $d$  - канаттардын ортосундагы аралык. Бул формуланы сыймдуулуктун формуласына (3.2.1) көп

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q \epsilon_0}{\sigma d} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.3.2)$$

Әгерде конденсатордун канаттарынын ортосу диэлектрик етүйлүгү  $\epsilon$  болгон диэлектрик менен толтурулган болсо, анын сыйымдуулугу  $\epsilon$  все чоң боло.

$$б.в. \quad C = \epsilon \epsilon_0 \frac{a}{d} \quad (3.3.3)$$

Бул түрлөмдөлөр (3.3.2 - 3.3.3) жалпак - конденсаторлордун сыйымдуулугун аныктайт.

2. Шар конденсатору. Әгерде мындаи конденсатордогу заряд  $q$  болсо, анын канаттарынын ортосундагы чыналуу 2.2.5-формуланын негизинде (I.9.3 -чийме)

$$C = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.3.4)$$

барабар мында  $r_1/r_2$  ичкى жана сырткы сфера канаттарынын радиустары. Анда конденсаторунун сыйымдуулугу

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon_0}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (3.3.5)$$

барабар болот. Эн чеккүү учурларын карайлы:  $r_2 \gg r_1$ ,  $\frac{1}{r_2} \rightarrow 0$  ал эми сыйымдуулук

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1 \quad (3.3.5)$$

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

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

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{r^2}{d} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.3.6)$$

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

Бул формуласы жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (3.3.2) менен салыштырыл, шар конденсаторун, канаттары бири-бирине ете жакын жайланараканда жалпак конденсатор деп кароого болот экен.

### 3.4. КОНДЕНСАТОРЛОРДУ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторду ылайыкталган чыналуудан чоң потенциалдарын айырмасына туташтырсақ, канаттарынын ортосунан өлектр калынын чыгарып тешүүлөт (шитен чыгар). Мындаи чыналууну тешүүлөт деп итептей.

Конденсаторлор электротехника, радиотехника к.б. тармагы

тарда ете көмүри колдонулат. Онер жайдан ар түрдүү тип-теги (кагаздан, электролиттик, езгермелүү ж.б.) белгилүү чыналууга жана сыйымдуулуга ылайыкталган конденсаторлор чыгарылат. Түрмүлтта даяр конденсатордун параметрине тууре келбegen сыйымдуулуктагы жана чыналууга есептелген конденсаторлор керек болот.

Миндай керектүү сыйымдуулуктагы жана чыналууга есептелген конденсаторду алып учун колдо бар конденсаторлорду жарып жана удаалаш тутаптыруу керек.

### I. ЖАРЫШ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторлорду жарыш тутаптырганда (3.4.1-чийме) алар учун берилген чыналуу жалпы болот,

$$q_1 = C_1 U, q_2 = C_2 U, \dots q_n = C_n U \quad (3.4.1)$$

Конденсаторлордогу жалпы заряд алардын аз биринdegи заряддардын суммасына барабар болот

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

Бул түрнгидан

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

Конденсаторлор жарыш тутаптырганда алардын сыйымдуулуктары кошуларын, ал эми чыналуу езгербешун керебуз.

2. Удаалаш тутаптыруу. Конденсаторлордун канаттарын бир тизмекке тизилип, чыналуу булагына тутаптырганда, аз биринде чоңдуктары барабар болгон заряддар индукцияланышат (3.4.2-чийме)

$$q_1 = q_2 = q_3 = \dots q_n \quad (3.4.4)$$

Конденсаторлордун сыйымдуулуктары ар түрдүү болгондуктан, алардын аз биринин канаттарындагы чыналуулар айырмаланышат

$$U_1 = q/C_1, U_2 = q/C_2, \dots, U_n = q/C_n \quad (3.4.5)$$

Бул чыналуулардын суммасы удаалаш тутаптырылган конденсатордун батареясына берилген потенциалдардын айырмасына барабар болот

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

Бул түртмадан конденсаторлордун удаалат туташтырылган ба-  
териеларынын жалпы сыйымдуулугу

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (3.4.7)$$

ар биринин сыйымдуулугуна тескери пропорциял болуп ко-  
шулушарын көрөбүз. Ылдай кошкоңдо жалпы сыйымдуулук азаат,  
бирок тешүүчү чыналуу (жогорку чыналуута иштөө жөндөмдүү-  
лугү) көбөйт.

Әгерде бизге сыйымдуулугу жана тешүүчү чыналуусу чоң  
конденсатор көрөх болсо, анда колдо бар конденсаторлорду  
жарыш жана удаалат туташтыруу перек (3.4.3-чиýме)

### 3.5. ЗАРДДАЛГАН КОНДЕНСАТОРДУН ЭНЕРГИСЫ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Биз темендегү таңрыбага көнүл буралы (3.5.1-чиýме). Кон-  
денсаторду адегенде ток булагынын батериясина ( $B$ ) туташ-  
тырып,  $U$  чыналуусуна чейин заряддаймы. Айдан жийин  $A$  ала-  
кошкучту I-абалдан 2-абалга кетерсек, конденсатор замгача  
аркыкуу чынырга түркелет жана  $A$  замгачами жайл откенин  
көрөбүз. Демек, заряддалган конденсатордо энергия топтолот  
жин. Бул энергия эмнеге барабар? Конденсаторго замгачам  
кошкоңдо анын канаттарындағы электр заряддары лампача ар-  
қылуу разряддалып чынырда ток пайды болот. Эгерде мындай  
кубулушта  $dq$  заряды разряддалса анда аткарылган жумуш

$$dA = Udq \quad (3.5.1)$$

барабар болот.  $U = q/C$  болгондуктан 3.5.1-түртмадан алабыз  
 $dA = \frac{q}{C} dQ$   $(3.5.2)$  алабыз

Конденсатор толук разряддалғандагы жумуш ошол конденсатор-  
го топтолгой энергияята  $W$  барабар болст, б.а.

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

Отерде заряды ( $q = UC$ ) чыналуу аркылуу түрндурсак, ат-  
кашылган жумушту конденсаторлордун сыйымдуулугу жана чыналуу-  
су аркылуу түрнтабыз

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

Шуя заме жол менен бул формуланы заряд  $q$  жана чыналуу  $U$

аркылуу түркеста да болот

$$W = \frac{1}{2} q U \quad (3.5.5)$$

Бул түркесталардан (3.5.3 - 3.5.5) заряддалган конденсатордогу энергияй, топтолгон заряддын чоңдугуна, сыйымдуулукка жана заряддалгандагы чыналуунун 4 чоңдугуна жараты болот экен.

Эми ушул заряддалган конденсатордогу энергия ишнэйт кайсыл жеринде сакталат - заряддар топтолгон канаттардабы, же канаттарынын аралыгында пайды болгон электр талаасында бы деген суроо туулат.

Бул сурдого электростатикада (турактуу электр талаасында) так жооп берүү кыбын, себеби заряддарды электр талаасынан алыраттууга мүмкүн эмес. Бур суроог ачык жоопту электромагниттик талаачы караганда алууга болот.

Электромагниттик толкундар энергия алып жүрөрүн (радиостанциядан үнәлгүгө, телестанциядан сыйналгыга) бардыгынызга белгилүү. Бул толкундар заряддардан белүнүп мейкиндикте таралыштат б.а. заряддар жок болсо деле жоголушбайт.

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

Конденсатордогу энергиянын электр талаасынын чыналыш менен түркүт көрөлү, 3-5.4 формуласы жалшак конденсатордо колдонуп, ишнэйт сыйымдуулугун  $C = \epsilon \epsilon_0 S / d$  пейдаланып, жана езгертуү

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 (U/d)^2 S d$$

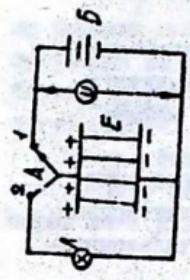
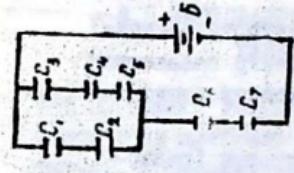
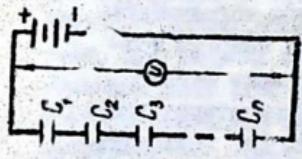
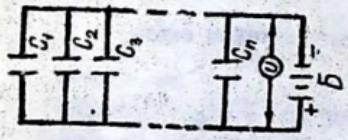
Минда  $E = \frac{U}{d}$ ,  $S d = V$   
дигин еске алсак

көлем экен-

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 V \quad (3.5.6.)$$

Бул конденсатордун канаттарынын аралыгында чыналышы  $E$  болгон электр талаасы өзөлген  $V$  көлемдүрдүгү энергия болуп есептелет. Бул энергиянын тыгыздыгы

$$W' = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (3.5.7)$$

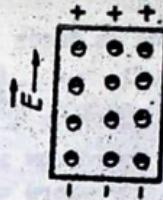
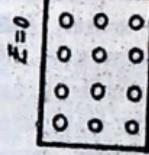
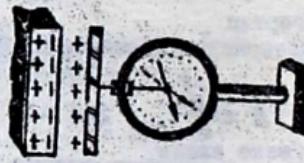


3.4.1 - ԿԱՌՄԵ

3.4.2 - ԿԱՌՄԵ

3.4.3 - ԿԱՌՄԵ

3.5.1 - ԿԱՌՄԵ



шотк талаасының чындаштының квадратына түз пропорцияланып экен.

## Глава-4. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГУ ДИЭЛЕКТРИКТЕР

### 4.1. Диэлектриктердин поляризацияланышы.

#### Поляризация вектору $\vec{P}$

Электр талаасынан диэлектриктерди киргизгенде, электр талаасы езгерет. Диэлектриктердин электр талаасына тийгизген таасириң аныкташ үчүн тажырыбага көнүл буралы (4.1. 1-чығы). Электрометрге жалпак конденсатордун бир канатын (тегерек жалпак металлы) туташтырып аны заряддал, электрометрдің жебесинин абалын байкал көбөз. Эгерде электрометрдеги тегерек металлга қандайдың бир диэлектрикти (китепти, айнек тилкесин ж.б.) жакыннатсак, электрометрдин жебеси түшे балттайт, ал эми диэлектрикти кайра алыстатсак, жебе иурдағы абалына көтөруелет.

Заряддалган электрометрге еткергүчтүн тилкесин жакыннатсак, диэлектрикти жакыннаткандағыдан эле кубулушту байкайбыз. Бирок, еткергүчтүн заряддалган нерсеге жакыннатканда, анда заряд пайда болорун (индукция кубулушу) билебиз. Ошондуктан, диэлектрикти электр талаасына киргизгенде анда да заряддар пайда болот деген жылдылтықка келүүге болот. Бул ойду бекемдеш үчүн парафиндин бир белүгүн жибке байлаап асып көлу. Заряддалган нерсеми парафиндин бир учуна жакыннатканда, ал заряддалган нерсени зэрчип бурула балттайт. Демек, парафиндин жакынкы учинда ага жакыннаткан зарядда карата каршы белгидеги заряд пайда болот экен, ал эми парафиндин экинчи учинда да буга карата каршы белгидеги заряд пайда болот.

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

Диэлектриктердеги поляризация кубулусту еткергүчтердегү индукция кубулушуна оқшош. Бирок, алардын физикалык

негиздери жәр башка еткөргүчтердү электр талаасына киргизил туруп, ортосунан әкиге беле кесип, талаадан чыгарсак бир болугу он зарядда, әкинчи белугу терс зарядда жәзбадон палат. Ал эми диэлектрикти электр талаасына киргизип әкиге белуп талаадан чыгарсак еки бүлгүчен тен заряддар жоголушат. Еткөргүчтердегү мәндай өзгөчелүк, алардагы әркин электрондордун бар экендиги менен түшүндүрүлөт. Ал мәни диэлектриктерде әркин электрондор жок. Диэлектриктердин электр талаасына киргизгенде кандай өзгерүүлөр болоруна көңүл буралы. Электр талаасы жок кезде диэлектриктең ар бир атом, молекула электронейтралдуу (4.1.3-чылым). Диэлектрикти электр талаасына киргизгенде молекулалардагы он жана терс заряддар кара ма карты бағытты, кездей жылтып, ар бир молекула электр диполуна алланыштат. Диэлектриктиң ичинде сурдагыдан оле он зарядар менен жайлансыпкан терс заряддар езара жоюлуп электронейтралдуу болот. Бирок, диэлектриктиң бир учу он заряддалса, әкинчи учу терс заряддалат, б.а. поляризацияланган заряддар пайдада болот (4.1.4-чылым). Эгерде диэлектриктиң узундугу (электр талаасынын бағыты болинча)  $L$  болсо, учтарындагы еки кара ма карсы заряддардын электр ийини  $\vec{P}_i = q\vec{L}$  болот. Бул вектор терс заряддан он заряды кездей бағытталат (4.1.5-чылым). Бирдик көлемдегү бул векторлордун векторлордук суммасы диэлектриктиң поляризация вектору деп аталат.

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{P}_i}{V} \quad (4.1.1)$$

Эгерде диэлектриктиң көлемүнүн ар кандай чекиттери учун вектору бирдей болсо, мәндай поляризацияны бир тектүү деп ататат.

Поляризация вектору  $\vec{P}$  белгилүү болсо поляризациялык заряддарды аныктоо болот. Негизинин замы  $S$  узундугу  $L$  болгон призма туруудегү электр талаасындагы диэлектриктиң бир учунда тығыздыгы  $+ \sigma'$  әкинчи учунда  $- \sigma'$  болгон поляризацияланган заряддар пайдада болот (4.1.5-чылым). Призманын электр ийини

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_i = \vec{P} S L = \vec{\sigma}' V \quad (4.1.2)$$

$$M_{\text{жидк}} = V = S \cdot L$$

4.1.1 жана 4.1.2 -формулаларды салыттырып

$$\rho = \sigma' \quad (4.1.3)$$

Поляризация вектору поляризациилансан заряддардың түгиздигина  $\sigma'$  барабар экендигин шабызы.

#### 4.2. ДИЭЛЕКТРИКТЕГИ ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫҢ ЧЫЗАЛЫЧЫ

Электр талаасының чызалычын  $\bar{E}$  вакуумдагы бирдик он зарядда аракет кылган күч катары аныктаганбыз.

Бул түпнұктүү диэлектрик бар кезде тактоо керек. Ал үчүн жалпақ конденсатордун ичине диэлектрикти жайгаштырабыз (4.2.1-чыңме). Эгерде конденсатордун канаттарындағы еркин заряддардың түгиздигы  $\sigma'$  болсо, ал еми диэлектрикте түгиздигы болгон поляризациилансан (түшелгән) заряддар пайдада болушет. Бул заряддар, тышы электр талаасына  $E$ , қараша-карты багыттагы  $\bar{E}'$  талаасын түзүштөр.

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad \text{жонденсатордун түзген}$$

электр талаасы,

$$E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0} \quad \text{диэлектрикте пайда}$$

болгон ички талаас.

Диэлектрикте жалғыз талаас ушул эки талааның вектордук суммасы катары аныкталат  $\bar{E}_0 + \bar{E}'$  б.а.

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0} \quad (4.2.1)$$

Ошентип, диэлектриктең электр талаасының чызалычы  $q, q'$  заряддардың түгиздигитар менен аныкталат экен.

4.1.3. формуладан поляризациилансан заряддардың түгиздигы диэлектриктең поляризациилансу жөндемдүүлүгү  $\rho$  векторуне барабар экендигин эске алсақ, диэлектриктең электр талаасы (4.2.1) теменделгүдүй жазылат

$$E = \frac{\sigma - D}{\epsilon_0} \quad \text{же болбасо}$$

$$\epsilon_0 E = \sigma - D \quad (4.2.3)$$

Эгерде биз жалпақ конденсатор үчүн  $\sigma = D$  экендигин эске алсақ, бул формуладан

$$D = \epsilon_0 E + D \quad (4.2.4)$$

барабардыгын алабыз. Мында  $\vec{D}$  электр индукция вектору. Диэлектриктиң поляризациялану жөндемдүүлүгү  $\mathcal{P}$  электр талаасының чоңдугуна көз караңы жана изотроптуу бир тектүү диэлектриктер учун электр талаасының чынчалышына түз пропорциялар,

$$\vec{D} = \epsilon_0 (\epsilon + \alpha) \vec{E}$$

(4.2.5)

4.2.4. жана 4.2.5 -формулаларды бириктирип.

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \alpha) \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (4.2.6)$$

Электр жылышу вектору  $\vec{D}$  жана электр талаасының чынчалыш вектору  $\vec{E}$  менен байланытын алабыз. Мында  $\alpha$  диэлектриктиң шыктуулук,  $\epsilon$  диэлектриктилүүлүк етүмдүүлүк деп аталат.

Эми Остроградский-Гаусстун теоремасына тактоо киргизели.

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

Вакуум учун бол туонтимда  $q$  өркин заряддарды тушундурчү. Ал эми электр талаасында диэлектрик болгондо анда поляризацияланган (тушалган) заряддар ( $\sigma'$ ) да пайда болот. Тушалган заряддар сырткы талааны таасири астында пайда болорун, ал эми сырткы талааны өркин заряддар түзөрүн эске алсак, мурдағыдай але теоремадагы заряддарды өркин заряддар деп тушуншубуз керек.

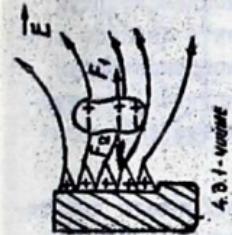
### 4.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИКСЕ АРАКЕТ КЫЛГАН МЕХАНИКАЛЫК КУЧТЕР

Заряддалган нерселерди кагаз ж.б. женил диэлектриктерге жакиндатканда алар тартыларын байкаганбыз (4.3.1-чийме). Заряддалган нерсенин (тарактын) айланасында пайда болгон электр талаасындағы кагаздың белгүгү поляризацияланат. Электр талаасы бүй поляризация заряддарды, бир але убакытта туртет жана тартат. Заряддалган тарактын жакын жактарында электр талаасы күчтүү болгондуктан кагаз таракка тартылат,

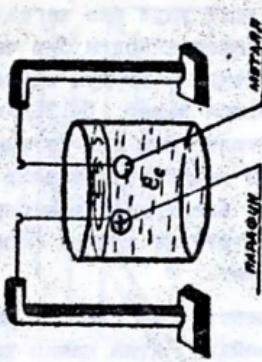
$$F = F_2 - F_1$$

$F_2 > F_1$ , болгондуктан,  $\bar{F} \neq \bar{F}_2$  болот.

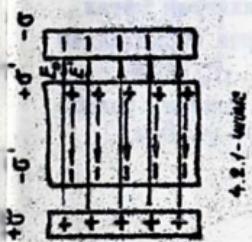
Мында  $F_2$  тарталуу,  $F_1$  туртулуу,  $F$  - жакиндатканда күчтүү күч, тартылуу күчү бөлнөч багытталат.



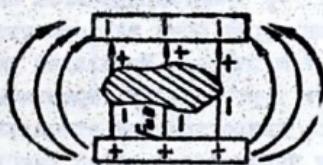
4.3.1-WEITER



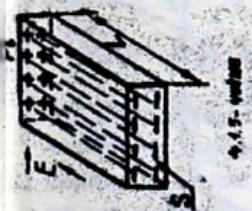
4.3.4 - MAGNET



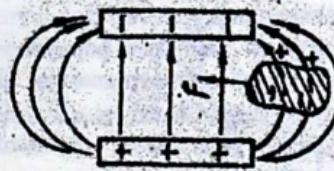
4.3.1-WEITER



4.3.3 - WEITER



4.3.5 - WEITER



4.3.2 - WEITER

Әгерде ушул еле кагаздын майда белугун заряддалган жалпак конденсатордун бир четине алтын келсек (4.3.2-чийме), ал конденсатордун ичине тартылып, анын орто четине кирил токтоп калат. (4.3.3-чийме). Себеби конденсатордун четинде талаа бир тектүү эмес, кагасга электр талаасы күчтүү жакты көздөй күч таасир этет. Азами конденсатордун ортосунда электр талаасы бир тектүү болгондуктан, тартуучу жана туртуучу күчтер барабар болуп, кагаз күймөлсөз туруп калат.

Ошентиг, бир тектүү эмес электр талаасындағы диэлектрикке мейкиндиктін начар талаасынан күчтүү талаанды көздөй күч таасир этет.

Диэлектрикке таасир эткен күч электр талаасының квадратының градиенттіне пропорциялаш әкендигін көрсетүүгө; болот, флуоресценция мисал катары идишке күрүлгөн суюктукка ( $\epsilon_c$ ) он заряддалган парафин ( $\epsilon_n$ ) шарчасы гибке илинип турат. Уттал эле суюктукка жибке илинген метал шарчасы түшүрүлгөн. Металдан жасалған шарча заряддалган парафинге түртүлөбү же тартылабы? Парафин  $\epsilon_n$  менен суюктуктун  $\epsilon_c$  диэлектриктін етүмдүүлүктөрүнүн теменкү салыштырмалуу чондуктарын карап көргүлес (4.3.4-чийме).

$$1. \epsilon_n > \epsilon_c$$

$$2. \epsilon_n < \epsilon_c$$

#### 4.4. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ

Кәэ бир диэлектриктер, белгилүү шартта өзгөче диэлектриктик касиеттерге ээ болот. Мындаи касиеттер адегендеге сегнет түздарында байкалгандыктан, диэлектриктердин бул тобун сегнетоволтметриктер деп аташкан.

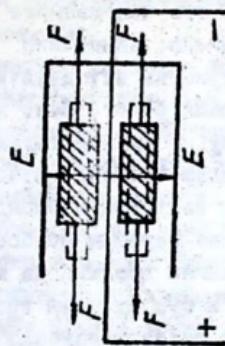
Сегнет түзүнүн химиялык формуласы -  $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$  жана ал күчтүү анизотропиялык касиетке ээ.

Әгерде бул туздин белугун конденсатордун канаттарының ортосуна, электр талаасының күч сыйкытары, кристаллдын белгилүү огуна жарыш кылыш жайланаңтырганда сегнетоволтметрик касиет пайды болот. Бул касиеттер теменкү өзгечелүктөр менен салыштырылышат:

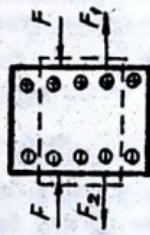
I. Температуралының белгилүү чегинде диэлектриктик



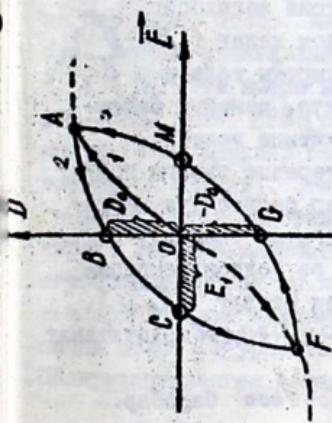
4.4.3 -  $\mu\text{V/mHz}$



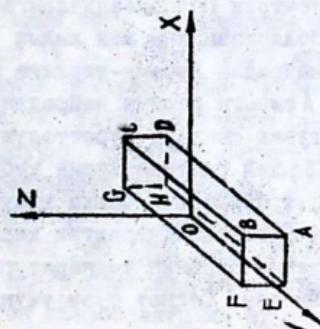
4.5.3 -  $\mu\text{V/mHz}$



4.5.2 -  $\mu\text{V/mHz}$



4.4.1 -  $\mu\text{V/mHz}$



4.5.1 -  $\mu\text{V/mHz}$

етимдүүлүгү беңе чоң мәннеге жетет  $\epsilon \approx 10^4 - 10^5$   
жалштырылтыргыла; ал нектики  $\epsilon = 7$ , фарфордуку  $\epsilon = 5$ )

2. Диэлектриктик етимдүүлүк сирткы электр талаасынын  
кондуктуна жараша болот, б.а.  $E = f(D)$ . Отондуктен,  
жылтуу вектору  $D$  электр талаасынын чындаш векторуну  $E$   
түз пропорциялаш болбайт (4.4.-I чијме).

3. Жылтуу векторунуч Ҷондугу электр талаасынын чоң-  
дугуна гана кез каранды болбостон, диэлектриктиң мурдакы  
поляризацияланган абалына да жараша болот.  
Диэлектриктигө бул кубулуш гистерезис деп аталат (4.4.I-  
чијме). Электр талаасы ескенде жылтуу вектору I-сызык  
бөйнө асуң кандайдыр бир талаасын чындалышынан чекитинен  
баштап каныга баштайды (асуң токтолот). Эгерде эми конденсатор-  
догу талаасы айта баштасак анда  $D$  вектору мурдакы  
I-жол менен таңынебастен,  $AB$  жолу менен азајат,  $E = 0$   
болгондо индукция  $D$  наелгэ барабар болбайт ( $D = D_0$ ), б.а.  
диэлектрик сирткы талза жок болсо да поляризацияланган  
боддом калат.

Бул поляризацияны жок кылыш үчүн талаасын багыттын карама  
каршыга езгертуп, чоңойтө баштайбыз. Кандайдыр бир.  $E = -E$ ,  
болгондо, индукция  $D$  жок болот (С чекити). Отол эле багыт-  
тагы талаасы андан ары чоңойтул олтурасак,  $D$  кайрадан каны-  
га баштайды ( $F$  чекити). Эми бул талаасы азајта баштасак,  
анда  $D$  З-жол бөйнө б.а.  $F$ -бесизгүн сүзүт.

Сирткы талза жок болгондо, индукция жоголбайт  
б.а. диэлектрик поляризацияланган боддом калат ( $D = -D$ ).  
Эми бул поляризацияны жок кылыш үчүн сирткы талаасын  $E$   
багыттын кайрадан карама-каршыга езгертуп, чоңойтө башта-  
сак  $G$ -М-Асызыг бөйнө кайрадан А чекитине келебиз.  
Алынган тузак сияктуу сүрттөлүш-гистерезис тузагы деп  
аталат. Үндай гистерезистик кубулуштар сегнет тузуна га-  
на шуназдук болбостон башка котулмаларга да тиешелүү

4. Сегнетоэлектриктик касиетке зе болгон темпера-  
туралын чегин Коринин температурасы деп аталат! ( $T_k$ ).

Мисалы: Сегнет тузу үчүн  $T_k = -15^\circ + 235^\circ$  метатитанат  
бөвлий

( $Ba_2 Ti_4 O_2$ ):  $T_k \approx 80^\circ C$ ,  $\epsilon \approx 6000 - 7000$  барабар.

Сегнетоэлектриктерди эң чоң сыйымдуулуктагы конденсаторлорду жасоо учун пайдаланышат. Сегнетоэлектриктик езгече касиеттер кандайча түшүндүрүлөт. Бул касиет хантомеханикалык физикада гана түшүндүрүлөт. Ындаң кристаллдардын атомдору «езгече күчтердүн таасири астында күчтүү поляризацияланып алмактарды домендерди пайда кылышат. Сырткы электр талаасы жок кезде дөмндердин поляризациясы (поляризация вектору) баш аламан жайлансат (4.4 2-чүйн). Ар бир домендин поляризациясы миндеген, миллиондогон атомдордун поляризациясынын суммасына барабар. Бул дизлектрикти электр талаасына жайлансырыганда талаасын таасири астында домендерди поляризациясы бириктигүү болушуп, анын жалпы поляризациясы дөмндердин поляризацияларынын суммасына барабар болот. Ындаң күчтүү поляризация ете чоң дизлектриктик етүмдүүлүкке алып келет.

#### 4.5.ПЬЕЗОЭЛЕКТРИДИК ЭФФЕКТ

##### 1.Түз ийзозэлектридик эффект.

Хөгөрүүдө, сырткы электр талаасында дизлектриктердин поляризацияланышына көнүл бурдук. Кээ бир кристаллдарды кысканды же чойгондо, сырткы талаасыз эле алар поляризацияланышат экен. Бул кубулуш пьезозэлектридик эффект деп аталат. Ындаң кристаллдардын мисалы катары кварты ( $SiO_2$ ) каралы. Кристаллдарда оптикалык оқ деген багыттар (бир же бир нече) болот. Ал жөнүндө оптикалык оқко перпендикуляр ( $X$ ) багытта кысса же чойсо (4.5.1-чүйн) анда кристаллдин АВСД жана ЕFGH беттеринде поляризациялык карама-каршы тектеги заряддар пайда болот (узуннан болгон пьезозэлектридик эффект). Эгердө кысууну, омол эле багыттагы чөргө алмаштырсаң кристаллдин беттеги заряддардын белгилери карама кармыга алмашат. Сондай эле бул кристаллды "У" огу болыча кыссак же чойсок оолол эле АВСД жана ЕFGH коптадаргында карама кары белгилеги поляризация заряддары пайда болот (түүрасынан болгон пьезозэлектридик эффект). Поляризацияланган заряддартын белгилери "Түүрасынан" же

"уузунунаң" кысканда же чойгондо бирдей болушат. Эгерде устул кристаллды оптикалык оқтун бағыты  $Z$  бөйнө күssак же чойсөк анда поляризациялык заряддар пайдада болбогт.

Поляризация векторунун чоңдугу, белгилүү чөндеги деформациялоочу механикалык күчтүн чоңдуруна пропорциялаш болот.

Пьезозлектрдик касиетке квардтан олтка сегнет түзу да за. Сегнет түзүнүн пьезозлектрдик касиети кварцка салыттыргаца күчтүүрек, бирок ал ете эле морт келет.

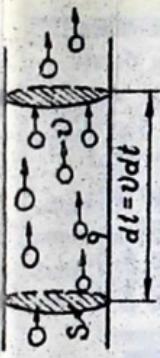
Пьезозлектрдик кристаллдар кэлтөген приборлордо колдонулат, ишалы грампластинкалардагы жазууларды окуу үчүн пьезозлектрден жасалган ийнелерди (адаптер) колдонушат. Бул кубулутту ар түрдүү деформацияларды 'чоллуу, ийилүү ж. б.) чөнөө үчин колдонулат. Ошондой зде пьезозлектрдик микрофон, телефон ж.б. бар.

Пьезозлектрдик эффект кристаллдардын кристаллдык түзүлүшү менен түшүндүрүлөт. Бул кристаллдарда он жана терс иондордон турган "ячайкалар" бири бирине кийиштүп турат жана кадимки забалында электроннейтралдуу. Кристаллды кысканда же чойгондо он иондордон турган ячайкалар терс иондордон турган ячайкалардан жүльшат да поляризацияланышат.

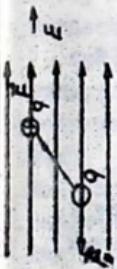
2. Тескери\_пьезозлектрдик\_эффект. Эгерде пьезозлектрдик кристаллды электр талаасына жайлаптыргаңда андагы поляризациялануу кубулуту деформацияга (кисылууга же чоллууга) эзүп келет. Бул кубулут тескери\_пьезозлектрдик\_эффект деп етаплат. Ындаидай тескери эффектин пайдада болуту энергияны сакталуу закону менен түшүндүрүлөт. Чындыгында але, пьезозлектрдик кристаллды  $F$  күчү менен кысалык (4.5.2-чылым). Эгерде пьезозлектрдик эффект болбосо, бул күчтүн аткарган жумушту пластинканын серпилгич деформациясынын потенциалдык энергиясына барабар болор зде. Пьезозлектрдик эффекттеги зарядтар электр талаасынын пайдада болутун алып келет. Бул талас котумчы энергияны езүнө топтойт, б.з. бул энергияга нэлдүүчүк кочукта  $F$  күчү талап кылышат экен.

Энергиянын сакталуу закондук чылдак тескери пьезозлектрдик эффекте уттул күч кристаллды деформацияладт.

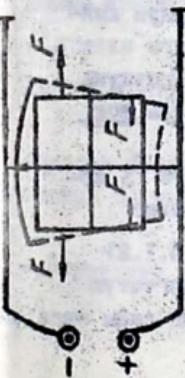
Эгерде пластинканы кысканда 4.5.2-чылмадегиде көр-



5.1.2 - 400ME



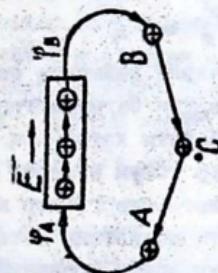
5.1.1 - 400ME



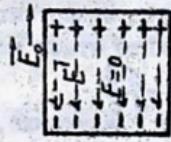
4.5.4 - 400ME



5.2.3 - 400ME



5.2.2 - 400ME



5.2.1 - 400ME

сөтүлгөндөй поляризацияланса сырткы талаанын жардамы менен ушундай поляризацияны түзгөнде, ал  $F$ , күчүнүн багыты бокиңча чоюлат. Деформациянын белгиси (кысылу же чоюлуу), тескери пьезоэффекте электр талаасынын багытына жараша болот. Эгерде электр талаасынын багытын карама каштыга езгертсөк деформациянын белгиси да тескериге езгер . Ушул шарттарды пайдаланып ар түрдүү деформацияларды касоого болот. 4.5.3-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеде алардын ишими көрсөтүлген.

Түз жана тескери пьезоэффекттер көптеген радио жана электроакустикалык аппаратуларда колдонулат

## Глава-5. ТУРАКТУУ ТОК

### 5.1. Электр тогу жана анын пайда болуу шарттары

Эгерде электр талаасына өркүн заряды жайгаштырсак, бул зарядка талаа тарабынан таасир еткен күч

$$f_e = q \vec{E} \quad (5.1.1)$$

барабар болот жана заряд киймүлгө келет (5.1.1-чиймэ).

Ар кандай заряддардын багытталган киймүлүү электр тогу деп аталат. Токтун багыты катары он заряддардын киймүлүнүн багыты алынат. Электр тогун еткерүү жөндемдүүлүгү бөйнөчө заттар екиге белүнүштөт-еткергүчтер жана изолаторлор (ет-кербөгүчтер). Еткергүч касиетине металдар, белгилүү шарттарда көе бир суктуктардын араалашмасы, газдар ее болушат. Металдардагы электр тогу андагы өркүн электрондордун киймүлүү менен шартталат. Суктуктардагы жана газдардагы электр тогу, белгилүү шарттарда аларда ионндордун пайда болушуна сайланыштуу. Электр тогун мунездееччүй чондуктар катары ток түшүнүү жана токтун тылтырылышы алынат.

Токтун чондугу (күчү) деп еткергүчтүн кесилиш аянын З аркылуу үбактый бирдей ичинде еткен заряддын салы аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (5.1.2)$$

Дегерде бирдей үбактыйн көрүлүгүнде, берилген еткергүчтүн ар кандай кесилиш аянын өркүнү бирдей заряддардын салы етсе,

ток түрдөктүү деп аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} = \text{const} \quad (5.1.3)$$

Эгерде мындаш шарт сакталбаса, еткергүч аркылуу еткен токтуу түгээжилүү деп атапат.

Токтун чондугуу СИ системасында А-пер (A) менен атченет. А-пер (A) СИ системасында, кг, м, с катаарында негизги бирдик катары киргизилет. Еткергүчтүн кеси-лиши аркылуу  $I$  сек  $I$  Кулон ( $dQ \approx 1 \text{ Кл}$ ) заряд етсе, ток  $\text{мкв} I$  A барабар болот ( $dt = 1 \text{ сек}$ ).

Еткергүчтүн бирдик аянына туура көлгөн ток, алыш тыгыздыгы деп аталат.

$$I = \frac{1}{S} \quad (5.1.4)$$

Ток, заряддардын багытталган күйүмлийн болгондуктан, токтуу мүнездөөчү чондуктарды заряд жана алыш күйүмлийн мүнездөөчү чондуктар аркылуу түтүнтурабыз.

Туурасынан кесилиш аянын  $S$  болгон еткергүч аркылуу  $\bar{U}$  ылдамдыгы менен күйүмдөгөн ар биринин заряды  $q$  болгон белүүчелердүн күйүмсүлүн каралы (5.1.2-чийине).  $dt$  убактысында  $S$  аянын, алдан  $dx = \bar{U} dt$  аралыктан алыш эмес жайлчыл-кан заряддар кесип ете альшат. Еткергүчтүн  $dV = S dx = S \bar{U} dt$  көлемүндөгү  $dt$  убактысында  $S$  аянын кесип еткен заряддардын саны

$$dQ = n q dV = n q \bar{U} S dt \quad (5.1.5)$$

барабар, мында  $n$  - бирдик көлемдөгү заряддардын саны.

Акырын (5.1.5) түтүнманы пайдаланып, ток күчүнүн заряддарды мүнездөөчү чондуктар аркылуу байланышын алабыз

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{n q \bar{U} S dt}{dt} = n q \bar{U} S \quad (5.1.6)$$

Ал эми токтун тыгыздыгы

$$\vec{j} = \frac{1}{S} = n q \bar{U} \quad (5.1.7)$$

Барабар болот. Илдамдык  $\bar{U}$  вектордук чондук болгондуктан, токтун тыгыздыгы да вектордук чондук болот

$$\vec{j} = n q < \bar{U} > \quad (5.1.8)$$

$< \bar{U} >$  аркылуу заряддардын орточо ылдамдыгын белгиледик.

## 5.2. ЭЛЕКТР КЫЙЫЛДАТЫЧ КУЧУ. ЧЫНДАУ

Эгерде еткөргүчтүр алар талаасына газлаштырсақ, андагы эркин электрондор тез киймылдаап, он жана терс заряддарга белгүнүшүп, еткөргүчтүн ичиңдеги талаа ток болуп тез але ток токтолот (5.1.1-чийме). Откөргүчтүр ток курсун түчүн мындай теч салмактуу абалды бузуу керек. Ал учун еткөргүчтүн бир учуnda жыйналган он заряддарды тынысыз анын ажынчи удуна ташып жеткируу керек (5.2.2-чийме). Мындай шартта еткөргүчтегү теч салмактуу абал бузулуп, АВ еткөргүчүндө заряддар киймсига келип, ток пайдада болот.

Еткөргүчтүн  $A$  жана  $B$  чөйин заряддар талаанын багыты менен киймылдаса, ал эми  $B$  учунаң  $A$  га (ВСА жолу бөюнча) заряддарды талаанын багытына каршы жылдыруу керек болот. Заряддарды электростатикалык талаанын багытына карама-кашып багытта ташуу түчүн электростатикалык змес күчтүү колдонуу керек. Мындай күчтердүү бетен (сторонний) күчтер деп атасат. Бетен күчтер, химиялык механикалык, электромагниттик кубулуштардың негизинде пайдада болушу мумкун.

Бетен күчтердүн заряддарды ташудагы аткарған жумушун электр кийымдатыч күчү (ЭКК) менен мунездешет.

ЭКК деп бетен күчтүн бирдик зарядды жылдыруудагы кумушу атсалат

$$C = \frac{A}{q} \quad (5.2.1)$$

Бетен күчтүн талаасынын чындалышын  $E^*$  менен белгилесек, күчтүн езүн  $f^*$  белгилеп

$$\vec{f}^* = \vec{E}^* q \quad \text{және} \quad \vec{E}^* = \frac{\vec{F}^*}{q} \quad (5.2.2)$$

түсінктемаларды алабыз

Бетен күчтүн түркүмчөр аркылуу аткарған жумушу

$$A = \oint_L E_e^* dl = q \oint_L E_e^* dl \quad E_e^* = E \cos \varphi \quad (5.2.3)$$

5.2.1 формуласы пайдаланып,

$$C = \oint_L E_e^* dl \quad (5.2.4)$$

түсінктимен алабыз.

Енгизилген интеграл (ЭКК) сан жағынан бетен күчтердүн түркүмчөрүнүүн кийимдатыч күчүн сипаттайт.

чынсыр бөлінча бирдик зарядды жылдыруудагы аткарган жумуштуна барабар.

$\vec{E}$  векторунан жылыш векторуна  $d\ell$  проекциясын  $E_e^*$  менен белгиледік. Бул жумуш бетен чынсалытын циркуляциясы нөлге барабар змес экен. Құнун себеби, бетен күтегердүн электр талаасының күч сыйыктары түлк болуша. (5.2.2-чығын)

Чынсырдын АВ, белугүнде аракет кылған ЭКК

$$\Sigma_{AB} = \int_A^B E_e^* d\ell \quad (5.2.5)$$

барабар. Ал эми чынсырдын АВ белугүндө зарядка электростатикалық талаасы таасир күлат.

$$\bar{f}_e = q \bar{E} \quad (5.2.6.)$$

Чынсырда зарядка таасир этүүчү жалпы күч

$$\bar{f} = \bar{f}_e + \bar{f}^* = q(\bar{E} + \bar{E}^*) \quad (5.2.7)$$

Ошондуктан, чынсырдын АВ белугүндө зарядды жылдырууга кеткен түлк жумуш.

$$A_{AB} = q \int_A^B (E_e^* + E_e) d\ell = q \int_A^B E_e d\ell + q \int_A^B E_e^* d\ell$$

Эгерде 5.2.5-формуланы жана  $\Delta\psi = \int_E A d\ell$  потенциалдардын айрымасы же чындалуу экендигин эске алсак, анда

$$A_{AB} = q \Sigma_{AB} + q(\psi_A - \psi_B)$$

түтшімдік алабыз. Эгерде чынсырды түтшісак (А учу В менен дал келет)  $\psi_A = \psi_B \quad A = qC$

Сынның гра аракет күлгүнде,   
там ЭКК( $\epsilon$ ) чүшүл /  $\epsilon = \frac{A}{q}$   $(5.2.9)$

Түлк чынсыр бөлінча бирдик зарядды жылдыруу үчүн аткарылған жумушка барабар. ЭКК булактары катары гальваникалық элементтер, электромагниттик индукция кубулушу, механикалық ыңайыл ж.б. колдонууга болот.

### 5.3. МЕТАЛЛАРДЫН ЭЛЕКТР ЕТКЕРУМДҮЛІГІ.

Металлдардагы ток еткеруучулардун жаратылышы

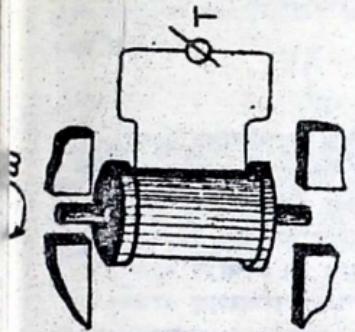
Металлдардагы ток еткеруучулардун жаратылышының аныктоо үчүн күргүзүлген тажырыбадарга көнүл бурали.

I. Риконин тажырыбасы (1901ж) Ниже цилиндр түрүндегү эки жез, бир алюминий еткергүчтерүнүк учтарын тәгиздел, тазалап жана тараазага тартып, бири бирине жез - алюминий-жез кылыш учтарын тишилтирип, удаалеш туташтырган (5.3.1-чығын). Ушундай еткергүчтөрдүн тилемен аркылуу бир жыл бир бағытта

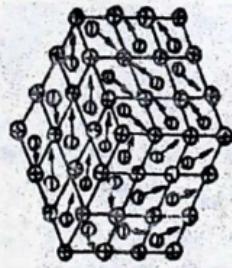
ЧОН ТОК ЕТКЕРГЕН. Бир жылдан кийин цилиндрлерди сұхратып алғы тартып көрсө, алардың салмагы езгерген емес. Демек, электр тогун атомдор же молекулаларды бир бағытуу эркин кийиши менен байланыбайт экен. Токту ташуучу белүкчө ар кандай зат учун бирдей болуп керек. Ҳиндай белүкчө 1897 жылы английлік оюншытуу Дж.Дж.Томсон электрон болуп мүнкүн деген жиһантыкка келген. Бирок, электрон экендиги аныктосу түүн, еткергүчтердеги токту ташуучу белүкчөнүн зарядын жана массасын аныктосу керек зе. Ал учун көрье турғач тақырыбы, "Эгерде еткоргүчте эркин кийишлидөңүү жөнүл заряддалган белүкчө болсо, кийишида болгон еткергүчтүү кескин токтоткондо, андагы заряддалган белүкчөлөр инерция бөвиче күйгүлүн улантып, анын алдыңында топтолуп, етке рүчтүн уттарында потенциалдардың айырмасы пайдада болушу көрек" -деген ой жүргүтүүгө негизделгилүү керек (5.3.2-чибме).

Мынчай идеяны 1913 жылы Мандельштам-Жана Папалекси ишке анырып учун 500 метр зындан катушка жасап, азы чоң ылдамдыкта алладырып бөромонун сыйектүү ылдамдыгы  $300 \text{ м/с}$  кескин токтотушкан (5.3.3-чибме). Анда, катушкага туташтырылган эвонек сыйылдаган. Тормоздоо убакысында еткергүчтө пайдада болгон зарядды Гальвонометр менен өлчөштөн (Тольмен, Стоарт, 1916 ж.).

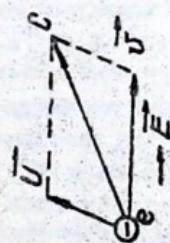
Анда  $(q/m) = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}/\text{кг} \cdot \text{белүкчөнүн зарядынын массасына}$  болгон катышы электрондукуна жакын болуп чыкты  $(e/m) = 1,76 \cdot 10^11 \text{ Кл}/\text{кг}$ . Электрондун зарядынын чондугун 1904 жылы Ымликин аныктоган  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ . Эми Стоарт-Тольмендин тақырыбасындагы салыттырмалуу заряддын чондугунан  $(q/m) = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}/\text{кг}$  еткергүчтөгү ток талыган белүкчөнүн массасын  $m = 10^{-30} \text{ кг}$  деп, б.а. сүүтектин атомунун массасынан 2000 эсе кичине болот экен. Ошентип бол талырыбалардан, етмергүчтердеги ток ташуучу белүкчөлөр эркин электрондор экендиги толук аныкталган.



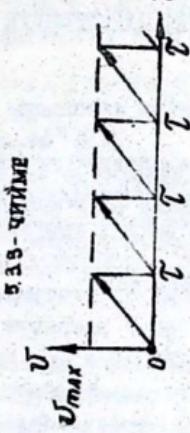
5.3.4 - ЧИЛДЕ



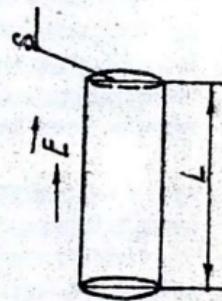
5.4.1 - ЧИЛДЕ



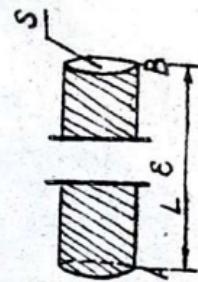
5.4.2 - ЧИЛДЕ



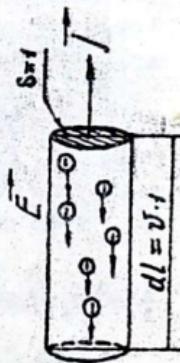
5.4.3 - ЧИЛДЕ



5.4.5 - ЧИЛДЕ



5.4.6 - ЧИЛДЕ



5.4.4 - ЧИЛДЕ

## 5.4. МЕТАЛДАРДИН ЭЛЕКТР ЕТКЕРУМДУУЛУГУНУН КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫ

### Турактуу томтүү закондору

Металлдардагы эркин электрондор бар экендигин эске алыпташ Друде жана Лоренц металлдардин электр еткөрүмдүүлүгүнүн классикалык электрондук теориясын түзүлген. Металлдар каттуу абалга оттуда, атомдордун кристаллдык торчолорго биригүүсүнде, атомдордун ортосундагы эң күчтүү аракеттердик нәтийесинде алардын валенттүү электрондору атомдордой алырап, металл бөвнөчээ эркин кыбылдоого ишүүчүлүк алат. Ишдай эркин электрондорду иондук торчолордун ичиндеги газ катары кароого болот (5.4.1-чын). Бир валенттүү атомдор бирден, эки валенттүү атомдор экиден электрондорду бөмөторугчана  $I_m^3$  металл  $\sim 10^{29}$  атомдордон турадын эссе алсак,  $I_m^3$  көлемдөгү металда

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

эркин электрондор бөвөрүн аныктайбыз Друде жана Лоренц мұндай "электрондук газды" идеалдуу газ катары каралкан.

Классикалык электрондук теориянын негизги жөнөлору катары теменкү анықмалар альнат:

1. Металлдар кристаллдык торчолордан турат. Ишдай торчолордун түйүндерүүде эң зарядделгаш иондор жайлаштып, торчолордун ишинде эркин электрондор баш аламай (жылуулук) киймылда болушат.

2. Металлдардагы электрондорду идеалдык газ катары кароого болот. Бул электрондор эз ара жана торчодогу иондор менен кагыштып, электрондук газ жана иондук торчолор бирдей температурага эз болушат. Ошондуктан, электрондордун баш аламан орточо кинетикалык энергиясы

$$\bar{E}_k = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (5.4.1)$$

бераабер, ал эми электрондордун орточо квадраттык ылдымчыгы

$$\bar{\Pi}_{kb} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (5.4.2)$$

бераабер болушат, менде  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  дж/К. Вольтасынын түрлүктүү саны,  $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг электрондун массасы,

Кадимки биз жашған белгедегу температуралық электрондордун орточо квадраттың ылдамдығын ушул формула менен есептеп көрсек

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

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

бера бар болот. Бул ылдамдық маңыздылықтың оғонун ылдаудың чиңминән зәсеге чоң. Электрондордун эркін учуу аралыты  $\lambda$  болжол менен кристаллдеги берчөдөгү иендердүн ортосундагы аралыкка барабар, ал эми бул эркін учуу убактысы

$$T = \frac{\lambda}{d} \quad (5.4.4)$$

болот. Эгерде металдан ичинде чындалышы  $E$  болгон электр талаасын түзсек, андагы электрондор багыттуу кыймылга ээ болушат. Багыттуу кыймылдың ылдамдығын  $\bar{U}$  менен белгилесек, электрондордун ылдамдығы баш аламан кыймылдың ылдамдығы жана багыттуу кыймылдың  $\bar{U}$  ылдаудын вектордук сумасына барабар болот (5.4.2-чынде)

$$\bar{C} = \bar{U} + \bar{V} \quad (5.4.5)$$

Металлдагы электрондор бөлөнча бул ылдамдықтың орточосун тапсак,

$$\sum_{i=1}^n \bar{U}_i = \sum_{i=1}^n \bar{V}_i + \sum_{i=1}^n \bar{U}_i = \langle \bar{V} \rangle \quad (5.4.6)$$

барабар болот, себеби баш аламан ылдамдыктардың сумасы ( $\sum \bar{U}_i = 0$ ) нелге барабар болот. Ошентип, электрондордун орточо багытталган ылдамдығынын ( $\langle \bar{V} \rangle$ ) багыты электр талаасынын багыты менен бир окто жатат жана карама каршы багытталат.

Эли ушул багытталған ылдамдықтың чоңдугужа есептеп көрөлү.

Ал үчүн 5.1.8-формуладан

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

түнгілуп жана  $j = 10 A/mm^2 = 10^9 A/m^2$  токтун тұтыншылық алалы. Мез еткергүчтүү үчүн  $n = 8 \cdot 10^{28} m^{-3}$

$$\langle \bar{V} \rangle = 8 \cdot 10^{-4} \text{ м/с} \quad (5.4.7)$$

табабыз. Бул ылдамдықтың сан маанисин, баш аламан ылдамдықтың (5.4.3) менен салынтырасак, баш аламан кыймылдың ылдамдығы  $\bar{U}$  багыттуу кыймылдың  $\bar{U}$  ылдамдығынан ( $\bar{U} > \langle \bar{V} \rangle$ )

жекендигин көрбүз. Бул салыштыруудан, еткергүчте етүп жаткан ток, андагы электрондордун орточо кинетикалык энергиясына жана өркин учуу аралыгына таасири тийгизбей тургандыгин көрбүз.

Деми еткергүч аркылуу еткен токтун залкун ченемдүүлүгүне классикалык электрондук тесриянын негизинде түшүнүрдүргүгө көнүл буралы.

I. Омдун дифференциалдык закону. Электр талаасында заряды  $e$  болгон электрондо

$$\vec{f} = e \vec{E} = m \vec{a} \quad (5.4.8)$$

күч таасир етет жана алым талаадай алган ылдамдыгы

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

барабар болот. Ошондуктан, өркин учуу аралыгында электрон-

$\vec{a}$  ылдамдануусу менен учат. Мындаидай электрон, өркин учуу жолунун акырында ион менен кагылышып, езунун энергиясын толугу менен ионго берип, ылдамдыгын жоготот ( $U_{min} = 0$ )

5.4.8-ЧИЙМЕ,

$$a = \frac{U_{max} - U_{min}}{\tau} = \frac{U_{max}}{\tau} \quad (5.4.10)$$

Мындан жана (5.4.4), (5.4.10) формулаларды пайдаланып

$$U_{max} = a \tau = e/m E \tau = \frac{e}{m} \frac{\lambda}{U} E, \quad (5.4.11)$$

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

$$\langle \vec{U} \rangle = \frac{U_{max} + U_{min}}{2} = \frac{U_{max}}{2} = \frac{e}{2m} \cdot \frac{\lambda}{U} E \quad (5.4.12)$$

аныкталат. Мында  $\frac{e}{2m} \cdot \frac{\lambda}{U} = 8$  электрондун сергектиги деп аталаат жана ал электр талаасынын чыналышына кез караңыз эмес. Бул формуласы токтун тыгыздыгынын түрүн масынча (5.4.4) көрп

$$\vec{J} = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \lambda}{m U} \vec{E} \quad (5.4.13)$$

Омдун дифференциалдык законунун формуласын алабыз, же

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (5.4.14)$$

Мында

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \lambda}{m U} \quad (5.4.15)$$

еткөргүчтүн салыстырмалуу еткөргүчүлүгү деп аталат.  
 Бул чоңдук еткөргүчтүн касиетине ( $\mu, \lambda$ ) жана дыны  
 чейредегү абапына ( $\bar{U} = f(T)$ ) жарата болот екен.  
 Ошентип, токтуу тығыздыгы / туурасынын кесилиш алты  
 ( $S=1$ ) бирге баребар болгон токтун күчү), электр  
 галаасынын чынчалыгына түз пропорциялап екен жана етий.  
 Читун салыстырмалуу еткөргүчүлүгүне жарата болот. Еткөр-  
 гүчтүн салыстырмалуу каршылыгы, алым салыстырмалуу еткөрим-  
 үүлүгүне тескери пропорциялап

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{e^2 \bar{U}}{ne^2 \lambda} \quad (5.4.16)$$

жекендигинен, еткөргүчтердүн каршылыгы алардагы эркин  
 электрондордун кристалдан торчонун түйндерүнде жайлана-  
 сан иондор менен кагылышканын натыйжаласы жекендиги келип  
 ыгат. Бир бирдик кесилишке ( $S=1$ ) жана узундукка  
 $de = dI/dt = U/I$ ) ал болгон еткөргүч аркылуу еткөн токтун  
 аконун (5.4.14) карадык (5.4.4-чийме).

Омдун чынжырдын бир тектүү белугү учун закону. Узундугу  
 $L$  жана кесилиши  $S$  болгон еткөргүч аркылуу еткөн токтун  
 аконун табыш учун (5.4.14-формуланы  $L$  жана  $S$  боюнча ин-  
 егралдашыз б.а.

$$\iint_S j dS dl = \iint_L G E dS dl$$

Инде  $j$  жана  $G$ -эткөргүчтүн узун, туурасына көз каранды  
 мес. Ошондуктан алардын интегралдын сыртына чыгарабыз

$$\iint_S j dS dl = \sigma dS / E dl$$

Индан  $U = \int E dl$  жекендигин эске алыш,

$$jSL = \sigma SU \quad (5.4.17)$$

Ал эми  $JS = I$  жана  $G = \frac{1}{\rho}$  жекендигин эске алыш жана

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

элтилеп, 5.4.17- формуладан

$$I = \frac{U}{R} \quad (5.4.19)$$

Интегралын алабыз. Бул узундугу  $L$ , кесилиши  $S$  болгон  
 чынжырдын белугү учун Омдун интегралдуу закону, же кыскача,  
 чынжырдын белугү учун Омдун закону деп аталат (5.4.5-чийме)  
 Инде  $R$ -эткөргүчтүн каршылыгы деп аталат жана ал еткөргүч-

тегине ( $\rho$ ), узундугуна жана кесилиш аятына жараша болот экен.

3. Омдун ар тектүү чынжыр үчүн закону ЭКК булагына туташтырылган еткергүчтүн белугу үчүн закону табалы (5.4.6-чийме). Мында чынжыр үчүн Омдун дифференциалдык законун (5.4.14) темендөгүдөй жазып алууга болат.

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

Мында  $E^*$  бетен күчтүн талаасынын чындалышы. Бул формуласы еткергүчтүн белугунун узундугу  $L$  жана кесилиш  $S$  боюнча интегралдан

$$\int_S ds \int_L dl = \sigma \int_S ds [ \int_L E_e dl + \int_L E_e^* dl ]$$

Мурда сизге

$$\int_A^B E_e dl = U_{AB}, \quad \int_A^B E_e^* dl = E_{AB}$$

экендиги белгилүү. Ошондуктан,

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

Мындан

$$I = \frac{U_{AB} + E_{AB}}{R + r} = \frac{U_{AB} + E_{AB}}{R_T} \quad (5.4.21)$$

Мында  $R_T = R + r$  - чынжырдын белугунун толук каршылыгы,  $R$ -сырткы еткергүчтүн,  $r$ -ЭКК булагынын ички каршылыгы,  $E_{AB}$  жана  $U_{AB}$  тандалган еткергүчтүн белугуне аракет кылган ЭКК жана анын учтарындагы потенциалдардын айырмасы. Биз талкын 5.4.21-формула, Омдун бир тектүү эмес чынжырдын белугунун закону деп аталаат.

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

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

Омдун туюк чынжыр үчүн закону аладыз.

5. Джоуль-Ленцтін закону электрондук теория ток етүп жаткан еткергүчтөн жылуулук белугуну кубулушунун себебин туңдуре алат. Чындыгында але электрондун эркин учууин убагында электр талаасынан алган кинетикалык энергиясын (5.4.11- формулалык пайдаланып)

$$\Delta E_k = \frac{m U_{\text{тек}}}{2} = \frac{e^2 R^2}{2 m U} E^2 \quad (5.4.23)$$

бәрабар болот. Ар бир электрон ион менен кагышканда бул энергияны иондук торчого берет жана металдан ички энер-

гиясы жогорулап, ал ысый баштайды.

Ар бир электрон секундасына  $V = 1/\tau = \bar{U}/\lambda$  жолу иондор менен кагылышат. Ошондуктан, бир секундадагы бирдик көлемдегү электрондордун бир секундада кристаллдык торчного берген энергиясы

$$W = nV \Delta E_k = \frac{n e^2 \lambda^2}{2 m \bar{U}^2} \frac{\bar{U}}{\lambda} E^2 \quad (5.4.24)$$

барабар болот. Мұнда  $n$  бирдик көлемдегү электрондордун саны, жана

$$\sigma = \frac{n e^2 \lambda}{m \bar{U}}$$

әкендиғин есke алсақ

ал энергия

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

барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтін дифференциалдык закону дең аталат жана ал ток етуп жаткан бирдик көлемдүү өткөргүчтөн бир секундада белгілі чыккан жылуулукту мүнәздейт. (5.4.4-чылым).

Узундугу  $L$ , туурасынан кесилиши  $S$  болгон өткөргүчтөн  $t$  убактысында белгілі чыккан жылуулукту табыш үчүн 5.4.25-формуланы  $L$  жана  $t$  боюнча интегралдоо керек (5.4.5-чылым).

$$\iint_{S L t} W dS dt = \iiint_{L t} \sigma E^2 dS dt$$

Бул барабарлыктын сол жағын  $Q$  тамгасы менен белгилеп,  $\int \sigma E^2 dS dt$  әкендиғим есke алып

$$Q = \int_S dS \int_L dt / E dt = / S U t$$

жо ток етуп жаткан өткөргүчтөн  $t$  убактысында белгілі чыккан жылуулук

$$q = I Ut \quad (5.4.26)$$

барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтін интегралдуу закону дең аталат б.з. ток етуп жеткан өткөргүчтөн белгілі чыккан жылуулук

$Q$  токтун күчүнүн  $I$  өткөргүчтүн кесиндилигин учтарындағы чыналуунун  $U$  жана убакыттын  $t$  кебейтүндүсүнө барабар экен.

## 5.5. КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРСИДҮК ТЕОРИЯДАК КЕЧКЕДИЛТЕРИ

Ошентип, электрондук теория таңылғыбалардан алынган Сидун, Дюуль-Ленцин закондорун туура түшүндүре алат. Бирок, ал турактуу токтуу кээ бир закондорун туура түшүндүре албайт.

I. Еткергүчтүн каршылыгын температурадан болгон кээ карандылыгы таңылғыбада темендегүдөй түшүнүрүлөт.

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

Чында  $\alpha$ -Цельсия шкаласы болонча температура,  $T$ -абсолюттук температура шкаласы,  $\alpha$ -каршылыктын температуралык көзбүрүштүүсү,  $R_0$ -нел градус температурадагы каршылык (5.5.1-чи мең). Ал эми классикалык электрондук теориядан, (5.4.16, 5.4.2. формуладан)

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2\pi k}{n e^2} \bar{\tau} - \sqrt{T} - T^{1/2} \quad (5.5.2)$$

каршылык температуралын  $1/2$  дарежасына түз пропорциялаш экендигин көрөбүз. Ал эми таңырылбадан алынган ფормулада (5.5.1) каршылык  $R \sim \rho \sim T$

температуралык биринчи дарежасына түз пропорциялаш экендиги көрүнөт.

Ошентип, электрондук теория температура ескенде, еткергүчтүн каршылыгы чөйрөрүн туура түшүндүре албайт экен.

### 2. Езгече еткерилүүлүк (сверхпроводимость)

5.5.1-формуладан, температура нелге умтулганда, еткергүчтүн каршылыгы да нелгө умтулары көрүнүп турат, б.з.  $T=0$  болгондо. Бул закон биз жапаган чөйредегү температуралык езгерүү чектери учун туура болот. 20-килограммунда газдарды сүккүткө алланырууну хана алардин жардамы менен ете теменкү (абсолюттук нелге жакын) температуралык алууну үйрениптуу, бие теменкү температууралык еткергүчтердин каршылыктарын изилдеп, Голландиялык окумуштуу Камерлинг-ОНнес, 1911 жылы сымалтчын каршылыгы  $T=4.2\text{K}$  сүюк Гелийдик кайнзо температурасы<sup>1</sup> тап тақыр жоголуп кетерин байкады (5.5.1-чи мең) кийтингерээк, сымалткан башка кээ бир заттар теменкү температураларда каршылыктарын жоготору аныкталды.

Өткөргүчтердүн теменкү температурадагы каршылыктарын жоготту кубулушу өзгөче өткөрмүлүлүк, хана мындай өткөргүчтердүн өзгөче өткөргүчтер деп аталыт. Ар бир өзгөче өткөргүчке өзүнчө температуралын чеги туура келет ( $T_f$ ). Эгерде өткөргүчтүн температурасы шул температурадан темен болсо ( $T < T_f$ ), өзгөче өткөрмүлүлүк пайды болот, ал эми  $T > T_f$  болгондо бул кубулуш жоғалот. Өткөргүч өзгөче өткөрмүлүлүк абалына еткөнде, магнит талаасын сүрүп чыгат, б.а. ар бир өзгөче өткөргүчтер түн чектүү магнит талаасының чынчалышы  $H$ , туура кетет. Эгерде сырткы магнит талаасының чынчалышы  $H > H_f$  болсо,  $T < T_f$ , экендигине карастан өзгөче өткөрмүлүлүк жоғолот.

1960-жылдардын аяк чөндерине чейин өзгөче өткөрмүлүлүк түн чеги 23 Кельвиндеп (К) кетерүлбедү (-250°C) Отондуктан, мындай кубулуп ете теменкү температурадагы өзгөче өткөрмүлүлүк деген атка конду. Бирок, 1988 -жылда немец окулуттуулары кээ бир кошумалар ('керамика') ~100K температурадагы өзгөче өткөрмүлүлүктүү алууга жетишти. Бул, экиркы жылдардагы илимдеги эң чоң ачылыш болду. Кээ бир кошумалар, аларни бир шарттарда, комнаталык температурада (300 K) өзгөче өткөрмүлүлүк касиетке ээ болору байкалды. Бул кубулум жогорку температурулдуу өзгөче өткөрмүлүлүк (OTEE) деп аталац калды. Бул кубулуштун негизинде хана приборлор, жакы системалар курула баттады.

Өзгөче өткөрмүлүлүк кубулушу классикалык электрондук теория менен түшүндүрүлбейт. Ал үчүн кванттык теория колдонулат.

Ошентип, электрондук теория өткөргүчтүн каршылыгынын температурадан болгон кез караандылыгын түшүндүрүүгө жеткилдиктүү модельди күчагына албайт экен.

### 3. Видеман-Францтын закону

Металлдар жогорку электр өткөрмүлүлүгүнө изна ээ болбостон, жогорку жылуулук өткөрмүлүлүгүнө да ээ. Анын бол касиеттери эркин электрондор менен түшүндүрүлөт. Видеман-Франц эмпирикалык жол менен өткөргүчтердүн жылуулук

еткөрүмдүлүгүнүн анын электр еткөрүмдүлүгүне болгон каттың бердик металдар үтүн бирдей жана температурага түз пропорциялат деген законду аныкташкан. Металлдагы электрондорду "идеалдуу газ" деп алғанбыз. Анын жылуулук еткөрүмдүлүгү

$$X = \frac{1}{2} n k T \quad (5.5.3)$$

Бул түртмактын 5.4.15 -туңтмага койсок

$$\frac{X}{T} = \frac{1}{2} \frac{e \bar{n}^2 \lambda}{n e^2 \lambda} 2 m U = k \frac{m \bar{n}^2}{e^2}, \quad \frac{m \bar{n}^2}{2} = \frac{3}{2} k T$$

еске алып

$$\frac{X}{T} = 3 \left( \frac{k}{e} \right) T \quad (5.5.4)$$

барабар болот. Эгерде Максвелдин теориясындагы газдардын молекулаларында ылдаңылтардын бедунушун еске алсак, 5.5.4.-формулаада "3" коэффициентинин ордуна "2" көлгүлүү перек. Ошентип, теория менен эксперименттин ортосундагы айрыма ( $3/2$ ) все болот экени.

Классикалык электрондук теория булардан башка дагы металлдардын жылуулук сыйымдүлүгүн туура түшүндүре албайт

Бул классикалык теориядагы күйүнчиліктар, анын толук смес эксперименттердеги көрсөткүчтердөн кубулумтардын квант механикасында түшүндүрүлөт.

## 5.6. ОДУРУН ЖАЛПИЛАНГАН ЗАКОНУ НЕ ТАРМАКТАЛГАН ЧЫНЫР ЧУН КИРХГОФТУН ЗАКОНДОРУ.

Тармакташкан чынырлардын алым белүктериндеги токторду аныктоо күйүнчиліктарга алыш келет. Үндәй чынырлар чунки Кирхгофтук (закондорун) эрежелерин колдонулат. Үндәй зерене экөс:

I. Чындырдын түйүнүнче кирген токтордун алгебралык сумасы нөлге барабар (5.6.1-чынме)

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

түйүн деп экиден көп еткөргүчтердүн туташкан чекитти айтабыз. Эгер ток түйүнгө кирсе бир белги менен алышса, андан чыккан ток карата-каршы белги менен алышат. 5.6.2-чын медеги A,B,C, D,E -чекиттери түйүндердү түзүштөт. Бул түйүндердүн аралыгында каршылыктар  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \dots$ , ЭКК булактары  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$  болушат.

II. Ар бир түрк чындырдагы каршылыктардан алар аркылуу еткен токторго болгон кебейтүндүлөрүнүн (каршылыктардагы потенциалдарын темендешү) алгебралык суммасы андагы ЭИК (электр күйнүлдөткүч күчтерүнүн) алгебралык суммасына барабар

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n E_i \quad (5.6.2)$$

Акырын формуласы жайлы жана учун теменкү аракеттерди касоо керек: 1. Чындырдын ал бир элементти аркылуу етүүчү токтун багытын шарттуу түрдө көрсөтүү;

2. Түрк чындырдын элементтерин күйнүү багытын тандоо (сааттын жебесинин айлануу багыты бөйнчя же карама-карши (5.6.2-чиýме).

Эгерде токтун багыты менен көдүрүү багыты да келсе  $I_i R_i$  он белги менен карама жары болсо терс белги менен жазылат. Ошондой эле ток ЭИК булагынын он уолунан чыгып, терс уолуна кирсе  $E_i$  он белги менен алынат.

Мисалы; ABCEA чындыры учун:

$$I_1 r_1 + I_2 r_2 - I_3 r_3 - I_4 r_4 = E_1 - E_2 - E_4 \quad (5.6.3)$$

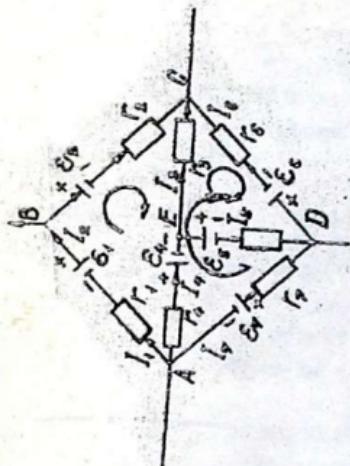
ABCD A чындыр учун:

$$I_4 r_4 + I_3 r_3 - I_5 r_5 - I_6 r_6 = -E_4 - E_6 + E_7 \quad (5.6.4)$$

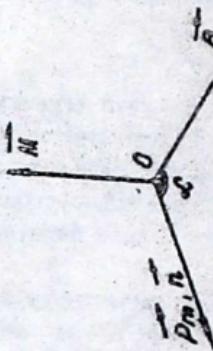
түйүнү учун Кирхгофтин биринчи закону

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

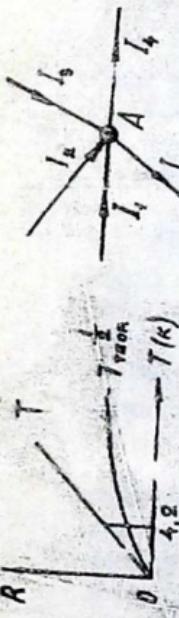
Миндай төндемелердин саны тармактан чындырдагы белгисиз параметрлердин ( $I_i R_i E$  жб) санына барабар болуу керек. Бул алгебралык төндемелердин системасынан белгисиз керектүү параметрлерди аныктаоого болот.



5.6.1 - چارچینگ

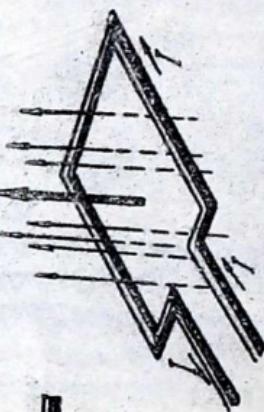


5.6.2 - چارچینگ

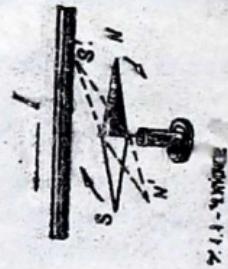


5.5.1 - چارچینگ

5.5.1 - چارچینگ



5.12 - چارچینگ



5.13 - چارچینگ



5.14 - چارچینگ

## ЭЛЕКТРОМАГНИТИЗМ

### Глава-7. Турактуу токтун магнит талаасы.

#### 7.1. Магнит талаасы. Магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$ .

Байыркы гректерге, турактуу магниттер жана алардин темир бүйүрдөрдүн езүнө тарта турган жандемдүүлүтерү белгилүү болгон. Жер тары да магнит болуп эсептелет. Илгерки күтайлар жердин магниттин касиеттин пайдаланып компастын жасашкан.

Биз мурда электр зарядтарынын айланасында электр талаасы пайдада болорун көргөндөй, турактуу магниттердин жана электр токторунун айланасында магнит талаасы пайдада боло тургандытын көптөгөн тажырыбадар көрсөткөн. Турактуу магнитти же ток етүп жаткан (токтуу) еткергүчтүү магнит талаасынын киргизгенде аларга күч таасир этет. Магнит талаасы деген атты токтун талаасынын магнит жебесине болгон таасирине айланыштырышат. (Эрстеттин тажырыбасы, 1920 ж, 7.1.1-чийм). Эгерде туз еткергүчтүү магнит жебесине жакын жана жарыштырылғанда жайланыштырып, ал аркылуу ток жиберсек жебече еткергүчкө перпендикуляр бағытты көздөй айланат. Токтун күчү канчалык кеп болсо, жебече ошончолук перпендикулярдуу болууга умтулат.

Магнит жебесин жердин үстүнүн койсок бир учу түндүктүү, экинчи учу түштүктуу көздөй дайыма бағыттанат. Жебенини түндүктүү көздөй дайыма бағыттанат. Жебенини түндүктүү караган учун түндүк уул деп  $\ell$  тамгасы менен белгилеп, ал эми түштүктуу караган учун түштүк уул деп  $\vartheta$  тамгасы менен белгилеп көрлөн.

Магнит талаасы токтуу еткергүчкө да аракет кылат.

Электр тогу заряддуу белүкчелердүн бағыттуу кыймыллы болгондуктан: 1) Магнит талаасы кыймылдагы заряддарга жана аракет этет, ал эми кыймылсыз турган заряддарга таасир этбейт. Бизге белгилүү электр талаасы ар кандай обзидагы (тынч жана кыймылда) заряддарга таасир этерин эске салаймы. 2). Ошондой сөле токтун айланасында магнит талаасы пайдада болгондуктан, ар бир кыймылда болгон зарядын айланасында да магнит талаасы пайдада болсун деген жаһандыкка келебиз.

3). Электр заряды күйілдеганданда анын алланасында электр талаасына кошумча магнит талаасы пайде болот екен.

Көнтеген тауарыбалардың негизинде магнит талаасының булаты болуп күйілдегі заряддар б.з. электр тогу зептерчі аныкталған.

Магнит талаасын мүнездес  $\rightarrow$  үчүн магнит индукциясының вектору  $\vec{B}$  киргизилет. Эми бул чондукту қоңтил аныктоо жана елчее керек?

Ал үчүн магнит талаасының магнит жебесине, кылган аракетин пайдаланып болор зе. Бирок, ал үчүн магнит жебесиң магниттик касиетті белгилүү болушу керек. Бирдей касиеттеги жебелерди жасоого болбайт жана убакыт еткен салындардың магниттик касиети езгерет.

Олондуктан магнит талаасының токтуу еткергүчке аракетин пайдаланыбыз. Ток етүп жаткан алкакты (рамканы) магнит талаасына кигизгөндө, ал айланып кандайыр бир белгилүү бағытка буруларын тауарыбалар көрсеттү. Ал бағыт магнит талаасының бағытына жараша болору аныкталды. Бул алкактын магнит талаасында айланышы, ега күчтүн ийини (момент сили)  $M$  таасир этерин көрсетет.

Оментип, магнит индукциясының векторун аныктоо үчүн токтуу алкакты алабыз. Миндай алкак аркылуу еткен токтун күчү  $F$  жана ал курчаган тегиздиктик айнты  $B$  белгилүү болсо, ины ченелүү алкак деп коебуз. Ченелүү алкакты мүнездеб чу чондук катары алкактын магнит ийининиң вектору  $\vec{P}_m$  (вектор магнитного момента) кигизебиз

$$\vec{P}_m = I \vec{S} \vec{h}$$

Минда  $\vec{h}$  ошол алкак курчаган тегиздикте тургузулған нормалдың бирдик вектору (7.1.2-чийме). Эгерде бураманын туткасының айланыш бағыты токтун бағыты менен даи көлес нормадының бағыты катары оң бураманын кылыш бағыты алынат.

Упундай токтуу алкакты магнит талаасыне жайлап-шырсак, иңде алкак айланыш, төц салынтуу абалды өзөйт  $(M=0)$ . Ошол алкактын нормалының бағыты магнит талаасының бағытын көрсетет.

Ченелүү алкакта таасир еткен күчтүн ийини  $M$  алгылдан магнит ийинине  $P_m$  жана магнит индукциясының векторуна түз проприяллаш аныктыгын тауарыбалар көрсетет, б.з.

$$\bar{M} = k' \Gamma \bar{\rho}_m \bar{B}] \quad (7.1.2)$$

Ендө  $\lambda'$  тажырылбадан аныкталууту пропорция коэффициенти, же

$$M = k' \rho_m B \sin(\vec{n}, \vec{B}) \quad (7.1.3)$$

7.1.2. же 7.1.3 формуладан магнит талаасынун, алкак жайлапкан чекиттеги чондуктун ( $B$ ) аныктсого болот (7.1.3-чийе). Эгерде  $\bar{\rho}_m = 1$  деп, жана алкактын нормалы  $\lambda$  менен  $\bar{B}$  вектору-нун ортосундагы бүрч  $\phi = 90^\circ$  болсо, 7.1.3-формуладан  $B = M$  экендигин алабыз б.а. мындай шартта магнит индукциясын  $\bar{B}$  күттүн ийинине  $M$  барабар болот. Олентип, магнит индукциясын  $B$  вектору  $\bar{B}$  бирдик магнит ийндуу ченелүү алкакка таасир эткей күттүн ийинине барабар екен. Демек  $\bar{B}$  магнит талаасынун куттук түнөздөмөсү болот.

Магнит талаасын ушундай накма менен алчеш үчүн ченелүү алкактын өлчөмдерүү жеткиликтүү кичинекей болуш керек, б.а. алкактын тегиздигинин ар биң чекиттинде  $\bar{B}$  бирдей (бир тек-түү) болупу керек.

Магнит талаасын электр талаасы сыйктуу але күч сзыктардын жардамы менен суреттеп көрсөтүүгө болот. Магнит индукциясынын күч сзыктары анын ар бир чекитине жүргүзүлген жана сизик  $\bar{B}$  векторунун багыты менен дал келгендей кылыш жүргүзүлөт. Магнит талаасынын чондугу бул сзыктардын тыгыздыгы аркылуу суреттөлөт (7.1.4-чийе).

Магнит талаасынын күч сзыктары дайыма түок болушат жана токтуу откөргүчтүү курчап турушат.

Эгерде токтуу откөргүч ар кандай чайреде (бонтукта, диэлектриктердин же магниттик материалдардын ичинде ж.б.) жайланишта, ар кандай чайреда  $B$  ар түрдүү чондукта болот. Себеби чайрөлөр атомдордон, молекулалардан турат. Алардагы айланып жүргөн электрондор микротокторду түзүшет. Ар кандай ток сыйктуу эле бул микротоктор дагы езүнүн магнит талаасын түзүшет. Бул езүмдүк магнит талаалар токтуу откөргүчтүн (макротоктун) магнит талаасы менен котулат. Олентип, магнит индукциясынын вектору  $\bar{B}$  макро жана микро токтордун магнит талааларчын сумасына барабар екен.

Бонтукта (закууда) жайланишкан токтуу откөргүчтүн (макро-

токтун) магнит талаасын мүнәздөө үчүн магнит талаасынын чынчалышы  $\vec{H}$  деген чондук көрүзилет, ал  $\vec{B}$  сияктуу эле вектор тана күчтүк мүнәздөмө.

Демек,  $\vec{B} = \vec{H}$  (абсолюттук системасында -СГСМ)  
 $B_B = \mu_0 H$  СИ системасында

Мында -магниттик туралтуу сан,

СГСМ-системасында  $M_0 = 1$

СИ-системасында  $M_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$

Заттердым магниттик касиети магнит етүмдүүлүгү миңен мүнәздөлөт. Эгерде токтун алланасында көндайдыр бир чайре болсо, анчын магнит талаасы чайре жок көздөгиге салыптырганда  $M'$  эсе чоң болот экен (бул жөнүндө кийинчөрөк толугураак токтолабуз), б.а.

$$\vec{B}' = \mu \vec{B}_B = MM_0 \vec{H} \quad (7.1.4)$$

$M$ -чайранун магнит етүмдүүлүгү, еличесүз сан.

$\vec{B}_c$ -боштуктагы магнит талаасынын ишдүкциясы

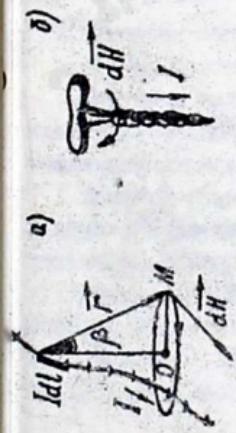
## 7.2. БИО-САЗАР -ЛАПЛАСТИН ЗАКОНУ

Туралтуу токтун магнит талаасынын закон чөнөмдүүлүктөрүн тажирыйба жүзүнде БИО жана Сазар ездөттүргөн, анын математикалык формула түрүнде Лаплас жазган.

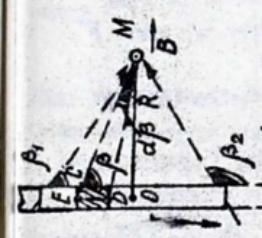
Магнит талаасынын булагы болуп ток эсептөлөриче илендик. Бирок, магнит талаасынын чондуултари  $\vec{B}, \vec{H}$  токтун күчүнө гана эмес, ошол ток сүйт жаткан контурдун калибина да жараша болот. Бул күйнүгүйткөн күтүлүп үчүн: 1) Ток сүйт жаткан контурду жөнекей тана етө кичинекей  $dI$ /белүктөргө (элементтерге) белүлкөн жана бул элементти токтун күчүнө болгон көбйтүнүсүнө токтун элементи  $dI$  деп атаскан. Магнит талаасынын чондугу токтун элементинен гана көз каранды болот. 2) Ток сүйт жаткан контурдун толук магнит талаасы ошол элементтер түзгөн элементтардын магнит талаалардын векторлук сумасына берабар болот (суперпозиция принципи).

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

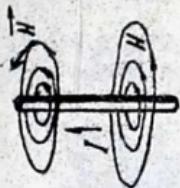
Олентип, токтуу еткөргүчтүн магнит талаасын табыш үчүн, адегеңде токтун элементийин магнит талаасынын закон чөнөмдүүлүгүн табыш көрек экен, б.а.  $d\vec{H} = f(I dI, r...)$  табуу



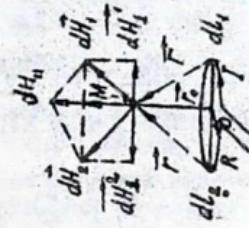
7.2.1 - ЧИСЛЫ



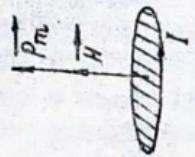
7.3.1 - ЧИСЛЫ



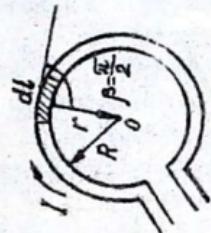
7.3.2 - ЧИСЛЫ



7.4.1 - ЧИСЛЫ



7.4.2 - ЧИСЛЫ

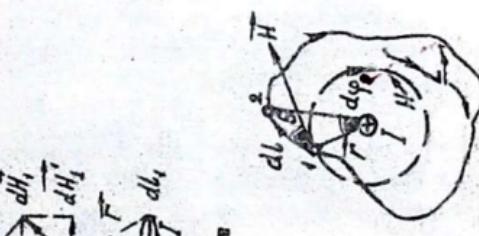


7.4.3 - ЧИСЛЫ



7.4.4 - ЧИСЛЫ

7.5.1 - ЧИСЛЫ



мерек. Бул закон ченемдуулукту Бис-Савар -Лапластар табыс  
кан (7.2.1<sup>3</sup>- чијме)

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

Хе вектордук турде

$$d\vec{H} = k \frac{[Idl \times \vec{r}]}{r^3} \quad (7.2.3)$$

Минда  $\vec{r}$  -радиус вектор,  $k$  -пропорция коэффициенти:  
 $K = 1$  -СГСИ системасында,  $k = \frac{1}{4\pi}$  СИ системасында.

Ошентип, токтун элементи  $|Idl|$  дин  $r$  аралыгында түз-  
ген магнит талаасы  $dH$  ошол токтун элементине  $|Idl|$  жана  $\vec{r}$   
векторлорунун ортосундагы бурчтун синусунун  
көбейтүндүсүне түз пропорциялат ал ами аралыктын квадра-  
тина тескери пропорциялат.

Элементтердик магнит талаасынын бағыты  $|Idl|$  дин бағытына  
салынтырумалу он бурамашын арежеси болинча айыкталат (7.2.  
1<sup>5</sup>-чијме). 7.1.4-формуланың нәризинде  $dB$ ны  $dH$ аркылуу  
темөндеңүче туултуудат

$$dB = k_m n_o \frac{[Idl \times \vec{r}]}{r^3} \quad (7.2.4)$$

Бис-Савар-Лапластык жана спирпозиция принципин колдонуп  
ар кандай түрдөгү контурлар аркылуу еткен токтордун магнит  
тэлзесин табууга болот. Төмөнде узул болинча эки иисал карай-  
луу.

### 7.2. ТҮЗ СИЛДИКТУУ ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Түз токтун  $R$  аралыгында жаткан  $M$  чекитиндеги магнит  
талаасын табалы. Бул токтун ар кандай элементтери  $|Idl|$  чүнүн  
 $dH$  магнит талаасынын бағыты бирдей болгондуктан алардын  
суперпозициясы алгебралык суммасына барабер болот (7.3.1)  
(7.3.1-чијме). Олондуктан, Бис-Савар-Лапластын законуна  
(7.2.2). Суперпозиция принципин (7.2.1) колдонуп,  $M$  чеки-  
тиндеги түз ток түзген магнит талаасынын чынчалылын Н таба-  
быз. Бирок, биз анырын колдонугчук формулада берилген сис-  
темалык оличено турган чондууларын аркылуу ( $I, R, \beta$ ) түн-  
туптуубуз керек. Ошентип,

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

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

L-контурдун ток етүү жаткан узунлугу

7.3.1-формуладагы  $r, \alpha, l, \beta$  параметрлерин алгачкынан чөндүк-тарга алмаштырылып 7.3.1-чындан уч бутчуктерден

$$\angle ODM = r = \rho / \sin \beta \quad (7.3.3)$$

$$\text{уч бутчук } \angle CDE = DC = d / \sin \beta \quad (7.3.4)$$

$$\text{уч бутчук } \angle DMC = DC = rd \beta \quad (7.3.5)$$

7.3.4 жана 7.3.5 формулаларды тендереп, жана 7.3.3 эске алып

$$dL = \frac{rd\beta}{\sin \beta} = \frac{R d\beta}{\sin^2 \beta} \quad (7.3.6)$$

Эми (7.3.6) жана (7.3.3) формулаларды (7.3.1)-законго көйтөп төмөнкүнү алабыз

$$N \quad dH = \kappa \frac{I}{R} \sin \beta d\beta \quad (7.3.7)$$

Бул түртмай  $dL$ - элементинин токтон  $I$  арасындағы  $dH$  магнит талаасын аныктайды. Бердик элементардык тонгорудун  $M$  чекитидеги түзген талаасын табыш үчүн 7.3.7 түртмага суперпозиция принципин (7.3.2) колдонобуз, б.з.

$$H = \int dH = \kappa \frac{I}{R} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta d\beta = -\kappa \frac{I}{R} \sin \beta \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} = \kappa \frac{I}{R} (\sin \beta_2 - \sin \beta_1) \quad (7.3.8)$$

Бул формула ишке түз ток үчүн колдонулат.

Егерде түз токтун узундугу чексиз болсо,  $\beta_1 = 0 : \beta_2 = \pi$  чексиз түз ток үчүн (7.3.8) тендереден  $H$  үчүн төмөнкүнү алабыз

$$H = 2\kappa \frac{I}{R} \quad (7.3.9)$$

Ошентип, чексиз түз токтун магнит талаасынын тыңалыты токтун күчүнен  $I$  түз пропорциялаш, ал эми андан каралған  $M$  чекитине чейинки  $R$  арасынка тескери пропорциялаш экен.

Аныктан түртмай түз токко перпендикуляр болғон тегиздиктеги  $R$  арасында жаткан бардык чекиттер үчүн бирдей болгондуктан, бул чекиттердин орду вайланышы туэт.

Ошындыктан, түз токтун магнит талаасынын күч сыйкыттары борбору токто жаткан борбордош айланалардын тобуи түзүштөт. (7.3.2-чында). Магнит талаасынын күч сыйкыттарынын бағыты он бурамалын зәрелеси бойнча аныкталат.

#### 7.4. ТЕГЕРЕК ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Радиусу  $R$  болгон айланы аркылуу жүргөн / тогунун анын борбору аркылуу ёткен огундагы магнит талаасын табайтын (7.4.1-чийме). Ал учун дагы эле Био-Савар-Лапластын (7.2.2) жана супперпозиция принципин колдонобуз (7.2.1). Мурдаштай але контурдун параметрлерин елчеке турган /  $R, r$ , чондуктары аркылуу түрнталы, 7.4.3-чиймеген:  $dH_1 = \frac{I dl}{r^2}$  болгондуктаян  $\beta = 90^\circ$ ; яна  $dH_1 = dH_2 = dH$ , жана  $dH_2$  векторлорун окко перпендикулярдуу  $dH_1$  жана жарыш  $dH_2$  түзүүчүлөргө аширатсак  $dH_1' = -dH_1^2$ ,  $dH_2 = dH \cos\alpha$  болот. Буга (7.4.1) көмп теменкүнү алабыз  $dH = k \frac{Idl}{r^2}$  (7.4.1)

$$dH_n = dH \cos\alpha = k \frac{Idl}{r^2} \cos\alpha \quad (7.4.2)$$

Эми супперпозиция принципин колдонолу.

Анда  $dH_1 = \sum_{i=1}^N dH_1^i = 0$  себеби  $dH_1 = -dH_1^2$   
Ошондой зле айланын карама-каршы жактарындагы ушулдай күп элементтеринин магнит талааларынын нормалдуу түзүүчүлөрү  $dH_1$  бирин жоушуп, натыйжада алардын бардыгынын суммасы нелгэ барабар болот. Ал эми жарыш түзүүчүлөрү  $dH_n$  бир багытту болгондуктан кошулатшат, б.а.

$$H = \oint dH_n = k \frac{\int \cos\alpha dl}{r^2} \quad (7.4.3)$$

$\angle MON$ та бурчтукунан пифагордун теоремасын иегизинде  $r^2 = r_0^2 + R^2$  жана  $\cos\alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + r_0^2}}$  экендигин табабыз.

Айрыкыларды 7.4.3-түрнгимага көмп, теменкү барабардынкын алабыз

$$H = k \frac{2\pi RI}{R^2 + r_0^2} \frac{R}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}} = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + r_0^2)^{5/2}} \quad (7.4.4)$$

Бул түрнгим тегерек токтун күчү  $I$  контурунун радиусу  $R$  жана тегеректин борборунан  $r_0$  араликтатын окто жаккан  $M$  чекиттингеди магнит талаасынын чынчалышы ( $H$ ) аныктайт. Эми четки чектеги усулларды карейли:

1). Айланамын борбору учун  $r_0 = 0$  болгондуктан, борбордогу магнит талаасы

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

Барабар болот

2). Төсгерисинче  $r \gg R$  болсун. Анда  $r_0^2 \gg R^2$   
болгондуктан, (7.4.4) -тәндемеден

$$H = \kappa \frac{2\pi R^2 I}{r_0^2} = \kappa \frac{2IS}{r_0^2} = \kappa' \frac{\rho_m}{r_0^2} : \rho_m = \kappa' IS$$

$\rho_m$ -контурдун магниттілігін ийини.

Ошентип, кичинекей тегерек контурдун магнит таласын

$$\vec{H} = \frac{\kappa'}{r_0^2} \frac{\rho_m}{r_0^2}$$

контурдун магниттік ійине  $\vec{\rho}_m$  түз пропорциялел  
жана багыты менен дал идет экен (7.4.2-чыңме).

Тегерек токтуын магнит талаасынын күп сыйкытары, ток  
курчаган түрк айланалард и болушат. Борбору архылуу еткөн  
күп сыйк айланым огу менен дал келет (7.4.4-чыңме).

### 7.5. МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЧЫЗАЛЫК ВЕКТОРУНУН ЦИРКУЛЯЦИСЫ ЖЕҢҮНДЕГУ ТЕОРЕМА (ТОЛУК ТОКТУУ ЗАКОНУ)

Ар кандай токтуу еткөргүчтүн же еткөргүчтердүн тобу-  
нун түзгөн магнит талаасын Био-Савар Лапластиң законунун  
жана супперпозиция принципин негизинде табууга боло  
турғандығын жогоруда көрсеттүк. Бирок бул жою жөнекей  
учурлар үзүн (түз жана тегерек токтор) ыңгайлуу, бирок  
жалпы жөнүнөн өзүн актабаган узун жана таттал эсептөөлөр-  
ге алыш келет. Тогу бар еткөргүчтердүн магнит талаасын  
табуунун жөнекей закону болуп, магнит талаасынын чызалык  
векторунун ( $\vec{H}$ ) циркуляциясы жөнүндегу теорема эсептелет.  
Ал үчүн адегендеги векторунун циркуляциясы эмнеге барабар  
экендигін аныктайы.  $I$  тогун курчаган контур  $L$  ушул ток-  
ко перпендикуляр тегиздикте жатсы (7.5.1-чыңме).  $H$  век-  
торунун түрк  $L$  контурду боюнча болгон циркуляциясы деп,  
ушул түрк контур боюнча ски  $H$  жана  $d\vec{l}$  (контурдун элементи)  
векторлорунун скалярдык кебейтүндүсүнөн алынган интеграл  
аталат, б.а.

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \oint H \cos(\vec{H}, d\vec{l}) = \oint H dl \quad (7.5.1)$$

Мында  $H_\theta = H \cos \theta$ .  $\vec{H}$  векторунун  $dl$  элементтіндеги  
проекциясы,  $\angle \theta = (\vec{H}, d\vec{l})$ .

$$7.5.1\text{-чыңмада } dl_0 = d \cos \theta, \quad dl_0 = r d\varphi, \quad (7.5.2)$$

Түз  $I$  токтуун  $r$  аралығындағы магнит талаасынын чызалык

$$H = \mu \frac{2I}{R} \quad (7.5.3)$$

жекендигин жана 7.5.2-түрлөмдөлдерди анын алдын, 7.5.1-формуладан

$$\oint H_i dI = \kappa 2I \oint d\varphi$$

7.5.4)

алабыз.

Бул түрлөмдөл, интегралдын параметри болуп ток еткен еткергүчтүү айланган  $\varphi$  бурчу эсептелет. Биз  $\angle$  контуру боюнча толук айланыш чыksак  $\varphi$  бурчу одон 2 $\pi$  чейин езгерет б.а.

$$\oint H_i dI = \kappa 2I \int_0^{2\pi} d\varphi = \kappa 4\pi I$$

7.5.5.)

Бул интеграл, эгерде  $\angle$  контуру жаткан тегиздик  $I$  тогуна перпендикуляр болбосо да туура болот. Себеби  $dI$  векторун  $I$  тогуунун багытына жарыш жана перпендикуляр кылыш ажыратканда  $dI = dI_{||} + dI_{\perp}$

$$HdI = HdI_{||} \cos(\vec{H} \cdot \vec{dI}_{||}) + HdI_{\perp} \cos(\vec{H} \cdot \vec{dI}_{\perp}) : \cos(\vec{H} \cdot \vec{dI}_{||}) = 0$$

б.а.  $dI$  векторунун перпендикуляр түзүүчүсү  $dI_{\perp}$  гана мазните ээ болот.

Биз жогоруда  $I$  тогуун курчаган толук  $\angle$  контурин каралык. Эгерде мындай толук контур токту курчабаса  $\oint H dI$  иелге барабар екендигин сонай але көрсөтүүгө болот.

Эгерде толук  $\angle$  контуру бир нече токторду курчаса (7.5.2-чийме) бул интеграл

$$\oint H_i dI = \kappa 4\pi \sum_{i=1}^N I_i$$

7.5.6)

б.а. Магнит талаасынын чынчалыш векторумун толук контур боюнча циркуляциясы сан жагынан ошол контур курчаган токтордун алгебралык сумасын  $\kappa 4\pi$  кебейткенге барабар ажырат. Бул биз жогоруда атаган теореманин аныктасы болуп эсептелет. Бул теореманин толук токтурин закону деп да атап көштөт.

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

$I_1$  тогу бир жолу,  $I_2$  тогу еки жолу,  $I_3$  тогу курчалбайт,  $I_4$  тогуунун багыты карама-каршы.

Бул теорема магнит талаасынын негизги закону болуп эсептелет, б.а. 7.5.6-формуладан: 1) Магнит талаасынын булагы болуп электр тогу эсептелет. 2) Магнит талаасынын

төктөрдү курчал турган түрк күч сыйнктарадан турат. Мындай талааларды соленоидалдуу же куюндуу деп аташат.

Бул теореманы колдонуунун мисалдарына токтололу.

## 7.6. СОЛЕНОИДИН ЖАНА ТОРОИДИН МАГНИТ ТАЛААЛАРЫ

Кандайдар бир өзөкке бир калыпта удаалаш оролгон еткергүчтердү соленоид деп аташат. Бул оромолор аркылуу бирдей  $L$  тогу етет. (7.6.1-чиýme). Эгерде соленоиддин узундугу  $l$ , андагы оромолордун саны  $N$  болсо, андагы оромолордун тыгыздыгы  $\mu = \frac{N}{l}$  болот. Ар бир оромонун түзгөн магнит талаасы кошутат.

Эгерде соленоиддин узундугу анын диаметринен алда кеңча чоң болсо, аны чексиз узун деп кароого болот. Мындай соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон, анын сыртында кокко эссе (7.6.1-чиýme). Улущай чексиз узун соленоиддин магнит талаасын табыш үчүн магнит талаасынын чынчалыш векторунун циркуляциясынын теоремасын колдонобуз 7.5.6-формуладан.

$$\oint H_1 dl = \kappa 4\pi NI$$

алабыз.

Бул формуладан магнит талаасынын чынчалышын табыш үчүн, барабарлыктан сол жағындағы интегралды есептөш үчүн ыңгайлуу түрдегү түрк контурду алуубуз керек. Биэдик шарта мындай контур  $N$  орзуду өзүнч күрчаган узундугу  $l$  болгон тик бурчтук болот, б.а. түрк  $L$  контуру боюнча болгон интегралды тик бурчтуктун төрт жактары боюнча болгон төрт интегралдан сурвасы катары кароого болот,

$$\oint H_1 dl = \int_2^3 H_1 dl + \int_3^4 H_1 dl + \int_4^1 H_1 dl + \int_1^2 H_1 dl = \kappa 4\pi NI$$

Тик бурчтуктун 1-2 жана 3-4 жактары магнит талаасынын векторуна перпендикуляр болгондуктан  $H_1 = H_{cos}0 = 0$ . Ал эми чексиз соленоиддин сыртында магнит талаасы болбогондуктан  $H=0$  3-4-1 жағында да  $H_1=0$

ментип,  $\oint H_1 dl = \int_2^3 H_1 dl = \int_2^3 H dl = HI. HI = \kappa 4\pi NI^2$

б.а.  $H = \kappa \frac{4\pi N}{l} = \kappa 4\pi n I$

Бул формуладан соленоиддин магнит талаасы анын ичинде

Тоңтолгой зама бир тектүү, ал тоңтун / күчүнэ зама оро-  
малордун 2 жылтырны түз пропорциялат экен. Бир тектүү  
магнит талаасы жарыл, бирдей жолтыкта жайланылкан күч  
сияктар аркылуу көрсөтүлгөн 7.3.2- чиңмө.

Әгерде соленоиддин узундугу чектелүү болбосо ( $l-R$ )  
анда анын магнит талаасы  $H$  анын орунун кандайдыр бир  
чекитинде темонкугүй аныкталарни далилдебестен жазалы  
(7.6.1-чиңмө)  $H = \mu_0 M / (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1)$

(7.6.3)

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

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

2. Тороид дәп түк соленоидди айтабыз (7.6.3-чиңмө) тороид-  
дин магнит талаасынын чындалышын табын үчүн 1.6.7-формула-  
ны колданыбуз, тороиддин узундугу  $2\pi l$ .

$R$  тоңтун орточо радиусу,

$$\mu = \mu_0 \frac{2\pi I}{R}$$

(7.6.4)

Акыркы формуладан, тороиддин магнит талаасы чексиз соле-  
ноид сияктуу эле бир тектүү зама анын эчинде гана пайды  
болову келип чынгат.

### 7.7. КИЙИЛДАГЫ ЗАРЯДДИН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Био-Савар-Ламастын законунун негизинде  $Idl$  тоңтун  
элементигерделигендеги  $dH$  магнит талаасынын чындалышын түзө-  
рүү көрсөнбөз, б.з.

$$dH = \mu_0 \frac{(Idl \times \vec{r})}{r^3}$$

(7.7.1)

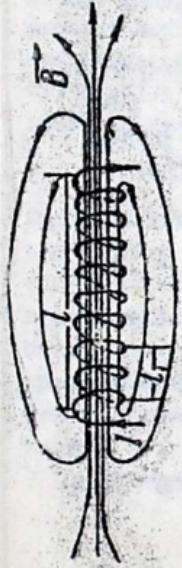
Электр тогу багыттуу кийиляндагы заряддардын тобу бол-  
гондуктан,  $dH$  талаасы элементтеги заряддардын түзген  
талааларынын векторлук суммасына барыбар болот, б.з.

$$dH = NA$$

(7.7.2)

. Минда  $A$  кийиляндагы бир заряддин түзген магнит талаасы.  
Әгерде  $dl \ll$  болсо, радиус вектор  $\vec{r}$  барлық заряддар үчүн  
бирдей болот.

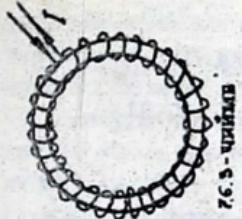
Тоңтун  $Idl$  элементтеги заряддардын саны  $N$  ылдамдигы  $J$   
зама чондуктуу  $q$  аркылуу түрүндөбиз (7.7.1-чиңмө)



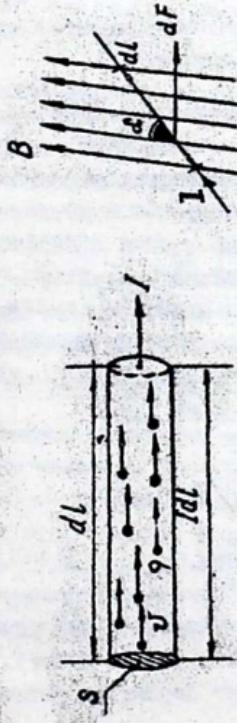
7.6.1 - Կանոն



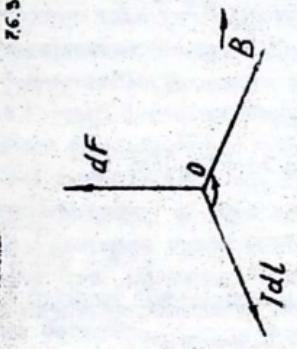
7.6.2 - Կանոն



7.6.3 - Կանոն

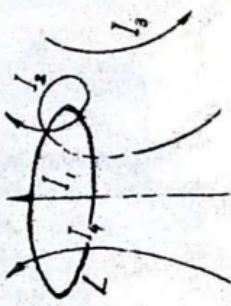


7.6.4 - Կանոն

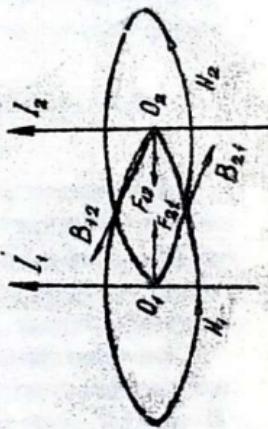


7.6.5 - Կանոն

7.6.5 - Կանոն



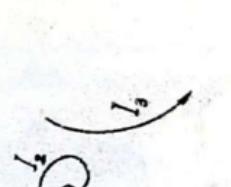
7.7.1 - Կանոն



7.7.2 - Կանոն



7.7.3 - Կանոն



7.7.4 - Կանոն

(7.7.3)

$$Idl = j S dl \quad j = n q v \quad \text{токтун тығыздығы}$$

$$Idl = n q v S dl = q v S n V = N q v I \quad (7.7.3)$$

Аларды түрлі маны 7.7.1-формулага көп

$$\vec{dH} = k N q \frac{[I \vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}$$

$N$  зарядтың араалығындағы магнит талаасының ыңғалыны таптық. Бир зарядтың магнит талаасын табып үчүн  $dH$ -ты заряддардың саны  $N$  ге белебуз.

$$\vec{h} = \frac{\vec{dH}}{N} = k q \frac{[I \vec{v} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (7.7.4)$$

Бул ылдамдытың болгон бир  $q$  зарядының араалығындағы магнит талаасының ыңғалыны болуп жөнгөтөлөт. Қылымындағы зарядтың магнит талаасының күч сыйкытары, түз токтуку сияқтты зәле, зарядтың магниттың багыттың ейланған борбордан сиыктар болуын да жөнгөтөлөт (7.7.2-чынде).

### 7.8. Магнит талаасының токко жасаган аракети.

Ампердин закону.

Егер биринші мезгілде, магнит талаасында жайлапшыкан елдемді туалакка жиғитин таасир этип, ондайда бир буричика буруладын көргөнбиз. Эми токтуу еткөргүчке магнит талаасының таасир эткенин күччинүүн закон менен дүүлгүн карайлы. Мендердин эзтон менен дүүлгүнүүтүү Ампер тапшын (1820 ж.).

Ампердин закону боюнча магнит индукциясы  $\vec{B}$  болгон магнит талаасының токтун элементтеріндегі аракет кылган  $\vec{H}$  күчү  $\vec{B}$  жана  $\vec{H}$  векторлорунун жана алардың ортосундагы бурттун сиысунун көбейгінділеруне барабар (7.8.1-чынде), б.а.

$$\vec{H} = K T \vec{B} \sin(\vec{B} \cdot \vec{v}) \quad (7.8.1)$$

Же вектордук түрүндө:

$$\vec{H} = K T \vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{v}), \quad (7.8.2)$$

Менде  $K$  пропорция коэффициенти.

$K$  Күчтүн багыттың, зерттөштөн  $\vec{B}$  векторлорунун багыттары белгілілүү болушса, үч ортогонаддуу векторлордун же сол жол араласы болынча аныктаотго болот (7.8.2-чынде).

Сол көздүн тайын алаканың төрт барлыктан учтады токтун багыттарының

тана дал келгендөй жана магнит талаасының күчі сыйкытары азаканга ишгендөй калып койсөй, баш бермек аракеттүүгөн  $dF$  күччүнүн бағытын көрсетсе. ✓

Ампердин законунан токтуу алкакта магнит талаасының күчтүн ийини аракет көлдөрү чыгарын көрсетсөлү (7.8.3-чийме) Адегенде токтуу алкактыч тегиздиги (I-2-3-4) бир тектүү магнит талаасының күч сыйкытарының тегиздүгүнүн далин келсөн. Алкактын I-2 жана 3-4 жактарын  $\ell$  деп, ал эми I-4 жана 2-3 жактарын  $\ell$  деп белгилеп көйдүү. Анда I-2 жана 3-4 жактарына магнит талаасы тасирик этбейт ( $F_3, F_4 = 0$ ), ал эми I-4 жана 2-3 жактарына тасирик эткен  $F_1$ , жана  $F_2$  күчтерүү максималдуу болушат.

$$F_1 = F_2 = BI\ell \quad (7.8.3)$$

жана карата каршы бағытта болушкандыктан алкак  $00$  огуунүн айланасында айланып баттайт.

Алкакка аракеттенген күчтүн ийини

$$M = F_1 \sin(\vec{n} \cdot \vec{B}) = IAB \sin(\vec{n} \cdot \vec{B}) \quad (7.8.4)$$

$$\vec{M} = IA\vec{n}$$

Бул формуласы вектор түрүндө жазалы, б.э.

$$\vec{M} = [A\vec{n} \times \vec{B}] \quad (7.8.5)$$

Бириңи лекциядын бул формуласы таңырылбадан чыккан формула жатары колдонгонбuz. Ал эми азыр Ампердин законунан көлли чыгарын көрсөттүү. Эгерди токтуу төрг буриттуу алкак төң салмактуу абылай көлсө  $(\vec{n}/10)$  анда анын жактарына ичке күүшүрүүчү (7.8.4-чийме) же алардың сырт жайтарды көздөй көнөйттүүчү күндер тасирик этиштөт.

### 7.9. ЖАРЫШ ТОКТОРДУН ЕЗ АРА АРАКЕТТЕНИҮҮЛӨРҮ

Ампердин законун жарыш токтордун ез ара аракеттенишине колдонолуу. Бир токтун экинчиге болгон аракети, бириңин түзгөн магнит талаасының экинчи токко болгон аракети менен түшүндүрүлөт.  $I_1$  жана  $I_2$  токтору жарыш жана бир жакты көздөй бағытталснын дейли (7.9.1-чийме).  $I_1$  токтунун  $I_2$  токтунун болгон аракеттин табыш учун  $I_1$  токтунун  $I_2$  токтунун етиен чекит арымлую түзгөн  $B_2$ , магнит талаасын таап. Ампердин законун колдонуу гарып.

$$B_{12} = k \mu M_0 \frac{2 I_1}{R} \quad (7.9.1)$$

$$dF_{12} = k I dI B_{12} \quad (7.9.2)$$

$\bar{I} d\bar{I} B$  болгондуктан,  $\sin(I d\bar{I} B) = 1$

7.9.1-формуланы аске алыш, 7.9.2 түрлөрдөн төмөндегүдөй казиңга болот

$$dF_{12} = k' k M_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} dI \quad (7.9.3)$$

Сүретте көрсөтүлгендөй, бул күч  $I$ , тогун көздөй багытталган. Ушул але ыкма менен  $I_2$  тогунун  $I$ , тогуна болгон аракетин  $dF_{12}$ ,  $dF_{21}$  талсак 7.9.3-түрлөрдөн кайра алабыз жана бул күч  $I_2$  тогун көздөй багытталган болот. Нытандын үчүнчү закону боонча

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

Ток етүп жаткан еткөргүчтердин бирдик узундугуна аракет кылган күчтүү талсак, анда ал

$$f_{12} = \frac{dF_{12}}{dl} = k' k' M_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} \quad (7.9.5)$$

барабар болот.

#### 7.10. Электромагниттик чондуктарды олчоочту бирдиктердин системасы (СГСМ, СИ Гаусс)

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

$$\frac{dF_{12}}{dl} = f_{12} = k k' M_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} \quad (7.10.1)$$

I. Адегенде СИ системасын көрсөлгөн. Бул системадагы бизге белгилүү уч негизги бирдиктерге: масса (кг), узундук (M) жана убакыт (сек), кошумча тертүнчү негизги бирдик токтун бирдиги ампер (A) киргизилет. Бул тертүнчү бирдиктин киргизилиши иш күзүндө ингайтында алыш келген менен физикалык да негизгө зе сөмес.

Эгерде бири чөкспөз узундугатагы түз жарыш, вакуумда бири биринен I м, аралыкта жайланышкан, кесилиш аялттары мождо все болгон еткөргүчтер аркылуу еткен бирдей туралтуу ток бири бириккө I метр узундукка 2·10<sup>-10</sup>. Ныткан күч менен аракеттенинде мындан токтун чондугу I Амперге барабар болот.

Бул системада пропорция коэффициенттери темеңдегүдөй мәннелерге және деп алынат.  $k' = 1$ ,  $k = 1/4\pi$

7.10.1-Формулалык пайдаланып магниттик тұралтуу  $\mu_0$  таап алабыз  $I_1 = I_2 = 1A$ ;  $R = 1m$ ;  $f_{12} = 2 \cdot 10^{-7} N/m$

$$\mu_0 = \frac{4\pi f_{12} R}{2I_0} = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A^2 = 4\pi \cdot 10^{-7} N/m$$

Магнит талаасының чындаштының бирдигин чексиз тұз токтун магнит талаасы формуласынан аныктайбыз

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

Бул формуладан магнит талаасының чындаштының бирдигин Ампер/метр ( $A/m$ ) арқылуу табабыз.  $1A/m$  дегенчөбиз чоңдугуу 1 амперге барабар чексиз тұз токтун  $R = \frac{1}{4\pi}$  метр аралыкта тұзған магнит талаасының чындаштына барабар болот. Бул шартта 7.10.2-формуладан

$$\frac{A}{m} = \frac{1A}{2\pi \cdot \frac{1}{4\pi} m} = 4 \frac{A}{m} \quad \text{аныкт.}$$

Ал эми магнит индукциясының векторунун бирдигибыз. Формуласын табылат жана СІ системасында тесла ( $T_A$ ) деп аталат.

$$1 T_A = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A^2 \cdot 1A/m = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A \cdot m$$

б.а. магнит талаасының чындашты  $N/m$  болсо, анын индукциясы  $4\pi \cdot 10^{-7} A$  барабар болот екен.

2. Абсолюттук электромагниттик бирдиктердин системасы СГСМ. Бул системада коэффициенттер  $\mu_0 = 1$ ;  $k' = k = 1$ . Токтун күчүнүн бирдиги болуп СГСМ, кабы алынган. Буга көзумча механикалық чондуктардың СГС системасындағы негизги бирдиктер  $I_g$ ,  $I_{cm}$ ,  $I_c$  колдонудат.

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

Жи харыш тұз чексиз узундуктагы вакуумда  $\mu=1$  бирій бириңен  $R=2$  см аралыкта жайланскан, кесилген алттары жолко все болгон еткергүчтер арқылуу еткен туралтуу ток бири бириңе

метр узундукка 1 дина күч менен аракеттенишсе, алар арқылуу еткен токтун күчү 1 СГСМ, барабар болот.

И системасындағы 1 Ампер менен СГСМ системасындағы 1 СГСМ, токтун бирдиктеринин ортосундагы байланышты 7.10.1-формуладан табабыз,  $I_1 = I_2 = I$  болғондуктандан жаңа  $1\text{дин}=10^{-5} N$ ,  $R=2 \cdot 10^{-2} m$ ,  $dL=10^{-2} m$

$$I = \sqrt{\frac{4\pi f_{12} dL}{2\mu_0 dL}} = 10 A$$

$$б.а. \quad 1СГСМ_1 = 10A$$

СГСМ системасында магнит индукциясының векторунұн бирдиги катары Гаусс ( $I_c$ ) алынат  $[B] = I_c$ . Бул чоңдук Ампердин законунаң аныкталат,

$$F = k' J I B$$

7.10.3)

Бир тектүү магнит талаасы I СГСМ, ток оттүп жаткан түз еткөргүчтүн ар бир см узундугуна I дина күч менен аракет этсе мылдай магнит талаасының индукциясы I Гауссса ( $I_c$ ) барабар болот

$$\text{Ындан} \quad k' = 1 \quad [F] = 1 \text{дина}, \quad [I] = 1 \text{СГСМ}$$

$$[I] = 1 \text{см} = 10^{-2} \text{м}$$

$$[B] = \frac{[F]}{[I][L]} = \frac{1 \text{дина}}{1 \text{СГСМ}_1 \cdot 1 \text{см}} = \frac{10^{-5} \text{Н}}{10^4 \text{А} \cdot 10^{-2} \text{м}} = 10^{-4} \text{Т}, \text{ б.а. } 1/c = 10^{-4}$$

Магнит талаасының чындалыштын бирдиги катары, СГСМ системасында Эрстед (Э). И Эрстед катары вакуумда индукциясы, I Гауссса барабар болгон магнит талаасы кабыл алынат,  $B = \mu_0 H$  болгондуктан, жана СГСМ системасында  $\mu_0 = 1$ ;  $1/c = 1/G$  Эми I Эрстед менен СИ системасындағы ( $1 \text{А}/\text{м}$ ) ортосундагы байланышты табайы

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

б.а.

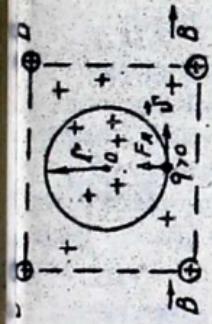
$$1/c = (10^3 / 4\pi) \text{ А}/\text{м}$$

3. Гаусстүн абсолюттүк бирдиктеринин система. Бул система физика колдонулуучу бирдиктердин эк ынгейлүсү. СГСМ жана СГСЭ системалардан айырмасы, ампердин жана Био-Савар-Лапластиң формулаларындағы пропорция коэффициенттери  $k' = k = \frac{1}{c}$  барабар; деп алынат жана  $c$  жарықтын вакуумдағы таралуу шамадыбы, физикада электродинамикалық тұрақтуулук деп атап лат.

СИ, СГСМ жана Гаусстүн абсолюттүк бирдиктеринин система съындағы электрик жана магниттик чоңдуктардың байланыштарын физикалық атап табылғанашан каралызыдар.

7.11. Магнит талаасындағы зарядтардың күйінде.  
Лоренцтин күчү.

Ампердин законунаң  $\int dI$  токтун элементине индукциясы болгон магнит талаасы  $dF$  күчү менен аракеттерин жергөнбүз



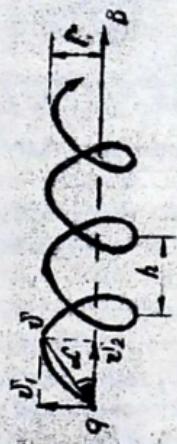
7.11.1 - VUUME



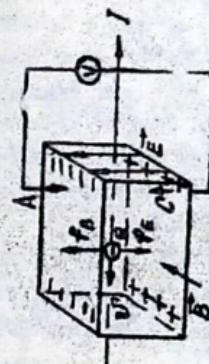
7.11.2 - VUUME



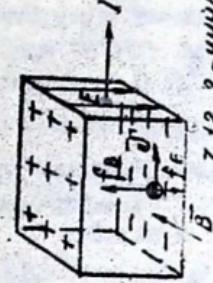
7.11.3 - VUUME



7.11.4 - VUUME



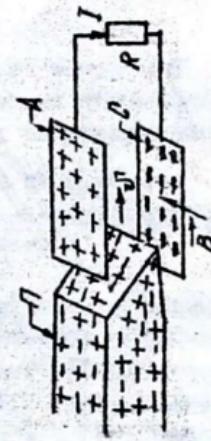
7.12.1 - VUUME



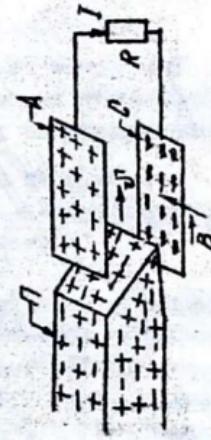
7.11.5 - VUUME



7.13.1 - VUUME



7.12.2 - VUUME



7.14.1 - VUUME

б.а.

$$dF = \kappa' Idl B \sin(I \vec{dl} \cdot \vec{B})$$

(7.II.1)

Багыттуу заряддардын күймөлүк токтуу, түзгендүктөн, токтун  $Idl$  элементин заряддардын саны  $N$  ылдамдыгы  $\vec{v}$  жана заряддын чондугуу  $q$  эрчүүү 1.7 түшнүргөнбүз (7.7.3-формула)

$$Idl = Nq\vec{v}$$

(7.II.2)

Эми магнит талаасынын күймөлдөгү бир зарядка таасир этиген күчүн табып чечүн, 7.II.2-формуланы 7.II.1 формулага кооп заряддардын санына  $N$  белебүз

$$\vec{f}_e = \frac{dF}{N} = \kappa' q \vec{v} B \sin(\vec{v} \cdot \vec{B})$$

(7.II.3)

ие вектордук түрдө жассан

$$\vec{f}_e = \kappa' q [\vec{v} \times \vec{B}]$$

(7.II.4)

Амьрын түшнүм Лоренцтин күчү деп аталат. Лоренцтин күчү магнит талаасынын күймөлдө болгон зарядка жасаган аракеттин көрсөтөт. Бул күчүн багыттың из ара ортогоналдуу  $\vec{v}, \vec{B}$  жана  $\vec{f}_e$  векторлордун, ие сол колдун времеси аркылуу аныктоого болот. 7.II.1 жана 7.II.2-чиймелерден көрүнгөндөй бул күчүн багыттың күймөлдөгүн заряддардын белгисине да көз караады. Эгерде он( $q > 0$ ) жана терс( $q < 0$ ) заряддар, бир магнит талаасында бирдей багытта күймөлдөлгөн, аларга карата-каршы багыттагы күчтер таасир етет.

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

$$\vec{f}_e = \vec{f}_a + \vec{f}_m = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}]$$

(7.II.5)

Бир текшүү магнит талаасындағы заряддардын күймөлүн израйлы (электр талаасы, мок). 1. Заряддин күймөлүнин багыты ( $\vec{v}$ ) менен магнит талаасынын күс сыйыктары ( $\vec{B}$ ) жараш болсун ( $\vec{v} \parallel \vec{B}$ ). Анда (7.II.3) формуланын негизинде  $\sin d = 0$  болгондуктан, Лоренцтин күчү ( $f_e = 0$ ) нэл болот, б.а. мындай шартта заряддалган белүүчөгө магнит талаасы аракет кылбайт. 2. Заряддалган белүүчөгө магнит талаасынын күс сыйыктарына перпендикуляр ( $\vec{v} \perp \vec{B}$ ) күймөлдөлгөн. 7.II.1, 7.II.2-чиймелер. Бул эки вектордун ортосундагы бурч  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  болгондуктан  $\sin d = 1$ , Лоренцтин күчү сан жагынан

$$f_B = q / \mu B = m \frac{v^2}{r} \quad (7.11.6)$$

барабар болот. Заряддалган белүкчө З магнит индукциясынын векторуна перпендикуляр тегиздикте күймидайт. Лоренцтин күчү борбордон чёттөчү күч болот.

$$f_B = q / \mu B = m \frac{v^2}{r} \quad (7.11.7)$$

Бул түзүтмадан, күймидын траекториясынын ийрилигинин радиусу

$$r = \frac{m}{(q/m)} \frac{v^2}{B} \quad (7.11.8)$$

барабар болот.

Бир тектүү талаада В турактуу болгондуктан, массасы болгон заряддалган белүкчө алланча боюнча күймидайт, жана анын аллануу мезгили Т турактуу тоңдук болот

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{B} \cdot \frac{m}{q} \quad (7.11.9)$$

Алдана боюнча болгон зарядын күймиды ошол зарядынын белгисине жараша болот экен (7.11.3-чийме). Бул чиймеде квадраттын ичинде магнит талаасы бир тектүү жана анын күч сыйытары чийменик тегиздигине перпендикуляр болуп киришет.  $\Theta$  белгиси менен берилген). Оң заряддалган белүкчө ( $q > 0$ ) солдон оңду көздөй күймидаса, сол колдун эрежеси боюнча жогору бағытталган Лоренцтин күчү таасир этет. Эгер белүкчө терс зарядка ээ болгон болсо, анда эга таасир эткен күч темендө бағытталып.

3. Заряддалган белүкчө магнит талаасынын күч сыйыктарына кандайдыр бир  $\alpha$  бурчу менен кирсүн (7.11.4-чийме). Магнит талаасынын бағыттына салыштырмалуу ылдамдык векторун жарыш жана перпендикуляр түзүүчүлөргө аныктайык

$$\bar{v} = \bar{v}_1 + \bar{v}_n, \quad v_n = v \cos \alpha, \quad v_1 = v \sin \alpha \quad (7.11.10)$$

Ылдамдыктын жарыш түзүүчүсүнө магнит талаасы таасирин тийгизбешин жогоруда жарайдык. Мындай шартта белүкчө бир убакытта оки күймидда болот - ал  $v_n$  ылдамдыгы менен магнит талаасынын күч сыйыктарын бөйлөп түз сыйыктуу күймидда болсо,  $v_1$  ылдамдыгы менен радиусу

$$r = \frac{m}{191} \frac{v_1}{B} = \frac{m}{191} \frac{v \sin \alpha}{B} \quad (7.11.11)$$

болгон алланма күймидга катышын,

Калып жөнүнен белүүчөнүк күйүмшүүлиң траекториясы спираль сыйат. Бул спиралдын арамы  $\lambda = \sqrt{7}$  жа 7.II.9 -Фортуланы пайдаланып темендегүнү алабыз:

$$\lambda = \frac{\pi x}{\theta} \frac{m}{191} \text{ и сез } \alpha$$

7.II.12)

### 7.12. Холлун эффектиси

Америкадык физик Э.Холл (1860 жылда металла (алтын) тилкесин магнит талаасына жайлаптырып, ток еткезгендө тилкенин теменкү жана жогорку тегиздиктеринин  $A$  жана  $C$  чекиттеринин ортосунда потенциалдардын айырмасы  $\varphi_A - \varphi_C$  пайдада болорун болжакан '7.II.1- чи ЖМ'). Ында потенциалдардын айырмасы магнит талаасы бар кезде жана анын күч сзыктары токтун багыты менен перпендикуляр кезинде гана пайдада болоруна көнчүл бурган. Бул кубулуш Холлун эффектиси деп аталып калды. Бул потенциалдардын айырмасы, тилкө аркылуу еткен токтун тыгыздыгына, магнит талаасынын индукциясына  $\vec{B}$  жана тилкенин бийликтеги  $d$  түз пропорционал экендиги таалымтасдан аныкталған.

$$U_x = A \varphi = \varphi_A - \varphi_C = R_x / Bd$$

(7.II.1)

Инде  $R_x$ -Холлун түрлүккүү салы. Эми электромагнит теориянын негизинде Холлун эффектин түшүндүрүлү.

Металлдарда ток электрондордук күйүндөлүк именек байдылышкан. Магнит талаасында күйүндөлүк зарядка Лоренцтин күчү таасир эттөт. Чемеде токтун багыты солдон сидон солду көздөй багытталған, бул электрондордук сидон солду көздөй багытына туура келет, ал эми магнит талаасынын индукциясы  $\vec{B}$  перпендикуляр багытталған. Ындаштарта электронго жогорку жакка багытталған Лоренцтин күчү таасир эттөт. Натыйжалда электрондор еткергүчтүн жогору жагына чогулат, ал еми теменкү тегиздикте терс заряддар жетишбекендиктен, он заряддар толгодот. Ток еткен еткергүчтегү заряддардын мұндай белүнүшүү алардын ортосунда электр талаасынан пайдада кылат. Бул электр талаасын электронго Лоренцтин күчүне караша-карты ( $f_1$ ) багытта аракет кылат. Бул күч бири-биринэ барабар болгондо, тен салмактуу абал  $f_1 = f_2$  шайда болот же болбосо.

$$eB = eE$$

(7.II.2.)

еки жағын түлкенин бийліктігі  $d$  га көбейтеді.

$$U B d = E d = U$$

7.12.3

Токтұн тыңдауды  $J = \frac{I}{S} = n i \bar{v}$

7.12.4)

Болғондуктан,  $U = \frac{1}{n i} B d = R_x / B d$

7.12.5)

Мында  $R_x = \frac{1}{n i}$  Холлдин турактуусу, еткергүчтегі зарядка жана анын тыңдаудына көз караны атстан. Ошондуктан, Холлдин тағырыбысынан  $R_x$  ді етпел, алдан еткергүчтегі электрондордун тыңдаудың аныктоого болот ажыр.

Киийнерез, Холлдин ефектиси жарым еткергүчтерде да байкалды анытады. Холлдин тағырыбысын пайдаленіп жарым еткергүчтердегі токту еткергүчү зарайдардың белгисин (он, терс) аныктоого болот, себеби 7.12.5-формуладан көрүнгендай, потенциалдардың айырмасының белгиси еткергүчтегі заряддың белгисине да жараша ажыр. 7.12.1-чидеге жарым еткергүчтүн же еткергүчтүн заряды алып журуучулару терс заряддуу электрондар болғондуктан, көрсөтүлген шартта жогорку бети терс потенциалга ээ, ал мын 7.12.2-чидеге жарым еткергүчтүн заряды алып журуучу он заряддаты бөлүкчө болғондуктан, жогорку бети он потенциалга ээ.

### 7.13. Заряддаған белүкчелердүн ылдамдатылыштары.

Электр жана магнит талаптарының жардамы менен заряддаған белүкчелердү (электрон, протон, мезон ж.б.) жогорку энергияла жеткириуучу куралдардың алардың ылдамдатылыштары деп аташат. Мында ылдамдатылыштар ылдаандануучу белүкчелердүн түрлерүне, энергияларына жана интенсивдүүлүгү менен мунездештешет. Үлдамдатылуучу белүкчелердүн траекториялары жана ылдамдатуунун шарттың жараша ылдамдатылыштарды түз, циклдүү (мезгилдүү) жана индукциондуу қылыш белүнүштөт. Түз ылдамдатылыштарда белүкчелердүн траекториялары түз сыйык болонча ал мын циклдүү жана индукциондуу ылдамдатылыштарда белүкчелердүн траекториялары албана же спираль түрүнде белүнүштөт.

Илдамдатылуучу белүкчелердүн энергиясы электр таласынан көбейтет.

I-Түз сыйыктуу ылдамдатылыштар электростатикалык жана индук-

циондук болуп эки түрге ақыратылат. Электростатикалык түз сыйктуу ылдамдатычтарда заряддуу белүкчө ылдамдатуучу электр талаасы аркылуу бир нече жолу етсе, белүкчө  $\Delta U = q_1 \cdot U$ , потенциалдардын айрымасын еткенде  $W = qU$  энергиясына за болот. Ошентип, белүкчө канчалык кеп потенциалдардын айрымасын басып етсе, ошончолук кеп энергияя за болот. Заряддалган белүкчелердүү электр талаасы аркылуу бир нече жолу еткөрүү менен алардын энергиясын ондогон миллион электрон вольтко ( $MJ\cdot B$ ) жеткириуге болот.

Индукциондуутуз ылдамдатычтарда заряддалган белүкчелер энергияны жогорку жылтыктагы езгермелүү электр талаасынан алынат. Бул электр талаасы ылдамдатылуучу белүкчелердин күймөлүнүн жараша (синхронно) бирдей езгерет. Ушундай жол менен заряддалган белүкчелердин энергиясын, 3 км жолду еткенде 22 ГЭВ чийин жеткисишиен (США).

2. Азыркы мезгилдеги ви кубаттуу ылдамдатычтар циклдүү принципде иштешет. Аларда заряддалган белүкчелер электр талаасын кеп жолу басып етүшпүр ар бир еткенде энергиясын жүздөгөн мини электронвольтко ( $eV$ ) көбейтүп олтурат. Ишндей ылдамдатычтарга никлотрон, фазатрон, синхрофазотрондор кишият.

Никлотрон эки жука металдан жасалган жарым тегерек норбакадан (Дуант) турушат (7.13.1-чийме). Бул дуанттардын ортосу жылчык менен белүнгөн жана алар күчтүү магниттин эки уолукун ортосунда жайланашибат. Эки дуант езгермелүү электр талаасынын ( $E$ ) булактарына туташтырылган. Бул дуанттын борборунан (чекити) заряддалган белүкчелер буркулуп турат. Алар дуанттын жылчыктарынын ортосундагы электр талаасынын энергия алынат. Электр талаасынын бағыты, заряддалган белүкчө жылчыкка жеткенде, аны ылдамдаткандай болуп езгерүп турат. Магнит талаасынын таасири астында заряддалган белүкчө айланы боюнча күймөдөгандыктан, анын айлануу мезгили заряддалган белүкченүн салыштырмалуу зарядына ( $q/m$ ) жана магнит талаасынын индукциясына жараша болот. (7.11.9-формула)

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

7.13.1)

Электр талаасы дагы ушундай мезгил менен езгерүп турушуварыл. Электр талаасын ар бир жолу басып, еткен сайын аны энергиясы ылдамдыгы) көбейгендүктен белүүченүү айлануу радиусу чоңодо олтурат (7.11.8-формула).

Мындай белүүчө белгилүү бир энергияга жеткенден кийин циклотрондо учуулчылттар таңатып жана аны ар түрдүү көркөтөөлөргө пайдаланылат. Циклотрондордо магнит талаасы туралктуу, ал эми электр талаасынын чындалыттар гармонизалык закон менен туралктуу мезгилди менен езгерат.

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

Белүүченүү энергиясы (ылдамдыгы) есken сайын анын массасы езгерүп билебиз

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

б.а. илдемдиги есken сайын заряддалган белүүчө "соордой" баштап, айлануу мезгилди узарат.

Олондуктан, белүүченүү илдемдиги чоңойгондо ( $v \sim c$ ) электр талаасынын езгерүшү менен белүүченүү айлануу мезгилдеринин ортосундагы синхрондуулук (дал көлүүчүлүк) бузула баштайды. Белүүченүү илдемдиги кандайтын бир чоңукка жеткенде, аны айлануу мезгилди электр талаасынын тескори фазасына түшүп ылдамдатылбастан, тескорисинче аkyрынчай баштайды. Ошентип, циклотрондо заряддалган белүүченүү белгилүү бир энергияга чейин гана ылдамдатууга болот экен. Мындай энергиянын жогорку чеги теменин формула менен аныкталат.

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

Кында  $q$ ,  $m_e$  белүүченүү заряды жана тыңч абалынчы массасы,  $U_0$ -жарыктан ылдамдыгы  $U_0$ -дуанттардын ортосундагы чындалуунун амплитудасы. Иисалы  $U_0 = 10^6$  болсо, анда протон чүчин  $W_r = 21.9$  МэВ болсо, электрон чүчин  $W_r = 1$  МэВ болот. Олондуктан, циклотрондор электрондорду ылдамдатуу чүчин караксиз экен.

Фазатрон. Фазатрондун түзүлүшү циклонтрондуулунан айырмаланбайт, магнит талаасы туралктуу. Бирок фазатрондо циклонтрондогу электр талаасы менен белүүченүү айлануу мезгилдеринин бузулупу электр талаасынын мезгилдин аkyрынчап езгертуү аркылуу калибына көлтирилед. Заряддалган белүүченүү айлануу радиусу, анын ылдамдыгына жараша чоңодо олтургандыктан, анын

эн жогорку энергиясы фазатрондун диаметри жана магнит индукциясынын чоңдугу менен байланышкан. Мисалы, СССРде электромагнитинин салмагы  $10^7$  кГ, уолдарынди диаметри 6 м болгон фазатрон протонду 680 мэВ энергияга чейин ылдамшатат. Фазатрон да циклотрон сияктуу але электрондорду ылдамшатууга жараксыз, себеби анын массасы, арбиттүн радиусу жана айлануу мезгили, ылдамдыты есken сайн ете тез есшет.

Ошондуктан, электрондорду ылдамшатуу учун циклдүүт ылдамшатылтардын башка түрлерүү - бетатрон жана синхротрондор колдонушат. Бетатрондун иштөө принципи электромагниттик индукция кубулмуша негизделгендиктөк аны кийинчөрөк рапорбаз.

Синхротрондо, езгермелүү электр талаасынын жылтытуу туралтуу ал эми магнит талаасынын индукциясы езгерүт. Белүүченүн толук энергиясы  $W=mc^2$ , анын массасына түз пропорционал болондуктан, анын магнит талаасындагы айлануу мезгили (7.13.1) темендегүче мезгили (7.13.1') темендегүче жазууга болот ( $c$ -жарыктан ылдамдыты))

$$T = \frac{eX}{gc^2} \frac{W}{\theta} \quad 7.13.5)$$

Ошондуктан, синхрондоо шарты сакталып түчин, белүүченүн энергиясы есken сайн магнит талаасынын индукциясын чоңдуктуу талап кылышат. Синхротрондордо зарядталган белүүчелер спираль түрүнчө вмес айланага жакынча орбиталар бөлүнчө айланышат.

г) Синхрофазатрон. Синхрофазатрондо жогоруда айтылган синхротрон жана фазатрондордун иштөө принциптери комулган б.а. электр талаасынын жылтытуу жана магнит талаасынын чоңдугу езгертуүт. Ошондуктан, мындай ылдамдытылчардын жардамы менен белүүчелердүү виц чоң энергияларга чейин ылдамшатууга болот.

Серпуховдогу (СССР) синхрофазатрон протондорду 76 ГэВ чейин ал эми Чикагодогу (ША) Синхрофазатрон 400 ГэВ чейин ылдамшатышат.

#### 7.14. Магнито-гидродинамикалык "МГД" генератор

МГД-генератордун иштөө принципи Болдуң магниттесинин пайды болуп таңа жана Доренцтин күчүне байланыштуу. МГД-генератордун түзүлүшү жөнөкөй (7.14. I-чиймэ). Ал эки жарыл тегиздикте жайлыштыкан А жана С жеткөргүчтөн жасалган тилкелерден электрондордон турат. Бул тилкелердин орто-сүндөгү болтукта магнит талаасы түзүлт. Эгерде ошол болтук аркылуу плазма жогорку ылдачдыктай етсе жана анын күйүл багыты магнит талаасынын күч сыйкытарына перпендикуляр болупса ( $\vec{U} \times \vec{B}$ ), Доренцтин күчүнүн таасири менен плазманың оң заряддалган белүкчелеру бир электродко (сүреттө жогоркусуна), ал заман терс заряддалган белүкчелер экинчи электродко белүнүшүп, алардын ортосунда потенциалдар айырмасч болот. Бул эки электродду икандайдыр бир каршылыкка лампочка, электромотору, утог ж.б.) ал аркылуу ток етет.

МГД-генераторду түзүүде эң негизги элемент плазманын ағыны болуп эсептелет. Плазианы, жылуулук электр станцияларындағы буу турбиналарындағы жогорку температуураларды ( $T \sim 5000^{\circ}\text{C}$ ) пайдаланып алууга болот. Кээ бир заттардын атомдору, ушул температурада иондорго (оң жана терс зарядтарга) алыратат, мисалы, натрийдин атомдору. Ал эми натрийдин  $N_A$  иондоштурулган буулары температуралын градиентинин эсебинен ысынтан суукту көздөй кылышып, плазманын ағынын пайды кылышат. Олентип, МГД-генератору жылуулук электростанциясы менен бирдикте иштеп, алкүн пайдалуу аракет коэффициентин (п.а.к.) көгорулат. Азырын көздөгү МГД-генераторлордун кубаттуулугу  $\sim 100$  кегааттака жетет.

#### 7.15. Магнит ағыны

Магнит индукциясынын векторунун ағыны же кыскача магнит ағыны  $d\Phi$  деп элементардык  $dS$  аянтчалык магнит индукциянын векторунун аянтчага түргузулган бирдик нормалга түшкөү проекциясына  $B_n$  болгон көбейтүнүсү аталат (7.15. I чиймэ).

$$d\Phi = B_n dS = B dS \cos \varphi = \vec{B} d\vec{S}$$

(7.16. I)

Инде  $\int d\vec{S} = (\vec{B} \cdot \vec{n}) dS$ ,  $d\vec{S} = \vec{n} dS$  аялтча вектору  
Бул түшитмени толук  $S$  бети бөлінген интегралдан, олол  $S$   
бети бөлінген еткен ағыны алабыз,

$$\Phi = \int_S B_n dS = \int_S \vec{B} d\vec{S} \quad (7.15.2)$$

7.15.1-формуладан  $B_n = d\Phi/dt$  б.а.  $B_n$ -бірдің аялтка түйре келген күч сыйыктардың санына барабар болғандыктан, магнит ағыны олол аялтка арқылуу еткен күч сыйыктардың толук санына барабар. Магнит ағыны он жана төрс болуп белгиси менен да айтурадап. Чындығында егерде  $\theta < 90^\circ$  болсо  $\cos\theta > 0$ , магнит ағыны ( $d\Phi > 0$ ) он сан болот. Бул учурда магнит талаасының күч сыйыктары нормаль түргузулған беттен чындылат. Егерде  $\theta > 90^\circ$  болсо магнит иткі сыйыктары нормал түргузулған бетте жет,  $\cos\theta < 0$  магнит ағыны  $d\Phi < 0$  төрс маанине за болот. Магнит ағыны бир тектүү жана  $S$  бети жалпақ болсо магнит ағыны  $\Phi = BS$  болот.

Егерде магнит талаасы бир тектүү болбосо жана  $S$  бети жалпақ болбосо,  $S$  бетин элементардың  $dS$  бетчелерге белгү керек. Жалдай бетчелерден аялтын ар биринен бирдей саншагы бир тектүү күч сыйыктар өткендегі кылым тандоо зары. Далык магнит ағыны 7.15.2 -формула менен аныкталат.

Магнит ағыннан бирдігі СІС системасында  $[\Phi] = [B][S] = T_l \cdot M^2 = \frac{A \cdot C}{M^2} \cdot M^2 = B \cdot C$  Вебер (Вб) деп етаптада.

СІС системасында: Жансөйттөн мкС.

$$1 \text{ мкС} = 1 \text{ ГС} \cdot 1 \text{ см}^2, 1 \text{ ГС} = 10^4 \text{ Т}, 1 \text{ Гб} = 10^8 \text{ мкС}$$

### 7.16.0 сторонадан түркестан магнит талаасы чын теоремасы

Түрк бет аркылтуу еткен магнит ағыны нөлгө барабар.

$$\oint_S B_n dS = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (7.16.1)$$

Бул теорема магнит талаасының күч сыйыктарының түшитугунан 'соленоидалдуулугунан' келип чыгат '7.16.1'-чилде'. Түрк бетин  $S_1$  жана  $S_2$  киргизген магнит ағыны  $S_1$  бетинен чыккан ағынга сан санынан бирдей, бирок белгилери карама карсы  $\Phi_1 = \Phi_2$  себеби киргизген жана чыккан сыйыктардың сандары бирдей. Ал эми

желты магнит ағыны алардын сумасына барабар

### 7.17. Магнит чыңырларынын закондору

Биз жогоруда, соленоиддин жана торроиддин электерүндө магнит талаасы пайды болорун нараганбыз. Ушул сияктуу магнит талаасы топтолгун чейкиндиктүн белүктөрүнүн тобун магниттик чыңырлар деп аташат. Чагнит талаасын ишчөтүш чүнчүү магнит етүдүүдүгү  $\mu$  етеги чөн болгон магниттик материалдардын турган магниттик чыңырларды колдонушат (мисалы, темир). Үндай чыңырлардагы магнит талаасынын булагы болуп чыңырдан бир белүргүн түзгөн токтуу катушка эсептелет. Трансформаторлор, электромагниттер, электромотор ж.б. элементтерден турган магнит чыңырларынин эсептес изанилуу мааниге ээ. Магниттик чыңырлардын эсептес тодук токтун законуну жана Остроградский-Гаусстун магнит талаасынин теоремасына негизделет.

Жоңе мисал катари, ишке жылчактуу шакек сияктуу эзектүү соленоидден турган магнит чыңырлы нарайлы. Оромолордун саны  $N$ , токтун күчү  $I_1$ -абадагы жылчактын көндиги,  $\lambda$  - эзектүүнүн узундугу 7.17.1-чийде.

Толук токтун закону башка соленоиддеги магнит талаасынын

$$\oint H dl = \mu_0 NI \quad (7.17.1)$$

бөлгөттүү  $\lambda$  көнө жылчактын обода ( $I_1, \mu_2=1$ ) магнит талаасарынын чынчалыктын ар түрүн түшсүздүктөн

$$H_1 = \frac{B}{\mu_1 \mu_0}, \quad H_2 = \frac{B}{\mu_2 \mu_0} \quad (7.17.2)$$

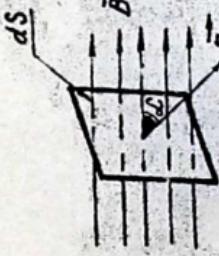
жо болбосо  $\oint H_1 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = B \left( \frac{l_1}{\mu_1 \mu_0} + \frac{l_2}{\mu_2 \mu_0} \right) = 4\pi k N I$

$$B = \mu_0 \frac{4\pi k N I}{l_1 + l_2} \quad 7.17.3$$

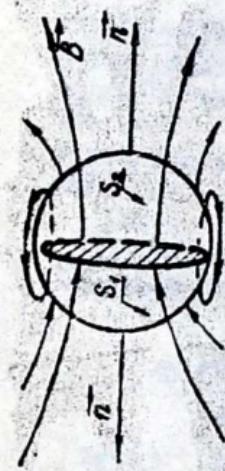
Эгерде ишкөн түрүн темирден болсо ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ )

$$B = B_0 = \mu_0 \frac{4\pi k N I}{l_1 + l_2} \quad (7.17.4)$$

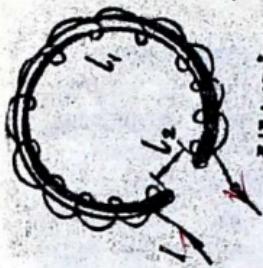
$\mu_0 \gg \mu_1$  болгондуктан,  $B > B_0$  болот. Б.з. ишкөн түрүн болбосо, индагы абалуу жылчак жалын катушкандағы магнит талаасынын азайтылышы алып жалет экен. Үндай болбос учин жылчактын



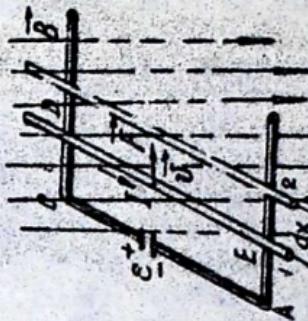
7.154 - Чертеж



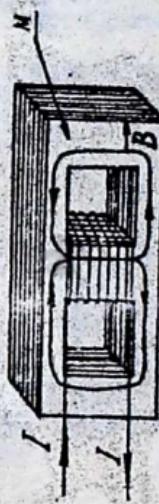
7.155 - Чертеж



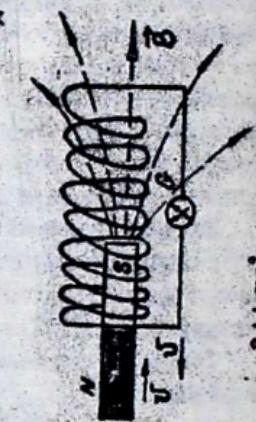
7.161 - Чертеж



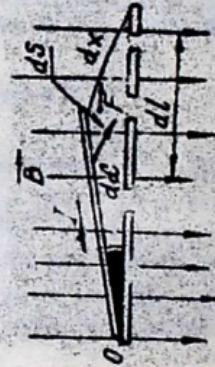
7.171 - Чертеж



7.172 - Чертеж



7.181 - Чертеж



7.182 - Чертеж

күчинекей кыншы берен.

7.17.6. барабардыктан еки жагын езектүн кесилиш адитыла кебейтүп, ал аркылуу оттуучук магнит ағынын алабыз

$$\Phi = BS = k \frac{4\pi I N}{\mu_1 \mu_0 S} \frac{I_1 + \frac{I_2}{\mu_2 \mu_0} \frac{I_2}{S}}{S} \quad (7.17.8)$$

Бул түснитма, Омдун толук чындыры түчин законуна түспөлдөй көрнөт; б.а.

$$I = \frac{E}{R+r} = \frac{E_M}{R+R_2} \quad (7.17.9)$$

Мында  $E_M = k4\pi I N$  магнит ағынын түзүүчү магнит киймидатынч күчү

$$R_1 = \frac{I}{\mu_1 \mu_0 S} - \text{еэзектүн магниттик көршүлгүнч}$$

$$R_2 = \frac{I}{\mu_2 \mu_0 S} - \text{кылымтактн магниттик көршүлгүнч}$$

$$R_M = R_1 + R_2 - \text{магнит чынтырынын толук көршүлгүнч}$$

Оңдоңдуктан, 7.17.9-түснитма Омдун магнит чынтырылары түчин толук закону дөп аталат.

Татаал магнит чынтырыларынын магниттик мүнәздеечү чондуктарды асептөө түчин Киркофтун врежелери колдонулат. Киркофтун I-врежеси

$$\sum_{i=1}^n \Phi_i = 0 \quad (7.17.10)$$

магнит откөргүчтердин түйндерүндөгү магнит ағындарынын алгебралык сумаасы налгэ беребар.

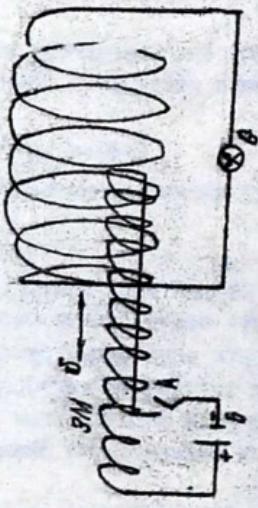
$$\text{Киркофтун II-врежеси } \sum_{i=1}^n \Phi_i R_{Mi} = \sum_{i=1}^n E_{Mi} \quad (7.17.11)$$

тармакталган магнит чынтырыларын ар кандай түркү контурунда магнит ағындарынын чынтырыларын тиешелүү балыктерүнүн магниттик көршүлгүнчтөрүнүн болгон кебейтүнүлдердин алгебралык сумаасы ошол контурдагы магнит киймидатынч күчтердин алгебралык сумаасына барабар. 7.17.2-чиймеге жөнекей тармакталган магнит чынтыры-электромагнит берилген, ишмү зиявваленттүү схемасы 7.17.3-чиймеге көрсөтүлген.

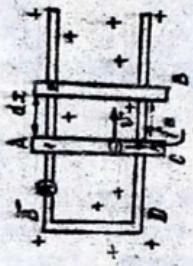
Киркофтун врежелерин (7.17.10-7.17.11) колдонуп, электромагниттин көркөтүү магниттик мүнәздеемелерүн асептөй алабыз.

### 7.18. Магнит таласынын толук откөргүч чынтырыларынын күчүн

Магнит таласынын ( $\bar{B}$ ) толкуу откөргүчүн кийлантырылыш (7.18.1-чиймө) АСДЕ электр контурунун  $DE$  болгуту контакты буз-



8.12 - ЧИЛДЕ



8.24 - ЧИЛДЕ



8.19 - ЧИЛДЕ



8.22 - ЧИЛДЕ

бай аркын жалуу мүмкүнчүлүгү бар дейли. Анда бул  $dF$  еткөртүүчке Ампердин күчтү аракет жалат.

$$F = k' / 18 \sin \alpha \quad (7.18.1)$$

Биздин шартта  $1/18$  болгондуктан

Бул күчтүн таасири астында  $dE$  еткөргүч  $dx$  арадыгына жалат,

$$\begin{aligned} dA &= F dx = k' / 18 \sin \alpha dx = k' / 18 d\Phi = \\ &= k' / 18 dS = k' / 1 d\Phi \end{aligned} \quad (7.18.2)$$

жумуш аткарылат.

Эгерде токтун багыты магнит индукциясынын яғы сыйкытарына перпендикуляр болбоно, анда  $B$ -векторун түзүүчүлөргө аныраттуу керек. Бул вектордун  $B$ , түзүүчүсүн токто аракет жылбагандыктан, алнын  $\delta$ , түзүүчүсүн гана алуу керек, анда  $d\Phi = B dS$  болот. Озондой зале тогу бар еткөргүч магнит талаасында кондайыр бир  $\theta$  огуунун алланасында аллансанын дейли. Нурдалыдаа зале  $B/d$  жөнөкөй учурун кордайла. Магнит талаасыннын таасири менен еткөргүч ои жакын көздөй сийакшат. Андагы этиарылган жумуш (7.18.2-чыны)

$$dA = k' / 18 / B dx = k' / 1 d\Phi \quad (7.18.3)$$

Ошентип, бул еки ийседдин негизинде темениндей жылбынтыкка иелебиз: магнит талаасында жайланаңкан токтуу еткөргүчтүү жылдыруудагы Ампердин күчинүн аткартан жумуш, ошол туралттуу  $A$  токтун күчүн, ток эзүнүн күймөлүшүн натыйласында чийип еткөн бет аркылуу еткен магнит  $d\Phi$  ағылшынин көбөйгүндүсүнө барабар екен.

Эгерде ток отуп жаткан контурдун бир чагы залес, контур толук у менен магнит талаасында жылса, анда аткаранын жумуш контурдагы туралттуу токтун күчүн, ошол контур жылганда ал аркылуу еткен магнит ағынын взгерүүшүнүн ( $d\Phi$ ) көбөйгүндүсүнө барабар экендигин көрсөтүүге болот. Эгерде контурдун биринчи обализдагы магнит ағыны  $\Phi_1$ , болсо, жылгандан кийинки экинчи обализдагы магнит ағыны  $\Phi_2$ , болсо,  $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ ,

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

## Глава 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

### 8.1. Электромагниттик индукция кубулушу жана анын негизги закону

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

Фарадей турактуу магнитти жана катушканы алган (8.1.1-чийе). Катушканы гальванометрге туташтырп, магнитти катушканын ичине салып, ары бери кылдырганда гальванометрдин жебечеси да ары бери кылган. Демек, катушка жана гальванометрден турган чыңырда ток пайда болот өкен. Токтун багыты магниттин катушкага салыштырмалуу күймөлүн, ал эми токтун чөндүгү ошол күймөлүн ылдамдыгына жараша болорун Фарадей байкаган. Эгерде магнитти электромагнит менен алматырып, аны катушканын ичине салып, ары бери күймөлдөтсек мурдатыладай зеңнатыжаны алабыз (8.1.2-чийе).

Эми катушканын ичине электромагнитти салып жооп, А ачылчынын кардамы менен аны токтун булагы *Б* туталтырсак, туташтыран учурда гальванометрдин жебесинин диртилдегенин байкайбыз.

А ачылчын кайра ажыраткан учурда да гальванометрдин жебеси диртилдейт. Эми А ачылчын тез-тез ачыл жапсак гальванометрдин жебеси онго-солго термелө берерин көребуз.

Бул тажырыбалар Фарадейге таандык. Магнит талаасынын күймөлүн таасири астында туюк чыңырда электр тогу пайда болот өкен. Бул токту индукциялык ток деп, ал эми кубулуштун еэзүн электромагниттик индукция деп аташты.

Кеп сандагы ушундай тажырыбаларды негизинде индукциялык ток начен гана магнит талаасынын күч сыйкитары еткергүчтү көсип, туюк контур кучагына алган күч сыйкитардын саны езгергендө б.а. туюк контур аркылуу магнит езгергендө пайда болот деген, хыбынтыяна Фарадей көлген.

Чындыгында зең турактуу магнитти шакек сынктуу туюк контурга (1-абал) жакындарсак (2-абал), контурдун ичи аркылуу еткен магниттик күч сыйкитардын саны көбейет магнит ағыны да чоңоет, ал эми алыстатсак (3-абал) контур аркылуу еткен күч сыйкитардын саны азайт (8.1.3-чийе). Ал эми магниттин

ылдамдыгы чоңайғондо гальваниометрдин жебеси көбүрееке жылат, б.а. пайдада болгон индукциялык токтун күчү да чоңоет зин. Бул учурда магнит ағынын езгерүшүнүн ылдамдыгы езгерерүн онай але көрүүгө болот. Ошентип, индукциялык токтун чоңдугү магнит ағынынан езгерүшүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш экен,

$$I_{\text{инд}} = \frac{d\Phi}{dt}$$

(8.1.1.)

Биз жогоруда магниттин катушкага салыптырмалуу киймыллынын бағытына жарата, гальваниометрдин жебасинин кийшайлуу бағытын б.а. пайдада болгон индукциялык токтун бағытынын езгерерүн көрдүк. Индукциялык токтун бағытынын менен магнит ағынын езгерүшүн ортосундагы байланышты Э.Х.Ленц көрсөткөн (1834 ж.).

- Ленцтин закону темениндөй айтылат:

Түрк алкактагы индукциялык ток ар дайым, езүн пайдада кылган магнит ағынын езгерүшүне карана кары (магнит талаасын түзгендөй) аракет жасагандай бағытта пайдада болот.

Бул закон түшүнүктүү болсун учун 8.1.3-чиймеге көнүү белүү. Шакеи сияктуу түрк контур магнитке салыптырмалуу алгачка I-абалда болсун. Эми магнитті контурга  $\bar{B}$  ылдамдыгы менен жакындалтсан (2-абал), анда ал аркылуу еткен магнит ағынын күч сыйыктар (жебейт). Ленцтин зрекеси бөвича, бул учурда пайдада болгон индукциялык токтун бағыты езу түзгөн магнит талаасы  $\bar{H}$  магнит ағынын есүшүнө каршылык көрсөткөндөй бағытта болушу көрөк. Демек, индукциялык токтун  $I_{\text{инд}}$  айланасында пайдада болгон  $H$  магнит талаасы магнит түзгөн магнит талаасына

$\delta$  карана карынча бағытта болушу көрек ( $\bar{H} \parallel \bar{B}$ ). Ал учун индукциялык ток саатын жебеси айланган бағытта пайдада болот, б.а. контурдун магнит ишени  $\bar{B}_m = I_{\text{инд}} \cdot S \cdot \bar{n}$  магниттин магнит индукциясынын  $\delta$  бағытамина карынча бағытталат ( $\bar{B}_m \parallel \bar{B}$ )

Эми магнитті контурдан  $\bar{B}$  ылдамдыгы менен алыштаталы (3-абал). Андэ контурду кесип еткен күч сыйыктардын саны магнит ағынын) азаят. Бул учурда индукциялык токтун түзгөн магнит талаасы  $\bar{H}$ , езүн пайдада кылган магнит ағынын азайышина каршылык кылган, б.а. сыртис магнит талаасына  $\delta$  көшүлгандай  $\bar{H} \parallel \bar{B}$  болушу көрек. Биздин шартта индукциялык токтун бағыты 3-абал) саат жебасинин алланышына карынча бағыт-

та пайды болот.

Английлык ғалымтуу Дж.Максвелл (1855г) Җараладын таңырылбасарының жылбытыктап, Ленцтин законун еске алып электромагниттик индукция кубулутун негизги законун чазган.

$$E_{инд} = -k' \frac{d\Phi}{dt}$$

8.1.2)

б.а контурдагы электромагниттик индукциянын электр күймүлдөттүү көтүү: ( $E_{инд}$ ), ошол контур аркылуу еткөн магнит ағынын езгерүстүнгө ылдамдыгына түз пропорционаллык зиен. Ында  $k'$  - пропорциялык коэффициенти, минус (-) белгиси Ленцтин эрежеси болынча, индукциянын токтуу бағытын көрсөтет. б.а. контурдун магнит ийини ( $\bar{P}_m = I_{инд} S \perp$ ) магнит ағынын езгерүтүнне тескери бағытталған болот.

Эгерде магнит ағыны ессе  $d\Phi/dt > 0$  ), анда  $\bar{P}_m \parallel B, E_{инд} < 0$  ал эки магнит ағынын заңынса  $d\Phi/dt < 0; \bar{P}_m \parallel B, E_{инд} > 0$

## 8.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯНЫН ЭЛЕКТР КҮЙМІЛДЕТКІШІКІНІҢ (ЭКЧ) ТАБИЛГАТЫ

Электромагниттик индукция кубулутунун негизги законукун 8.1.2) физикалык табиитатына көңүз буралы. Ал учун, 8.2.1-чында берилген, магнит талаасындағы ABCD түркү контурду көралы. Бул контурдун AC жағын I-абал (калган эки капталында биш датсын дейли). Магнит индукциясынан күч сыйкытарын контурдун тегиздигине тиқ кириссин (+) менен белгилендеген). Эгерде контурдун AC жағын онду көздөй й ылдамдыгы менен жылдырсак, анда А амперметрди токтуу пайды болгонун көрсөтет. Мунун себеби зынде ? AC еткергүчүн онду көздөй түлгандан аны менен көшпөндөндерди да жылышат. Бул электрондордо магнит талаасы Лоренцтин күчү  $f_B$  менен аракет кылат (8.2.1-чынде).

$$f_B = k' \Phi B$$

8.2.1)

Бул күч, электронго чынчалыкты  $\bar{E}$  болгон электр талаасынын аракетине эквиваленттүү

$$\bar{f}_E = \rho \bar{E}^{\perp}$$

8.2.2)

Бул эки барабардыктың тенденция мененкүнү алабыз

$$\vec{E} = k[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (8.2.3)$$

Контурун АС, жагы жылганда анда ток пайды болуу, бул күч-тердүн таасир менен электрондордук түрк контур бөйнчада айланып күйгөндөшүү менен түзүндүрүлөт. Демек,  $E^*$  электр талаасы электростатикалык боло албайт. Ошондуктан, мындай талааны индукциялык электр талаасы деп аташет, жана аны электростатикалык талаадан айырмалаш үчүн жылдамча ( $\rightarrow$ ) менен белгилеп көөбүз. Бул электр талаасынын күч сыйкытары, магнит талаасынынчай алэ, түрк болулат 8.2.2-чийме) Индукциялык

$E^*$  талаасынын АС кесиндиисиндең электронду жылдыруу үчүн аткарган жумушу

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

Барабар болот. Ал эми бирдигүн заряды жылдырууга сарыталган жумуш электр күймөндөткүч күчү (ЭКК) экенин жана 8.2.3-Форуулалык еске ёлып теменкү түйнктаманы алабыз.

$$S_{ind} = \frac{d\Phi}{dt} = \int_A^C E_e^* dl = k' \int_A^C B dl \cdot \frac{dt}{dt} = k' B l \frac{dx}{dt}$$

$$S_{ind} = \int_A^C E_e^* dl = -k' \frac{d\Phi}{dt}$$

(8.2.4)

Менде  $d\Phi = B l dx = B dS$ ,  $dx = v dt$

Эгерде контурдун жагы гана змес, анын езы магнит талаасында жылса же контур майытса анда 8.2.4-түйнктама мурдагыдай алэ маанигүе ээ болот, мендэл  $d\Phi$  контур жылгандағы же майышкандағы магнит ағыннын вэгерүшү. Бул шартта  $E^*$  түрк контурду бойлойт. Ошентип 8.2.4-түйнктаманы жалпы учур үчүн

$$S_{ind} = \phi E_e^* dl = -k' \frac{d\Phi}{dt} \quad (8.2.5)$$

деп жазууга болот. Бул барабардыктагы  $\phi E_e^* dl$  түйнктасы электр талаасынын түрк контур бөйнчада циркуляциясы экендигин еске салатты. Демек, индукциялык электр талаасынын индукциясынын циркуляциясы магнит талаасынын сияктуу, нелгэ барабар змес экен. Бул индукциялык электр талаасынын күч сыйкытарынын түрк, соленоидалдуу экендигигиң келип чыгат (8.2.2-чийме). Биз мурда электростатикалык талаанын цыцалышы  $\vec{E}$  векторун караганбыз. Анын күч сыйкытары ачык, б.а. он заряддардан башталып, терс заряддарга киришет. Мындай талааны потенциалдуу деп коопшат. Бул эки талаа  $E$  жана  $E^*$  электр заряддарга бирдей таасир этишет, бири бири менен түзүлүшү менен

Гана айырмаланышат.

Электростатикалык талаа  $\vec{E}$  заряддардын алласында пайдада болсо, индукциялык электр талаасы  $\vec{E}$  езгермелүү магнит талаасынин алласында пайдада болот экен.

### 8.3. Алкактын магнит талаасындағы алласы.

#### Генераторлор.

Электромагниттик индукция кубулушу механикалык энергиядан электр энергиясын алууга мүмкүнчүлүк берет. Откергүчтү магнит талаасында ылдырса, анда индукциялык ток пайдада болорун жогоруда көрдүк. Электр тогунун генераторулук эң жөнекей мисалын каралып. Откергүчтен жасалган алкакты индукциясы  $\vec{\theta}$  солгон магнит талаасында алданталы (8.3.1-чий ие). Алкактын алты  $S$ , ага түргузулган нормаль  $n$  болсун. Бул алкактын огунун алласында  $\omega$  бурттук ылдаандыгы менен алданталы. Анда магнит ағыны убакыттын  $t$  учурунда

$$\Phi = BS \cos \omega t$$

(8.3.1)

барабар болот. Убакыттада отшүү менен магнит ағыны езгергенде алкакта индукциянын ЭМК пайдада болот.

$$E_{\text{нд}} = -k' \frac{d\Phi}{dt} = k' B S \omega \sin(\omega t) \quad (8.3.2)$$

ал эми анда пайдада болгон тоо:

$$I_{\text{нд}} = k' \frac{BS\omega}{R} \sin(\omega t) \quad (8.3.2)$$

Оментип, алкакта пайдада болгон ЭМК жана индукциялык ток синус закону боюнча езгерешет экен. ЭМК амплитудасы эң чоң мааниси)

$$C_{\text{max}} = BS\omega = \mu M_0 HS\omega$$

(8.3.3)

магнит талаасынын чынчалысы  $\vec{H}$ , алкактын алты  $S$  ални аллануу ылдаандыгы  $\omega$  жана ал оролгон магниттик чөйрөнүк оттүдүүлүгү  $\mu$  жаралада болот экен. Магнит талаасынын чынчалысы чоңдуктуу үчүн чоң, кубаттуу магниттерди же электромагниттерди колдонуу керек.

Бирок, анын да чеги бар, магнитти ете чоңдуктамайбиз. Альлануу ылдаандыгы  $\omega$  да ете чоңдуктууга болбайт, себеби жо-

торку ыттамдыкта, айлануучу белүүкке (роторго) борбордан четтеевч чөн күч таасир этип, ал таянган оң ийилити мүмкүн Ошондуктан,  $\omega = 2\pi f$  айлану жылтыгын белгилүү чондукта алылат. Биздин олжын чүчин жылтык  $f = 50$  Герцтип, ЭКЧ чонойтунун эки ыкмасы чыгарылдуу: 1) алкактын алгачын ( $S$ ) чонойттуу. Ал чүчин бири бирине удаалаш туташкан алкактарды биринин чустуне бирин оройт. Мұндай алкактардын саны  $N$  болсо, аяны  $N$  болот да ЭКЧ  $N$  есеге чоноет. 2) удаалаш туташтырулган алкактарды магниттеги стимдүчүлүгү чөн болгон магниттик затка (ферромагнитке) орапот. Мұнда ЭКЧ  $N$  есеге чоноет. Ушундай жолдор менен ЭКЧ күчүн миллиондогон волтко жеткирилтет. Биз жогоруда электр тогуунун генераторунун чегизги иштее принципине токтоддук. Мұндай генератордун айлануучу белүүгүн ротор, ал өмч кыймылсыз белүктөрүн статор деп аташат. Роторду ар түрдүү жолдор менен айлантышат. Суу менен (ТЭС), жылуулук менен (ТЭЦ), атомидук энергия менен (АЭС), шамал менен (ШС), дизель мотору менен (ДЭС) ж.б. мұндай генераторлор кебүнчө езгермелүү токту иштеп чыгышат. Алар турактуу ток иштеп чыксын чүчин токту алуу (токосъемчик) схемасын гана езгертуү жетиштүү, 8.3.1-чиймесинде алкактын чыгыш  $A$  жана  $C$  учтари эки түрк шакекчелерден контакттары аркылуу керектелүүчү айлактарга ( $R_H$ ) езгермелүү ток берилет. Эгерде биз алкактын  $A$  жана  $C$  учтарын жарым шакекчелерге тутаптырасак (8.3.2-чийме) анда генератордон бағыты боюнча турактуу, чондугу боюнча езгермелүү ток алынат. Бул токтордун турактуу, езгермелүү) убакыттан болгон көз карандылыгынын графигин тургузуунуу езчигерге сүнүш кылабыз. Мұндай токтун чондугу да турактуу, болсун чүчин жарым шакекчелерди кыска, бири биринин айланына бокинча жылып жайланишкан сегменттерге алмастырылат (8.3.3-чийме). Карама жарыш жайланишкан эки сегменттө (I-5, 2-6, 3-7, 4-8) езчиге алкактардын учтари тутаптырылган. Бул алкактар сегменттер смыктуу але бири биринен белгилүү бурчка жылып жайланишат.

Электромотор. Электромотордун иштее принципи генераторго тескериисинче. Эгерде биз караган схеманын (8.3.1) роторуна ток берсек, анда ал айланып, электромоторго айланат. Амперчин законун аске алсақ, оной але электромотордун иштее принципиң түшүндүрүүгө болот.

#### 8.4. Өз ара индукция

Биз электромагниттик индукция кубулуп тараганыбызда, контурдагы индукциялык ток, контур аркылуу, еткен магнит ағыны езгергенде, пайды болорун кердүк. Бирок бул индукциялык токтун пайды болушу магнит ағынынын жаралышына жаралы болбостон, анын езгерүшүнүн ылдамдытына жана көз каранды вкен. Контурду кесүүчү магнит талаасы тышкарыдан келеби же ал ошол контурдун езу пайды болгонуна жараша, электромагниттик индукция кубулушу өз ара жана өзүмдүк индукция болуп скигэ белүнегет. Адегенде өз ара индукцияны карайыл. Жараш тегиздиктерде каткан эки ишкөн түрүндөгү контурду алап, биринчи контурду токтун булагы  $\alpha$ , экинчиин гальванометрге  $\beta$ ) туташтыралы (8.4.1-чи ме). Биринчи контур аркылуу  $I_1$  тогу еткенде анын айланасында магнит талаасы пайды болот. Бул магнит талаасынын күч сыйкыттары  $\Phi_{11}$  экинчи контурду кесип етуп,  $M_{11}$  магнит ағынын түзүшет. Эгерде  $I_1$  тогун эки аса кебейтсек,  $\Phi_{11}$  магнит ағыны дагы эки эсеге чоңбет, б.а. бул магнит ағыны  $I_1$  тогуна түз пропорциялай.

$$\Phi_{11} = k' M_{11} I_1$$

8.4.1)

Минда пропорция коэффициенттери  $k'$  - елчее системасына жараша болот ( $III: k' = 1$ ).  $M_{11}$  аза ара индукциянын коэффициенти, контурлардын өз ара жайлаништуу абалдарына жана калыптарына жараша болот. Эми экинчи контурга ток булагын туташтырып, ток жүргүзүп ( $I_2$ ) биринчи контурга гальванометриди туташтыралы. Анда экинчи токтун түзген магнит талаасынын биринчи контурга түзген магнит ағыны

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

8.4.2)

$I_2$  тогуна түз пропорциядаш болот. Эгерде бул контурлардын өз ара эзлеген орундары жана калыптары езгерүлбесе өз ара индуктивдүлүктүн коэффициенттери  $M_{12}$  жана  $M_{21}$  барабер болушат,  $M_{12} = M_{21} = M$  - өз ара индуктивдүлүктүн коэффициенти деп аталат.

Биринчи контур аркылуу еткен токту  $A$  жарышынын жардамы менен езгертсек, экинчи контурдагы магнит ағыны да езгерүп, анда ЭИК пайды болот

$$\mathcal{E}_2 = k' \frac{d\Phi_2}{dt} = -k' \frac{d}{dt} (k' M I_1) = -(k')^2 M \frac{dI_1}{dt} \quad 8.4.3)$$

Демек, екинчи контурда пайды болгон ЭИК ( $\mathcal{E}_2$ ) биринчи контурдагы токтун езгерүү ылдаштыгына  $\frac{dI_1}{dt}$  түз пропорциялашкан.

Эми 8.4.3-формулалын пайдаланып из ара индуктивдуулугутун коэффициентинин елчее бирдигин СИ системасында аныктаймы.

Биринчи контурдагы токтун езгерүү ылдаштыгы бирге барабар ( $dI_1/dt = 1$ ) болгондо, екинчи контурда 1 Вольт ЭИК пайдада болсо мындай эки контурдун из ара индуктивдуулугу 1 Генри-ге ( $\Gamma_H$ ) барабар болот, б.а. ( $dI/dt = 1$ ,  $k' = 1$ ,  $\mathcal{E}_2 = 1B [M] = 1\Gamma_H$ )

### 8.5. Жалпы езектүү эки соленоиддин из ара индукциясы -

Бир езеккө оролгон эки катушканын индуктивдуулугун каратылыш. Түркүзүлүштүү магнит етүмдүүлүгү  $\mu$ , туурасынан кеси-лиш аяны  $S$ , узундугу  $l$ , барабар. Езеккө оролгон катушкалардан орнодорунун саны  $N_1$ , жана  $N_2$  ге барабар. Биринчи катушка аркылуу тогун еткерсек, езек аркылуу

$$\Phi = BS = k 4 \pi \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S, \quad 8.5.1.)$$

магнит аянын жүрет.

Бул магнит аянын экинчи катушканын оромодор аркылуу етеш жана екинчи катушка аркылуу еткен толук магнит аяны

$$\Phi_{21} = N_2 \Phi = k 4 \pi \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S, \quad 8.5.2.)$$

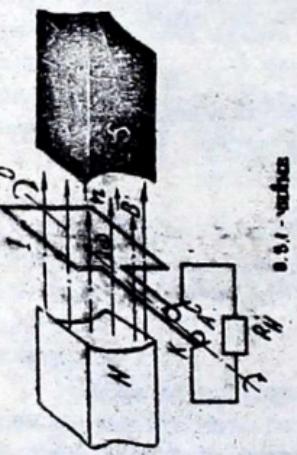
Барабар болот. Акырын түрлүмдөмөлүк 8.4.1-формула менен салыштырып бул эки катушканын из ара индуктивдуулугун табабыз

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

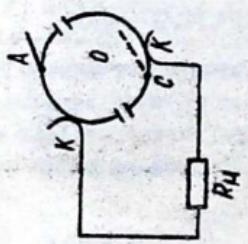
СИ системасында  $k' = 1$ ,  $k = \frac{1}{4 \pi \cdot 10^{-7}}$ ,  $M_M = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ ГН/м}$   
болжондуктан

$$M = \mu M_0 \frac{N_1 N_2}{l} S \quad 8.5.4.)$$

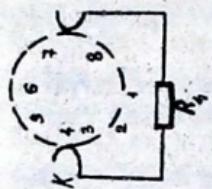
Из ара индукцияның мисалы катары трансформаторду карайбыз  
8.5.2-чийде. Жалпы түркүзүлүштүү магниттеги кийгизилген эки катушка трансформатор деп аталат. Ороиштунун саны  $M$ , болгон ка-



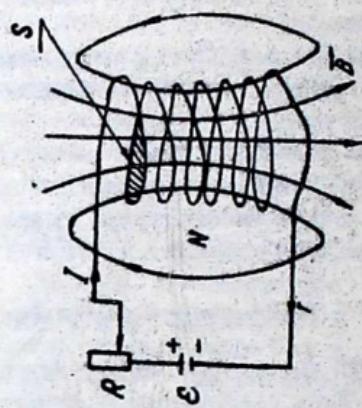
0.5.1 - unklar



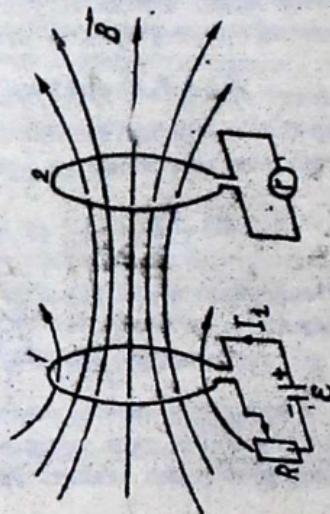
0.5.2 - unklar



0.5.3 - unklar



0.5.4 - unklar



0.5.5 - unklar

түшкага  $\mathcal{E}$ , ЭИК булагын туташтырып,  $I$ , езгермелүү ток еткенде езекте  $\Phi$  магнит ағыны пайды болот. Биринчи жана экинчи катушкалар аркылуу еткен магнит ағындар  $N_1 \Phi$  жана  $N_2 \Phi$  барабар болот. Бул магнит ағындары езгермелүү болушуп, катушкаларда индукциянын ЭИК пайды кылышат. Омдун закону бөюнча биринчи катушкадагы чыналуунун темендештүү  $\mathcal{E}_1 = I_1 R$ , сырткы ЭИК  $\mathcal{E}$ , жана пайды болгон индукциянын ЭИК  $\mathcal{E}_{инд} = -k' \frac{d\Phi}{dt}$  суммаларына барабар

$$\mathcal{E}_1 - k' N_1 \frac{d\Phi}{dt} = I_1 R,$$

8.5.5)

Олондой эле экинчи катушка учун

$$\mathcal{E}_2 - k' N_2 \frac{d\Phi}{dt} = I_2 R_2 \quad 8.5.6)$$

Бул катушкалардын каршылыктарын, алардагы чыналуунун темендештүү ( $U_1, U_2$ ) аларда пайды болгон индукциянын ЭИК  $\mathcal{E}_{1нд}$ ,  $\mathcal{E}_{2нд}$  чондуктарынан кеп эсе аз болгондой кылышт тандават :

$$I_1 R_1 < \mathcal{E}_{1нд}, \quad I_2 R_2 < \mathcal{E}_{2нд} \quad 3.5.7)$$

Мындаш шартта 8. 5.5 жана 8.5.6-түрлөттөрдөрдөн

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

Бирин экинчисине болуп,  $\mathcal{E}_1 : \mathcal{E}_2 = N_1 : N_2$  же  $\mathcal{E}_1 N_2 = \mathcal{E}_2 N_1$ , (8.5.8)

Трансформатордун киришине берилген  $\mathcal{E}$ , ЭИК анын чыгышында пайды болгон  $\mathcal{E}_2$  ЭИК болгон катышты алардын оромолдорунун салым катышына барабар екен.  $N_1 / N_2$ -трансформатордун күчтөтүү коэффициенти деп аталат. Эгерде  $\frac{N_2}{N_1}$ , трансформатордун чыгышында  $\mathcal{E}_2$  ЭИК киришиндегиден  $\frac{N_2}{N_1}$  ( $N_2 / N_1$ ) эсе тоң болот.

Мындаш трансформаторлор жогорулатуучу деп аталышат. Тесперисинче ( $N_2 / N_1 < 1$ ) болсо темендештүү – трансформатор болот Трансформатор аркылуу берилүүчүү энергия анын киришиде жаны чыгышында бирдей болгондуктан, жогорулатуучу трансформаторлордун чыгышында чыналуу чоңайсо ток күчүү азайт. Жогорулатуучу трансформаторлор электр энергиясын алыс аралыкка берүүдө көлдөнүлат, себеби еткергүч аркылуу еткен токтун жоготулуп  $\Delta Q = I^2 R t$  кетет) токтун күчүнүн квадратына түз пропорциялап, б.а.

электр энергиясын алыс аралыкка бериш учун токтун күчүн азайтыйп, чыналууну көбейтүү пайдалуу екен. Азырык электр станциялар пейдалануучулардан ондогон, жүздөгөн километр аралыкта жайланишкандастан, чыналууну да ондогон, жүздөгөн киловольтко жогорулатып беришет ( $\sim 10^6$  Вольт). Мындаш

жогорку чынбалуудагы электр энергиясын пайдалануу үчүн төмөндөтүүчүү трансформаторлорду пайдаланыпшат

### 6.6. Бэзүйдүк индукция

Биз жогоруда бир катушка аркылуу езгермелүү токтун экини катушкага тийгизген таасирин, ез ара индукцияны, карадык. Эми ошол езгермелүү ток еткен катушканын езүнө теренирээк көңүл беледү.

Катушка аркылуу ток еткенде, анын алланасында пайдада болгон магнит талаасы катушканын ез оромдорун кесип, магнит ағынын түзет. Бул магнит ағыны ал аркылуу еткен / тогуна түз пропорциалаш 8.6.1-чиyme)

$$\Phi = k'LI$$

8.6.1)

Жылда  $L$ -еэзүйдүк индукциянын коэффициентти же контурдин индуктивдүүлүгү деп аталат.

Бэзүйдүк индукциянын коэффициенттин  $L$  ) аныктосо үчүн ез ара индукция коэффициентинин  $M$  ) түнштмасын 8.5.3-формула) пайдаланабыз. Бэзүйдүк индукцияда оромолуу катушка түзген магнит ағыны, смол зе катушканын оромдорун кесип еткен жаткандыктаан,  $N_1=N_2=N$  деп алсак 8.5.3-формуладан контурдин индуктивдүүлүгү  $L$  үчүн

$$M = L = \frac{k}{k'} \cdot \pi M_m \cdot \frac{N^2}{l} S \quad (8.6.2)$$

түнштмани алабыз.

Ал эми бир катушка аркылуу езгермелүү / тогун жиберсек, ал түзгөн магнит ағыны да езгермелүү болуп, катушканын езүнде ЭИК пайдада болот

$$\epsilon_o = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -(k')^2 L \frac{dI}{dt} \quad 8.6.3)$$

Бул ЭИК езгермелүү / тогу еткен жатын катушканын езүнде пайдада болгондуктан, бэзүйдүк индукциянын ЭИК ( $\epsilon_o$ ) деп аталат.

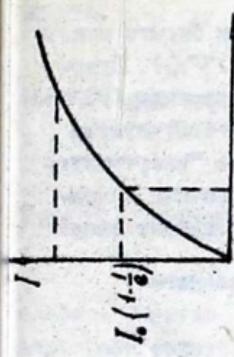
Формуладагы минус (-) белгиси, Ленцтин зореже бозонча контурдагы индуктивдүүлүк андагы токтун езгергүчин ақырында турғалдыгы билгизет. Эгерде контурдагы ток ессе  $\frac{dI}{dt} < 0$ , андас  $< 0$  б.а., контурдагы ток чоюое балтаса, анда пайдада болгон индукциялык ток  $I_o$  негизги токко карата-карты багынта пайдада болуп, анын осушуне тоскодук жылт /  $|I|$ . Төскерисинче, контурдагы ток алайгандан  $\frac{dI}{dt} < 0, \epsilon_o > 0$  болот, б.а. бул шартта пайдада бол-



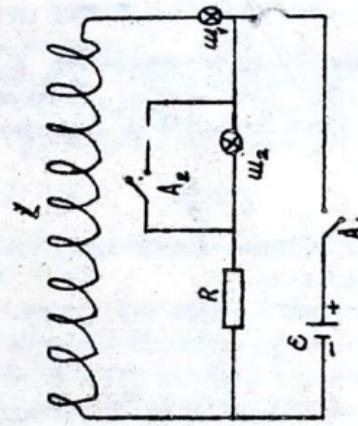
8.5.1 - முகாம்



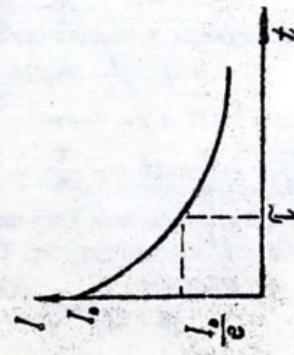
8.7.1 - முகாம்



8.7.2 - முகாம்



8.7.4 - முகாம்



8.7.3 - முகாம்

гон индукциялык токтун багыты мегизги токтун багыты менен дел келип, анын азырылана тоскоолдуу кылат ( $100\%$ ). Эгерде контур аркылуу түрлүк ток етсе  $\frac{dI}{dt} = 0$ , анда  $E_s = 0$  индукциялык ток пайды болбайт. Ошентип, индуктивдүүлүктүн болушу, катушка аркылуу езгермелүү ток еткенде "инертуулукке" алыш келет б.а. контурдагы ток тез есүп, езүнүн максималдык чондугуна жете албайт жана, тез жоголо албайт скем.

### 8.7. Чынтараарды кошкондогу жана азыраткандағы езгече (экстра) токтор

ЭКК С карсылык  $R$  жана индуктивность  $L$  ден түзүлген электр чынжырын жарайлы (8.7.1-чынже). Адамчычы ачык,  $A$ , ачыкчы дәйни жабык болгондо, чынжырга  $E$  ЭКК пракет күлүп, анда  $I$ , тогу жүрген болот

$$I = \frac{E}{R} \quad 8.7.1)$$

Эми ЭКК чынжырга кошулгандағы жана азырагандағы кубулуттарды байкаль.

Т.  $E$  ЭКК булагын чынжырга тез кошолу. Ал нүчин  $A_2$  -ачыкчы ачык)  $A_1$ , ачыкчы тез жабылат. Чынжирда индуктивдүүлүк болгондуктан, езүмдүк индукция пайды болуп, ал мегизги  $I$  тогунун есүшүнө тоскоолдуу кылат. Натыжада чынжирдагы токтун күчү эки ( $E_1, E_2$ ) ЭККтердүн таасири астында аныкталат

$$I = \frac{E + E_2}{R} \quad IR = E - L \frac{dI}{dt} \quad (8.7.2) \quad \text{хе болбосо}$$

Эгерде  $IR = E = 0$  деп белгилесек,

$$dU = R dI \quad 8.7.3) \quad \text{бслот.}$$

Анда 8.7.2-формуланы темендегүдөй жазууга болот.

$$U = -L \frac{dI}{dt} \quad 8.7.4)$$

8.7.3-түзүтмани 8.7.4 га белүп

$$\frac{dU}{U} = -\frac{R}{L} dt = -\frac{t}{\tau} \quad 8.7.5)$$

албиз. Мүндат  $t = \frac{L}{R}$  чынжирдин түрлүк токтун убактисы деп атагат 8.7.5) -формуланы кандайдыр бир  $t$  убактисынча чейин интегралдан жана потенцирлеп.

$$U = C e^{-t/\tau} \quad 8.7.6)$$

алабыз. Эми бул түтшілік 8.7.2-формулага көзін төмөнкінүү алабыз

$$IR = \mathcal{E} + Ce^{-t/\tau} \quad 8.7.7$$

Интегралдын тұрақтуулуғы  $C$  мұндаштып шарттан аныктайбыз:  
Демек 8.7.7-формуладан бул шартта  $C = -\mathcal{E}$  болот.

Муну 8.7.7 -формулага көзін

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-t/\tau}, \quad 8.7.8$$

алабыз. Ошентип, چыңырды ЭКК мүн булагына жошкондо ток дароо але езінүн он чоң маенисіне  $I$  жетбестен, 8.7.8-закону бойынча есептөн 8.7.2-чиме). Убакыт  $t$  چыңырдын тұрақтуу убактысы  $\tau$  барабар  $t = \tau$  болғанды, چыңырдагы ток  $I$  максималдуу токтун  $I_0 / (1 - \frac{1}{e})$  белгүнде барабар болот

$$I = I_0 \left(1 - \frac{1}{e}\right) \quad 8.7.9$$

убакыт чексизге умтулганда  $t \gg \tau$  гана چыңырдагы ток тұрақтуу токко барабар болот.

2. Чыңырдагы ток максималдуу чоңдугунда  $I = I_0$  етуп жатат. Эми چыңырды түрк калтырып, ЭКК булагынан кокусунан жыратады. Ал түн  $A$ , ачылық бойдан зураг (8.7.1-чиме).  $A_s$ -ачылық кокусунан жабабыз. Анда ЭКК булагы  $A_s$  ачылық арқылуу он жана терс уолдары түз көшүлүп,  $RL$  چыңырьнина аракет кылбай калат. Мындай шартта چыңырдагы токтун кантит жок болорун карайы.

Сырткы ЭКК аракет кылбагандыктан,  $\mathcal{E} = 0$ , چыңырга езүнчө индукциянын гана ЭКК таасир кылат б.а.

$$I = \frac{C_0}{R} = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt} \quad (8.7.10)$$

Омондуктан 8.7.7-тен деңгешеси ордуда

$$IR = Ce^{-t/\tau} \quad (8.7.11)$$

алабыз. Эми С аныктайлы.

Башталып шартта  $t = 0$ :  $I = I_0$  – ток максималдуу болгон.

Омондуктан 8.7.11 -формуладан  $C = I_0 / R$  болот.

Тұрақтуу  $C$  маенисін 8.7.11 формулага көзін

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (8.7.12)$$

алабыз.  $\mathcal{H}$ -чындырын ЭКК күсүнен кокусунан аръягатканда, андана ток 8.7.12-закону бойынша азайыл жок болот экенин (8.7.3 чииме). Азын көнчалык тез жогору  $I$  кара жа болот.

Оментигү, электр чындырыларындагы индуктивтүүлүктүү дүйнүүлүк  $L$  механика-дагы инертуулукте (массага) ожтом болуп, чындырга инертуулук берет экенин.

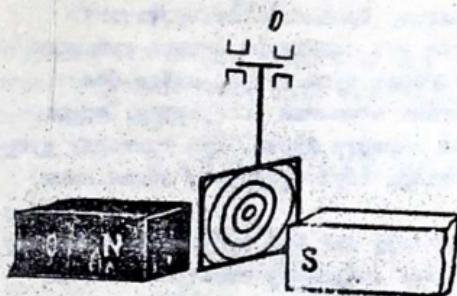
ЭКК булагын чындырга кошкондогу жана идан ажыратканда пайда болгон экстра токторду төмөнкү демонстриялык талыштырыбада көрсөтүүгө болот (8.7.4-чииме!). Бул чындыр эки жарыл чындырлардан: чон индуктивдүү  $L$  катушкасына  $W_1$ , электр замчасы удаалаш туташтырылган жана буларга удаалаш туташтырылган  $R$  карылышты жана  $W_2$  шамчасы жарыш туташтырылган.  $A_1$  ачыкты ачык түрсүн. Эгерде биз  $A_1$  ачыктын жабсек, анда ЭКК бул эки жарыш чындырга туташтырылат.  $W_1$  шамчасы индуктивдүүлүкке удаалаш туташтырылганыктан, эвчинче индукциянын тасасири астында бир аз кечигибизрээк жарылмаг түйөрүн. ал эми  $W_2$  шамчасы тез жарыларын байкайбыз.

Биз индуктивдүүлүктүү чындырга ЭКК булагын кошкондо пайда болгон еэгече токтуу көрдүк.

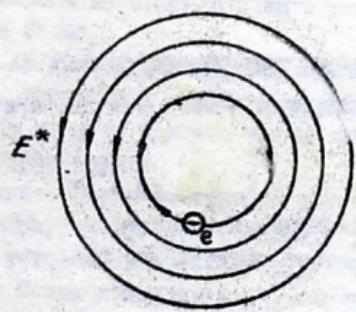
Бул чындырды ЭКК ажыратканда пайда болгон еэгече токтуу байкоо үчүн  $A_2$  ачыктын түркитап, ( $W_2$ -шамы ЭКК-нен ажыратылат). кабык турган  $A_2$  ачыктын шарт ажыраткан учурда бул шамдын жарылтигү, анан ечерүн көрбүз. Мыйнай кубулуш, чындырды ток булагынан ажыратканда пайда болгон еэгече токтуун негизинде пайда болгон еэгече токтуун натыйжасы болуп есептелет

### 8.8. Күндиуу токтор (Фуконун токтору)

Индукциялык токтор туташ салмаектүү еткергүчтерде да гайды болот. Эгерде еэгемелүү магнит талаасынын туташ еткергүчтөн жасалган нерселерди киргизгенде, аларда күндиуу токтор пайда болушат. Бул токтордун бағыттары Ценцтин зреҗеси болинча болушат. 8.8.1-чиимеде, О чекитине илингендеги металла пластинасынан жасалган мајтник магнит ушкадарынын ортосунда термелет. Мајтник термелгендеге ал аркылуу еткен магнит ачыны еэгемелдүктөн, бул еэгемелүү магнит ачынын #айланасында индукциялык электр талаасы  $E$  тайда болорун (8.2.2-чииме) билебиз. Мајтник туташ еткергүч болгондуктан, анда пайда



8.8.1 - чиймэ



8.8.2 - чиймэ

болгон түрк индукциялык электр талаасы  $F$  еткергүчтегү  
электрондорду талаанын түрк сыйкитары болонча каймылга  
келтириет да, еткергүчтө төгерек түрк токтор пайды болот.  
Бул токторордун багыттары магнит ағынын езгерүүнүн (чоңо-  
шунан, же азайылыша) жараша езгерүп турат. Бул токторордун куштуу токтор же функциянын токтору (бул кубулушу ачкан иши)  
деп атап көштөт.

Ар кандай кубулуштар сияктуу але бул кубулутун пайдалуу  
жана эзын жактары бар: 1. Бул кубулушту электромагниттик  
(микротолкундуу) дөңүү катары пайдаланышат, алрынча вакуум-  
дуу приборлордун (кампандардын) металлдардын жасалган тетик-  
терин изытып штеттүүде бул ыкманин башка жол менен алмашты-  
руу кынын. Ошондой але кубудул электр елчеечүү курадларда,  
алардын көрсөтүүчү жебесинин термелүү токтолтуу (демферлеө) учун  
кодлонулат. 2. Эмиңдуу жактары трансформаторлор иштегендө  
пайды болот. Эгерде трансформатордун езегү туташ темирден  
жасалса, анда пайды болгон күндүз токтор анын ысытына алыш  
келет. Ошондуктан, трансформатордун езегүн бирийнен изо-  
лацияланган жука тилкелердин, тобунаан жасашат. Жындай шартта  
куш токтор азаат.

### 8.9. Токтун магнит талаасынын энергиясы

Индуктивдүүлүгү  $L$  болгон контурдан  $I$  тогу еткенине ага  
илемшилен магнит ағыны

$$\Phi = k' L I \quad (8.9.1)$$

Барабар болору белгилүү (8.6.1-чийме). Магнит ағынын  $\Phi$  ге  
езгертуш түнүн, контур анында  $d\Phi$  ге езгертуү к  
керек,

$$d\Phi = k' L dI \quad (8.9.2)$$

Бул ағынды езгертуш түнүн аткарылган күмүш

$$dA = k' L dI \varphi \quad (8.9.3)$$

барабар болот. Жындай күмүштүү контурга туташтырылган ЭКК  
аткарат. Бул күмүш контурдагы топтолгон энергияны  $dW$  га  
бөбөйттөт. Эгерде контурдагы токтуу  $dI$  ге азайтсан, анда бул  
топтолгон энергия белгүнет. Ошентип токтуу  $dI$  ге көбөйткөндө  
контурдагы топтолгон энергия  $dW$  га чоюдет, б.а.

$$dW = dA = k' I d\Phi = (k')^2 L I dI \quad (8.9.4)$$

Контурдагы ток нелден кандайдыр бир / ге чоңойгөндөгү топтолгон энергияны табыш үчүн 8.9.4-түрлөмдөн нелден чейин интегралдао 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  $k' = \mu_0 \mu_r \cdot 10^{-6}$

$$W = L \frac{I^2}{2} \quad (8.9.6)$$

Акыркы түрлөмдөн индуктивдүүлүгү  $L$  болгон контурдан / тогу еткенде топтолгон энергияны мунэздейт. Түшүнүктүү болсун үчүн бул түрлөмдөн заряддалган, сыйымдуулугу  $C$  болгон конденсатордун энергиясы менен салыстыруу пайдалуу

$$W = \frac{1}{C} \frac{q^2}{2} \quad (8.9.7)$$

Конденсатордун энергиясы андагы заряддардын чоңдукунун квадратына ( $q^2$ ) түз пропорциялаш болсо, тогу бар контурдун энергиясы токтун квадратына  $\theta$ -а заряддардын киймдүйлигин квадратына түз пропорциялаш экен. Бул жагынан бул энергияларды механикалдагы потенциалдык жана кинетикалык энергияларга салыштырууга болот.

Ар кандай алдыр тогу магнит талаасы менен курталған-диктан, тогу бар контурдагы энергия, етүп жаткан еткергүчтүн ичиндеби же анын айланасындағы магнит талаасында топтолгонбуу деген суроо туудат.

Чындыгында егерде контурдагы ток турактуу болсо, андагы энергия дагы турактуу болот. Бирок, бул энергияны андан етүп жаткан ток менен байланыштырууга болбоят, себеби индуктивдүүлүдү башка контурду алып, ошондой эле ток еткерсек, анда ошол эле токтук: энергиясы башкача болот. Ошондуктан, бул энергияны магнит талаасы менен байланыштыруубуз керек. Ал үчүн торроиддик катушканы алаам (2.63-чында). Анын индуктивдүүлүгү

$$L = \frac{k}{\mu_0 \mu_r} M M_0 4\pi \frac{\pi r^2}{l} S \quad (8.9.8)$$

экендиги белгилүү.

8.9.8-түрлөмдөн 8.9.5-формулага койсок

$$W = \frac{1}{2} k' k M M_0 4\pi \frac{\pi r^2}{l} S I^2$$

жана аны торгоиддин узундугу / ге кебейтүп жана белуп

$$H = k \cdot 4\pi \frac{W}{L} ; \quad 15 = V$$

екендигиң эссе алым. СИ-системасында ( $k' = 1, k = \frac{1}{4\pi}$ ) теменкүнү алыбыз

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 V$$

(8.9.9)

Бул энергиянын түгшээдиги

$$W_H = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 = \frac{1}{2} BH \quad (8.9.10)$$

Ошентип, тогу бар еткоргүчтүн магнит талаасынын энергиясы, магнит талаасынын мейкиндиктүн чекитиндең чындылышынын квадратына түз пропорциялаш экен.

Электростатикада электр талаасынын энергиясы, анын чындылышынын квадратына түз пропорциялаш экендигин көргөнбүз.

$$W_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2, \quad E^2 = \frac{1}{2} DE \quad (8.9.11)$$

Эгерде мейкиндикте электромагниттик талаа болсо, анда бул талаанын энергиясы магнит  $H$  жана электр  $E$  талааларынын энергияларынын суммасынан

$$W = W_E + W_H = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad (8.9.12)$$

бараабар болот.

## Глава 9. МАКСВЕЛЛИН ТЕОРИЯСЫНЫН НЕГИЗДЕРИ

### 9.1. Англиялык токтору

Ар кандай өзгөрмелүү магнит талаасын курчаган индукциялык электр талаасы пайды болорун электромагниттик индукция кубулутунда көргөнбүз. Ал электромагниттик индукция кубулутунун негизги тәндемесинен келип чыгат,

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_{\Gamma} E_t^* d\ell = k \frac{d\Phi}{dt} = -k \int_S \frac{d\Phi_m}{dt} dS \quad (9.1.1)$$

Англиялык оюмштуу Максвелл, ар түрдүү электромагниттик процесстерди изилдеп, эгерде өзгөрмелүү магнит талаасы индукциялык  $E$  олектр талаасын түзсө, тескерисинчә, өзгөрмелүү электр талаасы магнит талаасын түзүшү керек деген жыныстыкка келген. Буга чейин биз, магнит талаасынын булагы болуп ток аспептөлөрин көргөнбүз. Ошондуктан, магнит талаасын түз-

ген езгермелүү электр талаасын Максвеля жылышуу тогу деп атап койдук.

Быльшуу тогун түшүнүш үчүн теменкү таңырыбага көнүл бурали: (9.1.1.-чиýме) С жалпак конденсаторуна  $\epsilon$  ЭКК була гчи алакошкуч (АК) арқылуу тутаттырылган. Конденсатордун бир канатына кичинекел электр шамы  $q$  тутаттырылган. Ындай электр чындыры турактуу ток үчүн туюк болбоң. Ошондуктан, ал аркылуу ток жүрбөйт, буга электр шамынын күйбөгөнү кубе. Эгерде көнүл көрпү карасак, алакошкуч ЭКК булагын конденсаторго копкандо жана аны алакошкондо, ток булагынын уюлдары алмашат, шамдын үзүүлдөгенүн (жанып ечкенүн) көребүз. Демек, бул учурларда чындырда электр тогу пайда болот экен. Чындыгынди зле алакошкучту I-абалдан 2-абалга которгондо конденсатор шамы арқылуу ала заряддалып, ток жүрет. Качан конденсатор азазаряддалып бүткөнде шам кайра ечет.

Оментип,  $\epsilon$  ЭКК булагын конденсатору бар чындырга копкан жана алакошкон учурларда электр шамы бүлбүлдейт экен. Эгер эми бул чындырды езгермелүү электр тогунун булагына тутаттырсан шам дайыма күйгөнсүп көрүнөт. Себеби кишинин көзү 25 Гц жыштыктан жогорку езгерүүлөрдү ажыраты албайт. Ай эми езгермелүү электр тогу 50 Гц жыштыкта езгергендүктен конденсатордогу заряддо жана алазаряддо 100 Гц жыштык менен жүрет. Ошондуктан, мындай езгермелүү токтун булагына тутаттырылган электр шамы турактуу күйгөнсүйт. Оментип, езгермелүү электр тогу турактуу токтот айырмаланып, ачык чындырлар арқылуу да жүре алат экен. Бул чындырды конденсатордун канаттарынын ортосундагы пайда болгон жылышуу тогу б.а. езгермелүү электр талаасы туюктайт.

Түшнүктүүреек болсун үчүн 9.1.2.-чиýмеге көнүл бурали. Алакошкучту I-абалга жылдырсан конденсатордун сол канатына  $+q$ , ал эми канатына терс заряддар  $-q$  ынана баштайт (заряддашат). Аларда заряддар көбейген айын, орторсундагы электр талаасы пропорциялаш чоңоет. Егерде канаттарында заряддардын беттик түгээдиги  $\sigma$  болсо, иңде салардын ортосундагы электр талаасынын индукциясы  $D$  га түз пропорциялаш болот,

$$D = \sigma$$

(9.1.2)

Ай эми толук заряд  $q = \sigma S = DS$ ,

(9.1.3)

мұнда  $S$ -көндөнсатордун канаттың айнты  
Әгерде 1-убақтысында конденсатордун заряды  $q$  га езгерсе,  
конденсаторду туталтырган еткөрғүчтегі пайда болғон ток-  
тун күчү  $j_0$

$$j_0 = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt} \quad (9.1.4)$$

болот, не анын тығыздығы

$$\vec{j}_0 = \frac{d\vec{q}}{dt} / s = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (9.1.5)$$

канаттардың ортосундагы электр индукциясының езгерүшүнүн ылдаандыгына  $\frac{dD}{dt}$  пропорциелаш болот. Бул барабардилсан, еткөр-  
гүчтегі токту канаттардың ортосундагы мейкиндикте (диэлек-  
трикте) езгермелүү электр талаасының күч сыйкыттары ( $\frac{d\omega}{dt}$ )  
уландып, чындыры түрктай турғандығы келип чыгат. Бул вект-  
тордук өндөртүү Максвелл жылышу тогу деп атаган,

$$\vec{j}_* = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (9.1.6)$$

Электр индукциясы  $\vec{D}$  диэлектриктин поляризация вектору менен төмөндөгүдей байланысадан.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho}$$

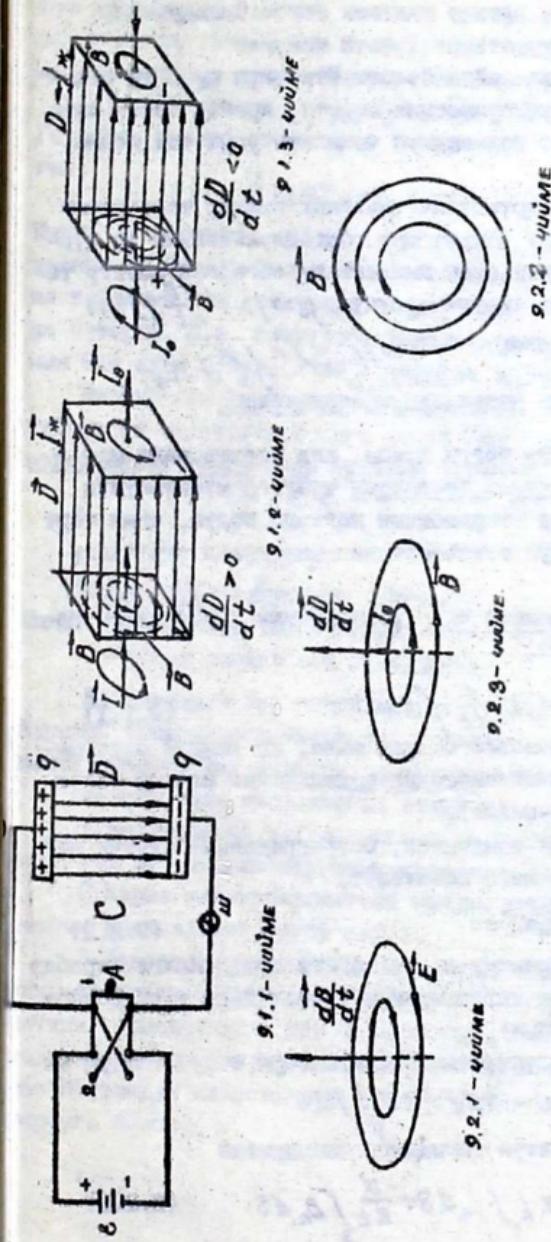
$$j_* = \frac{d}{dt} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho}) \quad (9.1.7)$$

$$(9.1.8)$$

мұнда  $\epsilon_0$ -электрдик турақтуу сан,  $E$ -Электр талаасының чындылытуу. Поляризация вектору  $\vec{\rho}$  диэлектриктеги поляриза-  
циллилік заряддар менен байланыттуу болгондуктан, 9.1.8-  
формуладагы  $\frac{d\rho}{dt}$  өндөртүү поляризациялык заряддарының жылышы-  
ниң ылдаандыгын мәнездейт. Ошондуктан, 9.1.8-формуладагы  
бүл мүче "жылышу тогу" деген наамга туура келет. Ар кандай  
ток сыйктуу, жылышу тогунун алғанасында да магнит талаасы  
пайда болот. Конденсатор аяазариддалғанда еткөрүштүлүк  
 $j_*$  тогу бағытын езгерткендүктен, жылышу  $j_*$  тогу да ез бағытын  
езгертет (9.1.3-чишіе). Ошентип, конденсаторлуу электр чындыры  
арқылуу езгермелүү ток жүргендө конденсатордун канаттарының  
срдосунда пайда болғон жылыш тогу  $j_*$  еткөргүч арқылуу жүр-  
ген токтун  $j_0$  уландысы болуп, чындыры түркталат жана бул токтор-  
дун тығыздыктары барабар болушат

$$j_0 = j_*$$

Әгерде кандайдыр бир еткөргүч арқылуу езгермелүү ток жүрсе,



анын ичинде езгермалуу электр талаасы болот. Олондуктан, мындай еткергүч арылуу еткерүмдүүлүк тогунаан ( $\nu_0$ ) башка жыныну тогу  $j_x$  да пайды болот. Еткергүч арылуу еткен толук ток бул токтордун суммасына  $j = j_x + j_s$ , сарбар болот жана аларды курчаган магнит талаасынын чындашты ушул ток менен аныкталат.

Чейренун электр еткерүмдүүлүгүне жана электр талаасынын езгерүшүнүн ылдамлыгына караша бул токтордун салым ар түрдүү болушат. Аңчалык чоң змес жыстыктагы езгерген электр талаасы учун: а) жакшы еткергүчтер учун  $j_0 \gg j_x$ ,  $j = j_0$   
б) начар еткергүчтер учун  $j_x \gg j_0$ ,  $j = j_x$   
в) жарым еткергүчтер учун  $j_x \sim j_0$ ,  $j = j_0 + j_x$

## 9.2. Максвелдин интегралык тенденциилер

Максвелдин жыныну тогун ачысы, ага электр жана магниттик кубулуштардун ~~шалпы~~ теориясын түзүүгө мүмкүнчүлүк берди. Максвелдин бул теориясынын негизги болуп, анын төрт тенденции эсептелет. Бул тенденциелердин интегралла түрүндөгүсүн изарый.

Анын биринчи тенденции электромагниттик индукциянын магнити замы закону эсептелет,

$$\oint E_d l = -k' \frac{d}{dt} \int B_n dS \quad (9.1.1)$$

Бул тенденции ондон солго окусак анда, ар кандай езгермелий магнит талаасынын айланасында ~~шалпы~~ электр талаасы пайды болот (9.2.1-чыме).

Максвелдин екинчи тенденции, Остроградский-Гаустун магнит талаасы учун теоремасы эсептелет.

$$\oint B_n dS = 0 \quad (9.2.2)$$

С.а. түркіттеги бет аркылуу еткен магнит ачыны нелгэ барабар. Бул теоремадан, магнит талаасынын күч сизимтари түк болору келип чыгар (9.2.2-чыме).

Максвelli езүнүн түнчүү тенденции катары толук токтун замонун алган.

$$\oint H_d l = 4\pi I = 4\pi \int_s j dS$$

Бул керде  $j = \frac{I}{l}$  толук токтун тигъядыгы олондуктан

$$\oint H_d l = 4\pi \left[ \int_s j_q dS + \frac{d}{dt} \int D_n dS \right] \quad (9.2.3)$$

Бул төндемеден, магнит талаасы откөрүмдүүлүк токтун  $\rho_e$  айланасында гана пайды болбостон, кылышу тогунун  $J_{\text{ж}} = \partial D / \partial t$  айланасында да пайды болору келип чыгар (9.2.3-чыны).

Айны тергүйчү төндеме катары, Максвелл, Остроградский-Гаусстун электростатикалык талааса учун теоремасын пайдаланган,

$$\oint D_n dS = q = \int \rho dV \quad (9.2.4)$$

Мында  $\rho$ -заряддин колойдук тыгыздыты, электростатикалык талаасы  $D$  будуп электр заряды  $q$  жөнделерин, коли ал талаасын күч сыйыктары он зариддан башталып, терс зарядлар да бутерүн, б.а. электростатикалык талаасын күч сыйыктарынан баш аягы болуп, ачык экендигин көрсөтет (9.2.4-чыны).

Электр жана магнит талаасарына ар кандай чөдрелердүн тийгизген таасирлерин буга чейин бизге белгилүү байланыштар, материалдук төндемелер аркалуу берилет

$$\begin{aligned} D &= \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ B &= \mu_0 H \\ J &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (9.2.5)$$

(Омдун дифференциалдык закону)

Мында  $\epsilon$ -чөрөнүн электр жана магнит отындуулугу,  $\sigma$ -жана электро откөрүмдүүлүгү

Максвелдин бул төндемелеринен электр жана магнит талаасарынын ортосундагы тыгыз байланыштар, алардын электр зарядларын абалына көз каранды экендиги келип чыгар.

Максвелдин теориясынан келип чыккан негизги жылымтыктар:

1. Мейкиндикте электромагниттик толкундар пайды болуп, алар биш мейкиндикке жарыктын маддемдиги  $\sigma$  менен таралат.

2. Жарык электромагниттик толкун жана ал көз көргөн жылымтын диапозонуна туура келет.

3. Максвелдин теориясы ар кандай электр жана магниттик, электромагниттик, кубулуштарды, ошондой але электромагниттик термелүүлердү жан толкундарды, ошонун ичинде жарык толкундарын да түшүндүре алат. Бул жагынан Максвелдин теориясы Ньютондун классикалык механикадагы теориясы менен салыштыруу болот.

## Глава 10. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛСУНДАР ЖАНА ТЕРМЕЛҮҮЛӨР

Ар кандай электромагниттик кубулуттардың арасында электромагниттик термелүүлөр жана толкундар орнуунда орунду зөлөштөт. Мында, электрик жана магниттик чөндүктөр (заряддар, токтор, электр жана магнит талаалары) мезгилдүү езгерүштөт.

### 10.1. Термелүү чынсыры. Өзүмдүк термелүү

Удаалаш туташтырылган  $C$  конденсатордон, индуктивдүүлүгү катушкадан жана  $R$  киышылыгынан түзүлген электр чынсыры термелүү контуру деп аталат (10.1.1-чыны). Мында чынжырга адегенде электр энергиясы берүү керек Адикттан,  $A$ , ачкычынын жардамы менен  $C$  конденсаторду ЭКК ( $\mathcal{E}$ ) булагына туташтырылбыз. Бул мезгилде  $A_2$  ачкычы ечкы турат. ЭКК булагы конденсаторду заряддайт жана, аңда  $q = \mathcal{E}C$  барабар заряддар топтолот. Мында, ток булагынын сырткы клеммаларынын ортосундагы чыналусу  $U$  га барабар. Биздин шартта конденсатордун жогорку канатында оң заряддар ( $+q$ ), ал өми теменкү канатында терс заряддар ( $-q$ ) топтолушкан. Бул заряддалган канаттардың ортосунда пайда болгон электр талаасынын чыналусу  $E$  ге барабар болуп, ал өми энергиясы

$$W_q = \frac{q_0^2}{2C} \quad (10.1.1)$$

барабар болот.

С конденсатору заряддалғандан кийин аны  $C$  ток булагынан атыратып ( $A$ , ачылат), термелүү контурун түктасак ( $A_1$  жабылат) индуктивдүүлүк еримшүү конденсатор разряддалат (заряддар ага балттайт). Индуктивдүүлүктүн таасири астында, контурда пайда болгон ток ақырындал, есүп, ток етүп жаткан катушканы курчаган магнит талаасы пайда болот. Конденсатордугу заряддар азайлан сайын, анын электр энергиясы азайып катушканын магнит талаасынын энергиясы кебейт. Контурудагы термелүү кубулушу түшүнүктүүрөөк болсун үчүн, адегенде сидагы киышылкты еске албайы ( $R = 0$ ), б.а. контурдагы энергия жылуулукка айланыш жок болбайт. Конденсатор толугу менен разряддалып буткенде (10.1.2-чыны), катушка аркылуу еткен ток максималдуу болот жана чынжырга индуктивдүүлүк ток түн токтоң калышына тоскооддук кылат. Ушунун негизигинде конденсатордо алаазарылдыс бешталат б.а. конденсатордун теменкү

канатына он жогоркусуна терс заряддар топтоло балтайды (10.1.3-чийме). Үндай алазаряддоо бүткенде чынжырдагы ток токтолуп ( $I=0$ ) бердик энергия кайрадан конденсаторго топтолот. Бул абалда чынжыр көпші түра албайт жана конденсатор катушка аркылуу кайрадан заряддала баштайды, он заряддар теменкү канаттан жогорку канатты көздей катушка аркылуу ага баштасат. Үндай агуунун тез бүтүшүнө катушка да пайды болгон езүмдүк индукция күбүлүшү тоскоолдук кылат. Конденсатор толук разряддалып бүткөндөн кийин (10.1.4-чийме), Ошол але индуктивдүүлүк конденсаторду алазаряддоого мажбур кылат, б.а. конденсатордун жогорку канатына он заряддар топтолуп теменкү канатына терс заряддар топтоло баштайды. Конденсатордун толук алазаряддалып бүткөн учурда 10.1.5-чиймөдө көрсөтүлгөн. Контурдун бул абалы анын баштапкы ( $t=0$ )  $\lambda_{ab} \rightarrow \infty$  да келет (10.1.1-чийме). Олентип, бул контурда заряддар бир толук термелешип, мурдашы абалына келиши. Бир толук термелүүгө көткөн убакыт термелүүнүн мезгили ( $t=T$ ) экинчи гибридтүүлүк зернистике салалы. Термелүү контуру мындай абалда жөпкө түра албагандыктан, кайрадан заряддардың термелүү процесстери кайталанат. Биз каршылыкты аске алган жокбуз, ошондуктан, контурдагы мындай бир балталган термелүү чексиз асе кайталанат.

Эми ушул контурдагы термелүүнүн жүрүшүнүн закон ченемдүүлүгүн аныктайты. Ал үчүн биз жогоруда көрсөтүлгөн (10.1.1-чийме) Киркгофтын екинчи законун (Оидук толук чынжыр учун закон) көзөйнөн аныкталады.

Биз адегендө жалпы учурду, б.а. каршылыкты да эске алашы.

$t=0$  учурунда конденсатор толук заряддалып түрсүн ( $q=q_0$ ),

$A_1$ -астанын кошкондо ( $A_1$ -аңык) чынжырда разряддоо тогу жүре балтайды. Бул ток Киркгофтын екинчи законунан аныкталат, б.а.

$$IR_c + U_r = E_0 \quad (10.1.2)$$

Мында  $IR$ -каршылыктагы чынжалыштын темендешүү,  $U_r = q/C$  конденсатордун канаттарынын оугосундагы чынжалыш,

$$C_0 = -L \frac{dI}{dt} \quad (10.1.3)$$

индуктивдүүлүкте пайды болгон езүнчө индукциянын ЭКС.

Бул чынжыр аркылуу аккан электр тогу

$$I = \frac{d^2q}{dt^2} \quad (10.1.4)$$

болжондуктан, токтун еэгертуү зарядлар аркылуу темендегүйдөй түндүрүлат

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} \quad (10.1.5)$$

Олентит, Жирхагутун эколчи законун (10.1.2), зарядлар аркылуу темендегүйдөй жазууга болот

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

жэ болбосо индуктивдүүлүккө ( $L$ ) белүп,

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (10.1.6)$$

түнштмани алабыз, жана термелүү контурунун дифференциалдык тенденции болуп есептелет.

Мындан алғы тәменкүйдөй белгилеп алууну жүргүзөлү

$$\sqrt{\frac{1}{LC}} = \omega_0 \quad (10.1.7)$$

контурдун алдык жылтыры,

$$t = \frac{1}{\omega_0} \quad (10.1.8)$$

контурдун взымдук убакысын.

I. Биз адегенде  $LC$  контурдагы эркин термелүүлдердүү карайлы. Ал үчүн  $R=0$ , каршылышты эске алабыз. Мындаш контур эркин термелүүлдердүү же  $LC$  контуру деп аталат.

Мындаш шартта ( $R=0$ ) 10.1.6.-тенденце тәмендегүйдөй жазылат

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (10.1.9)$$

Бул тенденции меканикалык гармоникалык термелүүлдердүү тенденции менен салыстырып көрөлү

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (10.1.10)$$

Мында  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ ,  $k$ -серпилгичтүктин көзбүрүсү,  $m$ -термелүүчү нерсенин массасы,  $\omega_0$ -термелүүнүн взымдук жылтыгы экендигин эске салалы. Бул тенденден, биз караган  $m$  массасы гармоникалык закон

$$x = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (10.1.11)$$

бөйкөнчө термелерин алганбай.

10.1.9 жана 10.1.10-тенденмелерди салыстырып, биз карап жат-

жан  $LC$  контурундагы заряддар

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (10.1.12)$$

еэзгерерүн оюй эле табабыз.

Мында  $q_0$ -конденсатордогу баштапкы заряд, термелген заряддардын амплитудасын натуура келет,  $\omega_0$  эркин термелүүнүн жылтыгы жана баштапкы фазасы. Ошентип, контурдагы заряд гармоникалык закон борборча термелерин (еэзгерерүн) бердүк. Эркин термелүүнүн жылтыгы  $\omega_0$ . 10.1.7.-тендемеден аныкталат.

Мындаи термелүүнүн мезгили

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC} \quad (10.1.13)$$

Экендиги, мектептин физикасынан Томсондин формуласы деген ат менен белгилүү.

$LC$ -контурундагы заряддардын еэзгерүү закону график түрүнде 10.1.6-чиймеде берилген. Бул графикте баштапкы фаза  $\varphi_0 = 0$  нелгө барабар деп алынган, б.а. термелүүнүн эсептес конденсатордогу заряд максималдуу болгондан башталат ( $t=0; q=q_0$ ). Ушул 10.1.1-чиймедин жана 10.1.12-тендемеден, убакыттын кайсыл учурларында конденсатор толук зарядалгандыгын ( $q=q_0$ ) же яласарайдалгандыгын ( $q=-q_0$ ) индуктивтүүлүк аркылуу еткен ток жок экендигин ( $I=0$ ) же максималдуу ( $I=I_0$ ) оюй эле табууга болот.

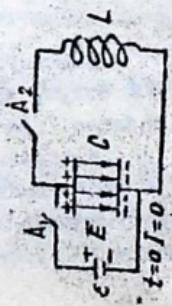
Ал үчүн токтум салыштын ээзин чөнөмдүүлүгүн да таап алады.

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}) \quad (10.1.14)$$

Мында  $I_0 = q_0 \omega_0$ -токтун амплитудасы 10.1.12 жана 10.1.14-тендемелерди салыштырып, термелүү контурунда заряд ( $q$ ) жана ток ( $I$ ) карата каршы фазада еэзгерерүн оюй эле көрүүге болот. Чындыгында эле  $\varphi_0 = 0$  болгондо бул тендемелерден

$$1. \quad t=0, \cos \omega_0 t = 1, q = q_0, \sin(\omega_0 t) = 0, I = 0$$

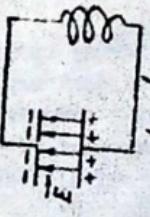
2. Заряд кайсыл учурда нелгө барабар ( $q=0$ ) экендигин табабыз. Ал үчүн  $\cos(\omega_0 t) = 0$  мындан  $\omega_0 t = \pi/2$  болушу керек же  $t = \pi/2\omega_0 = (\pi/4\pi)T = (1/4)T$  экендигин табабыз. Ушул уттарда  $t = \frac{1}{4}T$ , 10.1.14-тендемедей  $I = -I_0$  экендигин табабыз. Ошентип, термелүүнүн төртөн бир  $T/4$  мезгилиндең учурда конденсатор толук разряддалат  $q=0$  жана катушка аркылуу еткен ток максималдуу ( $I = -I_0$ ) болот (10.1.2-чий-



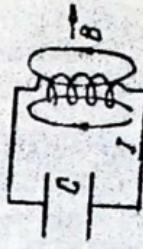
$10.1.1 - \text{жүймек}$



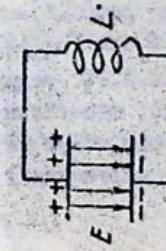
$10.1.2 - \text{жүймек}$



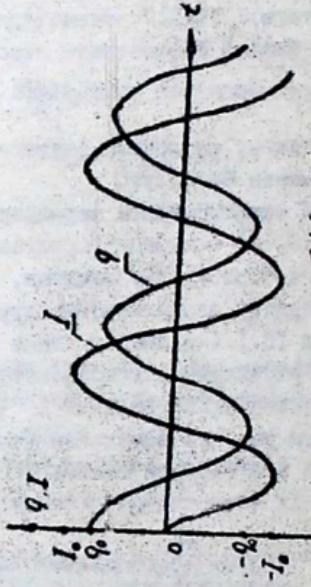
$10.1.3 - \text{жүймек}$



$10.1.4 - \text{жүймек}$



$10.1.5 - \text{жүймек}$



$10.1.6 - \text{жүймек}$

ме). 3). Конденсатордун толук алазариялдаған учурун табайы, б.а.  $q = -q_0$ . Ал үчүн 10.1.12-тәндемеде  $\cos(\omega_0 t) = -1$  болушу керек. Менден  $\omega_0 t = \pi$  экендигин жана  $t = \pi / \omega_0 = T/2$  экендигин оңой але табабыз. Ал еми ушул але уттарда  $t = T/2$  чыңырданы ток  $I = 0$ , токтолорун (10.1.14-тәндемеден, оңой але табабыз (10.1.3-чиймө). Устундай але жол менен убакыттын  $t = 3T/4$  учурунда конденсатордагы зарядының  $q = 0$  нел экендитин  $I = I_0$  (10.1.4-чиймө) ал еми убакыттын термелүүнү мезгилине туура келген учурунда  $t = T$  термелүү контурду баштапки абалга кайра келерин (  $q = q_0$ ,  $I = 0$  ) оңой але табабыз. Термелүү контурундагы зарядының жана токтун убакытка байланыштуу взгерүшү жана биз жогоруда көрсөткөн учурдағы абалдарды (10.1.6-графикте көрсөтүлгөн, жана токтун взгерүшү зарядының фазасы бойнча  $\pi/2$  арта жүрт ажыр.

Контурундағы термелүү процессинде электр энергиясы, магнит талаасының энергиясына, жана тескериисинче болорун көрдүк. Бул энергиялардың взгерүсүнүн жана сакталуусунун закон чөнөмдүүлүгүнө көнүл бурали. Электр жана магнит талааларының энергиясының сумаасы

$$W = W_E + W_H = \frac{c}{2} \frac{q^2}{2} + L \frac{I^2}{2} \quad (10.1.15)$$

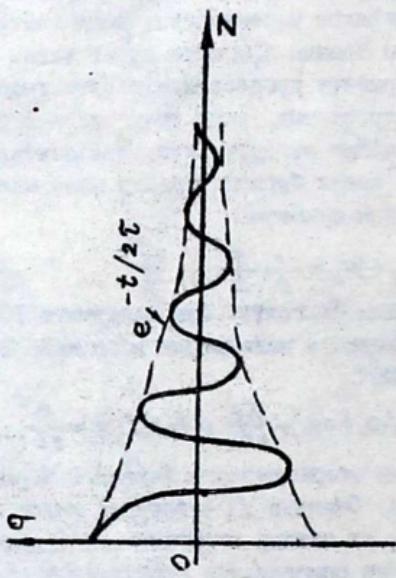
Экендиги биште мурдатан белгилүү. Бұл тәндемеге 10.1.12 жана 10.1.14-тәндемелердеги маанилерин көпшіл жана 10.1.7-барабарлыкта эске алып

$$W = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{q_0^2 L}{2CL} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{q_0^2}{2C} \quad (10.1.16)$$

Экендигин б.а. балтаки конденсаторго берилген берилген энергия сакталарын алабыз. Ошентип  $LC$ -контурда жалпы энергияның сумаасы взгербей, ал электр энергиясының (конденсатордон), магнит талаасының энергиясына (катушканың айланасына), егерүне жана тескериисинче магнит талаасының энергиясы электр талаасының етет ажыр. Энергияның мындаи взгерүү закону да гармоникалық бойдан калат. Убакыттың кайсыл учурдағы энергияның кайсыл түрү қандай мааниге за болорун 10.1.6-графикти көрсөткөн болот.

2). Баасандоочу термелүүлдер. Эгерде термелүүчүү контурда каршылык болсо, анда контурдагы энергия бара-бара Джоуцун

10.1.7 - 4000m



жылуулук энергиясына эйланып, эйлана чөйрөгө тарап жок болот. Ар кандай еткөнгөнкөн катышылкка сә болгондуктан.

Контурга катышылкты атайлад көбесек да, катушка кандайдыр бир катышылкка сә болот. Ошондуктан, ар кандай термелүү контурunda катышылк болот жана ошонун негизигүйде контурда башталган термелүү бара бара басандап, ақырында ечет. Мындай термелүүнүн басандалын I.O.I.6-тәндемеден көрсөттүгө болот.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (I.O.I.17)$$

Бул реалдуу  $Rf\omega$  термелүү контурунун тәндемеси.

Мындан

$$q = q_0 e^{-t/2T} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (I.O.I.18)$$

Заряднын термелүү амплитудасы

$$A = q_0 e^{-t/2T} \quad (I.O.I.19)$$

Убакыт эсken сайын экспонент бөвича темендешу көрүнүп турат. Бул амплитудадын канчалык тез ачшуу контурдун тұрақтуу убактысы  $\zeta = L/R$  же болбосо катышылкка жараты болору көрүнүп турат (I.O.I.7-чийе). Мындай басандоочу термелүүнүн жылтығы

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4Z^2}} \quad (I.O.I.20)$$

да катышылкка жараты болот.

Мындай басандоочу термелүүлерге механикада термелүүлердү караганда кенири толтолгонбаз.

## 10.2. Электромагниттик толкундардын нурланышы жана таралышы. Герцтін таңырыбалары

Биз мурдахи параграфта, ар кандай термелүүчү контурдун катышылыгы болгондуктан, андагы пайда болгон термелүү бара бара басандап ечерүн көргөнбаз. Ошондуктан, контурдагы термелүүлер дайыма болсун учун ага сырттан мәзгили менен энергия берип тууруу талап кылышат. Мындай термелүүлердү аргасыздан термелүү деп атап, механикада кенири караганбаз. Азыр биз контурдагы аргасыздан болгон термелүүнүн тәндемесин изаузу менен гана чектелели. Мында биз I.O.I.17 тәндемени пайдаланабыз

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = C_0 \cos(\Omega t) \quad (I.O.I.1)$$

Бында  $C_0$ ,  $\Omega$  сырттан берилүүчү энергиянын амплитудасы жана

жылтыгы. Башка белгилерди биз жогоруда караганбыз.

Термелүү контурудагы аргасыздан болгон термелүүнү, биринчилерден болуп Г.Герц өзүнүн тажырыбасында иш жүзүнэ аныктган (1886 ж.).

Ал конденсатордан ( $C$ ), индуктивдүүлүктөн ( $L$ ) жана каршылыктан ( $R$ ) турган термелүү контуруна ( $U$ ) индуктор аркылуу белгилүү

жылтыгы менен энергия берилтүү турган (10.2.1-чыкмач). Бул индуктор бир өзекке оролгон, оромдору  $N_1$  жана  $N_2$  болгон эки катушканын оромдорунун салы  $N_2$  биринчиликкен  $N_1$  етө көп болгондуктан ( $N_2 \gg N_1$ ), бул индуктор жогорулаттуу трансформатор болуп кызмат кылат.

Трансформатордун киришине, чыналуусу  $U_1 = 10$  Вольт болгон езгермелүү ток булагын туташтырсақ, анын чыгышында (екинчи оромдо): он миндеген Вольт чыналуу ( $U_2 \approx 10^4$  В) индукцияланат.

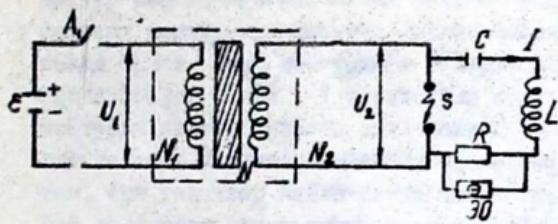
Трансформатордун чыгыш оромдорунун учтены термелүү контуруна туташтыралган. Контуруду баштапкы абалында  $S$  аралык аралыты ачык болгондуктан, термелүү журбейт. Герц, И индукторунун киришине тұрактуу ток булагын туташтырып,  $\lambda$ , кошуп-үзгүчүнү жардамы менен екінчи оромолордо жогорку чыналышты ( $U_2 = 10^8$  В) индукциялоого жетишкен. Кошуп-үзгүч электромагниттүү жардамы менен  $f = 10^3 - 10^6$  Гц жылтыкта штейт.

Деми термелүү контурунун штее мегиадерине көнүл бурали. Кошуп-үзгүч кандайдыр бират убактысында  $\epsilon$  ток булагын индукторго кошуп турсун (10.2.2<sup>a</sup>-чыкмач)

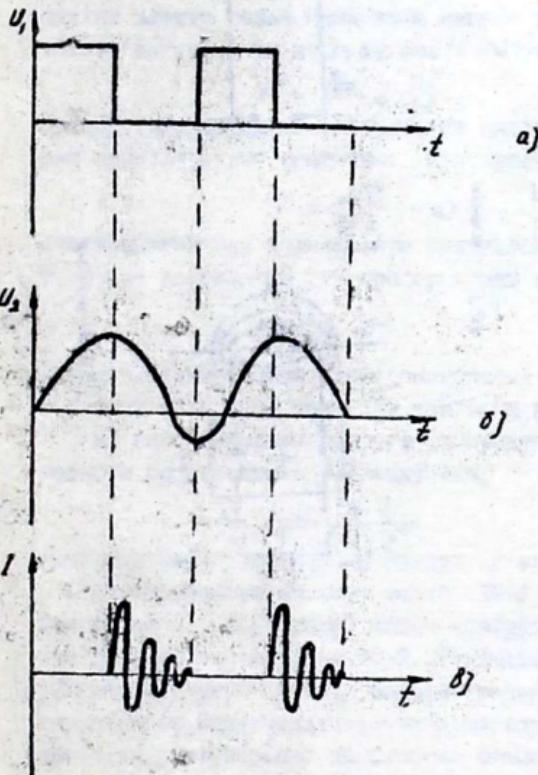
Анда индуктордун чыгышында индукциялық ЭИК пайда болуп,  $C$  конденсатору  $U_2$  чыналышына ылайык заряддалып, чыналыш аралыкта разряд пайда болгон маанисине жеткенде ( $U_2 = U_p$ ) аралыкта разряд жүрүп, термелүү контуру туюкталып, термелүү жүрет. Термелүү жылтыгы  $\lambda = 1/T = 1/2\pi f$  (кошуп-үзгүчтүн жылтыгынан етө чоң кылыш тандалгандыктан ( $\lambda \gg f$ )), кошуп-үзгүч кайра кошулғанға чейин контурунда бир топ термелүү болуп, ақырында басандап ечет. Кошуп-үзгүч екінчи жана андан кийин кошулғанда бул процесс кайра кайталанылат.

Кошуп-үзгүчтүн кошулуу жана үзүлүү убактысы, индуктордун чыгышындағы максималдуу чыналуусу жана  $S$  аралыгы,  $\lambda$ , кошуп-үзгүчтүн кошулуу убактысынан аяғында разряд күргендей кылыш тандалат.

Сешитип, Герцтин тажырыбасында термелүү контурунда ин-

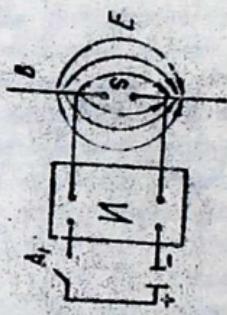


10.2.1 - ԿԱՐՄԵ

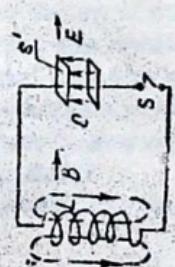
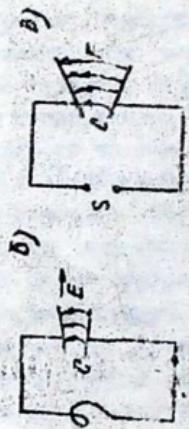
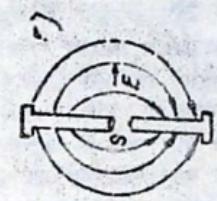


10.2.2 - ԿԱՐՄԵ

10.2.4 - OZONE



10.2.3 - UVAIR



дуктор мәзгил-мәзгили менем энергия берил турат жана термелүүчү контурунда топ-топ болгон басаңдоочу термелүүлөр пайды болот. Аны, контурдагы  $\mathcal{E}$  каршылыгындагы чындылыштын опиллографка (30) түтештирил көре алабыз. Биз нараган контурда электр талаасы конденсатордун ичинде, ал эми магнит талаасы катушкага илгөннүй айланында пайды болгондуктан, бул талаалар мейкиндикке чыгып гаральшбайт. Демек, мындаи контурлар электромагниттик талаас устун жабык болушат экен. Электромагниттик толкуудар мейкиндикке тараалынын үчүн ачык контур жасоо керек. Электромагниттик термелүүнүн энергиясы электр жана магнит талааларынын чындылышынын квадратына түз пропорциялаш экендиги белгилүү, б.а.  $W \sim E^2 H^2$  ал эми индукциялык электр талаасынын жана магнит талаасынын чындылыштары тохтун езгерүшүнүн илдамдыгына ( $\propto 1/t^2$ ) түз пропорциялаш.

$$H \sim E \sim L \frac{dI}{dt}$$

Электр тогу зарядынын езгерүшүнүн илдамдыгына же болбосо зарядынын термелүүсүнүн жылтыгына түз пропорциялаш болгондуктан,

$$I = \frac{dQ}{dt} \sim \omega$$

Электромагниттик термелүүнүн энергиясы термелүү жылтыгынын төртүнчү дарежасына түз пропорциялаш экендигин алабыз

$$W \sim \omega^4$$

(10.2.2)

Демек, мейкиндигети электромагниттик термелүүнүн энергиясын көбайттуу үчүн анын термелүү жылтыгын көбайттуу зарыл экен.

Ал эми термелүү жылтыгы контурдун параметрлері  $L$  жана  $C$  тескери пропорциялаш болгондуктан,

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (10.2.3)$$

жылтыкты көбайттуу үчүн контурдун  $L$  индуктивдүүлүгүн жана  $C$  сыймадуулугүн азайтуу зарыл (10.2.3-чи ýмде кантип жабык контурдан (10.2.3-чи ýмде)  $A_{461C}$  контурду (10.2.3<sup>9</sup>-чи ýмде)  $\delta$  луунун схемасы көрсөтүлгөн 10.2.3<sup>9</sup>-чи ýмде индуктивдүүлүгүн жана

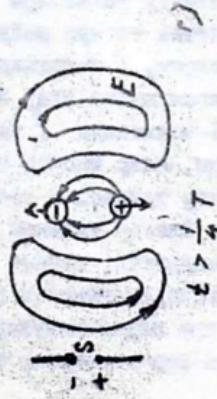
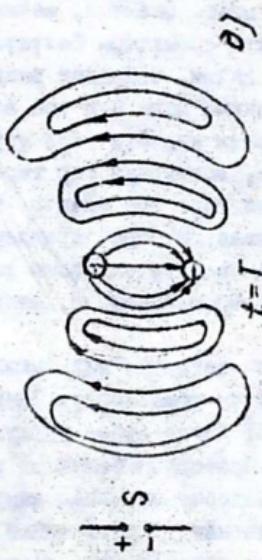
$C$  сыймадуулугу болгон конденсатордан турған жабык контур көрсөтүлгөн. Индуктивдүүлүктүн оромолорунун саны  $N$ , конденсатордун канаттарынын ар биринин айнаны  $S'$  барабар. Жиңида  $S$  разряд аралыгы. Индуктивдүүлүктүү азайтыш үчүн  $N$  оромдордун одуна бир ором жалгырабыз ( $N=1$ ), ал эми конденсатордун

сийымдуудукун азайтып үчүн ( $C \sim 88.5'/d$ ) оки жалпак беттін ордуна оки кесім еткөргүчтү алыш, аларды көріп кое-буз (10.2.3<sup>6</sup>-чиýме). Термелүү жылтыгын дагы чоңайтуш үчүн, индуктивдүйлүктегү бир оромдун ордуна, еткөргүчтүн бир ке-сигин алабыз, ал оми конденсатор болуп кызмет ылған оки кесінді еткөргүчтү дагы чоңураак аралыкка кирибиз (10.2.3<sup>7</sup>-чиýме). Анда, электр талаасы мейкиндикке кебуреек чыкканын көрөбүз. Ал оми электр талаасы мейкиндикке дагы кебуреек чыксын үгүн термелүү контурун 5 разрядын аралыгында бир оқто жайланаңызкан оки кесім еткөргүч түрүнде алабыз (10.2.3<sup>8</sup>-чиýмеси). Үндайда вэлектр талаасы азын мейкиндикке чыгат. Үндай контурдуда Герц колдонгон хана Герцин вибратору деп аталат.

Герц үндай вибраторду индукторго тутырылып (10.2.4<sup>2</sup>-чиýме) электромагниттик термелүүнү нурлантысан. Бул электромагниттик термелүүнү кабыл алыш үчүн резонанс кубулушун пайдаланған жана кабыл алуучу контур катары нурлантууу  $B_1$ , вибратордой але экинчи  $B_2$  вибраторун алган. Адан жылтыгы  $\omega_2$  нурлантууу вибратордун  $\nu$ , жылтыгына даал келгенде ( $\nu = \omega_2$ ) кабыл алуучу контурга тутаптырылган электр  $K$  конгуроосу иштеген (10.2.4-чиýме). Ошентип, биз Г. Герцин жасаган биринчи радио (передатчик) бергичин жана радиоалыгчыты (приемник) карадык.

Эми Герцин вибраторунан электромагниттик толкундун нурлануу процесстерине көнүл бурады (10.2.5-чиýме). Баштапкан учурда  $t=0$  контур толук заряддалган ( $q=q_0$ ). Оң жана терс заряддардын ортосунда ( $S$  аралыгында) электр талаасы  $E_0$  пайдада болот. Адан ары  $t>0$  болгондо,  $S$  аралыгында разряд жүрүп, термелүү балталат (конденсатор разряддалса балттайт), оң жана терс заряддар бири бирин көздөй умтулуп жылышат. Бул заряддар электр талаасы менен байланыста болгондуктан, аларды электр талаасынын күч сыйкыктары өзөрчигендиктен, күч сыйкыктардын алгаачы калыбы бузулат ( $0 < t < \frac{1}{4}T$ ). Конденсатор толук разряддалып бүткөнде ( $t = 1/4T$ ) терс жана оң заряддар бири бирин толук жоюшканыдуктан, күч сыйкыктардын аяғы башы менен кошуулуп туюк күч сыйкыктарга алланышат. Убакыттын  $t = \frac{1}{4}T$  учурунан конденсатордо ала заряддо башталат, б.а. кайрадан оң жана терс заряддар белүнө балттайт, оң заряд тәмөнкү терс заряд жогору көздөй жыла

10. 2. 5 - volume



143

a)  
 $t = \frac{1}{4}T$

b)  
 $t < \frac{1}{4}T$

c)  
 $t = 0$

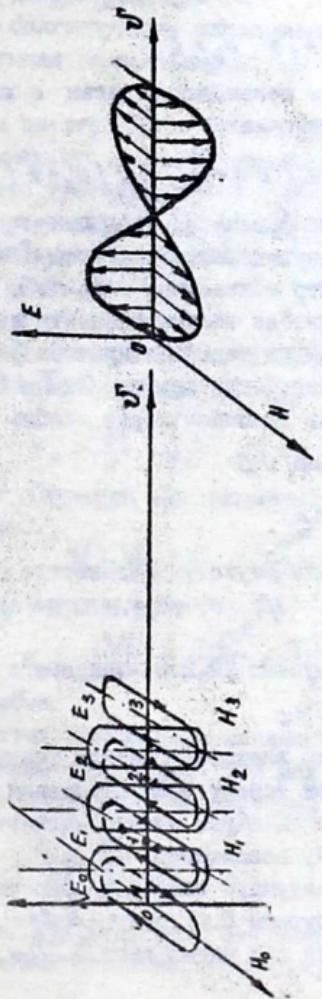
d)  
 $t = \frac{1}{4}T$

балттайт. Зараддар белүнгендүктен алардын ортосунда жаңыдан электр талаасы пайда болуп, мурдагы түш күч сыйкытарды сүрүп чыгат. Ошентип, мейкиндикке еки топ электр талаасынын күч сыйкытары белүнгүп чытышат. Контуру олук алазаряддалген кишин, кайран да разряддалат. Ал толук разряддалганда мейкиндикке дагы еки топ электр талаасынын күч сыйкытарынын белүнгөнүн керебүз (бул учурлар чиймеге көрсөтүлген змес). Ошентип, контурдун бир термелгөн укурун карасак ( $t=T$ ), анда биз төрт топ электр талаасынын күч сыйкытарын белүнгөнүн жана он, терс зараддардын ортосундагы алар менен байланышкан электр талаасын керебүз. Айдан ары биз караган процесстер көйтаманып, электр талаасы вибратордон белүнгүп турат.

Биз жогоруда индукциялык электр талаасынын вибратордон белүнгөнүн гана көрдүк. Электро магниттик толкун кантит пайда болот деген суроо тууруду мүмкүн.

Вибратордон белүнгөн индукциялык  $E$ , электр талаасы, езүн колдоочу заряддан ажырагандыктан убакыт еткен сайын азая балттайт (10.2.5 чийме). Қандай езгермелүү электр талаасынын айланасында езгермелүү  $H$ . Магнит талаасы пайда болору Максвеллдин үчүнчү төндөмесинен келип чыгат. Ал эми. Максвеллдин биринчи төндөмесинен езгермелүү магнит талаасынын айланасында электр  $E$ , талаасы пайда болорун билебиз жана мыңдан ары мыңдай процесс улана берет. Ошентип, егерде мейкиндиктин кандайдыр бир чекитинде вибратордон белүнгөн электр же магнит талаасы пайда болсо, анын айланасында магнит же электр талаалары пайда болуп, бул процесс улакын электромагниттик толкун пайда болот. 10.2.5-чиймеге төрөнүрсөк көнүл белсек. 1-чекитинде  $E_1$  жана  $E_2$ , векторлору карата карын бағытталгандыктан, алар бири бирин жоюп I-чекитие жилат. Ал эми I-чекитинде  $E_1$  жана  $E_2$  векторлору карата карын болгондуктан, алар жоюп талаа 2-чекитке кечет. Ушул але сыйктуу электр талаасы 2-чекиттен үчүнчүгө ж.б. айдан ары көчүп олтурат. Электр талаасы менен магнит талаасы тыгыз байланышта болгондуктан, магнит талаасы да электр талаасы менен биргэе шылыш электромагниттик толкунду пайда кылат.

Ез ара перпендикуляр тегиадикте бирдей фазада тарадду бағытына перпендикуляр термелишкен электр жана магнит векторы



10.2.7 - ԿԱՄԲ

10.2.6 - ԱՍՏԵ

жор электромагниттик толкунду түзүштөр (10.2.7-чийме).

Биз буга чейин электромагниттик толкунду пайда болушун жана таралышын карадык. Эми бул толкун кандай ылдамдык менен таралышына токтолоду.

Электромагниттик индукция кубулушун табиғатын караганда ылдамдыгы менен жылуу  $\vec{B}$  магнит талаасы байкоо чекитине салыштырмалуу  $\vec{E}^*$  индукциялык электр талаасын түзүрүн көргөнбүз

$$\vec{E}^* = -k' [\vec{v}_B \times \vec{B}] \quad (10.2.4)$$

Ошондой еле  $\vec{J}$  ылдамдыгы менен күймидаган  $e$  заряды  $v$  арадыгында түзген магнит талаасы

$$\vec{H} = k'e [\vec{v} \times \frac{\vec{J}}{n_3}] = k'[\vec{v}_e \times \vec{E}] \quad (10.2.5)$$

барабар болот. Мында биз  $\frac{e}{c^2}$  чекиттуу заряддик  $v$  арамкытта түзген электр талаасынын чынадыгы  $E = e/c^2 v$  жана  $J = J_e/v_e$  заряд менен бирге жылган электр талаасынын ылдамдыгы экендигин еске алдык. Электромагниттик толкунда электр жана магнит талаалары мейкинликте бирге таралышкандан  $J_e = J_B = J$  жана алар ез ара перпендикуляр болгондуктан  $\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{v}$  10.2.4 жана 4.2.5-формулалардан темендегүлердү алабыз

$$E^* = E = k' J B \quad (10.2.6)$$

$$H = k' J E \quad (10.2.7)$$

Максвелл бел тенденциелерди Гаусстун абсолюттук системасында вакуум үчүн караган:  $k' = 1/c$ ;  $k = 1$ ;  $\mu_0 = 1$ ;  $M = 1$ ;  $C = 1$ ;  $C = 3 \cdot 10^8$

Анда  $B = H$  (10.2.7) формуласы 10.2.6 -тенденциеге коси

$$J = C \quad (10.2.8)$$

алабыз. Башкача айтканда, электромагниттик толкун вакуумда жарыктын ылдамдыгы менен тарайт экан. Максвелл мындан башка дагы бир ачылыш жасаган-жарык электромагниттик толкундун кез көргөн диапозону есептөлөт.

Эми электромагниттик толкундун кандайдыр бир чөйреде таралуу ылдамдыгына көңүл буралы б.а.  $M \neq 1$ ;  $\epsilon \neq 1$ .

Ал үчүн 4.2.7 -тенденциини сол жагын дагы  $\vec{E}_{in}$   $\vec{D}_{in}$  алмаштырабыз,

анды

$$E = \kappa' \nu B = \frac{M}{C} \nu B \quad (10.2.9)$$

$$H = \kappa' \nu D = \frac{E}{C} = \nu E \quad (10.2.10)$$

Бул еки төңдемеден

$$\nu = \frac{C}{\sqrt{MC}} = \frac{C}{n} \quad (10.2.11)$$

экендигин алабыз. Мұнда  $n = \sqrt{MC}$  чейрөнүн смынду көрсеткүчү деп аталац. Диэлектриктерде  $\epsilon > 1$ , пара жана феромагнитиктерде  $M > 0$  болғондуктан, электромагниттик толқун жарықтын ылдамдығынан  $n$  ассе ақырын тарайт. Ал еми диамагнитиктерде  $\epsilon = 1$ ,  $M < 1$ ,  $n < 1$

болғондуктан электромагниттик толқун жарықтын вакуумдагы ылдамдығынан өнө ылдамдық менен тарайт екен.

Чедамдыкты түтөнтуүчү (10.2.11)-формулалы I0.2.9 же I0.2.10-формулага көп электр жана магнит талааларынын чейрөнүн мүнездемелерүү  $\epsilon$  жана  $M$  аркылуу байланышын алабыз,

$$\epsilon E = \sqrt{M} H$$

$$\text{жә } \epsilon E^2 = M H^2 \quad (10.2.12)$$

4.2.12-формула электромагниттик энергияны электр же магнит талаасынын чындалыштары аркылуу түтөнтууга мүмкүндүк берет. Чындығында

$$W_H = \frac{\kappa'}{K} \frac{MM_0}{8\pi} H^2, \quad W_E = \frac{\kappa'}{K} \frac{\epsilon \epsilon_0}{8\pi} E^2$$

болғондуктан, Гаусстун системасында электромагниттик толқундун энергиясы

$$W = W_H + W_E = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} + \frac{MH^2}{8\pi}$$

жана 4.2.10-формулалы ассе алым,

$$W = \frac{MH^2}{8\pi} + \frac{\epsilon E^2}{8\pi} = \frac{MH^2}{4\pi} = \frac{\epsilon E^2}{4\pi} \quad (10.2.13)$$

экендигин алабыз

Электромагниттик толқун  $V = \frac{6}{\sqrt{8\pi}}$  ылдамдығы менен тыгыздығы  $W$  болгон энергияны алып жүрет. Бул еки өндүрүктүн кебейтүндүстү  $S = WV$ . Үмөт Пойтингдин вектору деп аталац, же болбосо ал вектор

$$S = \frac{E}{4\pi} [\bar{E} \times \bar{H}]$$

$$(10.2.14)$$

Барабар болот. Бул вектордун сан мааниси бирдик убакыттын чинде энергиянын бағытына перпендикуляр турган бирлик

тегиздик аркылуу еткен энергиянын ағынына барабар болот.

### 10.3. Электромагниттик толкундук басымы

Электромагниттик толкум өзүнүң жолукчагы тоскоодуктарга басым жасайт. Бул басымдын себеби зиңде?

Электромагниттик толкуун жалшак тегиздикке перпендикулар түшсүн дейли (10.3.1-чиýме). Бул толкундун электр талаасы нерсениң бетинде тоокту пайды шылат ( $j = \sigma E$ ), бул ток толкундун магнит талаасына перпендикулар болгондуктан, ампердин законун негизинде, нерсеге толкундун бағыты боюнча  $F$  күчү таасир этет. Бирдик аяңтка таасир еткен күч басымга барабар ( $P = F/S$ ) экендигин эске салалы. Электромагниттик толкундун басымынын аның орточо энергиясынын тығыздыгы менен байланышын Максвелл тапкан

$$P = (1 + k)W \quad (10.3.1)$$

Мында  $k$  - нерсенин толкунду чагылдыруу коэффициенти  
Эгерде нерсе толкунду толук чагылдырса  $k = 0$

$$P = 2\bar{W} \quad (10.3.2)$$

Ал эми түшкөн толкунду нерсе толук күтсө ( $k = 0$ ),  
эндэ толкундун басымы эки аз болот, б.з.

$$P = \bar{W} \quad (10.3.3)$$

Зарык толкунунун заттарга болгон басымын тажырыйба күзүнде  
орус окумуштусу Н.Н.Лебедев ишке ашырган.

#### 10.4. Электромагниттик толкундун шкаласы

Термелүү контурунда отондой эле Герцтин вибраторунда заряддардын термелити электромагниттик толкунду пайда кыларын көрдүк. Чындыгында контурдагы заряд  $q = q_0 \cos \omega t$  ал эми ток  $I = \omega q_0 \sin \omega t$

еэгерсе,  $I = \omega q_0$  өкендикин эске аласак,  $I = \omega V$  контурдагы ток заряддын ылдамдыгына түз пропорциялаш. Ал эми контурдагы пайда болгон электр жана магнит талаасы токтун езгерүшүнүн ылдамдыгына ( $dI/dt$ ) пропорциялаш өкендикин мурда карағанбыз

$$E = H = L \frac{dI}{dt} \sim \frac{dV}{dt} = \alpha \sim \omega e \quad (10.4.1)$$

Бул түтшмадан, электромагниттик толкунду ылдамдатылган күй мындағы заряддар нурлантары жана анын жылтырылған зарядтын ылдамдандысунан жараша болору ( $\omega^2 \sim \alpha$ ) келип чыгар. Бул жыныстык Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги тыннатын бири болуп эсептелет.

Электромагниттик термелүүлөр жана толкундардын жылтырылыш көнүрдөндири диапозондо, нелден ете чоң жылтыктары  $10^{-20}$  Гц ке чейин езгерүшет. Бул толкундардын нурлantuуучу булактарын жана касиеттерин жараша диапозондорго бөлүнүштөт (төмөнкү таблицаны кара,  $\lambda = c/\nu$  болгон байланышты эске ал).

Таблица 10.4.1  
толкундун аты !толгундун !толкундун !Толкундуң булагы  
!узундугу (м) !жылтырылыш (Гц)!

Төмөнкү жылтагы толкундар	$\lambda > 10^4$	$\lambda < 3 \cdot 10^4$	езгермелүү токтун Генераторлору
Радиотолкундары	$10^4 - \infty$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{10}$	Термелүү контурлары, Герцтин вибратору
Ультрарадио толкундары	$0,1 - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12}$	Магнетрон, клистрон ж.б.
Инфракызыл нурлар	$10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$	Чындылган заттар (шамдар) дүүлүлгөн атомдор, молекулалар
Жарык нурлары	$7,7 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{17} - 7,7 \cdot 10^{19}$	"
ультрафиолет нурлары	$4 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 5 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{16}$	"
рентген нурлары	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$	рентген трубкалары
Гамма нурлары	$< 10^{-11}$	$\lambda > 3 \cdot 10^{19}$	радиоактивдүү заттар (атомдордун ядролору)

## Глава II. ЗАТТАРДЫ МАГНИТ ТАЛААСЫ

II.I. Магниттеги вектору  $\vec{P}_m$  жана анын  $\vec{H}$  жана  $\vec{B}$  векторлору менен байланышы

Вакуумда жана түрдүү чөйрөлөрде токтуу еткергүчтүн түзгөндө магнит талаасы ар кандай маанилерге ээ болуп, тиешелүү  $H$  жана  $B$  чондуктары менен мунезделерүн мурда караганбыз (II.1.1). Башкача алтканды, токтуу еткергүчтүн магнит талаасы чөйрөнү магниттеп, кошумча магнит талаасы парада кылат. Эгерде биз токтуу вакуумдагы магнит талаасын  $H$  вектору менен мунездесек, ал эми магниттеги чөйрөнүн түзген магнит талаасын  $B$  вектору менен белгилесек, анда жалпы магнит талаасы  $B$  сүл аки вектордун суммасына барабар болот.

$$\vec{B} = \mu_0 (H + H') \quad (\text{II.1.1})$$

$H$  кантин пайдада болоруна көңүл буралы. Ар кандай заттар атомдордон туарын жана атом ядродону анын алданасында алланган электрондордон турган система экендигин эске салалы (II.1.1-чиýме) ядронун алданасында электрондор ете жогорку жылтымта (секундасына  $10^{18}$ ) алданышканыктан, бул электрондун  $m$  массасын жана  $e$  зарядын орбита бойнча бир калыпта жайгарышылган шакек катары б.а. тегерек ток катары кароого болот. Тегерек токтун магнит талаасы магнит ийини вектору  $P_m$  менен мунездегенбүз (II.1.2-чиýме).

$$\vec{P}_m = \kappa' I S \vec{n} \quad (\text{II.1.2})$$

Бул тегерек токтун огундагы магнит талаасы ушул магнит ийинче түз пропорциялаш экендигин ( $H = P_m$ ) көргөнбүз.

Атомдогу алланган электрон  $m$  массасында жана  $e$  зарядында ээ болгондуктан, анын орбита бойнча кыймылы орбиталык механикалык  $L$ , жана магниттик  $P_0$  ийиндер менен мунезделбүз.

Орбиталык механикалык ийин

$$\vec{L} = m v r \vec{r} \quad (\text{II.1.3})$$

Электрондун  $m v$  импульсунун орбиталык  $r$  радиусуна кебейткенгө барабар. Ал еми орбиталык магнит ийини

$$\vec{P}_0 = \kappa' I_s S \vec{n} \quad (\text{II.1.4})$$

Электрондун  $e$  зарядынын күймалы түзген  $I_o = e/T$  токтун орбита чектеген  $S = \pi r^2$  аялтка барабар ( $\vec{n}$  бирдик нормаль  $T$ -электрондун аллануу мезгили),

$$I_o = \frac{e}{T} = \frac{eV}{2\pi r} \quad \text{болгондуктан,}$$

$$\vec{P}_o = k' \frac{eVr}{2} \vec{n} \quad (\text{II.I.5})$$

векторунун  $\vec{L}_o$  векторуна болгон катышты түрактуу чондук экендигин көрөбүз

$$\frac{P_o}{L_o} = k' \frac{e}{2m} = \Gamma \quad (\text{II.I.6})$$

Бул катыш гиرومагниттик чондук деп аталат жана мұндан

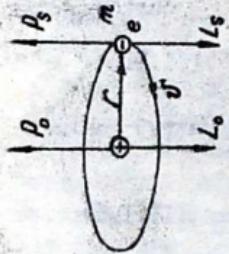
$$\vec{P}_o = k' \frac{e}{2m} \vec{L} \quad (\text{II.I.7})$$

атомдун орбиталдык магнит ийини орбиталдык механикалық ийинге түз пропорциялаш экендигин көрөбүз, б.а. эгер атом орбиталдык механикалық ийинге өз болсо, ал сәзсүз орбиталдык магнит ийинине өз болот. Мұндай байланыш электрондун массасы жана зарядка өз экендигинен келип чыгат. Демек, атом магнит ийинине өз болгондуктан, анын алланасында  $\vec{P}_o$  векторуна пропорциялаш магнит талаасы пайды болот. Атомдогу электрочудун орбита боюнча алланышты орбиталдык ийиндерди түзет турганлыгын көрдүк. Кийинчөрөзк, күймалысыз электрондун езүмдүк (спиндин) механикалық  $L_s$  жана езүмдүк магнит  $\vec{P}_s$  ийиндерге өз экендигин аныкталған (II.I.3-чүйме) жана алардын ортосундагы байланыш II.I.7 -түрнөмә сыйктуу зәлө катышынан

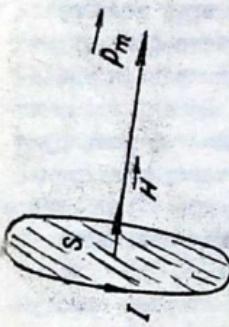
$$\vec{P}_s = k' \frac{e}{m} \vec{L}_s \quad (\text{II.I.8})$$

б.а. өз кичинекей магнит белуп электрон есептелет экен. Бул езүмдүк ийиндер классикалық физиканың (максвеллин теориясынан) негизинде түшнүдүрүлбейт.

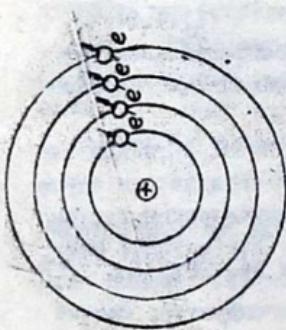
Алардын физикалық табияты, кийинчөрөзк кванттыых физикада түшнүдүрүлт. Булардын баткы, атомдо анын оң заряддалған ядро-су бар. Ядро протон жана нейтрон деген белүүчелерден турарчы белгилүү. Бул белүүчелер, электрон сыйктуу зәлө езүмдүк магнит жана механикалық ийиндерге өз болот. Бирок, алардын масасы электронго караганда 2000 ассе оор болгондуктан, магнит ийиндери 2000 ассе аз болушат (II.I.8-формуланы кара).



11.1.1-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ

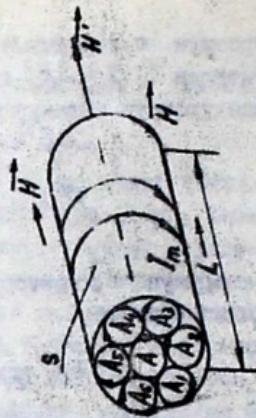


11.1.2-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ



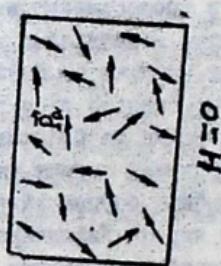
11.1.3-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ

11.1.3-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ



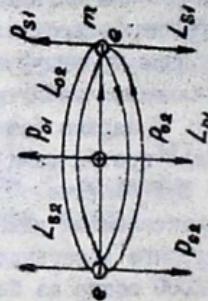
11.1.5-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ

11.1.5-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ



11.1.6-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ

11.1.6-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ



11.1.4-ԿԱՐԱՎԱՐՈՒՄ

Ошентип, ядронук магнит, ийинин, электронго салыстырмалуу, эсепке албай койсок болот. Биз буга чейин бир электрондуу гана атомдуу карадык. Ал эми жалпы жөнүнен, ар бир атомдо анын Менделеев таблигасындагы зөлөгөн катар  $Z$  номерине барабар электрон болот. Эгерде атомдо  $Z$  электрон болсо, анда анын магнит ийини

$$\vec{P}_a = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{a,i} + \sum_{e=1}^Z \vec{P}_{s,e} \quad (\text{II.I.9})$$

орбиталдык  $\vec{P}_a$  жана  $\vec{P}_{s,e}$  магнит ийиндеринин вектордук суммаларына барабар болушат (Мисалы, II.I.4-чиймеге эки электрондуу атом көрсөтүлгөн. Ар кандай заттар атомдордом турушат, алардын магнит ийиндери  $\vec{P}_a$  баш аламан багытталышат. Олондуктан, сырткы магнит талаасы болбосо, заттары магнит ийиндеринин суммасы нелге барабар болуп, магнит талаасын түзүшбейт (II.1.5)).

Эгерде затты магнит талаасына жайлыштырга, анын атомдорукун магнит ийиндери, магнит жебеси сыйктуу магнит талаасынын күч сыйкыттары бөтөнча багытталышп, алардын вектордук суммасы заттын магнит ийинин түзүшшөт. Заттын бирдик көлемүнүн түрура келген заттын магнит ийини айын магниттeliш вектору  $\vec{P}_m$  деп

злат, б.а.

$$\vec{P}_m = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{P}_{a,i}}{V} \quad (\text{II.I.10})$$

Мында  $P_{a,i}$ -бир атомдун магнит ийини,  $N$  - атомдордун саны,  $V$  - заттын зөлөгөн көлемү. Магниттeliш вектору заттын магниттeliштеген абалык мүнездөөчү чоңдук болуп респетеет. Заттардын ар бир чекиттериндеги магниттeliш вектору белгилүү болсо, алар түзгөн магнит талаасын аныктоого болот.

Бир тектүү магнит талаасына жайлышкан узундугу  $l$  туурасынан кесилиш аяны  $S$  болгон цилиндр түрүндөгү заттын (өзөктүн) магниттeliшин карайлы (II.I.6-чиймеге). Атомдордун магнит ийини магнит  $H$  талаасынын күч сыйкыттарын бойлоп багытталышкандан тан,  $l$  атомдордогу орбиталдык (микро) токтор бир багытта агышат (чиймеге (A) кичинекей айланалар).

Цилиндрдин баш кагындагы микротокторго көнүл бурсак, коншу атомдорду жанаша жайлышкан жактарындагы токтор карама-карама багытта болгондуктан, бирин-бiri жошуп заттын ичиндеги токтордун суммасы нелге барабар болот. Ал эми заттын эн

сирткы катмарындағы атомдордун сирт жағындағы микротоктордун түзүүчүлөрү жөнүлшбай кошулуп, цилиндрдин бетин айланган  $I_m$  макроскопиялык тогун түзөт. Бул  $S$  кесишиш алтын айланган токтун түзгөн магнит ийини

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ai} = k' I_m S \vec{n} \quad (\text{II.1.11})$$

барабар болот. Ал эми тиешелүү магниттeliш вектор

$$\vec{P}_m = \frac{\rho_m}{\nu} = k' \frac{I_m S}{S'} = k' \frac{I_m}{l} = k' I_m \quad (\text{II.1.12})$$

аныкталат, б.а. магнит талаасындағы езектү бирдик узунду-гундагы токтуу бир оромго туура келген соленоид катары каро-го болот екен. Менде токтун түзгөн магнит талаасын соленоид-дин формуласын колдонуп табууга болот

$$\vec{H}' = k + \pi I_m = \frac{k}{k} + \pi \vec{P} \quad (\text{II.1.13})$$

Заттагы микротоктордун түзгөн магнит талаасы  $\vec{H}'$  анын магниттeliш векторуна пропорциялаш болот. Олондуктан, жалпы магнит талаасы  $H$  жана  $\vec{H}'$  векторлорунун сурасына барабар, б.а.

$$\vec{B} = \mu_0 (H + \vec{H}') \quad (\text{II.1.14})$$

Изотроптуу магнетиктер үчүн, магниттeliш вектору сирткы  $H$  магнит талаасына пропорциялаш болот

$$\vec{P}_m = \chi H \quad (\text{II.1.15})$$

пропорция көфициенти  $\chi$  магнит шұлтуулугу деп аталат. Эми II.1.15 жана II.1.13-формулаларды II.1.14-тендемеге колп, жалпыланган магнит талаасы

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \frac{\chi}{k} + 4\pi\chi) H = \mu_0 H \quad (\text{II.1.16})$$

жекендигин табабыз. Менде

$$M = 1 + \frac{\chi}{k} + 4\pi\chi \quad (\text{II.1.16})$$

заттын магнит етүмдүүлүгү деп аталат. СИ системасында,  $k' = 1$ ,  $k = \frac{1}{4\pi\mu_0}$  болгондуктан,  $M = 1 + \chi$  барабар болот.

Ошентип, токтун чайредегү магнит талаасы елчегенде, түзден түз елчениүүчү чондук магнит индукциясы  $\vec{B}$  болуп аспептелет, жана ал заттардагы микро жана еткергүчтегү микротоктордун түзгөн талаасардын сурасына барабар болот.

## II.2. Заттардын магниттик касиеттери.

### Диа хана параметрлері

Магнит етүйдүүлүк  $\mu$  заттардын магниттик касиеттеримүнөздөйт. Магнит етүйдүүлүгү  $\mu < 1$  болгон заттар диамагнетиктер, болгон заттар параметрлер деп аталыпташ. Үндай заттар изотроптуу болушат. Магнит талаасын ете сезгич ( $\mu > 1$ ) заттар езгече белгүнүн ферромагнетиктер деп аталыпташ.

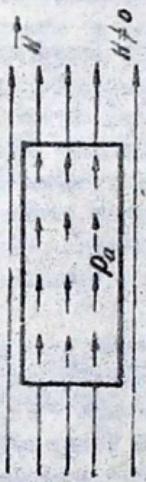
I. Адегенде диамагнетизди карайлы. Диамагнетиктер учун магниттик шуктуулук  $\chi < 0$  тескери маанигө ээ. Бул заттар - учун, II. I. 15-формуланын негизинде магниттeliш вектору  $\vec{P}$  сырткы магнит талаасынын чынчалышына  $\vec{H}$  карама-каршы багытталган, б.а. жалпы магнит талаасы, магнит индукциясынын вектору  $\vec{B}$ нын чынчалыт  $\vec{H}$  векторунан кичине ( $B < H$ ), болот. Ошондуктан, мыңдай диамагнеттик заттарды (мисалы, Висмут таяккасы) магнит талаасына жайлыштырасак, андан алар талаадан түртүлүп чыгарылат.

Диамагнеттик заттардын атомдорунда жуп сандагы электрондор болот. Атомдогу жанаша жайлышкан электрондор учун алардын орбиталдик  $P_0$  жана сэймдик  $P_S$  магниттик ийиндери карама-каршы багытталгандай болуп киймүлдоо ынгайлуу (II. I. 4-чиýме) (ар кандай система энергиясын минималдуу кылууга умтулат -эн күчина энергиядуу принциби). Ошондуктан, мыңдай атомдордун жалпы магнит ийини  $P_0 = 0$  келгө барабар болгондуктан, диамагнеттик заттын жалпы магнит ийини  $\sum P_{ai} = 0$  дагы келгө барабар болуп сырткы магнит талаасы болбондо аны магниттeliш вектору  $\vec{P}_m$  келгө барабар болот. Бирок, диамагнеттик затты магнит талаасына киргизсек, аны атомдорун кескен магнит ағыны кескин езгерет ( $dH/dt > 0$ ). Электромагнеттик индукция законунун негизинде, мыңдай езгермелүү магнит ағынынын айланасында индукциялык электр талаасы пайдэ болот (II. 2. I-чиýме).

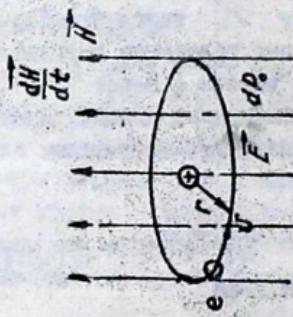
$$\oint_L E_d l = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -k' \frac{d}{dt} (MS) \quad (II.2.1)$$

Атомдун орбитасындағы электрон учун

$$\oint_L E_d l = E 2\pi r ; \quad S = \pi r^2$$



II.2.2 - 444444



II.2.1 - 444444

әкендигин эске алсак II.2.1-формуладан атомдогу индукциялык электр талаасы магнит талаасының езгерүшүнүн ылдамдыгына

$$\vec{E} = -\frac{r}{2} \frac{d\vec{H}}{dt} \quad (II.2.2)$$

түз пропорциалаш жана анын бағыты Ленттин арежеси бойнча аныкталат. Бул индукциялык электр талаасы, орбитадагы электрондо көшумчалық  $\vec{f} = e\vec{E} - m\vec{a}$  күн менен аракет жасап анын орбиталык ылдамдыгын езгертерт ( $a = d^2r/dt^2$ ). Электрондо индукциялык электр талаасын бойлогон алдана бойнча төсөсир эткен күчтүн ийини  $M = eE r$  барабар. Бул күчтүн ийини, нерсенин алдана бойнча болгон күймөлүнүн динамикасының негизгілери Закону боянча

$$M = eEr = \frac{dL_o}{dt} \quad (II.2.3)$$

орбиталдык механикалык  $L_o$  ийиндин езгерүшүне алыш келет. Акырында формулага II.2.2-түтшманды көп, орбиталдык механикалык ийиндин езгерүшүн табабыз

$$d\vec{L}_o = -\frac{r^2}{2} e d\vec{H} \quad (II.2.4)$$

Мында магнит талаасының езгерүшү  $d\vec{H}$  диамагнитте магнит талаасы бар ( $H_2 = H$ ) жана жок кездеги ( $H_2 = 0$ ) айырмасына барабар

$$d\vec{H} = \vec{H}_2 - \vec{H}_1 = \vec{H} \quad (II.2.5)$$

Акырында түтшмалы эске алсак,

$$d\vec{L}_o = -\frac{r^2 e}{2} \vec{H} \quad (II.2.6)$$

болота.

Электрондун орбиталдык механикалык ийинге ээ болупу, алтын орбиталдык магнит ийинине ээ күлгандыктан, II.1.7 жана II.2.6. формулалардан, пайда болгон көшумчалык орбиталык магнит ийининин түтшмасын алабыз

$$d\vec{P}_o = -\frac{r^2 e^2}{4m} \vec{H} \quad (II.2.7)$$

жана бул көшумчалык магнит ийининин  $d\vec{P}_o$  сырткы магнит талаасынын бағытында карата каршы бағытталғанын көрүбүз.

Тынч магнит таласынын таасири астында пайда болгон атомдун магнит ийини

$$\vec{P}_o = \sum_{i=1}^n n_i \vec{P}_{oi}$$

ар бир электрон түзгөн көлумца ийндердін  $\vec{P}_o$  вектордук сумасына барабар. Ал еми диамагниттеги пайда болғон магнителиш вектору

$$\vec{P} \sim \sum_{i=1}^N \vec{P}_{oi} \sim -\vec{H}$$

сұртық магнит талаасына карама-кәршы бағытталған болот. Бул әффект диамагниттик деп аталат.

Оментипп, диамагниттик әффект сұртық магнит талаасын атомдогу электрондордо тиғизген арекети менен байланыштуу жана бул әффект, магнит талаасына ар кандай заттарды киргизгенде пайда болот.

2. Парамагнитизм. Парамагниттик заттар үчүн магниттик шыктуулук ( $\chi > 0$ ) оқ маанигө аз, б.а. магниттeliш векторунун сұртық магнит талаасы бирдей бағытталып. Олондуктан, магнит ишүүкциясы  $\vec{B}$  чычалыш векторунан чоң болуп, мындаи заттар жалпы магнит талаасын күчтөт әкен.

Парамагниттик заттардин атомдорунда так сандагы электрондор болушат. Енеше жайланнышкан электрондордук орбитадык  $\vec{P}_o$  жана езүмдүк  $\vec{P}_s$  магнит ийиндери карама-кәршы бағытталып бирин-бири жооптуп, жуп сандагы электрондордун жалпы магнит ийини нөлге барабар болгондуктан, атомдун магнит ийини ақыркы так электрондун орбитадык  $\vec{P}_o$  жана езүмдүк  $\vec{P}_s$  магнит ийиндеринин сумасына барабар болот (II.1.3-чылым).

$$\vec{P}_a = \vec{P}_o + \vec{P}_s$$

Сұртық магнит талаасы жок болғон кезде, парамагниттик заттын атомдорунун магнит ийиндери бат аламан жайланнышкандастын, (II.1.4-чылым) заттын толук магнит ийини нөлге барабар болот магнителбейт.

Мындаи заттарды магнит талаасына киргизгенде атомдордун магнит ийиндери талаасын бағыттарын бойлоп жайланишуп, магниттeliшет, (II.2.2-чылым).

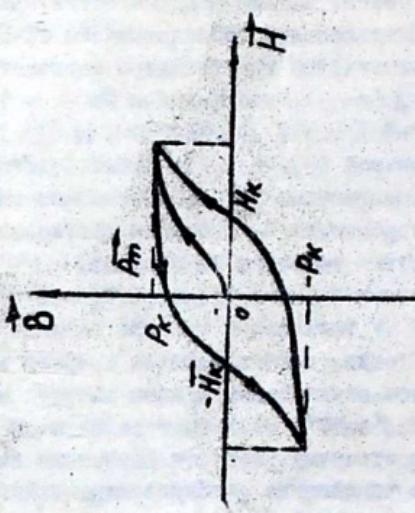
Оментипп, парамагниттик заттын магниттeliш вектору  $\vec{P}$  сұртық  $\vec{H}$  магнит талаасы менен бир бағытта болуп, жалпы магнит талаасы  $\vec{B}$  күчсөйт ( $\vec{B} > \vec{H}$ ).

### II.3. Ферромагниттисем.

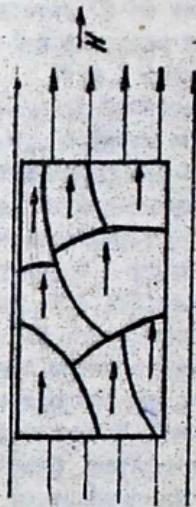
Магнит талаасын ете сезгіч заттар ферромагнетиктерди түзүштөт, химиялык тогуз Менделеевдин таблошасындағы 26-28 жана 64-69 катардагы элементтердің кристалдары ферромагниттік касиетке ес: темир ( $_{26}Fe$ ), кобальт ( $_{27}Co$ ), Никель ( $_{28}Ni$ ), Гадолиний ( $_{64}Gd$ ), Тербий ( $_{65}Tb$ ), Диспорзий ( $_{66}Dy$ ), Гольмий ( $_{67}Ho$ ), Эрбий ( $_{68}Er$ ) жана тулий ( $_{69}Tm$ ). Ферромагниттін ферромагнит менен шондой еле ферромагниттін (ферромагнит змес болған заттардың) котулмалары да ферромагниттік касиетке ес болушат.

Ферромагнетиктердің негизги касиеттері: 1. Магнит еткүүлүгү  $\mu$  сыртқы магнит  $H$  талаасының гаасири естінде езгерет (II.3.1- чијме). Адегендеге, магнит талаасы азыраак кезде кескин есуп, магнит талаасы ескен сайын чоңдооп олтуудың максимумга жетет (темир үчүн  $H \approx 3000A/m$ ). Магнит талаасының андан ары жогорулашы магнит еткөрүүлүгүнүң азайтынын алыш келет. Магнит талаасы ете чоңайтандыруда  $\mu$  бирге жакындаит. Омомдуктан, ферромагнетиктерді ете чоң магнит талааларында электромагниттін езегу катары пайдалануу пайдасыз экем.

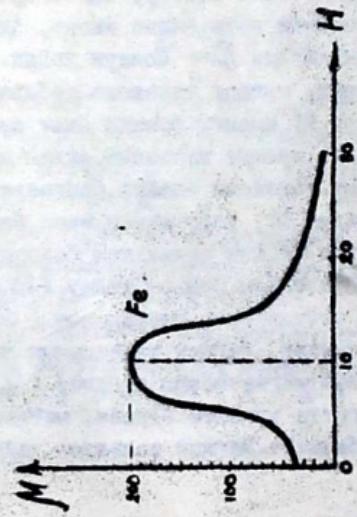
2. Ферромагниттік заттардың магниттеген абалы алардың магниттеечү талаа жок болсо да кепкө чейин сактап калат. Қунун натыйжасында магниттік гистерезис пайдада болот (II.3.2- чијме). Ферромагниттердеги магниттeliш вектору  $\vec{P}_m$  езгерүшү магнит талаасының  $\vec{H}$  чындашынан арта калып калат. Адегендеге ферромагнетик магниттеген абалда  $\vec{P}_{m=0}$  болсун дейли. Аны магнит талаасына жайлаптырып, магнит талаасын кебейте баштасак, магниттeliш вектору  $\vec{P}_m$  сызығы боюнча есет да  $A$  чекитинен баштап каянгат, б.а. магнит талаасын андан ары чоңойтсо  $\vec{P}_m$  езгербейт. Магнит талаасын азайта баштасак, магниттeliш  $\vec{P}_m$  вектору мурдағы  $A_0$  колу менен змес башка  $A$   $\vec{P}_k$ сызығы менен азаат. Сыртқы магнит талаа жок болғандо ( $H_k=0$ ) ферромагнетик магниттеген бойдан калат ( $\vec{P}_m=\vec{P}_k$ ). Бул магниттeliшти жок кылъын үчүн магнит талаасының ( $\vec{H}<0$ ) бағытын езгертуп чоңойто баштасак, магнит талаасының хандайдыр бир маанисінде ( $H=H_k$ ) магниттeliш жоголот ( $\vec{P}_m=0$ ). Магнит талаасын шондой еле бағытта чоңойто берсек, магниттeliш  $\vec{P}_m$  вектору дагы калытга баштайт. Магнит талаасын калрадан



11.3.2 - ԿԱՆԿԵ



11.3.3 - ԿԱՆԿԵ



11.3.4 - ԿԱՆԿԵ



11.3.4 - ԿԱՆԿԵ

азайта баштап налгэ жеткенде, ферромагнетик магниттеген абалда қалат ( $\bar{P}_m = -\bar{P}_k$ ). Бул магниттелишти жок күштүү үчүн, магнит талаасынын бағыттын өзгертуү (  $H > 0$  ) чоңойто балтасак, анын чондугу  $H = H_k$  болгондо магниттелиштүү жоголот ( $\bar{P}_m = 0$ ). Магнит талаасын идан ары жогорулатуу кайрадан да чекитине алыш келет. Бул фигураны магниттeliштин гистерезиси деп аташат.

3. Ферромагниттик касиет кандайдыр бир температурага чейин гана сакталат. Мындай температуралары Коринин температурасы деп аташат ( $T_k$ ). Ферромагнитти температурасы  $T_k$  ашканда ал өзүүн ферромагниттик касиетин кескин өзгертуү, парамагниттик айланат. Кээ бир заттар үчүн бул температура-лар төмөнкүдөй: темир үчүн  $T_k = 770^{\circ}\text{C}$  Кобольт үчүн  $T_k = 1127^{\circ}\text{C}$  ербий үчүн  $T_k = -253^{\circ}\text{C}$ .

Ферромагниттердин ушундай өзгөчө касиети эмне менен түзүлдүрүлөт?

Кейтеген тақырыпбалардын (Эйнштейндин, Де Гаазанын, Иффренин, Капицанын) негизигүүде, ферромагниттик касиет атомдордогу орбиталдык ийин менен эмес, электрондордун өзүмдүк магнит  $\bar{P}_s$  ийини менен байланыптуу деген жыйынтыкка келишилдей.

Ферромагниттик заттардын атомдорунун магнит ийиндерин ел-чөл көргөндө, анын чондуктары парамагниттик заттардыңкандай але болуп чыкты. Бирок, анчалык чоң эмес магнит талаасында ферромагниттин магниттелиштине парамагниттерде етө чоң магнит талаасаларында да жетүү мумкун эмес. Цунун себеби эммөдө? Ферромагниттик касиет, анын атомдорунда бир нече электрондорун өзүмдүк магнит ийиндеря бир бағыттуу болуп бири бирич жойбостом, көшүлүп шарты менен байланышкан, мындай электрондор темирдин атомунда төртөө (II.I.I-чийме), кобольтто экөө, никелде экөө ж.б. Ошентип, ферромагниттин атомдору магниттегинине за экен.

Бирок, ферромагниттеги жогорку магниттелишти, анын атомдорунун сырткы магнит талаасынын таасири астында бағытталышы камсыз кыла алышбайбайт. Олондустан, ферромагниттик заттардын белүүчелерүү сырткы магнит талаасыз але жогорку магниттелишке за деген гипотезаны киргизишкен. Мындай магниттеген заттын белүүчелерүү дөмөндөр деп аташкан. Белгилүү бир

шартта ар бир доменде атомдордун магнит ийиндері ездеру але бирдей бағытталып, қаныға магниттегендиктей домендин магнит ийини ете өчін мәмандык жетет. Сырты магнит талаасы жок кезде, домендердин магнит ийиндері баш аламан бағытталып, ферромагниттин жалпы магниттeliши нелге барабар болот ( $\mathcal{P}_m = 0$ ) (II.3.4-чығыме).

Ал өми сырты магнит талаасының таасири менен домендердің магнит ийиндері бир бағытта болушуп, ферромагниттин өчін магниттeliшине алғы келет (II.3.5-чығыме).

Домендердин пайда болуу себептери, атомдордогу электродордун өзүмдүк магнит ийиндеринин бир бағытталышы квантты теорияның негизинде гана түшүндүрүлөт (Физиканың үчүнчү белгүүнде окулат).

Электромагниттик кубулушка байланыштуу  
киргыз тилиндеги жаны сөздөрдүн

КИРГЫЗЧА- ОРУСЧА СӨЗДҮГҮ

А

абал - положение  
агым - поток  
адекти-первоначальный  
алакоткуч-переключатель  
аласалуу-переворачивание вверх дном  
алазарлдоо -перезарядка  
алкак-рама, рамка, контур.  
-токтуу алкак -рамка, с током  
арым-шаг, диапозон  
аргасыздыл -вынужденный

Б

болжолдоо-условность; приближеное  
бетен-сторонний  
-бетен күч-сторонняя сила  
белуктөр -деления  
-шкаланык белуктерү -деления шкалы

В

вектор -вектор  
вектордук кошуу-векторное сложение  
вектор чондугу -векторная величина  
вольт-вольт (чыңалуунүү бирдиги)  
вольтметр -вольтметр  
ватт -ватт (кубаттуулуктун бирдиги)

Г

Гармоника-гармоника  
Гармоникалык төрмөлүү -гармоническое колебание  
Гелиотехника -электротехника (куйдүн нүүрүн пайдылануу техника)  
Генератор- генератор  
-электр тогуун генератору-генератор электрического тока  
Гидротехника-гидротехнике (сүү техникасы)  
Гидротурбина -гидротурбина (сүү трубинасы)

## Гидроэлектростанция -гидроэлектростанция

### Д

диэлектрик-диэлектрик

- диэлектриктик шыктуулук-диэлектрическая восприимчивость
- диэлектриктик етүмдүлүк -диэлектрическая проницаемость
- дирилдеө -вibration

### Ж

жайылчыштык-погрешность

жарыш-параллель

жебе -стрела

-магнит жебечеси -магнитная стрелка

жылыш вектору -вектор смещения

жылыш модул -модуль сдвига

жылышту ток / - ток смещения

жип -нить (丝)

темир жиби -железная нить

жалилы-суммарное, результирующее

-жалпы электр телаасы -результирующее электрическое поле

жакындоо -приближение

-удаалаш жакындоо -последовательное приближение

### З

закон-закон

заряд-заряд

-электр заряды-электрический заряд

-эркин заряд -воздушный заряд

тұшалған заряд -связанный заряд

-поляризацияләнген заряд -поляризационный заряд

зәм -проводка

-белгилүү заряд -пробный заряд

### И

индукция -индукция

-индукция заряды-индукционный заряд

-магниттик индукция -магнитная индукция

-электрик индукция -электрическая индукция

илемек -петля

индекс-индекс

инерция -инерция

инертуулук-инертность  
интеграл-интеграл  
интенсивдүү-интенсивный

## К

Калып-форма  
касиет -хорошее качество  
катар-ряд, порядок  
кадырлесе -обыкновенный  
каталык -погрешность, ошибочность  
канат -крыло, полотнище  
-конденсатордун канаттары -обкладки конденсатора  
кеекин -критический  
-кеекин температура -критическая температура  
кызыктuu -накаливание  
-плайык кызыктuu-нормальное накаливание  
кулөө-настройка  
-комузду күүлөө-настройка комузда  
-контурду күүле -настройка контура

## Л

лампа -лампа  
-сывап лампасы -рутная лампа,  
-электр лампасы-электрическая лампа

## М

Магнит -магнит  
-магнит өтүмдүүлүгү-магнитная проницаемость  
-магнит шактуулугу -магнитная восприимчивость  
-магнит ийини -магнитный момент  
-орбиталык магнит ийини -орбитальный магнитный момент  
-өзүндүк (спиндик) магнит ийини-спиновый магнитный момент  
магниттейтілік -намагничение  
материал-материал  
модуляция -модуляция (бир толкундун балка толкундун таасири  
астында өзгөрүшү)  
-амплитудалык модуляция -амплитудная модуляция  
-частык модуляциясы-частотная модуляция

## Н

номер-номер

нормалдуу-нормальный  
норма-норма  
нормалалтырлыган -нормализован

0  
ойдуң -впадина  
об"ект-об"ект

ө  
өлчөө-измерение  
өлчөө чеги -предел измерения  
өтүмдүүлүк -проницаемость  
-диэлектрик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость  
-магниттик өтүмдүүлүк -магнитная проницаемость  
өткергүү -п. водник  
өткерүүдүүлүк -проводимость  
өткергүүчү -электрондор -электроны проводимость  
өзүмдүк индукция -самоиндукция  
өз ара индукция -взаимная индукция

II  
потенциал- потенциаль  
потенциалдардын айрмасы -разность потенциалов  
-турасынан потенциалдардын айрмасы-поперечная разность потенциалов

P  
радиан -радиан  
радио-радио  
разряд-разряд  
электр разряды -электрический разряд

C  
сактагыч-предохранитель  
-коргошун сактагыч -свинцовой предохранитель  
система -система  
-санас системасы -система отсчета  
сергектик (чырактык) -подвижность  
-электрон, сергектиги -подвижность электрона

Т

талаа-поле

-магнит талаасы - магнитное поле

-электр талаасы -электрическое поле  
тилке -ключок, полоса, пластина

ток-ток

-электр тогу -электрический ток  
-жұльшыу тогу-ток смещения

тузак-петли

-гистерезис-тузалы -петли гистерезиса  
тушалған заряд-связанный заряд

тығыздық-плотность

-беттік тығыздық -поверхностная плотность  
-сыйыстуу тығыздық-линейная плотность

түткә-зажим

-элементтін түткасы -зажимы элемента  
-шамдың түткасы -зажимы лампочки

У

ургаалдуу -интенсивный

удаалаш -последовательный

Ц

циркуляция -циркуляция Іайлануу )

цикл-цикл

Ч

чагылған - молния

ченелүү -пробный, измеренный

-ченелүү алқак-пробная рамка

ченендүү-сопоставимый с чем либо

ченес-измерение

чыналуу-напряжение

чыналыш-напряженность

чырактык-подвижность

-электрондун чырактыгы-подвижность электрона

Ш

шыктуулук -воспринимаетъ

-магнит шыктуулугу -магнитная

ОНО  
С  
ИАДУ

10c



-1907-2