

ОМИЛ АҲМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ

II Т О М

ЭЛЕКТР, МАГНЕТИЗМ,  
ТЎЛҚИНЛАР

ҚАЙТА ИШЛАНГАН ИККИНЧИ НАШРИ

*ЎзССР Олиё ва ўрта махсус таълим вазирлиги  
олий ўқув юрталарининг инженер-техник ихтисоси  
бўйича ўқувчи студентлари учун дарслик сифатида  
рухсат этган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТ УВЧИ» 1988

Тақризчилар: физика-математика фанлари кандидатлари,  
доцентлар: Ф. Н. Мухаммадасимов, Ф. А. Абдуллаев  
С. С. Собиров, Қ.Т. Тешиқбоев

Ушбу дарслик «Умумий физика курси»нинг қайта ишланган ва амалдаги программага мослаб ўзгартирилган иккинчи томи бўлиб, унда физиканинг «Электростатика», «Ўзгармас электр тоқ», «Электромагнетизм», «Тебранишлар ва тўлқинлар» бўлимлари баён этилган.

Дарслик олий ўқув юрларининг инженер-техник ихтисоси бўйича ўқувчи студентлари учун мўлжалланган.

A  $\frac{160401000 - 230}{353 (04) - 88}$  159--88

© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1981 й.  
© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1988 й.  
Ўзгаришлар билан

ISBN 5 — 645—00218—0

## СЎЗ БОШИ

Олий техник ўқув юр்தларининг студентлари учун дарслик сифатида тавсия этилган «Физика курси»ни иккинчи нашрга тайёрлаш жараёнида СССР олий ва ўрта махсус таълим министрлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқланган программага риоя қилинди. Ушбу қайта ишланган иккинчи томда ўқув материалининг «Электростатика», «Ўзгармас электр ток», «Электромагнетизм», «Тебранишлар ва тўлқинлар» бўлимлари баён этилди. Программага мос келмаган мавзулар ва СЎ га оид бўлмаган физик катталиклар бирликлари бу нашрга киритилмади. Уларнинг ўрнига программада кўрсатилган баъзи янги мавзулар киритилди. Биринчи нашрга оид ҳамкасблар билдирган танқидий фикр-мулоҳазалар эътиборга олинган ҳолда баъзи физик ҳодиса ва қонунларни баён этиш услублари қисман ўзгартирилди, натижада ўқуз материал қисқароқ ва тушунарлироқ бўлишига эришилди.

Дарсликнинг биринчи нашрига оид ўз фикр-мулоҳазаларини билдириб, мазкур нашрни яхшилашга ҳисса қўшган барча ҳамкасбларга самимий миннатдорчилигимни изҳор этаман.

*Муаллиф*

1- §. Электр заряд ва унинг сақланиш қонуни

Бир-бирига ишқаланиши натижасида жисмларнинг электр-ланишини кўп кузатгансиз. Масалан, гилам ёки линолеум тўшалган хонада бир оз юриб, сўнг бирор металл жисмга қўлингизни теккизсангиз, бехосдан титрайсиз. Бундан ташқари, ишқаланувчи синтетик материалларнинг турли қисмлари бир-бирига тегиши натижасида вужудга келадиган учқунларни кузатиш мумкин. Бу ҳодисаларга сабаб ишқаланаётган жисмларнинг *зарядланиши* ва бу зарядларнинг ўзаро таъсирлашувидир.

Жисмларда зарядлар мавжуд эдимиз ёки улар ишқаланиш натижасида пайдо бўлдимиз?

Маълумки, атомлар мусбат зарядланган ядро ва ядро атрофида берк орбиталар бўйича айланадиган электронлардан иборат. Зарядланмаган жисм атомларида электронларнинг манфий зарядлари йиғиндиси ядронинг мусбат зарядига тенг. Бундай жисмларни *электронейтрал* жисмлар деб аталади. Агар бирор таъсир натижасида электронейтраллик бузилса, бундай жисм зарядланган бўлади. Жисмдаги манфий зарядлар мусбат зарядлардан ортиқ бўлса, жисм манфий зарядланган, аксинча, кам бўлса, жисм мусбат зарядланган дейилади. Ҳар қандай манфий (ёки мусбат) зарядланган жисмнинг заряди электрон (ёки протон) нинг зарядига қарали, яъне квантланган бўлади. Бошқача айтганда, жисмларнинг заряди фақат  $\pm e$ ,  $\pm 2e$ ,  $\pm 3e$ , . . . ,  $\pm Ne$  қийматларга эга бўлади, бунда  $e$  — электроннинг заряди. Электрон ва протоннинг зарядлари катталиклари жиҳатидан тенг, ишоралари эса қарама-қарши. Шунинг учун электрон (ёки протон) нинг электр зарядини *элементар заряд* деб аташ мумкин.

Электр зарядни  $q$  ўлчов бирлиги сифатида кулон (Кл) қабул қилинган: ток кучи 1 ампер (А) бўлган ўзгармас электр ток ўтаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 секунд давомида оқиб ўтадиган заряд миқдори 1 кулондир, яъни

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}.$$

Ток кучининг ўлчов бирлиги (А) тоқли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири асосида қабул қилинган. Бу бирлик билан электромагнетизм ҳодисаларини ўрганаётганда танишамиз. Илгари чоп этилган адабиётда электр заряднинг СГСЭ<sub>q</sub> деб номланган бирлиги ҳам учрайди. Ҳозирги вақтда фойдаланилмаётган мазкур бирлик билан кулон орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$1 \text{ Кл} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q$$

Тажрибалар асосида элементар заряд катталиги  $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл} \approx 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}_q$  эканлиги аниқланган. Электр заряднинг ўлчамлиги —  $TI$ .

Икки жисмнинг бир-бири билан ўзаро таъсирлашуви туфайли бир жисмда маълум миқдорда манфий заряд вужудга келса, иккинчи жисмда худди шунча миқдорда мусбат заряд вужудга келади. Масалан, икки хил жисмнинг бир-бирига тегиши (контакти) натижасида биринчи жисм атомларининг валент электронлари иккинчи жисмга ўтади. Лекин иккала жисмдаги барча манфий зарядлар ва барча мусбат зарядларнинг миқдорлари ўзгармайди.

Демак, *зарядлар янгидан пайдо бўлмайди ҳам, йўқолмайди ҳам. Улар жисмларда мавжуд, фақат бир жисмдан иккинчи жисмга ёки жисмнинг бир қисмидан иккинчи қисмига кўчади*, холос. Бу хулоса *зарядларнинг сақланиш қонуни* дейилади. Бу қонунни яна бундай ҳам таърифлаш мумкин:

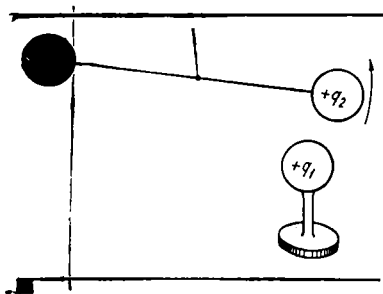
Ҳар қандай изоляцияланган (ташқи жисмлар билан электр заряд алмашмайдиган) системада электр зарядларнинг алгебраик йиғинди си ўзгармайди:

$$\sum q_i = \text{const}, \quad (1.1)$$

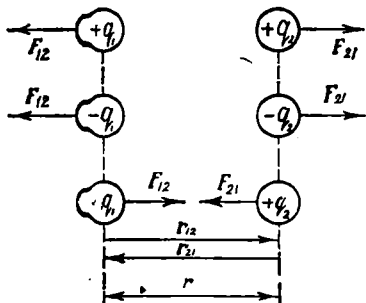
бунда  $q_i$  — система таркибидаги айрим жисмлар электр зарядларининг миқдори.

## 2- §. Кулон қонуни

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир хил ишорали зарядланган жисмлар ўзаро итаришилади, қарама-қарши ишорали зарядланган жисмлар эса ўзаро тортинишади. Нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи катталигини француз физиги Шарль Кулон тажрибалар асосида аниқлади. *Нуқтавий зарядлар* деганда шундай зарядланган жисмлар тушуниладики, бу жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан анча кичик. Кулон тажрибасининг моҳия-



1.1- расм



1.2- расм

ти қуйидагидан иборат. Ингичка симга шиша шайин осилган. Шайиннинг бир учига металл шарча, иккинчи учига эса посанги ўрнатилган (1.1- расм). Шайиннинг учигаги металл шарчани зарядлаб, унга иккинчи зарядланган металл шарчани яқинлаштирсак, зарядланган жисмлар (шарчалар) орасида таъсир этувчи электр кучи туфайли шайин бирор бурчакка бурилади. Шайиннинг бурилиш бурчаги орқали электр таъсир кучини аниқлаш мумкин. Кулон зарядланган шарчалар орасидаги таъсир кучининг шарчалардаги заряд миқдорларига ва улар орасидаги масофага боғлиқлигини текширди. Натижада у физикада Кулон қонуни номи билан машҳур бўл-

ган қуйидаги қонунни аниқлади.

Вакуумдаги икки нуқтавий электр заряднинг ўзаро таъсир кучи таъсирлашаётган ҳар бир заряд катталиклари кўпайтмасига тўғри ва зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир, яъни

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{r_{12}}{r}; \quad (1.2)$$

$$F_{21} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{r_{21}}{r}, \quad (1.3)$$

бу ифодаларда  $q_1$  ва  $q_2$  — мос равишда биринчи ва иккинчи нуқтавий зарядларнинг миқдорлари,  $r$  — зарядлар орасидаги масофа,  $r_{12}$  — биринчи нуқтавий заряддан иккинчи нуқтавий зарядга ўтказилган радиус-вектор,  $r_{21}$  эса, аксинча, иккинчи нуқтавий заряддан биринчи нуқтавий зарядга ўтказилган радиус-вектор.  $r_{12} = -r_{21}$  бўлганлиги учун  $F_{12} = -F_{21}$ .

Бир хил ишорали зарядлар итаришишади (1.2-а ва б расмлар), қарама-қарши ишорали зарядлар эса тортишади (1.2-в расм).

(1.2) ва (1.3) ифодалардаги  $\epsilon_0$  — электр доимий деб аталади. У асосий физик доимийларнинг биридир:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2},$$

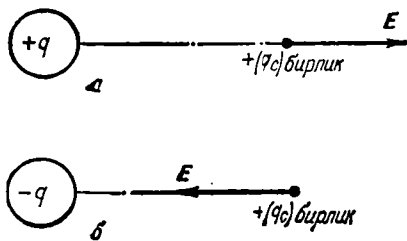
ёки

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}.$$

### 3-§. Электр майдон ва униңг кучланганлиги

★ Электр зарядларнинг ўзаро таъсирлашиши электр майдон орқали содир бўлади. *Кўзгалмас электр заряд атрофидаги электр кучлар таъсири сезиладиган фазо соҳаси мазкур заряднинг электр майдони* деб аталади. Бу майдон, баъзан, аниқлик киритиш мақсадида *электростатик майдон* деб ҳам юритилади, бундаги «статик» кўшимчаси майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгармаслигини англатади. Электр майдон зарядларнинг ўзаро таъсири туфайли вужудга келмайди. Аксинча, ҳар қандай заряд ўз атрофида мавжуд бўладиган электр майдонга эга. Электр майдоннинг мавжудлиги фазонинг мазкур соҳасида бошқа электр зарядларнинг жойлашганлигига боғлиқ эмас. Мазкур ҳолни Ернинг гравитация (тортиш) майдони бошқа жисмлардан мустақил равишда мавжудлигига ўхшатиш мумкин. Бошқа жисмлар эса Ер гравитацион майдонини текшириш учун «сиз в жисмлар» вази Ҳасини бажа рар эди. Зеро, жисм атрофидаги гравитацион майдон ҳам, электр заряд атрофидаги электр майдон ҳам инсон онгига боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд. Уларнинг мавжудлигини инсоннинг табиий сезги органлари безосита сеза олмайди. Бундай ҳолларда инсон ўзининг табиий сезги органларига ёрдамчи вазифасини ўтайдиган қурилма ва асбоблардан фойдаланилади. Хусусан, электр майдонни текшириш учун «синов заряд» дан фойдаланилади. Фазонинг синов заряд киритилган нуқтасида электр майдон мавжуд бўлса, синов зарядга электр куч таъсир этади. Аксинча, синов зарядга ҳеч қандай электр куч таъсир этмаса, фазонинг текшириладиган соҳасида электр майдон мавжуд эмас, деган хулосага келинади. Табиийки, синов заряднинг миқдори мумкин қадар кичик бўлиши керак, чунки у текшириладиган майдоннинг хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартира олмасан.

$q$  заряд туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг ихтиёрий бирор нуқтасини танлаб олайлик. Бу нуқтага миқ-



1.3- расм

дори  $q_c$  бўлган синов заряд олиб кирайлик. Синов зарядга майдон томонидан таъсир этувчи куч  $q$  ва  $q_c$  зарядлар орасида Кулон қонунига асосан таъсир этувчи кучдир, яъни

$$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q q_c}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.4)$$

Бу ифодадан кўринадики, электр майдоннинг айни бир нуқтасида синов зарядга таъсир этувчи куч, синов заряд миқдори  $q_c$  га боғлиқ. Шунинг учун электр майдон муайян нуқтасининг куч характеристикаси сифатида шу нуқтага киритилган бирлик мусбат синов зарядга таъсир этувчи куч қабул қилиниши лозим, уни электр майдоннинг текширилаётган нуқтасининг *кучланганлиги* деб аталади ва  $E$  билан белгиланади. Демак, *электр майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги майдон кучланганлиги деганда шу нуқтага олиб кирилган бирлик зарядга таъсир этувчи куч (1.3-расм) билан хarakterланувчи физик катталиқ тушунилади*. Электр майдон кучланганлиги вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текширилаётган нуқтасига олиб кирилган бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи кучнинг йўналиши билан аниқланади.

Агар электр майдон нуқтавий  $q$  заряд туфайли вужудга келаётган бўлса, ундан  $r$  масофадаги майдон нуқтасининг кучланганлиги

$$E = \frac{F}{q_c} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.5)$$

бўлиб, унинг йўналиши  $q$  заряд ва майдоннинг текширилаётган нуқтасини бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб заряддан ташқарига ( $q$  мусбат бўлганда) ёки заряд томонга ( $q$  манфий бўлганда) йўналган бўлади.

(1.5) дан фойдаланиб, электр майдон кучланганлигининг бирлигини ньютон тақсим кулон  $\left(\frac{H}{Kл}\right)$  деб ҳисобласа ҳам бўлади. Лекин электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги сифатида вольт тақсим метр  $\left(\frac{B}{м}\right)$  қабул қилинган. Мазкур бирлик тафсилоти шу бобнинг 6-§ ида баён этилади.

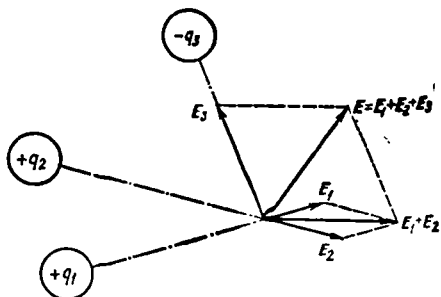
Электр майдон кучланганлигининг ўлчамлиги  $-LMT^{-3}I^{-1}$ .

Агар электр майдонни бир неча заряд вужудга келтира-



ётган бўлса (1.4- расм), нагжавий майдоннинг кучланганлиги аллоҳида зарядлар туфайли вужудга келаётган электр майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i \quad (1.6)$$



1.4- расм

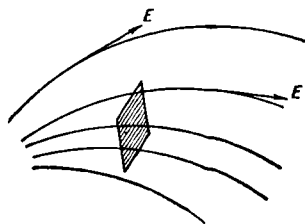
(1.6) ифода майдонлар суперпозицияси (қўшиш) принципини ифодалайди.

#### 4-§. Кучланганлик чизиқлари. Гаусс теоремаси

Электр майдоннинг ҳар бир нуқтасида майдонни характерловчи кучланганлик вектори  $E$  аниқ қийматларга эга бўлади. Шунинг учун электр майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсак, бирор масштабга асосланиб турли нуқталар учун  $E$  векторларни ўтказиш лозим бўларди. Лекин бунда векторлар бир-бирлари билан кесишиб, ниҳоятда чалткаш манзара вужудга келади. Шу сабабли электр майдонни кучланганлик векторлари билан эмас, балки *кучланганлик чизиқлари* билан ифодалаш одат бўлган (1.5- расм). Кучланганлик чизиқлари электр майдонни тасвирлашда қўлланиладиган тушунча бўлиб, уни қуйидаги икки шартга асосланиб ўтказилади:

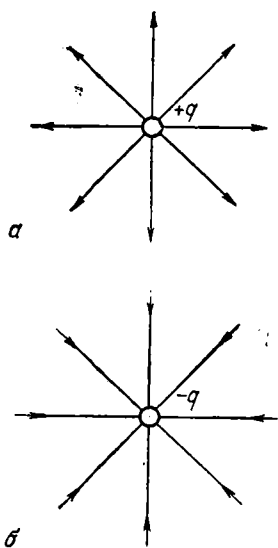
1) кучланганлик чизиғининг ихтиёрий нуқтасига ўтказилган уринма электр майдоннинг шу нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналиши билан мос тушиши керак;

2) кучланганлик чизиқларининг зичлиги шундай бўлиши лозимки, чизиқлар йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган бирлик юздан ўтувчи чизиқлар сони майдоннинг ўша нуқтасидаги кучланганлик вектори  $E$  нинг қийматига тенг бўлиши лозим.



1.5- расм

Бу икки шартга риоя қилиб кучланганлик чизиқлари ўтказилганда электр майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги кучланганлик

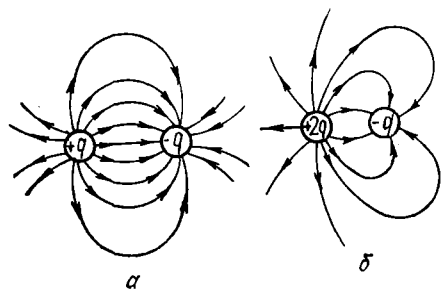


1.6- расм

векторининг йўналиши (1-шарт асосида) ва қиймати (2-шарт асосида) аниқ тасвирланган бўлади. 1. 6- *a* ва *b* расмларда мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдоннинг график манзаралари тасвирланган. Нуқтавий заряддан бир хил масофадаги нуқталарда  $E$  лар бир хил қийматларга эга бўлиб, заряд ва нуқтани бирлаштирувчи чизиқ бўйлаб йўналган бўлади. Шунинг учун нуқтавий зарядларнинг кучланганлик чизиқлари радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлиб, улар ё зарядланган жисм сиртидан бошланиб чексизликка давом этади (заряд мусбат бўлган ҳолда), ё чексизликдан бошланиб зарядланган жисм сиртида тугалланади (заряд манфий бўлган ҳолда). Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келаётган бўлса, манзара мураккаброқ бўлади.

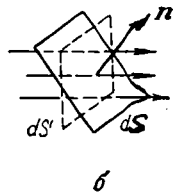
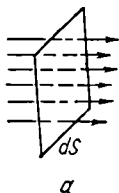
1.7- *a* ва *b* расмларда иккита нуқтавий заряд туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг график тасвирлари ифодаланган. Ҳар хил зарядлар системаси туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлик чизиқларининг манзараси турлича бўлади, лекин кучланганлик чизиқлари ҳеч қаерда бир-бири билан кесишмайди ва зарядлар орасида узилмайди.

Энди кучланганлик чизиқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган  $dS$  элементар юзчани олай-



1.7- расм

лик (1.8-а расм). Бу юзчани кесиб ўтаётган кучланганлик чизиқларининг сони  $E dS$  га тенг бўлиб, уни  $dS$  юзчадан ўтаётган кучланганлик векторининг оқими дейилади. Умумий ҳолда юзча кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлмаслиги мумкин. Бу ҳолда  $dS$  юзчага ўтказилган нормаль  $n$  билан кучланганлик чизиқлари орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик. 1.8-б расмдан кўринишича,  $E$  векторнинг  $dS$  юзча орқали оқими кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган  $dS' = dS \cdot \cos \alpha$  юзча (бу юзча расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган) орқали оқимга, яъни  $E dS \cos \alpha$  га тенг. Лекин  $E \cos \alpha$  ифода  $E$  векторнинг  $dS$  га ўтказилган нормаль  $n$  йўналишидаги проекциясини ифодалайди. Натижада  $E$  векторнинг кучланганлик чизиқлари билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилиб ўтказилган элементар юзча орқали оқими



1.8- расм

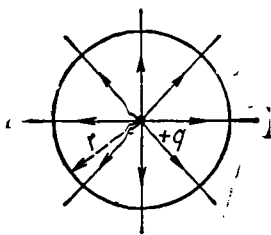
$$d\Phi = E_n dS \quad (1.7)$$

бўлади. Электр майдон кучланганлиги векторининг оқими алгебраик катталиқ. Ҳақиқатдан,  $E$  вектор ва  $dS$  га ўтказилган нормаль  $n$  орасидаги  $\alpha$  бурчак ўтқир бўлса,  $E_n = E \cdot \cos \alpha$  ифода мусбат қийматга эга бўлади. Шунинг учун  $d\Phi$  ҳам мусбат бўлади. Аксинча,  $\alpha$  бурчак ўтмас бўлганда,  $E_n$  ва унга боғлиқ бўлган  $d\Phi$  манфий қийматга эга бўлади.

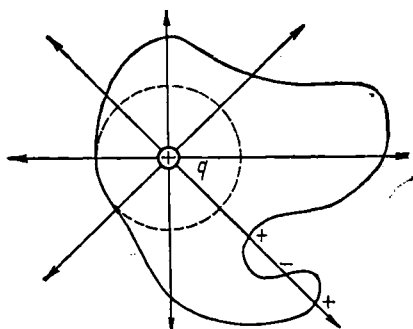
Агар  $E$  векторнинг ихтиёрий сирт орқали оқимини топиш лозим бўлса,  $S$  сиртни  $dS$  элементар юзчаларга ажратиб, бу юзчалар орқали ўтаётган  $d\Phi$  оқимларнинг йиғиндисини олиш керак. Бу масала интеграллаш амалига келтирилади:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS. \quad (1.8)$$

$+q$  нуқтавий заряд туфайли вужудга жалаётган электр майдон кучланганлик вектори  $E$  нинг радиуси  $r$  бўлган сферик сирт орқали оқимини топиш (1.9- расм). Масалани янада соддалаштириш мақсадида сферанинг марказини заряд жойлашган нуқтада деб фараз қилайлик. Бу мисолда кучланганлик чизиқлари радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлгани учун  $E$  вектор ва сферик сиртнинг элементар бўлак-



1.9- расм



1.10- расм

ча-си  $dS$  юзга ўтказилган нормаль орасидаги  $\alpha$  бурчак нолга тенг бўлади. Шунинг учун

$$E_n = |E| = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2}.$$

Иккинчи томондан,  $r$  радиусли сферик сиртнинг тўлиқ юзи  $4\pi r^2$  га тенг. Натижада

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.9)$$

Бу ифода фақат сферик сирт учунгина эмас, балки нуқтавий зарядни ўраб турган ихтиёрий берк сирт орқали ўтувчи  $E$  векторнинг оқимини топиш учун ҳам қўлланилиши мумкин. Ҳақиқатан, электр майдон кучланганлик чизиқларининг ҳар бири (1. 10-расмга қаранг) сферик сиртни ҳам, ихтиёрий берк сиртнинг «ажинсиз» қисмларини ҳам фақат бир мартадан кесиб ўтапти. Ихтиёрий сиртнинг «ажинли» қисмларини эса тоқ марта кесади. Аммо  $E$  векторнинг оқими ал гебраик катталиқ бўлиб, у сиртдан ташқарига чиқаётганда мусбат қийматга эга бўлади (чунки  $E_n > 0$ ), аксинча, сиртни тешиб ичкарига кираётганда манфий қийматга эга бўлади (чунки  $E_n < 0$ ). Шунинг учун ихтиёрий сиртнинг «ажинли» қисмини кесиб ўтаётган кучланганлик чизиги оқимга навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий ҳисса қўшади. Натяжада сиртни тоқ марта кесиб ўтаётган бундай кучланганлик чизигининг оқимга қўшган натижавий ҳиссаси худди сиртни фақат бир мартагина кесиб ўтган кучланганлик чизигининг оқимга қўшган ҳиссасидек бўлади. Биз юқорида фақат битта нуқтавий заряд учун мулоҳазалар юритгандик. Агар ихтиёрий берк сирт ичида  $k$  та нуқтавий зарядлар жойлашган бўлса,

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} \quad (1.10)$$

эканлигидан фойдаланиб (1.8) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^k E_{ni} \cdot dS = \sum_{i=1}^k \oint E_{ni} \cdot dS. \quad (1.11)$$

Бу ифодадаги охириги интеграл  $i$  нуқтавий заряд туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлиги векторининг шу зарядни ўраб турувчи ихтиёрий берк  $S$  сирт орқали оқимини характерлайди. Бу катталиқ (1.9) ифодага асосан

$$\oint_S E_{ni} \cdot dS = \frac{q_i}{\epsilon_0}.$$

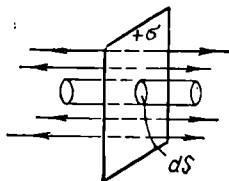
Шунинг учун (1.11) ифода қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^k q_i. \quad (1.12)$$

Бу ифода Гаусс теоремасининг аналитик кўринишидир. Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади:

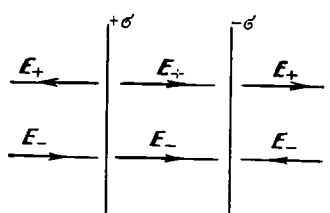
*Электр майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий шаклдаги берк сирт орқали оқими шу сирт ичида жойлашган зарядлар (фақат сирт ичидаги) алгебраик йиғиндисининг  $\epsilon_0$  га бўлган нисбатига тенгдир.*

Гаусс теоремасидан фойдаланиб, оддий мулоҳазалар асосида баъзи электр майдонларнинг кучланганлигини топиш мумкин. Масалан, текис зарядланган чексиз текислик берилган бўлсин. Бу текисликнинг бирлик юзига тўғри келувчи заряд миқдори, яъни заряднинг сирт зичлиги  $+\sigma$  бўлсин. Шу зарядланган текислик туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлигини топиш лозим бўлсин. Бу майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсак, кучланганлик чизиқлари текисликка перпендикуляр бўлган ўзаро параллел тўғри чизиқлардан иборат бўлади (1.11-расм). Бу чизиқлар текисликдан бошланиб иккала томонга чексиз давом этади. Текисликдан  $dS$  юзчани ажратиб олайлик ва уни асос қилиб олиб, текисликнинг икки томонига давом этувчи цилиндрни шундай ўтказайликки, бу цилиндрнинг ён томонлари текисликка перпендикуляр бўлсин. Бу цилиндрик берк сиртга Гаусс теоремасини қўллаш мумкин. Сирт ичидаги заряд миқдори зарядланган текис-



1.11- расм

ликнинг цилиндр ичидаги  $dS$  бўлачасида мужассамланган заряд миқдорига, яъни  $\sigma dS$  га тенг. Сирт орқали оқим цилиндрнинг икки асоси орқали оқимдан иборат, чунки цилиндрнинг ён томонлари  $\mathbf{E}$  векторга параллелдир. Ҳар бир асос орқали оқим  $E dS$  га тенг бўлгани учун цилиндрнинг сирт орқали натижавий оқим  $2EdS$  га тенг. Натижада Гаусс теоремаси қуйидаги кўринишда ёзилади:



$$2EdS = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0}$$

Демак,

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (1.13)$$

1.12- расм

бўлади.

Энди иккита чексиз параллел текисликларни олайлик. Улардаги зарядларнинг сирт зичликлари миқдоран бир хил, шоралари эса қарама-қарши бўлсин. Бу ҳолда (1.12-расм) натижавий майдон иккала зарядланган текислик туфайли вужудга келаётган майдонларнинг йиғиндисидан иборат, ҳусусан, икки текислик оралиғидаги электр майдон кучланганлиги

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.14)$$

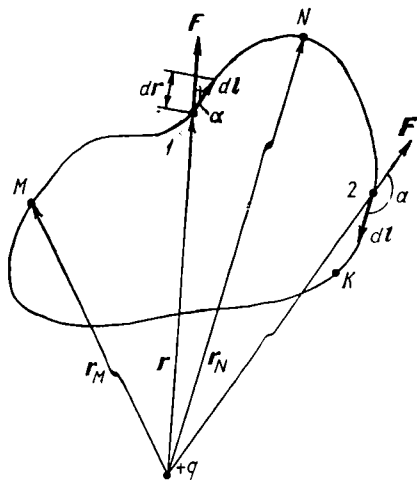
бўлади. Мусбат зарядланган текисликдан чапда ва манфий зарядланган текисликдан ўнгда қўшилувчи майдонлар кучланганликлари қарама-қарши йўналган. Шунинг учун бу соҳаларда натижавий майдон кучланганлиги нолга тенг. Икки текислик оралиғидаги ҳажмнинг ҳамма нуқталарида электр майдон кучланганликлари зарядланган текисликларнинг фақат сирт зичлигига боғлиқ бўлган доимий катталиқдир. Бу соҳада кучланганлик чизиқлари мусбат зарядланган текисликдан бошланиб манфий зарядланган текисликда тугалланади. Бундай майдон, яъни барча нуқталарда  $\mathbf{E}$  нинг қиймати ва йўналиши бир хил бўлган майдон бир жинсли майдон деб аталади.

## 5- §. Электр майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш. Потенциал

Нуқтавий  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг  $M$  нуқтасидан  $N$  нуқтасига  $q'$  заряд кўчирилади.

бўлсин (1.13- расм). Бу кўчирилишда майдон кучларининг бажарган ишини ҳисоблайлик.  $M$  нуқтанинг заряддан узоқлигини  $r_M$  билан,  $N$  нуқтанинг узоқлигини эса  $r_N$  билан белгилайлик.  $q'$  зарядни кўчирилиш йўли  $MN$  ихтиёрий шаклдаги эгри чизиқдан иборат бўлсин.  $MN$  йўлни кичик  $dl$  элементар бўлақчаларга ажратамиз. Шу элементар масофада бажарилган иш қуйидагича аниқланади:

$$dA = F \cdot dl \cos\alpha. \quad (1.15)$$



1.13- расм

Бу ифодада  $F$  —  $q$  заряд тўғрисида вужудга келган электр майдонда  $q'$  зарядга таъсир этувчи куч, унинг миқдори  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$  га тенг.  $\alpha$  эса  $F$  куч билан элементар кўчирилиш  $dl$  орасидаги бурчак. Шунинг учун  $dl \cos\alpha = dr$  бўлади. Натижада (1.15) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr. \quad (1.16)$$

$MN$  кўчирилишда бажарилган иш  $A_{MN}$  эса барча элементар кўчирилишларда бажарилган  $dA$  ишларнинг йиғиндисига тенгдир. Бу йиғинди қуйидаги интеграллашгак елтирилади:

$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \int_{r_M}^{r_N} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N} \quad (1.17)$$

Бу ифодадан кўриниб турибдики, электр майдонда  $q'$  зарядни кўчирилишда бажарилган иш кўчириладиган заряднинг бошланғич ва охири вазиятларига боғлиқ, холос. Бундай хусусиятга эга бўлган майдонни потенциал майдон деб атаган эдик. Потенциал майдонда берк контур бўйича кўчирилиш иши нолга тенг бўлиши лозим. Ҳақиқатан,  $MNKM$  йўл бўйича  $q'$  зарядни кўчирилишда бажарилган иш (1.17) ифодага асосан нолга тенг, чунки  $q'$  заряднинг бошланғич ҳолатда-

ги ўрни ҳам, охирги ҳолатдаги ўрни ҳам  $M$  нуқтада жойлашгандир.  $MNKM$  берк йўлда бажарилган иш нолга тенг бўлиши учун бу йўлнинг баъзи бўлақчаларида бажарилган иш мусбат, баъзи бўлақчаларида эса манфий бўлиши керак. Ҳақиқатан, 1 вазиятда  $F$  ва  $dl$  лар орасидаги  $\alpha$  бурчак ўткир, 2 вазиятда эса бурчак ўтмас. Шунинг учун 1 вазиятда бажарилган  $dA$  элементар иш (1. 15) ифодага асосан мусбат, 2 вазиятда эса манфийдир. Демак, 1 вазиятда  $q'$  зарядни майдон кучлари таъсирида кўчирилса, 2 вазиятда  $q'$  зарядни кўчириш учун майдон кучларига қарши иш бажариллади.

Юқоридаги мулоҳазалардан,  $q'$  зарядни электр майдонда берк йўл бўйича кўчиришда бажарилган иш нолга тенг эканлигига ишонч ҳосил қилдик, яъни

$$A_{MNKM} = \oint_l dA = \oint_l F dl \cos\alpha = 0. \quad (1.18)$$

Иккинчи томондан,  $q'$  зарядга кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда таъсир этувчи куч  $F = q'E$  га тенг. Бундан фойдаланиб (1. 18) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint_l q' E dl \cos\alpha = 0,$$

бу тенгликни  $q'$  га қисқартириб ва  $E \cos\alpha = E_1$  ( $E_1 = E$  векторнинг  $dl$  йўналишига проекцияси) эканлигини ҳисобга олсак, қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\oint_l E_1 dl = 0. \quad (1.19)$$

Шундай қилиб, электр майдон—потенциал майдондир ва бу майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлади.

$MN$  кўчирилишда бажарилган иш  $W$  ва  $N$  вазиятлардаги заряднинг потенциал энергиялари фарқига тенг, яъни

$$A_{MN} = W_{PM} - W_{PN}. \quad (1.20)$$

Бу ифодани (1.17) билан таққослаш натижасида  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг  $M$  ва  $N$  нуқталарида жойлашган  $q'$  заряднинг потенциал энергиялари

$$W_{PM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M}; \quad W_{PN} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}$$

эканлиги келиб чиқади. Бундан  $q'$  заряд майдоннинг  $r$  масофа билан характерланувчи ихтиёрий нуқтасида жойлашганда унинг потенциал энергияси

$$W_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} \quad (1.21)$$



бўлиши керак. Электр майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган турлича катталикдаги синов зарядларнинг потенциал энергиялари ҳам турлича бўлади, лекин потенциал энергиянинг синов заряд катталигига нисбати аини нуқта учун ўзгармас катталикдир. Бу катталикни *потенциал* деб аталади ва  $\varphi$  ҳарфи билан белгиланади:

$$\varphi = \frac{W_{\text{п}}}{q}. \quad (1.22)$$

Демак, *электр майдон бирор нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтага олиб кирилган бирлик мусбат заряднинг потенциал энергияси тушунилади.*

(1.21) ифода асосида нуқтавий заряднинг потенциали қуйидагича аниқланади:

$$\varphi = \frac{W_{\text{п}}}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (1.23)$$

Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келадиган бўлса, натижавий майдон бирор нуқтасининг потенциали системага қирувчи алоҳида зарядлар туфайли вужудга келган майдонларнинг текширилаётган нуқтадаги потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots = \sum \varphi_i. \quad (1.24)$$

Бу ифодада  $i$ —заряднинг номери. Агар нуқтавий зарядлар системаси туфайли вужудга келадиган майдон потенциалини топиш лозим бўлса, (1.23) дан фойдаланиб (1.24) қуйидагича ёзилади:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i},$$

бунда  $q_i$  —  $i$ - нуқтавий заряд катталиги,  $r_i$  — шу заряддан потенциали текширилаётган нуқтагача масофа.

(1.24) ифода турли шаклдаги ва турли ўлчамли зарядланган жисмлар электр майдонларининг потенциалларини ҳисоблашга ёрдам беради. Жумладан, бир-бирдан  $l$  масофада жойлашган миқдорлари тенг, лекин қарама-қарши ишорали зарядлар ( $|q_+| = |q_-| = q$ ) системаси (электр диполь) нинг потенциали

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

бўлади, бунда  $r_+$  ва  $r_-$ —мос равишда мусбат ва манфий зарядлардан текширилаётган нуқтагача масофалар.

Умумий заряди  $q$  бўлган сферанинг марказидан  $r$  масофа узоқликдаги нуқтанинг потенциали эса худди нуқтавий заряд майдонининг потенциалидек бўлади:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Сфера сиртидаги нуқталар (яъни  $r = R$  бўлганда) учун потенциал

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} R \quad (1.25)$$

бўлади, бунда  $\sigma = \frac{q}{4\pi R^2}$  — сферадаги заряд зичлиги.

(1.22) ифода асосида  $W_{PN} = q'\varphi$  эканлигидан фойдалансак,  $q'$  зарядни  $M$  нуқтадан  $N$  нуқтага кўчиришда бажарилган иш

$$A_{MN} = W_{PM} - W_{PN} = q'(\varphi_M - \varphi_N)$$

ифода билан аниқланади. Худди шу  $q'$  зарядни  $M$  нуқтадан чексизликка кўчиришда бажарилган иш эса

$$A_{\infty} = q'\varphi_M \quad (1.26)$$

бўлади, чунки  $\varphi_{\infty} = 0$ .

(1.26) ифода асосида потенциални қуйдагича таърифлаш ҳам мумкин: *Электр майдон ихтиёрий нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтадан бирлик мусбат зарядни чексизликка кўчириш учун лозим бўладиган иш билан характерланувчи катталак тушунилади.*

(1.26) дан фойдаланиб потенциалнинг ўлчов бирлигини келтириб чиқариш мумкин. СИ да потенциалнинг ўлчов бирлиги сифатида электр майдон шундай нуқтасининг потенциали қабул қилинганки, бу нуқтадан 1 Кл зарядни чексизликка кўчириш учун 1 Ж иш бажариш керак. Электр майдон бундай нуқтасининг потенциалини 1 вольт (В) дейилади.

Кўп ҳолларда майдон нуқталарининг потенциали эмас, балки майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар фарқи (кучланиш) физик маънога эга бўлади. Бу ҳолда вольтга қуйдагича таъриф бериш мумкин: 1 вольт — электр майдоннинг шундай икки нуқтасининг потенциаллар фарқини, 1 кулон зарядни бу икки нуқта орасида кўчириш учун 1 жоуль иш бажариш лозим.

Потенциал ва кучланишнинг ўлчамлиги —  $L^2MT^{-3}I^{-1}$ .

## 6- §. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш

Тенг потенциалли нуқталарнинг геометрик ўринларидан ташкил топган сирт *эквипотенциал сирт* дейилади («эквип» — латинча сўз бўлиб, «тенг» деган маънони англатади). Демак, эквипотенциал сирт нуқталари учун

$$\varphi = \text{const.}$$

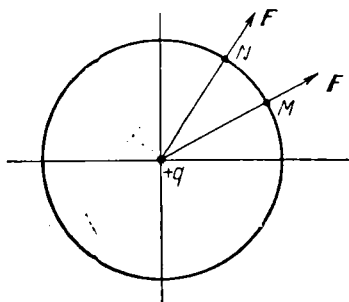
Масалан, нуқтавий заряд учун эквипотенциал сиртлар марказлари зарядда жойлашган сферик сиртлардан иборатдир. Электр майдонни эквипотенциал сиртлар ёрдамида график усулда (1.14-расм) тасвирлаш мумкин.  $q'$  зарядни эквипотенциал сиртнинг  $M$  нуқтасидан  $N$  нуқтагига кўчиришда бажарилган иш қуйидагича аниқланади:

$$A_{MN} = q'(\varphi_M - \varphi_N). \quad (1.27)$$

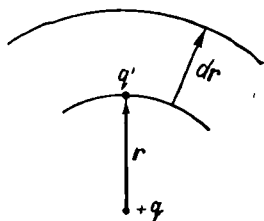
Текшириляётган хусусий ҳолда  $M$  ва  $N$  нуқталар бир эквипотенциал сирт устида жойлашганлиги учун бу нуқталарнинг потенциаллари ўзаро тенг бўлади, яъни  $\varphi_M = \varphi_N$ . Шунинг учун

$$A_{MN} = 0.$$

$q$  заряд туфайли вужудга келган майдонда  $q'$  зарядни  $MN$  йўл бўйича кўчиришда бажарилган иш кўчириш йўналиши билан таъсир этувчи куч йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлгандагина нолга тенг бўлади. Шунинг учун зарядга таъсир этувчи куч ва кучланганлик вектори ( $F$  ва  $E$  ларнинг йўналишлари бир хил эканлигини эсланг) доимо эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади, деган хулосага келмиз. Миқдори  $+q$  бўлган нуқтавий заряднинг электр майдонида  $q'$  заряд бир эквипотенциал сиртдан иккинчи эквипотенциал



1.14- расм



1.15- расм

сиртга кўчирилаётган бўлсин. Кўчириш бошланганда  $q'$  заряднинг майдон марказидан узоқлиги  $r$  радиус-вектор билан аниқланган бўлса (1.15-расм), кўчириш охирида эса  $r + dr$  радиус-вектор билан аниқланади. Шундай экан  $q'$  зарядни майдон кучлари таъсирида радиус бўйлаб кўчириб,  $dr$  га узоқлаштиришда бажарилган иш  $Fdr$  га тенг бўлади. Бу иш  $q'$  заряднинг потенциал энергиясини  $dW_{\Pi}$  қадар камайтиради, чунки марказдан узоқлашилган сари, (1. 21) га асосан, потенциал энергия камайиб боради. Бошқача айтганда,  $Fdr$  иш  $q'$ и заряд потенциал энергиясини —  $dW_{\Pi}$  га ўзгартиради. Демак,  $Fdr = -dW_{\Pi}$

ёки

$$F = -\frac{dW_{\Pi}}{dr}. \quad (1.28)$$

Мазкур ифоданинг иккала томонини кўчирилаётган заряд миқдори  $q'$  га бўлайлик:

$$\frac{F}{q'} = -\frac{d\left(\frac{W_{\Pi}}{q'}\right)}{dr}. \quad (1.29)$$

Бу тенгликнинг чап томонидаги катталик, (1.5) ифодага асосан,  $+q$  нуқтавий заряд майдонининг марказдан  $r$  узоқликдаги нуқтасининг кучланганлигидир. Ўнг томондаги  $\frac{W_{\Pi}}{q'}$  эса (1.22) ифодага асосан, электр майдоннинг худди шу нуқтасининг потенциалидир. Шунинг учун (1. 29) ни

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (1.30)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бундаги  $\frac{d\varphi}{dr}$  — электр майдон кучланганлик чизиғи йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодаловчи ва *потенциал градиенти* ( $\text{grad}\varphi$ ) деб аталувчи катталикдир. Шунинг эса тутайликки, скаляр функция градиенти — вектор, бу вектор йўналиши функция қийматининг энг тез ўсиш йўналиши билан аниқланади. Вектор анализдаги мазкур тушунчалар асосида электр майдон кучланганлиги ва потенциали орасидаги боғланишни қуйидагича ифодалай оламиз:

$$\mathbf{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (1.31)$$

Демак, электр майдон кучланганлиги — потенциал градиентининг манфий ишора билан олинганидир. Манфий ишора  $\mathbf{E}$  вектор потенциал энг тез ортиб борадиган томонга тескари (яъни потенциал энг тез камайиб борадиган томонга) йўналганлигини кўрсатади.

(1.30) ифодадан электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги келиб чиқади:

$$[E] = \frac{B}{m},$$

1 вольт тақсим метр  $\left(\frac{B}{m}\right)$  — кучланганлик чизиғи бўйлаб бир-бирдан 1 м узқликда жойлашган икки нуқтанинг потенциаллар фарқи 1 В бўлган бир жинсли электр майдон кучланганлигидир. Бундай майдонга қиритилган 1 Кл зарядга 1 Н куч таъсир этади. Ҳақиқатан,

$$1 \frac{B}{m} = 1 \frac{Ж}{Кл} \cdot \frac{1}{m} = 1 \frac{Н}{Кл}.$$

## II БОБ

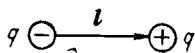
### ДИЭЛЕКТРИКЛАРДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

#### 1- §. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши

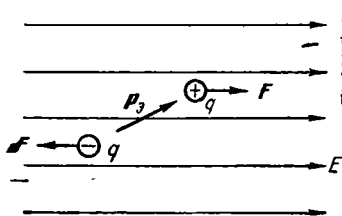
Шу вақтгача вакуумдаги электр майдон тўғрисида мулоҳазалар юритилган эди. Агар электр заряд вакуумда эмас, балки бирор диэлектрик муҳитда жойлашган бўлса, вужудга келган электр майдонни вакуумдаги электр майдондан фарқи бўладими? Агар фарқи бўлса, нима учун? — деган саволлар туғилиши табиий, албатта.

Бу саволларга жаъоб бериш учун модда тузилиши тўғрисидаги таълимотга асосан, атом диаметри  $\sim 10^{-10}$  м бўлган ядро ва диаметри  $\sim 10^{-10}$  м бўлган электрон қобиқдан иборат эканлигини эслайлик. Ядронинг ўлчами электрон қобиқнинг ўлчамидан  $10^6$  марта кичик. Шунинг учун ядрони электрон қобиқнинг марказида жойлашган нуқта деб ва уни мусбат зарядларнинг маркази деб ҳисоблайлик.

Электрон қобиқнинг ўзи эса берк орбиталар бўйича ниҳоят катта тезликлар билан ҳаракатланувчи манфий зарядланган электронлардан иборат. Бу электронларнинг таъсири худди уларнинг барчасини қандайдир бир нуқтага тўплангандаги таъсирга эквивалент бўлади. Бу ҳаёлий нуқтани манфий зарядларнинг маркази дейилади. Диэлектрикнинг атом ёки молекуласидаги барча мусбат зарядлар манфий зарядларга миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Бу ҳолда молекула-ни электронейтрал система деб қараш мумкин. Агар мусбат зарядларнинг маркази манфий зарядларнинг маркази билан устма-уст тушса, молекула ни қутбсиз, аксинча, зарядларнинг



2.1- расм



2.2- расм

нинг электр моменти диполь ўқи бўйлаб манфий заряддан мусбат зарядга томон йўналган вектордир. Диполь электр моментининг ўлчов бирлиги — кулон-метр (Кл · м), ўлчамлиги эса  $LTI$ .

Қутбсиз молекула электр майдон таъсир этмагунча электр моментга эга бўлмайди (чунки  $l = 0$ ). Лекин ташқи электр майдон таъсирида қутбсиз молекула мусбат зарядларининг маркази майдон йўналишида, манфий зарядларининг маркази эса майдонга қарама-қарши йўналишида силжийди. Демак, ташқи майдон таъсирида молекула қутбланади ва унинг электр моменти қутбловчи майдон қучланганлигига пропорционал (чунки  $l \sim E$ ) бўлади. Диэлектрикдаги барча молекулалар электр моментларининг йўналишлари бир хил бўлиб,  $E$  га параллел бўлади. Бу қутбланиш электрон орбиталарини ядрога нисбатан силжиши (яъни деформация) туфайли содир бўлаётганлиги учун *деформацион қутбланиш* ёки *электрон қутбланиш* деб аталади. Бу қутбланишнинг хarakterли хусусияти унинг температурага боғлиқ эмаслигидир.

Қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектрик электр майдон таъсирига учрамагунча унинг молекулаларининг электр моментлари тартибсиз йўналган бўлади. Натижада, диэлектрикдаги молекулалар электр моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлади. Шунинг учун ташқи электр майдон таъсир қилмагунча диэлектрик ичида қутбли молекулалар хусусий электр майдонни вужудга келтира олмайди. Бундан сегнетоэлектриклар деб аталадиган диэлектриклар группаси исчиснодир.

Қутбли молекулалардан иборат диэлектрикни ташқи электр майдонга жойлаштирилса, ташқи майдон томонидан

марказлари бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган бўлса, бундай молекулани қутбли молекула дейилади. Умуман миқдоран тенг, лекин қарама-қарши ишорали, бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган  $+q$  ва  $-q$  зарядлардан иборат системани (2.1-расм) *электр диполь* дейилади. Иккала заряд орқали ўтадиган тўғри чизиқ диполь ўқи,  $l$  — диполь елкаси,  $p_3 = ql$  катталикни эса *диполнинг электр моменти* деб аталади. Дипол-

қутбли молекулага жуфт куч таъсир қилади (2.2- расм). Натижада қутбли молекулалар (диполлар) таққи майдон бўйлаб йўналади. Шунинг учун диэлектрикнинг бундай қутбланишини *ориентацияцион қутбланиш* ёки *дипол қутбланиш* дейилади.

Бундай қутбланиш температурага тесқари пропорционалдир, чунки температура ортиши билан диполларнинг хаотик ҳаракати кучайиб, уларнинг майдон бўйлаб тартибли жойлашувини бузади.

## 2- §. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги

Диэлектрикнинг қутбланганлик даражасини ҳарактерлаш учун қутбланиш вектори деб аталадиган катталик қўлланилади. *Қутбланиш вектори (P) деганда диэлектрикнинг бирлик ҳажмидаги Барча диполлар электр моментларининг вектор йиғинди си тушунилади.* Диэлектрикнинг қутбланиши бир жинсли бўлмаган ҳолларда диэлектрикнинг исталган бирор нуқта сидаги қутбланиш вектори тўғрисида фикр юритиш мумкин. Бунинг учун шу нуқта атрофида хаёлан элементар ҳажм  $\Delta V$  ни ажратиб олайлик. Бу ҳажм ичидаги барча диполлар электр моментларининг вектор йиғиндисини  $\Delta P$  ҳажмга нисбати, яъни

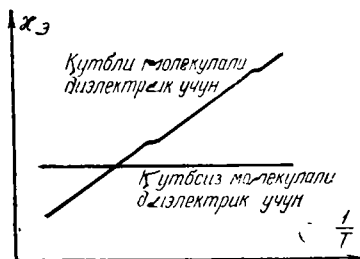
$$P = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_{zi}}{\Delta V} \quad (2.1)$$

диэлектрикнинг айни нуқтасидаги қутбланиш векторини ифодалайди. (2.1) даги  $p_{zi}$  —  $i$ - диполнинг электр momenti.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, изотроп диэлектрикларда қутбланиш вектори билан майдон кучланганлиги орасида қуйидаги муносабат ўринли экан:

$$P = \kappa_3 \epsilon_0 E. \quad (2.2)$$

Бу ифодада  $\kappa_3$  — *Диэлектрик қабул қилувчанлик*. У майдон кучланганлиги  $E$  га боғлиқ эмас. Қутбсиз молекулалардан иборат диэлектрик учун (2.3- расм)  $\kappa_3$  температурага боғлиқ эмас. Лекин диэлектрик қутбли молекулалардан иборат бўлганда температура ортиши билан (расмда



2.3- расм

$\frac{1}{T}$  нинг камаювига мос келади) иссиқлик ҳаракати молекулаларни электр майдон бўйлаб йўналишига тўсқинлик қилади. Шунинг учун бу ҳолда  $\kappa_0$  нинг қиймати  $T$  га тескари пропорционал экан.  $\kappa_0$  нинг ўлчов бирлиги тўғрисида ахборот олиш учун (2.2) ифоданинг чап томонидаги  $P$  нинг ва ўнг томонидаги  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликларини солиштирайлик. Қутбланиш векторининг СИ даги ўлчов бирлиги (2.1) ифодага асосан,

$$[P] = \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Иккинчи томондан,  $q$  заряднинг электр майдон кучланганлиги

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

бундан

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

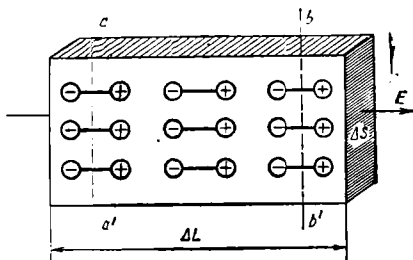
Шунинг учун

$$[\epsilon_0 E] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Шундай қилиб,  $P$  нинг ва  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликлари бир хил бўлганлиги учун  $\kappa_0$  — ўлчамсиз катталиқ, деган хулосага келамиз.

### 3- §. Богланган зарядлар

Параллелепипед шаклидаги бир жинсли диэлектрик бўлагини электр майдонга жойлаштирайлик. Диэлектрикнинг



2.4- расм

қутбланиши натижасида диполлар майдон бўйлаб йўналади. 2.4- расмдан кўринишича, диэлектрик парчасининг ички қатламларида майдон йўналишидаги қўшни диполларнинг қарама-қарши зарядлари бир-бирини нейтраллайди. Лекин диэлектрикнинг чап томонидаги сиртида жойлашган ди-



полларнинг манфий заряди ва ўнг томондаги сиртида жойлашган диполларнинг мусбат заряди компенсацияланмай қолади. Бошқача айтганда, диэлектрикнинг ташқи майдон қучланганлик чизиқлари кирадиган сиртида манфий зарядлар ва қучланганлик чизиқлари чиқадиган сиртида эса мусбат зарядлар вужудга келар экан. Бу зарядлар диэлектрикнинг қутбланиши туфайли вужудга келгани учун *поляризация (қутбланивчи) зарядлар* дейилади. Иккинчи томондан, бу зарядлар диэлектрик молекулалари билан боғланган бўлиб, бу молекуладан ташқарига қўча олмайди. Шунинг учун уларни *боғланган зарядлар* деб атайлик ва  $q'$  ҳарфи билан белгилайлик. Икки жисм бир-бирига тегишилганда бир жисмдан иккинчи жисмга ўта оладиган зарядларни, боғланган зарядлардан фарқ қилиш мақсадида *эркин зарядлар* деб атаймиз. Боғланган зарядларнинг сирт зичлигини  $\sigma'$ , зарядлар вужудга келадиган сирт юзини  $\Delta S$  ва диэлектрикнинг узунлигини  $\Delta L$  деб белгилайлик. У ҳолда қутбланган бир жинсли диэлектрикни елкасининг узунлиги  $\Delta L$ , зардлари  $\sigma' \Delta S$  бўлган катта диполь деб ҳисоблаш мумкин. Бу катта диполнинг электр моменти  $\sigma' \Delta S \Delta L$  га тенг бўлади. Диэлектрикнинг ҳажми  $\Delta V = \Delta S \cdot \Delta L$  бўлгани учун қутбланиш векторининг қиймати, (2.1) ифодада асосан

$$P = \frac{\sigma' \Delta S \Delta L}{\Delta V} = \frac{\sigma' \Delta S \Delta L}{\Delta S \Delta L} = \sigma' \quad (2.3)$$

бўлади.  $\sigma' = \frac{q'}{\Delta S}$  эканлигини ҳисобга олсак, (2.3) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

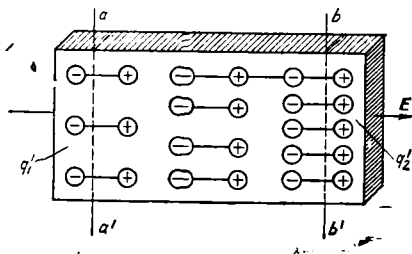
$$P = \frac{q'}{\Delta S},$$

бундан

$$q' = P \Delta S. \quad (2.4)$$

Демак, бир жинсли қутбланган диэлектрикнинг сиртида вужудга келувчи боғланган зарядларнинг миқдори шу сирт юзи билан қутбланиш вектори қийматининг кўпайтмасига тенг экан.

Энди бир жинсли бўлмаган диэлектрик парчасини (2.5-расм) электр майдонга киритайлик. Диэлектрик молекулаларининг концентрацияси майдон йўналишида ор-



2.5- расм

тиб борса,  $P_2 > P_1$  бўлади (бунда  $P_1$  ва  $P_2$  лар мос равишда диэлектрикни чап ва ўнг сиртидаги  $P$  нинг қиймаглари). Шунинг учун (2.4) ифодага асосан  $q'_2 > q'_1$ , яъни диэлектрикнинг чап сиртидаги манфий зарядлар миқдорига қараганда ўнг сиртидаги мусбат зарядлар миқдори ортиқ бўлади. Бундан бир жинсли бўлмаган диэлектрик ичида (ҳажмида) мусбат зарядлар етишмайди ёки манфий зарядлар ортиқча, деган хулосага келамиз. Ҳажмий боғланган зарядлар деб аталадиган диэлектрик ҳажмида вужудга келувчи бу ортиқча зарядларнинг миқдори

$$\begin{aligned} q'_{\text{ҳажм}} &= q'_1 - q'_2 = P_1 \Delta S - P_2 \Delta S = (P_1 - P_2) \Delta S = \\ &= - (P_2 - P_1) \Delta S. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Иккинчи томондан,  $\mathbf{P}$  векторнинг 2.5- расмдаги  $aa'b'b$  берк сирт орқали оқими  $aa'$  ва  $bb'$  сиртлар орқали оқим йиғиндисига тенг ( $ab$  ва  $a'b'$  ён сиртлар орқали оқим нолга тенг, чунки бу сиртлар  $\mathbf{P}$  га параллел):

$$\Phi_P = P_2 \Delta S - P_1 \Delta S = (P_2 - P_1) \Delta S. \quad (2.6)$$

(2.5) ва (2.6) ларни таққослаш натижасида

$$\Phi_P = - q'_{\text{ҳажм}}. \quad (2.7)$$

Ихтиёрий берк сирт билан чегараланган диэлектрик ҳажмидаги ортиқча заряд шу ҳажмидаги боғланган зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$q'_{\text{ҳажм}} = \sum q'.$$

Натижада (2.7) ифодани қўйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi_P = \oint_S P_n dS = - \sum q'. \quad (2.8)$$

Демак, диэлектрик ичида олинган ихтиёрий ёпиқ сирт орқали қутбланиш векторининг оқими шу сирт билан чегараланган ҳажмидаги боғланган зарядлар алгебраик йиғиндисининг тесқари ишора билан олинган қийматига тенг.

#### 4- §. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори

Диэлектрикдаги электр майдон эркин ва боғланган зарядлар туфайли вужудга келади. Лекин боғланган зарядлар вужудга келиши учун эркин зарядлар туфайли мавжуд бўладиган электр майдон бўлиши шарт. Шунинг учун диэлек-

трикдаги электр майдоннинг бирламчи манбан эркин зарядлардир.

Эркин зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдон кучланганлигини  $E_0$  билан, боғланган зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдон кучланганлигини  $E'$  билан белгиласак, диэлектрикдаги натижавий электр майдон кучланганлиги:

$$E = E_0 + E'. \quad (2.9)$$

Диэлектрикдаги электр майдон кучланганлик вектори учун Гаусс теоремасини қўллаётганда ихтиёрий  $S$  берк сирт ичидаги эркин ва боғланган зарядларнинг алгебраик йиғиндисини олиш керак, яъни:

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \sum q + \sum q' \right) \quad (2.10)$$

ёки бу ифодани қўйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$\epsilon_0 \Phi_E = \oint_S (\epsilon_0 E)_n dS = \sum q + \sum q'. \quad (2.11)$$

Бу ифодани (2.8) ифодага ҳадма-ҳад қўшайлик:

$$\epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \oint_S (\epsilon_0 E + P)_n dS = \sum q + \sum q' - \sum q' = \sum q. \quad (2.12)$$

(2.12) да қўйидаги белгилаш киртайлик:

$$\epsilon_0 E + P = D. \quad (2.13)$$

*D* электр индукция (электр силжиш) вектори деб аталади. Изотроп муҳитларда *D* нинг йўналиши *E* ва *P* ларнинг йўналиши билан бир хил. (2.13) асосида *D* нинг ўлчов бирлиги ҳақида хулосага келиш мумкин. 2-§ да  $\epsilon_0 E$  ва *P* ларнинг ўлчов birlikлари Кл/м<sup>2</sup> эканлиги кўрсатилган эди. Демак,

$$[D] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Электр индукциянинг ўлчамлиги —  $L^{-2}TI$ .

Электр майдонни график тасвирлашда электр индукция чизиқларидан фойдаланилади. Бу чизиқларни ҳам кучланганлик чизиқларини ўтказишда фойдаланилган шартлар асосида ўтказилади. Юқоридаги белгилашдан фойдаланиб, (2.12) ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \sum q. \quad (2.14)$$

Бу ифода электр индукция вектори учун Гаусс теоремаси бўлиб, қўйидагича таърифланади: *электр индукция векто-*

рининг ихтиёрий ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичида жойлашган эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг. Демак, электр индукцияси фақат эркин зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдонни ифодалайди. Электр индукция оқимининг ўлчов бирлиги — кулон (Кл). Ўлчамлиги эса  $Tl$ .

(2.2) ни ҳисобга олиб, (2.13) ифодани ўзгартириб ёзамиз:

$$D = \epsilon_0 E + \kappa_3 \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \kappa_3) E = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (2.15)$$

Бу ифодада  $1 + \kappa_3 = \epsilon$  белгилаш киритдик.  $\epsilon$  ни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги деб аталади.  $\kappa_3$  каби  $\epsilon$  ҳам ўлчамсиз катталиқ.  $\epsilon$  нинг қиймати турлича, лекин бирдан катта. Фақат вакуумда  $\epsilon = 1$ , чунки вакуумда  $\kappa_3 = 0$ . Натижада вакуум учун (2.15) ифода

$$D = \epsilon_0 E_0 \quad (2.16)$$

кўринишга келади. Бу ифодани (2.15) га бўлсак,

$$1 = \frac{E_0}{\epsilon E} \quad \text{ёки} \quad \epsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Демак, муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  электр майдонга киритилган диэлектрикдаги майдон вакуумдаги майдон кучланганлигига нисбатан неча марта сусайишини ифодалайди. Шунинг учун диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган муҳитдаги нуқтавий  $q$  заряд майдонининг бу заряддан  $r$  узоқликдаги нуқтасида кучланганлик вектори

$$E = E_0/\epsilon = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (2.17)$$

бўлади. Шунингдек, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган муҳитда бир-бирдан  $|r_{12}| = r$  масофада жойлашган  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар ўзаро

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{r_{12}}{r} \quad (2.18)$$

куч билан, яъни вакуумдагига нисбатан  $\epsilon$  марта кичик куч билан таъсирлашади.

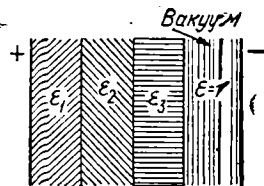
Диэлектрикдаги электр майдоннинг сусайишини сифат жиҳатдан қуйидагича тушунтириш мумкин: электр майдон таъсирда диэлектрикнинг қутбланиши туфайли боғланган зарядлар вужудга келади. Боғланган зарядларнинг электр майдони ташқи қутбловчи майдонга қарши йўналган. Шунинг учун боғланган зарядларнинг электр майдони ташқи майдонни сусайтиради, лекин уни бутунлай йўқотолмайди.

Шундай қилиб, электр майдонни характерлашда кучлан-

ганлик вектори  $E$  ёхуд индукция (сил-  
жиш) вектори  $D$  дан фойдаланилади.

Электр индукция векторидан фой-  
даланишнинг боиси нимада?

Бу саволга жавоб бериш учун қу-  
йидаги мисол билан танишайлик: икки  
қарама-қарши ишорали, лекин миқдор  
жиқатидан тенг зарядлар билан заряд-  
ланган ўзаро параллел текислижлар ора-



2.6- расм

сида вужудга келган бир жиғинсли электр майдонга диэлек-  
трик сингдирувчанлиги  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$  бўлган диэлектрик-  
ларни параллел қатламлар шаклида жойлаштирайлик (2.6-  
расмга қаранг). Бу расмдаги қатламлардан бири вакуумдан  
иборат. Вакуумдаги электр майдон кучланганлиги  $E_0$  бўл-  
син. Диэлектрик қатламларда эса электр майдон суса яди  
(2.17 га асосан). Шунинг учун бу қатламларда электр майдон  
кучланганлиги мос равишда

$$E_1 = \frac{E_0}{\epsilon_1}, \quad E_2 = \frac{E_0}{\epsilon_2}, \quad E_3 = \frac{E_0}{\epsilon_3}, \quad \dots$$

қийматларга эга бўлади. Бу диэлектрик қатламларидаги  
электр индукцияси эса, (2.15) га асосан, мос равишда

$$D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{E_0}{\epsilon_1} = \epsilon_0 E_0.$$

$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{E_0}{\epsilon_2} = \epsilon_0 E_0.$$

$$D_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 E_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 \frac{E_0}{\epsilon_3} = \epsilon_0 E_0$$

ларга тенг бўлади. Демак, электр майдон кучланганлиги  
турли диэлектрикларда турлича қийматларга эга бўлса, эле-  
ктр индукция эса турли диэлектрикларда ҳам, вакуумда ҳам  
бир хил қийматга эга. Шунинг учун электр майдонни гра-  
фик усулда тасвирлаганда диэлектрик сингдирувчанликлари  
турлича бўлган муҳитлар чегараларида кучланганлик чизиқ-  
ларининг зичлиги ўзгаради, индукция чизиқларининг зичлиги  
эса ўзгармайди. Демак, электр индукция вектори вакуумда-  
ги электр майдон кучланганлик вектори  $E_0$  дан  $\epsilon_0$  марта  
катта бўлиб, ундан фойдаланиш турли муҳитдаги электр  
майдонларни ҳисоблашда қулайлик туғдиради. Хусусан, нуқ-  
тавий  $q$  заряд майдонининг заряддан  $r$  узоқликдаги нуқта-  
сидаги электр индукция вектори

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (2.19)$$

бўлади.

## 5- §. Сегнетоэлектриклар

Юқорида диэлектрикларнинг қутбланишига оид мулоҳазалар юритганимизда, ҳатто қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектрикда ҳам диполлар тартибсиз жойлашганлиги туфайли ташқи электр майдон таъсир этмагунча қутбланиш вектори нолга тенг бўлади, деган эдик. Аксарият диэлектриклар учун ўринли бўлган бу ҳол сегнетоэлектриклар деб аталувчи моддалар группаси учун истиснодир. Бу группанинг биринчи вакили — сегнет тузидир, шунинг учун ҳам бу группа моддаларини сегнетоэлектриклар деб аталган.

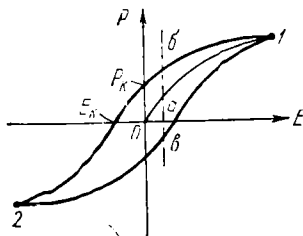
Сегнетоэлектриклар учун характерли бўлган хусусиятлар қуйидагилардан иборат:

1. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик синдирувчанлиги ниҳоятда катта қийматларга эга бўлади. Масалан, сегнет тузи учун  $\epsilon = 10000$ , барий титанати учун  $\epsilon = 7000$ .

2. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик синдирувчанлиги ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ. Шунинг учун қутбланиш вектори  $P$  нинг  $E$  га боғлиқлиги чизикли эмас (2.7- расмдаги  $01$  қисми).

3. Сегнетоэлектрикларнинг қутбланиш вектори  $P$  нинг қиймати бу сегнетоэлектрик дастлаб қандай шароитда бўлганлигига ҳам боғлиқ. Масалан, 2.7- расмда  $E$  нинг бир хил қийматига  $P$  нинг уч хил қиймати тўғри келяпти.

Сегнетоэлектрикларнинг бу характерли хусусиятлари уларда *доменлар* деб аталувчи спонтан (ўз-ўзидан) қутбланиш соҳалари мавжудлиги билан тушунтирилади. Ташқи электр майдон таъсир этмаганда ҳам доменлар таркибидаги барча диполлар бир томонга йўналган бўлади. Лекин турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йўналганлиги (ориентацияланганлиги) учун бир-бирини компенсациялайди. Шунинг учун сегнетоэлектрик парчаси қутбланмаган бўлади. Ташқи электр майдон таъсирида ҳар бир домендаги барча



2.7- расм

ча диполлар худди яхлит динчадек майдон йўналишига мос равишда жойлашади. Ташқи электр майдоннинг бирор қийматида барча доменлар майдон йўналишига мослашади, натижада қутбланиш векторининг тўйиниши содир бўлади. Агар электр майдонни камайтириб борсак,  $P$  нинг камайиши 162 эгри чизик бўйича рўй беради.  $E = 0$  да сегнетэлек-

трикда қутбланиш  $P_k$  га тенг бўлади. Бу қиймат қолдиқ қутбланиши деб аталади. Қолдиқ қутбланишини қутбланишини бутунлай йўқотиш учун сегнетоэлектрикка тескари йўналишдаги  $E_k$  майдон таъсир этиши керак. Майдоннинг бу қиймати ( $E_k$ ) коэрцитив куч деб аталади.  $E$  ни даврий равишда ўзгартирсак, сегнетоэлектрикдаги  $P$  нинг ўзгариш графиги гистерезис сиртмоғи (1621) деб аталадиган берк эгри чизиқдан иборат бўлади («гистерезис» грекча сўз бўлиб, «кечкикиш» деган маънони англатади).

Сегнетоэлектрикларнинг бу ажойиб хусусиятлари фақат ҳар бир сегнетоэлектрик учун хос бўлган температуралар оралиғида намоён бўлади. Бу температураларни Кюри нуқталари дейилади. Масалан, сегнет тузининг Кюри нуқталари 258 К ва 298 К.

Бошқача қилиб айтганда, сегнет тузининг 258 К дан 298 К гача бўлган температуралар оралиғидагина сегнетоэлектрикларга хос хусусиятлари содир бўлади.

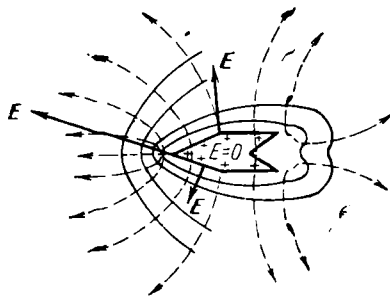
### III БОБ

#### ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ ЎТКАЗГИЧЛАР

##### 1- §. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши

Аввало, зарядланган қаттиқ металл ўтказгичларнинг хусусиятлари билан танишайлик. Ўтказгичларнинг диэлектриклардан асосий фарқи уларда заряд ташувчилар вазифасини бажарувчи эркин электронларнинг мавжудлигидир. Ўтказгичнинг таркибидаги мусбат ва манфий зарядлар тенг бўлса, бундай ўтказгични зарядланмаган дейилади. Зарядланган ўтказгичда эса, зарядлаш усулидан қатъи назар, мусбат ва манфий зарядларнинг тенглиги бузилган бўлади. Турли шаклдаги металл ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланишини текшириш асосида қуйидаги ҳулосаларга келинган (3.1-расм):

1. Ўтказгичлардаги ортиқча заряд унинг ташқи сиртлари бўйлаб шундай тақсимланганки, бунда ўтказгич ташқи сиртининг эгрилиги каттароқ бўлган қисмларида зарядларнинг сирт



3.1- расм

зичлиги  $\sigma$  каттароқ ва, аксинча, кичикроқ бўлган қисмларда эса кичикроқ бўлади.

2. Ичи ҳавол ўтказгичларнинг ички сиртларида ортиқча заряд бўлмайди ( $\sigma = 0$ ).

Юқоридаги ҳулосаларни бундай тушунса ҳам бўлади: ўтказгичдаги ортиқча заряд зичлиги  $\sigma$  айниқса, ўтказгич сиртининг бўғриб чиққан жойларида, учликларида катта қийматларга эга бўлади. Чуқурчалар яқинида эса  $\sigma$  нинг қиймати камайиб бориб, чуқурчанинг ичида нолга тенг бўлади. Шунинг учун ортиқча заряд фақат сферик сирт бўйлабгина текис тарқалган бўлади.

Ўтказувчи жисмга бирор  $q$  заряд берилса, бу заряд ниҳоят қисқа вақт ичида ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланиб бўладиги, натижада зарядларнинг мувозанати вузугда келади. Ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда қуйидаги шартлар бажарилади:

1. Майдон кучланганлигининг қиймати ўтказгич ичидаги нуқталарда нолга тенг ( $E = 0$ ).

2. Ўтказгичнинг ташқи сиртига яқин ихтиёрий нуқтада электр майдон кучланганлик вектори ўтказгич сиртига ўтказилган нормаль бўйлаб йўналган ( $E = E_n$ ).

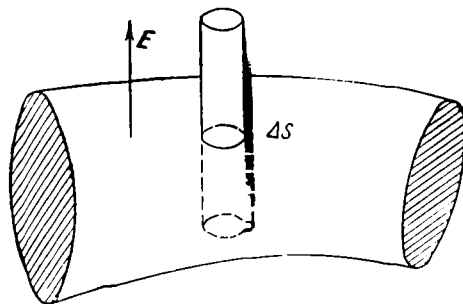
Кучланганлик векторининг йўналиши ўтказгич сиртига ўтказилган нормалга параллел бўлмаган тақдирда  $E$  векторни сиртга перпендикуляр бўлган  $E_n$  ва сирт бўйлаб йўналган  $E_t$  ташкил этувчиларга ажратиш мумкин бўларди.  $E_t$  таъсирида ўтказгич сиртидаги зарядлар ҳаракатланиб, уларнинг мувозанати бузилган бўларди.

3. Ўтказгичнинг ичидаги ва сиртидаги барча нуқталарнинг потенциаллари бир хил бўлади. Агар ўтказгичдаги турли нуқталарнинг потенциаллари бир-биридан фарқ қилса, зарядлар потенциални юқорироқ нуқтадан потенциални пастроқ нуқта томон ҳаракатланар, натижада ўтказгичдаги зарядлар мувозанати бузилган бўларди.

Шунинг учун ўтказгич барча нуқталарининг потенциаллари тенг ва ўтказгич сирти эквипотенциал сирт бўлиши керак.

Ўтказгич сирти яқинидаги электр майдон кучланганлиги билан зарядларнинг сирт зичлиги орасидаги боғланишни топайлик. Бунинг учун ўтказгич сиртидан, хаёлан, доирача шаклидаги  $\Delta S$  юзчани ажратиб оламиз (3. 2-раем) ва асослари шу юзчага тенг бўлган, ён томонлари эса ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлган ихтиёрий  $\Delta l$  узунликдаги цилиндрчани шундай ўтказайликки, бу цилиндрчанинг бир қисми ўтказгич ичида, иккинчи қисми эса ўтказгич ташқарисида бўлсин.





3.2- расм

Электр индукция векторининг шу цилиндрча сирти орқали оқимини топайлик.  $E$  ва  $D$  векторлар бир хил йўналишдаги векторлар бўлгани учун  $D$  вектор цилиндрчанинг ён томонларига параллел. Шунинг учун  $D$  векторнинг цилиндрча ён томонлари орқали оқими нолга тенг бўлади. Цилиндрчанинг ўтказгич ичида жойлашган асоси орқали оқим ҳам нолга тенг, чунки ўтказгич ичида  $E = 0$  эди. Демак,  $D$  векторнинг цилиндрча орқали оқими фақат цилиндрчанинг ўтказгич ташқарисида жойлашган асоси орқали оқими  $D \Delta S$  га тенг бўлади. Иккинчи томондан, цилиндрча ичида жойлашган ўтказгич сиртидаги заряд миқдори  $q = \sigma \Delta S$  бўлгани учун Гаусс теоремасига асосан  $D \Delta S = \sigma \Delta S$  ёки

$$D = \sigma. \quad (3.1)$$

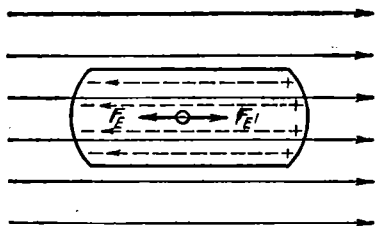
Электр майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги боғланиш  $D = \epsilon_0 \epsilon E$  дан фойдаланиб (3.1) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\epsilon_0 \epsilon E = \sigma,$$

ёки

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (3.2)$$

Демак, ўтказгич ташқарисидagi унинг сиртига яқин бўлган нуқталарда электр майдон кучланганлиги ўтказгичдаги ортиқча зарядларнинг сирт зичлиги  $\sigma$  га тўғри пропорционалдир. Шунинг учун ўтказгичнинг қиррали учлари яқинида (яъни  $\sigma$  нинг қиймати катта бўлган жойларда) электр майдон кучли бўлади.



3.3- расм

## 2-§. Электростатик индукция. Ван-де-Грааф генератори

Бирор металл ўтказгични кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонга олиб кирайлик (3.3-расм). Ўтказгич таркибидаги эркин электронларга майдон томонидан  $F_E = -eE$  куч таъсир

қилади. Бу кучнинг йўналиши майдон йўналишига қарама-қарши, чунки электрон манфий зарядли заррадир. Бу куч таъсирида электрон  $E$  га қарши йўналишда силжийди ва ўтказгичнинг чап томонида ортиқча манфий заряд, ўнг томонида эса ортиқча мусбат заряд вужудга келади. Натижада ўтказгич ичида ички электр майдон вужудга келади. Ички электр майдоннинг кучланганлиги  $E'$  ( $E'$  чизиқлари пунктир билан ифодаланган) ташқи электр майдон кучланганлиги  $E$  га қарама-қарши йўналгандир. Шунинг учун ўтказгичнинг ичидаги эркин электронга  $F_{E'} = -eE'$  куч таъсир қилади,  $F_{E'}$  ва  $F_E$  кучлар антипараллел.  $F_E > F_{E'}$  тенгсизлик бажарилганда ўтказгичнинг икки четида қарама-қарши ишорали ортиқча зарядларнинг тўпланиши давом этаверади, бу эса ўз навбатида ички майдоннинг кучайишига ва бу майдон томонидан эркин электронга таъсир этаётган  $F_{E'}$  кучнинг ортиб боришига сабаб бўлади.

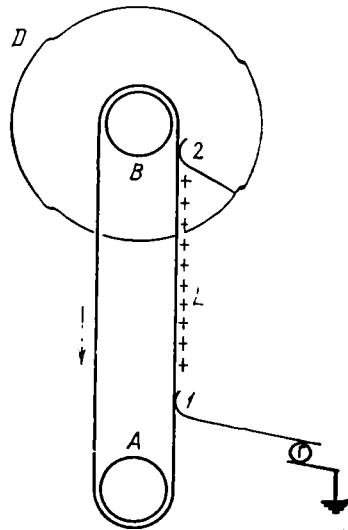
Бирор муддатдан сўнг ташқи ва ички майдон кучланганликлари ҳамда мос равишда  $F_E$  ва  $F_{E'}$  кучлар тенглашади. Натижада ўтказгич ичида натижавий майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, яъни ташқи электр майдонга киритилган ўтказгичда зарядларнинг қайта тақсимланиши тугалланади ва зарядлар мувозанати вужудга келади. Юқорида қайд қилинган ҳодиса, яъни ташқи электр майдонга киритилган ўтказгичнинг учларида қарама-қарши ишорали зарядларнинг вужудга келиши *электростатик индукция ҳодисаси* дейилади. Вужудга келган зарядларни эса индукцияланган зарядлар дейилади. Электростатик индукция ҳодисаси асосида тушунтириш мумкин бўлган қуйидаги мисол билан танишайлик:

Ёр тахминан ярим миллион кулонга тенг манфий зарядга эга. Бу зарядга тенг мусбат ҳажмий заряд Ёр сиртидан бир неча ўн километр баландликдаги атмосферада мавжуд. Бу зарядлар туфайли фазонинг инсон истиқомат қилаётган

соҳасида электр майдон мавжуд бўлиб, унинг кучланганлиги Ер сиртига яқин фазо соҳаларида  $\sim 130 \frac{В}{м}$  га тенг. Бундай электр майдонда вертикал ҳолатда турган бўйи 1,8 метр бўлган одамнинг боши ва оёғи турган нуқталарнинг потенциаллар фарқи 230 В га тенг. У ҳолда нима учун бундай кучланиш туфайли «ток уриши» деб аталадиган, одам организми учун хавfli бўлган ҳодиса сезилмайди? Бунинг сабаби — одам организми ўтказгич эканлигидадир. Электростатик индукция ҳодисаси туфайли Ернинг электр майдонидаги одамнинг сирти эквипотенциал сирт бўлади, яъни бош ва оёқ жойлашган нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келмайди.

Биринчи марта Ван-де-Грааф томонида қурилгани учун, одатда, Ван-де-Грааф генератори деб аталадиган электростатик генераторда ичи ҳавол ўтказгичга берилган ортиқча заряд бу ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб жойлашиш ҳодисаси ўз аксини топган. Бу генераторнинг ишлаш принцили 3.4-расмда кўрсатилган. Бирор диэлектрик материалдан ясалган  $L$  лента икки  $A$  ва  $B$  роликлар ёрдамида ҳаракатланиб туради (роликлар эса бирор электромотор ёрдамида айлантирилади). Лентанинг бир қисми ( $B$  роликни айланитиб ўтаётгани)  $D$  металл шар ичига киради. Лентанинг иккинчи учи электр машина ёрдамида зарядланади. Лента ҳаракат жараёнида металл шар ичига кириб боради ва лентадаги заряд тароқ 2 орқали шарга берилади. Бу заряд шу заҳотиёқ шарнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланади. Шу тариқа шарга узлуксиз равишда заряд узатилаверади.

Шардаги заряд миқдорининг кўпайиши потенциалнинг ортишига сабаб бўлади. Шар потенциалининг ортиши шарни ўраб турган ҳавода электр разряди вужудга келиши туфайли оқиб кетадиган заряд миқдори билан оқиб келаётган заряд миқдори тенглашгунча давом этади. Шундай усул билан шар ва Ер орасида бир неча миллион вольт потенциал-



3.4- расм

лар фарқини вужудга келтириш мумкин. Ван- де-Грааф генератори зарядли зарраларни тезлатишда кенг қўлланилади.

### 3-§. Ўтказгичнинг электр сиғими. Конденсаторлар

Бошқа жисмлардан етарлича узоқ жойлашган ўтказгич олиб, унга  $q$  заряд берайлик. Бу заряд миқдори ўтказгичнинг сирти бўйлаб унинг шаклигига боғлиқ равишда тақсимланади, яъни бу зарядланган ўтказгичда зарядлар мувоzanати вужудга келади. Худди шу зарядланган ўтказгичга янги-янги порция зарядлар берилса, бу зарядлар ҳам худди олдингисидек ўтказгич сирти бўйлаб тақсимланади. Ҳар бир янги порция заряд туфайли ўтказгичнинг потенциали ортади, албатта. Тажирибаларнинг кўрсатишича, ўтказгичдаги заряд миқдори  $q$  билан бу заряд туфайли вужудга келган ўтказгичнинг потенциали  $\phi$  орасида тўғри пропорционал боғланиш мавжуд:

$$q = C \phi. \quad (3.3)$$

Бу ифодадаги  $C$  ўтказгичнинг электр сиғими деб аталади. У ўтказгичнинг шакли, ўлчамлари ва ташқи шароитларга (масалан, ўтказгични ўраб турган муҳитга) боғлиқ катталиқдир. (3.3) ифодани

$$C = \frac{q}{\phi} \quad (3.4)$$

шаклида ўзгартириб ёзиш мумкин. Бундан электр сиғимнинг физик маъноси келиб чиқади: *яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими шу ўтказгичнинг потенциалини бир бирликка ошириш учун лозим бўладиган заряд миқдори билан характерланувчи физик катталиқдир.* (3.4) ифодадан фойдаланиб СИ да электр сиғимнинг ўлчов бирлигини ҳосил қилиш мумкин:

$$[C] = \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = \Phi.$$

Бу бирлик ф а р а д деб аталади. Демак *1 фарад шундай ўтказгичнинг электр сиғими эканки, бу ўтказгичга 1 Кл заряд берилганда унинг потенциали 1 В га ортади.*

Электр сиғимнинг ўлчамлиги  $-L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$ .

Агар ўтказгич мунтазам геометрик шаклга эга бўлса, унинг электр сиғimini назарий йўл билан ҳисоблаш мумкин. Масалан, радиуси  $R$  бўлган шар шаклидаги ўтказгични олайлик. Бу шарни ўраб турган муҳитнинг диэлектрик

сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлсин. Агар бу шарсимон ўтказгичга  $q$  заряд берилса, унинг потенциали

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon R} q \quad (3.5)$$

бўлади. (3.4) ифодадаги  $\varphi$  ўрнига (3.5) ни қўйсак:

$$C_{\text{шар}} = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon R}} = 4\pi\epsilon_0 \epsilon R \quad (3.6)$$

Демак, шарсимон ўтказгичнинг электр сиғими шарнинг радиусига ва бу шарни ўраб турган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига тўғри пропорционал экан.

(3.6) ифодадан  $\epsilon_0 = \frac{C}{4\pi\epsilon R}$ . Шунинг учун электр доимий  $\frac{\Phi}{m}$  ларда ҳам ўлчанади.

Илгари нашр этилган адабиётда электр сиғимнинг сантиметр (см) деб аталган бирлиги ҳам учрайди. Фарад ва сантиметр орасида қуйидаги м уносабат ўринли:

$$1 \Phi = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.}$$

Демак, вакуумда жойлашган радиуси  $9 \cdot 10^{11}$  см бўлган шарнинг электр сиғими  $1 \Phi$  бўлар экан. Ер шарининг радиуси  $6,4 \cdot 10^8$  см, яъни Ер шарининг сиғими  $0,7 \cdot 10^{-3} \Phi$  га тенг. Шунинг учун, одатда электр сиғимларни фараднинг улушларида ифодаланади:

$$1 \text{ микрофарад (мк}\Phi) = 10^{-6} \Phi$$

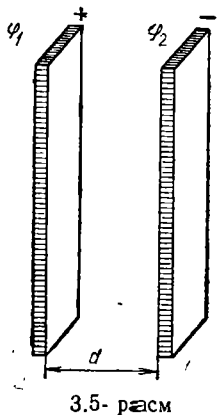
$$1 \text{ нанофарад (н}\Phi) = 10^{-9} \Phi,$$

$$1 \text{ пикофарад (п}\Phi) = 10^{-12} \Phi.$$

Энди бир-бирдан диэлектрик билан ажратилган, ишоралари қарама-қарши, аммо микдорлари тенг заряд ( $q$ ) билан зарядланган икки ясси параллел пластинкадан иборат системани кўрайлик (3.5-расм). Бундай қурилма электротехникада кенг қўлланадиган ясси конденсатордир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, конденсаторнинг электр сиғими унинг қопламаси (конденсатор пластинкасини қоплама деб ҳам аталади) дағги заряд микдорининг қопламалар орасидаги потенциаллар фарқига бўлган нисбатига тенг, яъни

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \quad (3.8)$$



Бошқача қилиб айтганда, конденсаторнинг электр сифими унинг қопламалари орасидаги потенциаллар фарқини бир бирликка ошириш учун зарур бўлган электр заряд билан характерланувчи катталиқдир. Техникада энг кўп қўлланиладиган конденсаторлар ясси конденсаторлардир. Унинг қопламалари ясси пластинкалардан иборат. Конденсатор қопламаларининг ўлчамлари бу қопламалар орасидаги масофа ( $d$ ) га нисбатан анча катта бўлиши керак. Бу шарт бажарилганда вужудга келадиган электр майдон фақат қопламалар орасида мужассамлашган бўлади (чунки қарама-қарши ишорали, лекин миқдоран тенг зарядларга эга бўлган иккита ясси параллел текислик ташқарисидаги электр майдон кучланганлиги нолга тенг эди) ва бу майдонни бир жиғисли майдон дейиш мумкин. У ҳолда конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқи  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$  ва қопламалар орасида вужудга келган бир жиғисли майдон кучланганлиги  $E$  орасида қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$U = E d. \quad (3.9)$$

Иккинчи томондан, қопламалар орасидаги майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S}. \quad (3.10)$$

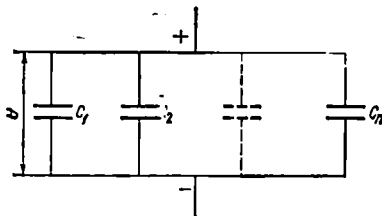
Бу ифодада  $S$  — қопламанинг юзи,  $\sigma$  — қопламадаги заряднинг сирт зичлиги,  $\epsilon$  — қопламалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. (3.10) дан фойдаланиб, (3.9) ни қуйидагича ёзамиз:

$$U = \frac{q d}{\epsilon_0 \epsilon S}. \quad (3.11)$$

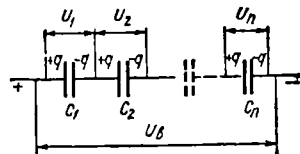
$U$  нинг бу қийматини (3.8) ифодага қўйиб, ясси конденсаторнинг электр сифимини топамиз:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q}{\frac{q d}{\epsilon_0 \epsilon S}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (3.12)$$

Бу ифодадан ясси конденсаторнинг электр сифими каттароқ бўлиши учун, қопламаларининг юзини каттароқ олиш, қопламаларни мумкин қадар яқинроқ жойлаштириш ва қопламалар орасига диэлектрик сингдирувчанлиги каттароқ бўлган диэлектрик жойлаштириш лозим, деган хулосага келамиз. Қопламалар орасидаги диэлектрик иккита вазифани бажаради. Биринчидан, диэлектрик қутбланади ва хусусий электр майдон вужудга келтиради. Шунинг учун қоплама-



3.6- расм



3.7- расм

лар орасидаги электр майдон сусаяди. Нативжий майдоннинг сусайиши эса ўз навбатида қопламалар орасидаги потенциаллар фарқини камайтиради (чунки  $U = E \cdot d$ ) ва конденсаторнинг электр сизимининг сшишига сабаб бўлади. Иккинчидан, диэлектрик зарядларни бир қопламадан иккинчисига ўтишига тўсқинлик қилади, яъни ўзининг изоляцияон хусусиятларни намоён қилади. Лекин конденсаторларда қўлланиладиган диэлектриклар учун шундай бир чегаравий кучланиш мавжудки, агар конденсатор қопламалари бу чегаравий қийматдан орт иқ кучланишгача зарядланса, бир қопламадаги заряд диэлектрикни тешиб иккинчи қопламага ўтиши мумкин, яъни конденсаторнинг диэлектрик орқали разрядланиши кузатилади. Бундай конденсаторни бошқа ишлатиб бўлмайди.

Баъзан керакли электр сизимни ҳосил қилиш мақсадида бир неча конденсаторларни бир-бирига уланади, яъни конденсаторлар батареяси ҳосил қилинади. Барча уланишларни параллел ва кетма-кет уланишларга бўлиш мумкин.

Конденсаторлар параллел уланганда (3.6- расм) барча конденсаторлардаги кучланишнинг қиймати ( $U$ ) бир хил, лекин батареянинг умумий заряди ( $q_6$ ) алоҳида конденсаторлардаги зарядлар ( $q_i$ ) нинг йигиндисига тенг:

$$q_6 = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i. \quad (3.13)$$

Бу ифодадан фойдаланиб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг умумий сизимини топаемиз:

$$C_6 = \frac{q_6}{U} = \sum C_i. \quad (3.14)$$

Конденсаторлар кетма-кет уланганда (3.7-расм) алоҳида конденсаторлардаги заряд миқдорлари тенг бўлади. Ҳақиқатан, биринчи конденсаторнинг биринчи қопламасига  $+q$  заряд берайлик. Бу заряд таъсирида биринчи конденсаторнинг иккинчи қопламасида ва иккинчи конденсаторнинг биринчи

қопламасида (уларни ягона ўтказгич деб қараш мумкин чунки улар сим орқали туташтирилган) мос равишда  $-q$ , ва  $+q$  индукцион зарядлар вужудга келади. Иккинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида  $+q$  заряднинг мавжудлиги ўз навбатида иккинчи конденсаторнинг иккинчи қопламаси ва учинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида (энди буларни ягона ўтказгич деб қараш керак) мос равишда  $-q$  ва  $+q$  индукцион зарядларни вужудга келтиради. Демак, кетма-кет уланган ҳар бир конденсаторнинг заряди  $q$  га тенг. Лекин ҳар бир конденсатордаги кучланиш ушбу конденсаторнинг электр сиғимига боғлиқ, яъни

$$U_i = \frac{q}{C_i}. \quad (3.15)$$

Батареянинг кучланиши (биринчи конденсаторнинг биринчи қопламаси билан охириги конденсаторнинг иккинчи қопламаси орасидаги потенциаллар фарқи) эса алоҳида конденсаторлардаги кучланишларнинг йиғиндисига тенг:

$$U_0 = \sum U_i = \sum \frac{q}{C_i} = q \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.16)$$

Бу ифодани қўйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$\frac{U_0}{q} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.17)$$

(3.17) нинг чап томонидаги ифода конденсаторлар батареяси электр сиғимининг тескари қўйматидир. Ҳақиқатан:

$$C_0 = \frac{q}{U_0} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{C_0} = \frac{U_0}{q}.$$

Шунинг учун (3.17) ни қўйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{1}{C_0} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.18)$$

#### 4- §. Электростатик майдон энергияси

Заряди  $q$ , сиғими  $C$ , потенциали  $\varphi$  бўлган ўтказгич сиртига чексизликдан  $dq$  зарядни кўчириш учун мазкур зарядланган ўтказгич атрафидаги фазо соҳасида мавжуд бўлган электр майдон кучларига қарши

$$dA = \varphi dq \quad (3.19)$$

иш бажариш лозим. Агар (3.3) тенгликни эътиборга олсак, (3.19) ни қўйидагича ўзгартириб ёза оламиз:

$$dA = \varphi d(C\varphi) = C\varphi d\varphi. \quad (3.20)$$



Бу ифода ўтказгич потенциалли  $d\phi$  қадар орттириш учун бажарилган лозим бўлган ишни ифодалайди. Зарядланмаган (яъни потенциал ноль бўлган) ўтказгич потенциалли  $\phi$  га етказиш учун бажарилган иш эса қуйидаги интеграллаш ёрдамида аниқлаймиз:

$$A = \int_0^q C\phi d\phi = \frac{C\phi^2}{2}. \quad (3.21)$$

Зарядланган ўтказгич энергияси шу ўтказгични зарядлаш учун бажарилган иш билан аниқланади. Зеро, зарядланган ўтказгич энергиясини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{C\phi^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\phi}{2}. \quad (3.22)$$

Зарядланган конденсатор энергиясини топшиш учун қуйидагича мулоҳаза юритамиз. Конденсаторни зарядлаш деганда унинг бир қопла масидан  $q$  зарядни иккинчи қопламасига кўчириш тушунилади. Натижада эркин электронларини йўқотган қоплама мусбат зарядлашиб қолади. Иккинчи қопламада эса эркин электронлар орғичча, шу нинг учун у манфий зарядланган бўлади. Зарядланган конденсатор қопламалари орасида  $U$  кучланиш мавжуд бўлган ҳолда бир қопламадан иккинчи қопламага  $dq$  зарядни кўчиришда бажарилган иш

$$dA = U dq \quad (3.23)$$

ёки конденсатордаги кучланиш, заряд ва электр сифм орасидаги муносабат ( $q = CU$ ) дан фойдалансак:

$$dA = U d(CU) = CU dU. \quad (3.24)$$

Мазкур ифодани интегралласак, зарядланмаган (яъни  $U = 0$  бўлган) конденсаторни зарядлаш (яъни унинг қопламалари орасида  $U$  кучланишни вужудга келтириш) учун бажарилган ишни (яъни зарядланган конденсатор энергиясини) топган бўламиз:

$$W = A = \int_0^U CU dU = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2}. \quad (3.25)$$

(3.22) ва (3.25) ифодалар билан аниқланувчи зарядланган ўтказгич ва зарядланган конденсатор энергияси ўтказгичдаги ёки конденсатор қопламаларидаги зарядлар энергиясими ёхуд мазкур зарядлар туфайли вужудга келган электростатик майдон энергиясими? Аввало, шунга қайд қилайликки, электр

тростатик майдон ва унинг манбаи — қўзғалмас электр зарядлар бир-бири билан узвий боғлиқ. Бошқача айтганда, қўзғалмас электр заряд атрофидаги фазо соҳасида электростатик майдон вужудга келади ёки электростатик майдон мавжуд бўлса, уни вужудга келтирган қўзғалмас электр заряд ҳам мавжуддир. Шундай экан, қўзғалмас электр заряд ва электростатик майдонни бир-бирдан ажралган ҳолда тасаввур этиб бўлмайди. Шунинг учун электростатикага оид билимимизга таянган ҳолда юқоридаги саволга узил-кесил жавоб бера олмаймиз. Кейинчалик, электромагнит майдон билан танишамиз. Электромагнит майдоннинг фазода электромагнит тўлқинлар тарзида тарқалиши ва бу тўлқинлар билан биргаликда энергиянинг кўчиши электромагнит майдоннинг энергияга эгаллигини кўрсатади. Зеро, юқорида қайд қилинган энергиялар [(3.22) ва (3.25) ифодаларга қ.] электростатик майдонлар энергиясидир, деб ҳисоблашимиз мумкин.

Ясси конденсаторнинг электр сифими  $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$  ва унинг қопламалари орасидаги кучланиш  $U = E d$  эканлигидан фойдаланиб ясси конденсатор қопламалари орасида муҳасамлашган электростатик майдон энергияси ( $W_э$ ) ни аниқловчи (3.25) ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$\omega_э = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} E^2 d^2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 S d. \quad (3.26)$$

Қопламалар орасидаги ҳажм  $V = S \cdot d$ . Шунинг учун (3.26) ифода  $V$  ҳажмдаги электр майдон энергиясини характерлайди. Агар (3.26) ифодани  $V$  га бўлсак, бирлик ҳажмга тўғри келувчи электр майдон энергиясини топамиз. Бу катталиқ *электр майдон энергиясининг зичлиги* дейилади:

$$\omega_э = \frac{W_э}{V} = \frac{W_э}{S \cdot d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2. \quad (3.27)$$

Агар электр индукцияси  $D = \epsilon_0 \epsilon E$  эканлигини ҳисобга олсак:

$$\omega_э = \frac{ED}{2} \quad (3.28)$$

бўлади. Электр индукция ( $D$ ) ва қутбланиш ( $P$ ) векторларн орасида  $D = \epsilon_0 E + P$  боғланиш мавжуд эди. Шунинг учун

$$\omega_э = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}. \quad (3.29)$$

Бу ифодадаги  $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$  ҳад электростатик майдоннинг вакуумдаги

энергия зичлигини,  $\frac{EP}{2}$  ҳад эса диэлектрик муҳитнинг бирлик ҳажмини қўтблаш учун сарфланадиган энергияни характерлайди.

Конденсатор пластинкалари орасидаги майдон бир жинслидир. Шунинг учун бу майдон энергиясининг зичлиги ҳам майдоннинг турли соҳаларида доимий қийматга эга. Электростатик майдон зарядланган ўткагич туфайли вужудга келган ҳолда эса майдоннинг турли соҳаларида энергия зичлиги ҳам турлича, чунки заряддан узоқ бўлган соҳаларда майдон кучсизроқ, яқинроқ бўлган соҳаларда эса майдон кучлироқ да.

### 5- §. Пондеромотор кучлар. Ўзаро таъсир назариялари

Яна ясси конденсатор мисолига қайтайлик. Конденсатор пластинкаларидаги зарядларнинг ишоралари қарама-қарши бўлганлиги учун бу пластинкалар бир-бирига тортилади. Зарядланган макроскопик жисмлар орасида вужудга келадиган бундай механик кучлар пондеромотор кучлар ( $F_n$ ) деб аталади. Пондеромотор кучлар таъсирида конденсатор пластинкалари  $\Delta d$  масофага яқинлашса, бунда бажарилган иш

$$\Delta A = F_n \Delta d$$

га тенг бўлади. Бу иш электростатик майдон энергиясининг камаюви ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

$$-\Delta W_э = F_n \Delta d. \quad (3.30)$$

Ясси конденсатор оралигидаги электростатик майдон энергияси эса ( $q = const$  ҳол учун), (3.25) ва (3.12) ифодалар асосида

$$W_э = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}} = \frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S} d$$

бўлади. Бундан электростатик майдон энергияси камаювининг миқдори

$$\Delta W_э = \frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S} \Delta d \quad (3.31)$$

га тенг.

(3.30) ва (3.31) ларни солиштириб, қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$F_n = -\frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S} = -\frac{\sigma^2}{2\epsilon_0 \epsilon} S. \quad (3.32)$$

Бу ифодадаги минус ишораси  $F_n$  куч тортишиш характерига эталигини, яъни қопламалар орасидаги  $d$  масофани кичрайтиришга интилишини англатади.

Демак, зарядланган ясси конденсатор пластинкалари бир-бири билан пластинкалардаги зарядлар сирт зичлиги  $\sigma$  нинг квадратага пропорционал бўлган куч билан ўзаро таъсирлашади.

«Таъсирлашади», «таъсирлашув» сўзларидан кўп фойдаландик, лекин таъсирлашувнинг ўзи нима?

Зарядланган жисмларнинг таъсирлашуви (Кулон қонуни), умуман ҳар қандай жисмларнинг таъсирлашуви (бутун олам тортишиш қонуни) тўғрисидаги қонунларда таъсирлашув кучларининг математик ифодаси топилди. Таъсирлашувнинг табиат и тўғрисидаги мулоҳазалар эса кейинчалик ривожланди. Бу мулоҳазалар асосида қуйидаги икки назария яратилди.

*Яқиндан таъсир* назариясига асосан, икки жисм орасидаги ўзаро таъсир бу жисмлар орасидаги моддий муҳит орқали узатилади. Масалан, ҳаракатланаётган автомобилни ҳайдовчи тўхтатиш мақсадида тормоз педалини босади. Натижада гилдирак дискига ярим ҳалқасимон пластинканинг тегиши туфайли тормозланиш вужудга келади. Бу мисолда тормоз педалига берилган таъсир ярим ҳалқасимон пластинкага найчалар орқали оқувчи суюқлик ёрдамида узатилади.

Демак, яқиндан таъсир назариясига асосан, жисм бевосита моддий муҳитга таъсир қилади. Бу муҳит эса иккинчи жисмга таъсир кўрсатади.

Лекин зарядланган конденсатор пластинкалари орасида вакуум бўлганда ҳам пондеромотор кучлар намоён бўлади-ку! Самовий жисмлар орасида ўзаро тортишиш, бу жисмлар оралиғи ҳавосиз фазо бўлишига қарамай, мавжуд-ку! Буни қандай тушунмоқ керак?

Бу муаммо *олисдан таъсир* назариясини вужудга келишига сабабчи бўлди. Бу назарияга асосан, таъсир бир жисмдан иккинчи жисмга улар оралиғида ҳеч қандай муҳит бўлмаганда ҳам бир онда узатилади.

Фаннинг ривожланиши олисдан таъсир тўғрисидаги фикр асоссиз эканлигини кўрсатди. Майдонлар тўғрисидаги тасаввурларни фанга киритилиши яқиндан таъсир қилиш назарияси томон кескин бурилиш ясади. Бу тасаввурларга асосан, бутун олам тортишиш қонунида акс этган, икки жисм орасидаги таъсирлашувни узатувчи майдонни тортишиш майдони дейилади. Кулон қонунида ўз аксини топган, бир қўзғалмас электр заряднинг иккинчи қўзғалмас электр зарядга таъсирини узатувчи майдонни электростатик майдон баъзан эса оддийгина электр майдон деб аталди.

Юқорида электростатик майдон энергияси билан танишдик. Бу эса ўз навбатида электростатик майдон — объектив борлиқ эканлигини тасдиқловчи далиллардан биридир. Ахир йўқ нарса энергияга эга бўла олмайди — да!

#### IV БЎБ

### ЭЛЕКТР ТОКНИНГ ҚОНУНЛАРИ

#### 1-§. Электр ток ва унинг асосий хараakterистикалари

Электр ток деганда зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракати тушунилади. «Ток» сўзининг ўзбек тилига айнан таржимаси «оқим» дир. Демак, электр ток — электр зарядларнинг оқимидир. Электр токнинг асосий белгиси — ҳаракатдаги зарядлар туфайли пайдо бўлувчи магнит майдоннинг мавжудлигидир. Бундан ташқари электр ток модда орқали ўтганда иссиқлик, оптик ва химиявий ҳодисалар кузатилади.

Ўтказгичлардаги электр токни *ўтказувчанлик токи* деб аталади. Лекин электр токни бундай тор маънода тушуниш керак эмас. Масалан, бирор зарядланган жисм фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчириладиган бўлсин. Бу жисм билан биргаликда ундаги заряд ҳам фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтаси томон ҳаракат қилади. Демак, электр ток вужудга келади. Лекин бу ток зарядланган жисмнинг ҳаракати билан боғлиқ. Бундай токни бошқа турдаги токлардан фарқ қилиш мақсадида *конвекцион ток* деб атаймиз.

*Электр токнинг йўналиши сифатида мусбаат зарядларнинг тартибли ҳаракат йўналиши қабул қилинган.* Электр токни характерловчи асосий катталиқ — ток кучидир. Кузатилаётган бирор  $S$  юз орқали ўтувчи *электр токнинг кучи* деганда, шу юз орқали бирлик вақт ичида ўтаётган заряд миқдори билан характерланувчи скаляр катталиқ тушунилади. Агар кузатилаётган юз орқали  $dt$  вақт давомида  $dq$  заряд ўтаётган бўлса, бундай токнинг кучи

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (4.1)$$

бўлади. Вақт ўтиши билан токнинг йўналиши ва кучи ўзгармаса, бундай токни *ўзгармас ток* дейилади. Заряд ташувчиларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юзга мос келувчи ток кучига *ток зичлиги* деб аталади:

$$j = \frac{I}{S}$$

Ток зичлиги мусбат ток ташувчиларнинг тартибли ҳаракати йўналишидаги вектор катталиқ бўлиб, унинг миқдори ток йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юз орқали бирлик вақтда оқиб ўтувчи заряд миқдори билан характерланади. Агар ток иккала ишорали зарядларнинг тартибли ҳаракати туфайли вужудга келаётган бўлса, ток зичлигининг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^-, \quad (4.3)$$

Бунда  $q^+$  ва  $q^-$  — мос равишда мусбат ва манфий ток ташувчиларнинг заряд миқдорлари,  $n^+$  ва  $n^-$  — уларнинг концентрацияси (яъни бирлик ҳажмдаги сони),  $u^+$  ва  $u^-$  эса уларнинг тартибли ҳаракатидаги ўртача тезликлари.

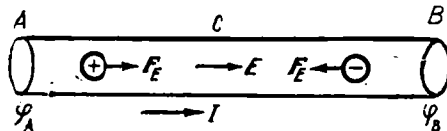
СИ да ток кучининг ўлчов бирлиги — ампер (А) бўлиб, у асосий бирлик сифатида қабул қилинган. Бу бирлик тўғрисида тоқларнинг ўзаро таъсири билан танишганда тўхталамиз.

Ток зичлиги бирлиги — ампер тақсим метр квадрат ( $A/m^2$ ) бўлиб, у кучи 1 А бўлган электр ток ўтказгичнинг 1  $m^2$  кўндаланг кесими бўйича текис тақсимланган ҳолдаги ток зичлигини ифодалайди.

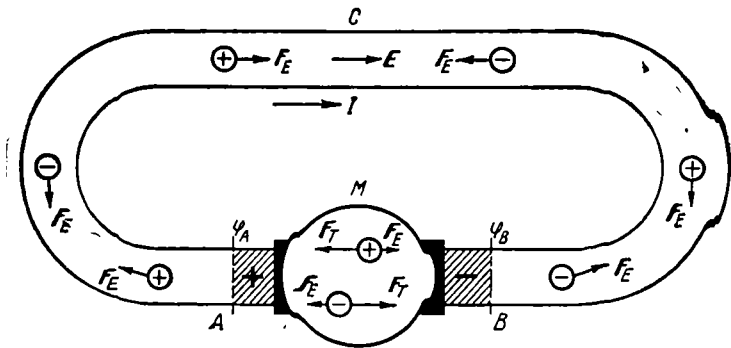
Электр ток зичлигининг ўлчамлиги —  $L^{-2} I$ .

## 2-§. Электр юритувчи куч ва кучланиш

Бирор ўтказгичнинг (4.1-расм)  $A$  учида ортиқча мусбат заряд,  $B$  учида эса ортиқча манфий заряд мавжуд бўлса, бу ўтказгич бўйлаб унинг потенциали юқорироқ ( $\varphi_A$ ) қисмидан потенциали пастроқ ( $\varphi_B$ ) қисми томон йўналган электр майдон вужудга келади. Бу майдон кучлари таъсирида мусбат зарядлар  $A$  дан  $B$  га қараб, манфий зарядлар эса  $B$  дан  $A$  га қараб тартибли ҳаракатга келади, яъни ўтказгич бўйлаб электр ток ўтади. Натижада қарама-қарши ишорали зарядларнинг бирлашуви ва ўтказгич барча нуқталари потенциалларининг тенглашуви содир бўлади. Бу эса ўтказгичда электр майдоннинг йўқолишига ва электр токнинг тўхташига сабаб бўлади. Ўтказгичда узлуксиз равишда электр ток мавжуд бўлиши учун бу ўтказгични ўз ичига олган берк занжирда



4.1- расм



4.2- расм

шундай махсус қурилма (4.2-расмда  $M$  деб белгиланган ишлаб туриши керакки, бу қурилма мунтазам равишда қарама-қарши ишорали зарядларни ажратиб туриши ва ўтказгичнинг  $A$  учини мусбат заряд билан,  $B$  учини эса манфий заряд билан доимий равишда таъминлаб туриши керак. Натижада, ўтказгич учларида ҳар доим потенциаллар фарқи мавжуд бўлиб, узлуксиз электр ток вужудга келишига шароит яратилган бўлади. Бундай қурилмани *электр токнинг манбаи* дейилади. Ток манбаида зарядларнинг ажратиши бирор куч таъсирида содир бўлади албатта. Лекин бу куч электростатик характерга эга эмас, чунки электростатик куч таъсирида зарядлар ажралмайди, аксинча бирлашади (масалан, 4.2-расмдаги ток занжирининг  $ACB$  қисмида). Бу кучни ташқи куч деб аташ одат бўлган. Электр зарядларни ажратиш ва кўчириш учун ташқи кучлар бажарган иш ток манбаи энергиясининг сарфланиши ҳисобига (масалан, генератор роторни айлантириш учун сарф бўлаётган механик иш ҳисобига ёки аккумулятор ва гальваник элементларда электродларнинг электродлитларда эриши жараёнида ажралиб чиқадиган энергия ҳисобига ва ҳоказо) содир бўлади.

Демак, берк занжирининг  $BMA$  қисмида, яъни ток манбаи ( $M$ ) нинг ичида бошқа турдаги (масалан, механик ёки химиявий) энергиялар ҳисобига электр энергия олинади. Занжирнинг  $ACB$  қисмида эса электр энергия сарflanади, яъни бошқа турдаги энергияларга айланади. Берк занжирда зарядга ҳам ташқи кучлар, ҳам электр майдон кучлари таъсир этади. Аммо электр майдоннинг  $q$  зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарган умумий иш нолга тенг. Шунинг учун берк занжирда бажарилган умумий иш фақат

ташқи кучлар манбаининг энергияси ҳисобига ток манбаи ичида содир бўлади. 4.2-расмдаги берк занжир бўйлаб  $q$  зарядни кўчиришда ташқи кучлар  $A_T$  иш бажарган бўлса, у ҳолда

$$\frac{A_T}{q} = \mathcal{E} \quad (4.4)$$

Жатталиқ ток манбаининг электр юритувчи кучи дейилади. Бошқача қилиб айтганда, ток манбаининг электр юритувчи кучи ташқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядни манбаи ўз ичига олган берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарилган иш билан характерланади. (4.4) ифодадан электр юритувчи куч (қисқача ЭЮК) потенциал ўлчов бирликларида ўлчанади, деган хулосага келамиз, чунки потенциал ҳам бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш билан характерланади.

Демак, СИ да ЭЮК бирлиги қилиб вольт (В) қабул қилинади: 1 В — шундай ток манбаининг электр юритувчи кучи (ЭЮК) ки, бу манбаи ўз ичига олган берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядни кўчиришда 1 Ж иш бажарилади.  $q$  зарядга таъсир этаётган  $F_T$  ташқи кучни

$$F_T = qE_T \quad (4.5)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бунда  $E_T$  билан ташқи кучлар майдонининг кучланганлиги белгиланди. У ҳолда  $q$  зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда ташқи кучлар бажарган иш

$$A_T = \oint F_T dl = q \oint E_T dl$$

бўлади. Шунинг учун (4.4) ифодага асосланиб

$$\mathcal{E} = \frac{A_T}{q} \oint E_T dl \quad (4.6)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Демак, берк занжирда таъсир этувчи ЭЮК ни ташқи кучлар майдони кучланганлиги векторининг циркуляцияси тарзида ифодалаш мумкин.

Агар занжирни узасак, яъни  $ACB$  ўтказгични олиб ташлаб очиқ занжир ҳосил қилсак (4.3-расм), ташқи кучлар таъсирида  $BMA$  қисмда зарядларнинг кўчиши туфайли  $A$  нуқтада мусбат,  $B$  нуқтада эса манфий зарядлар йиғилиб, бу нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келади.  $A$  ва  $B$  нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи зарядларга таъсир этувчи электр ва ташқи кучлар тенглашгунча ортиб боради. Бу кучлар тенглашганда  $\Delta\phi = \phi_A - \phi_B$  максимал қийматга



эришади. Очигъ занжирдаги ток манбаининг ЭЮК манбаининг кутбларидаги потенциаллар фарқиға тенг:

$$\mathcal{E} = \varphi_A - \varphi_B. \quad (4.7)$$

Энди кучланиш тушунчаси билан танишайлик. Электростати када  $A$  ва  $B$  нукталар орасидаги кучланиш деганда  $A$  ва  $B$  нукталардаги электр майдон потенциалларининг фарқи тушунилар эли. Занжирнинг  $ВМ$  қисмидаги кучланишнинг тушиши ёки оддийгина кучланиш ( $U_{AB}$ ) деганда Кулон (электр) кучлари ва ташқи кучлар, яъни  $F_E + F_T = q(E + E_T)$  таъсирида бирлик мусбат зарядни занжир бўйлаб  $A$  нуктадан  $B$  нуктага кўчиришда бажарилган иш билан бўладиган иш билан характерланувчи физик катталик тушунилади:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left( \int_A^B F_E dl + \int_A^B F_T dl \right) = \int_A^B E dl + \int_A^B E_T dl.$$

Кулон кучлари таъсирида бирлик мусбат зарядни  $A$  дан  $B$  гача кўчиришда бажарилган иш  $A$  ва  $B$  нукталар потенциалларининг фарқи  $\varphi_A - \varphi_B$  га тенг. Ташқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядни занжирнинг текширилаётган қисмида кўчиришда бажарилган иш занжирнинг шу қисмидаги манбаининг электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}_{AB}$  га тенг. Шунинг учун

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B) + \mathcal{E}_{AB} \quad (4.8)$$

Демак, занжирнинг текширилаётган қисмида ЭЮК таъсир этмайдиган хусусий ҳолда (яъни  $\mathcal{E}_{AB} = 0$  бўлганда)

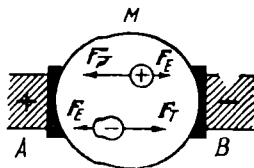
$$U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$$

бўлади.

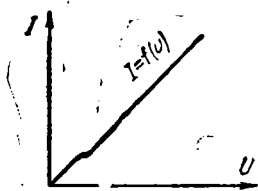
Кучланиш ҳам худди ЭЮК каби, потенциалнинг бирликларида, яъни вольт (В) да ўлчанади.

### 3-§. Ом қонуни

Ом қонуни занжирнинг бир қисмидан ўтаётган ток кучини шу қисмнинг учларидаги кучланишга боғлиқлигини ифодалайди. Агар занжирнинг текширилаётган қисмида ЭЮК таъсир этмаса занжирнинг бир жинсли қисми билан, аксинча, ЭЮК таъсир этса занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми билан иш тутаётган бўламиз. Ом қонуни тажрибалар асосида кашф этилган қонундир. Унинг туғрилиги кўпгина тажри-



4-3-расм



4.4- расм

балар асосида исботланди. Бу қонуннинг моҳияти қуйидагидан иборат: бир жинсли металл ўтказгич орқали ўтаётган электр токнинг кучи ушбу ўтказгичнинг учларидаги кучланишга тўғри пропорционал:

$$I = \frac{1}{R} U. \quad (4.9)$$

Ток кучининг кучланишга боғлиқлик  $I = f(U)$  графиги металл ўтказгичлар учун (4.4- расм) координата бошидан ўтувчи тўғри чизиқдан иборат бўлар экан. Бу тўғри чизиқнинг  $U$  ўқи билан ҳосил қилган бурчаги (4.9) ифодадаги  $R$  га боғлиқ.  $R$  — ўтказгичнинг электр қаршилиги, у зарядларнинг тартибли ҳаракатига ўтказгич кўрсатадиган қаршиликни характерлайди. Ўтказгич қаршилигининг бирлигини (4.9) ифодадан фойдаланиб топиш мумкин: икки учидagi кучланиш 1 В бўлганда 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг электр қаршилиги бирлик сифатида қабул қилинган ва унга 1 Ом деб ном берилган.

Электр қаршиликка тескари бўлган  $\frac{1}{R}$  катталикини электр ўтказувчанлик деб аталади, унинг ўлчов бирлиги сименс (См): 1 См — электр қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигидир.

Электр қаршиликнинг ўлчамлиги —  $L^2 M T^{-3} I^{-2}$ , электр ўтказувчанликники эса  $L^{-2} M^{-1} T^3 I^2$  бўлади.

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг ўлчамларига ва ички тuzилишига боғлиқ катталиқ. Агар ўтказгич цилиндрсимон шаклда бўлса, унинг қаршилиги узунлиги  $l$  га тўғри ва кўндаланг кесими  $S$  га тескари пропорционалдир:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (4.10)$$

бу ерда  $\rho$  — ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилиги. У ўтказгич материалининг ички хусусиятларига ва ташқи шароитларга боғлиқ. Солиштирма электр қаршиликка тескари бўлган

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (4.11)$$

катталикини ўтказгичнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги деб аталади.

Солиштирма электр қаршилиқнинг ўлчов бирлиги — Ом-метр (Ом·м): 1 Ом·м — кўндаланг кесими 1 м<sup>2</sup>, узунлиги 1 м бўлганда 1 Ом электр қаршилиқка эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилиғидир. Солиштирма электр ўтказувчанликнинг ўлчов бирлиги сименс тақсим метр (См/м): 1 См/м — кўндаланг кесими 1 м<sup>2</sup>, узунлиги 1 м бўлганда 1 См электр ўтказувчанликка эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирма электр ўтказувчанлиғидир.

Солиштирма электр қаршилиқнинг ўлчамлиги —  $L^3 M T^{-3} I^{-2}$ , солиштирма электр ўтказувчанликники эса  $L^{-3} M^{-1} T^3 I^2$ .

Илгари нашр этилган адабиётда солиштирма электр қаршилиқнинг Ом-миллиметр квадрат тақсим метр (Ом·мм<sup>2</sup>/м) деб аталадиган бирлиги ҳам учрайди:

$$1 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}} = 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Бу birlikдан амалда фойдаланилмайди.

Ўтказгич қаршилиғи температурага мос равишда қуйидаги қонуният бўйича ўзгаради:

$$R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (4.12)$$

бундаги  $R_0$  ва  $R$  — мос равишда 0°С ва  $t$ °С ва температуралардаги қаршилиқнинг қийматлари;  $\alpha$  — қаршилиқнинг температура коэффициенти, у 1 К га иситилганда ўтказгич қаршилиғининг нисбий ўзгаришига миқдоран тенг катталик, соф металллар учун  $\alpha \approx \frac{1}{273}$  град<sup>-1</sup>. Термодинамик темпера-

тура  $T$  дан фойдаланилганда (4.12) муносабат қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$R = \alpha R_0 T. \quad (4.13)$$

Электр занжир ўзаро уланган бир неча қаршилиқлардан иборат бўлиши мумкин. Электр занжирнинг  $R_1, R_2, R_3, \dots$  қаршилиқлар кетма-кет уланган қисмининг умумий қаршилиғи ( $R_{\text{к.к.}}$ ) айрим қаршилиқлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$R_{\text{к.к.}} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots \quad (4.14)$$

Қаршилиқлари  $R_1, R_2, R_3, \dots$  бўлган ўтказгичларни параллел улаш туфайли вужудга келган занжир қисмининг умумий қаршилиғига тескари миқдор айрим қаршилиқларга тескари бўлган миқдорлар йиғиндисига тенг:

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots \quad (4.15)$$

Табиийки,  $R_{\text{пар}}$  нинг қиймати айрим қаршиликларнинг энг кичиғидан ҳам кичик бўлади.

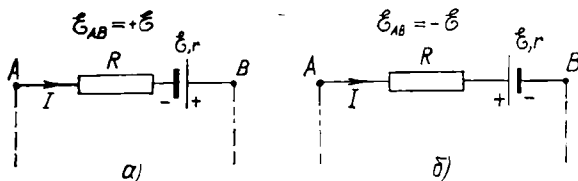
Энди, занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни билан танишайлик. Бу ҳолда кучланиш  $U_{AB}$  (4.8) ифода бўйича аниқланар эди. Бундан ташқари, занжирнинг умумий электр қаршилиги ( $R_{\text{ум}}$ ) ни ҳисоблаётганда ток манбаининг ички қаршилиги  $r$  ни ҳам ҳисобга олиш керак. На-тижада занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$I = \frac{U_{AB}}{R_{\text{ум}}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \mathcal{E}_{AB}}{R + r}. \quad (4.16)$$

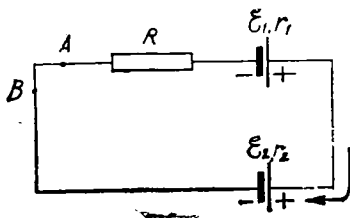
Мазкур ифодада  $I$  ва  $\mathcal{E}_{AB}$  алгебраик катталиқлар эканлигини назарда тутишимиз керак. Текшириляётган занжир қисмида  $\varphi_A > \varphi_B$  бўлсин (4.5-расм). У ҳолда токнинг  $A$  дан  $B$  томон йўналишини мусбат деб,  $B$  дан  $A$  томон йўналишини эса манфий деб қабул қиламиз. Шунга ўхшаш  $A \rightarrow B$  йўналишда таъсир этувчи ЭЮК ни мусбат,  $B \rightarrow A$  йўналишдагини эса манфий деб оламиз. (4.16) ни, одатда, Омнинг умумлашган қонуни деб ҳам аталади, чунки уни электр занжирнинг ихтиёрий қисми учун қўллаш мумкин.

1. Занжирнинг текшириляётган қисмида ток манбаи бўлмаган ( $\mathcal{E}_{AB} = 0$ ) ҳолда (4.16) занжирнинг бир жинсли қисми учун тааллуқли (4.9) га айланади.

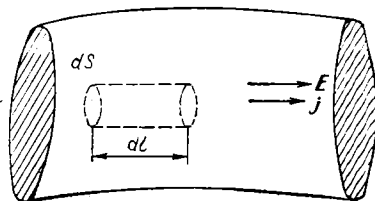
2. (4.16) ни берк занжир учун қўллаш мақсадида занжирдаги  $A$  нуқтани (4.16-расм) қўзғатмасдан  $B$  нуқтани  $A$  нуқта



4.5- расм



4.6- расм



4.7- расм

билан устма-уст тушгунча занжир бўйлаб сурайлик. У ҳолда (4.16) даги  $\varphi_A - \varphi_B$  нолга тенг бўлиб, берк занжир учун Ом қонунининг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}, \quad (4.17)$$

бундаги  $\mathcal{E}$  — берк занжирдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндиси,  $R + r$  эса занжирдаги умумий қаршилик.

Ом қонунини дифференциал кўринишда ёзиш мумкин. Бунинг учун ўтказгич ичида бирор нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтадаги ток zichлиги  $j$  ва электр майдон кучланганлиги  $E$  бўлсин. Бу нуқта атрофида асоси  $dS$ , ясовчисининг узунлиги  $dl$  бўлган хаёлий элементар цилиндрни шундай ажратайликки (4.7-расм), бу цилиндрчанинг ясовчилари  $j$  га параллел бўлсин. Бу цилиндрчанинг икки асоси орасидаги кучланиш  $U = Edl$ , асосидан ўтаётган токнинг кучи

$I = jdS$ . Цилиндрчанинг қаршилиги эса  $R = \rho \frac{dl}{dS}$ . Шунинг учун бу цилиндрчага Ом қонунини қўлаб, қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl. \quad (4.18)$$

Агар  $j$  ва  $E$  векторларнинг йўналишлари бир хил эканлигини ҳисобга олсак,

$$j = \frac{1}{\rho} E. \quad (4.19)$$

бўлади. Ўтказгич материалнинг солишгирма қаршилиги  $\rho$  га тесқари бўлган катталикини, яъни  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  ни материалнинг солишгирма электр ўтказувчанлиги деб атагандик. Зеро (4.19) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$j = \sigma E. \quad (4.20)$$

Бу ифода занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўринишидир. Агар занжирнинг текширилаётган қисми бир жинсли бўлмаса, у ҳолда занжирда Кулон кучлари билан бир қаторда ташқи кучлар ҳам таъсир этаётган бўлади. Шунинг учун занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$j = \sigma (E + E_T), \quad (4.21)$$

бундаги  $E_T$  — занжирнинг текширилаётган қисмидаги ток

манбада таъсир этаётган ташқи кучлар майдонининг кучланганлиги.

#### 4-§. Жоуль — Ленц қонуни

Занжирнинг бир жинсли қисмидаги  $U$  кучланиш туфайли вужудга келган электр майдон ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан  $dt$  вақт давомида  $I dt$  зарядни кўчиради. Электр токнинг  $dt$  вақт давомида бажарган иши

$$dA = IU dt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (4.22)$$

бўлади. Электр токнинг қуввати эса қуйидагича аниқланади:

$$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (4.23)$$

Электр токнинг иши жоуль (Ж) ларда, қуввати эса ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин, амалда, электр токнинг системага оид бўлмаган ватт-соат (Вт·соат) ва киловатт-соат (кВт·соат) деб номланган birlikларидан кенг фойдаланилади:

$$1 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ Ж};$$

$$1 \text{ кВт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж}.$$

Электр ток қўзғалмас металл ўтказгичдан ўтаётган ҳолда токнинг бажарган барча иши шу ўтказгичнинг ички энергиясининг ортишига, яъни иссиқлик энергиясига айланади. Жоуль ва Ленц аниқлаган қонунга асосан, ўтказгичда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ўтказгичнинг қаршилигига, ток кучининг квадратига ва вақтга пропорционал, яъни:

$$dQ = RI^2 dt. \quad (4.24)$$

Бу қонуниятдан фойдаланиб, 4.7-расмда ифодаланган элементар цилиндрда  $dt$  вақтда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдорини топайлик:

$$dQ = RI^2 dt = \frac{\rho dl}{dS} (j dS)^2 dt = \rho j^2 dl \cdot dS dt.$$

Агар  $dl \cdot dS = dV$  — цилиндрчанинг ҳажми эканлигини ҳисобга олсак,

$$dQ = \rho j^2 dV dt. \quad (4.25)$$

Бу ифода ўтказгичнинг  $dV$  ҳажмида  $dt$  вақт ичида ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини ифодалайди. Шунинг учун (4.25) ни  $dV dt$  га бўлсак, ўтказгичнинг birlik ҳажмида birlik

вақтда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини характерловчи катталикни топаемиз. Бу катталик *ток иссиқлик қувағтининг зичлиги* деб аталади:

$$\omega = \frac{dQ}{dVdt} = \rho j^2. \quad (4.26)$$

(4.19) ва (4.20) ифодалардан фойдаланиб (4.26) ни қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$\omega = j E = \tau E^2. \quad (4.27)$$

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир.

## 5- §. Кирхгоф қоидалари

Кирхгоф қоидалари тармоқланган мураккаб занжир қисмларини ҳисоблашда қўлланилади.

Электр занжирининг кам ида учта ўтказгич туташган нуқтаси *тугун* дейилади. Одатда, тугунга жалаётган тоқларни мусбат ишора билан, кетувчи тоқларни эса манфий ишора билан олинади. Кирхгофнинг биринчи қондасига асосан, *тугунда учрашувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг ёки тугунга келувчи тоқларнинг арифметик йиғиндиси тугундан кетувчи тоқларнинг арифметик йиғиндисига тенг бўлади.*

4.8- расмдаги электр тугун учун Кирхгофнинг биринчи қондаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

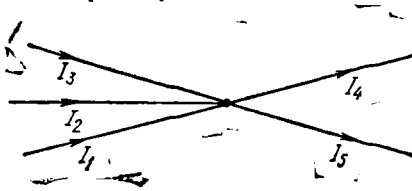
$$\sum_i I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (4.28)$$

ёки

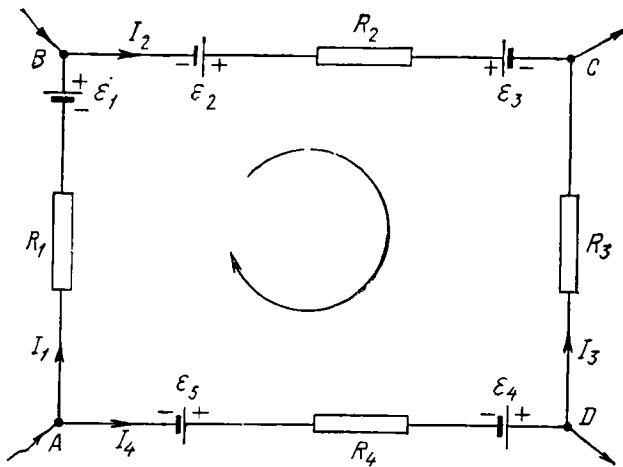
$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5.$$

Кирхгофнинг иккинчи қондасини аналитик кўринишини келтириб чиқариш учун бирор мураккаб тармоқланган электр занжирдан ихтиёрий *ABCD* берк контурни ажратиб олайлик (4.9- расм). Бу контурни ихтиёрий йўналишда айланганда қўшни тугунлар орасидаги занжир қисмлари учун Ом қонуни (4.16) ни қўллаймиз. Бунда қуйидаги шартларга риоя қилиш керак:

1) занжирнинг ҳар бир қисмининг қаршилиги (*R*) деганда шу қисмдаги барча



4.8- расм



4.9- расм

ташқи қаршиликлар ва ток манбалари ички қаршиликларининг йиғиндиси тушунилади;

2) занжирнинг айрим қисмларидаги токнинг йўналиши контурни айланиш йўналиши билан мос тушса, бундай токни мусбат, акс ҳолда манфий деб ҳисобланади:

3) занжирдаги ток манбаларининг манфий қутбидан мусбат қутби томон юриш контурни айланиш йўналиши билан мос тушса, манбанинг ЭЮК мусбат ишора билан, акс ҳолда манфий ишора билан олинади.

Шундай қилиб,

$$AB \text{ қисм учун } I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_1,$$

$$BC \text{ қисм учун } I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3,$$

$$CD \text{ қисм учун } -I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D,$$

$$DA \text{ қисм учун } -I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A - \mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5.$$

Бу тенгламаларни қўшсак,

$$\begin{aligned} I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 &= \\ &= \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5 \end{aligned} \quad (4.29)$$

ёки  $I$  ва  $\mathcal{E}$  лар алгебраик катталиклар эканлигини ҳисобга олиб, (4.29) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \mathcal{E}_i. \quad (4.30)$$



Бу ифода Кирхгофнинг иккинчи қондасининг аналитик кўри-нишидир: тармоқланган электр занжирдаги ихтиёрий Берк контур учун бу контур айрим қисмлардаги ток кучларининг мос қисмлардаги қаршиликларга кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндисини ушбу контурдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

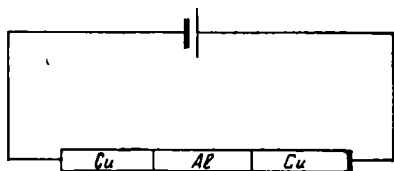
(4.30) тенгламалар системасидан ва тугунлар учун ёзилган (4.26) тенгламалардан фойдаланиб ҳар қандай мураккаб электр занжир параметрларини ҳисоблаш мумкин.

## V Б О Б

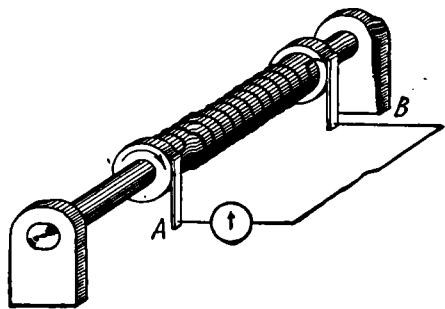
### ТУРЛИ МУҲИТЛАРДАН ЭЛЕКТР ТОКНИНГ ЎТИШИ

#### 1-§. Металлардаги ток ташувчилар — электронлар

Металларда ток ташувчилар вазифасини нима бажаради? Мазкур саволга жавоб қидириб амалга оширилган биринчи тажриба — Рикке тажрибасидир (1901 й.). Бу тажрибада (5.1-расм) асослари бир-бирига жипсланиб кетма-кет уланган мис — алюминий — мис цилиндрлардан бир йил давомида электр ток ўтказилди. Сўнг цилиндрлар ажратилиб текширилганда ток ўтиш жараёнида металл молекулалари кўчиб бир-бирининг ичига сингиб борганлигининг аломатлари аниқл анмади. Зеро металлларда ток ташувчилар вазифасини металл моддасининг бўлаклари эмас, балки барча металл таркибида мавжуд бўлган қандайдир зарралар бажариши керак, деган хулосага келинди. Кейинчалик, Мандельштам ва Папалекси (1913 й.) ҳамда Толмен ва Стисарт (1916 й.) тажрибаларида металлларда ток ташувчилар вазифасини электронлар бажариши аниқланди. Бу тажрибалар қуйидаги фикрга асосланган эди. Агар ме-



5.1- расм

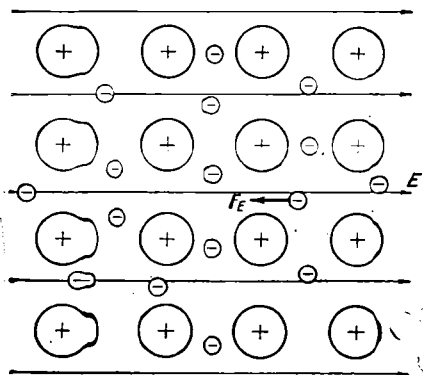


5.2- расм

талл ўтказгичларда ток ташувчилар вазифасини металл бўйлаб енгил кўча оладиган эркин зарядлар бажарса, бу эркин зарядлар инерция қонунига бўйсунуши керак. Бошқача айтганда, тез ҳаракатланаётган металл ўтказгични кескин (бирданига) тўхтатсак, эркин зарядлар бир оз вақт инерцион ҳаракатини давом эттириши керак. Шунинг учун металл ўтказгич бирданига тўхтатилгандан кейин ундан қисқа вақт давомида бир томонга қараб эркин зарядлар ўтиши, яъни қисқа муддатли электр ток кузатилиши лозим. Бу токнинг йўналиши эркин зарядларнинг ишораси ҳақида, токнинг миқдори (кучи) эса эркин зарядларнинг birlik массага мос келувчи заряд миқдори (солиштирма заряд)

$\frac{q}{m}$  ҳақида ахборот беради. Тажрибалар қуйидагича амалга оширилди. Цилиндрик диэлектрикка узун металл сим ўралган (5.2- расм). Бу симнинг икки учи металл ҳалқача (А ва В) ларга уланган. Бу ҳалқачаларга тегиб турган графит пластинкалар сезгир гальванометрга уланган. Сим ғалтаги электродвигатель ёрдамида айланма ҳаракатга келтирилади ва бирданига тормозланади. Вужудга келадиган қисқа муддатли ток гальванометр билан қайд қилинади. Тажрибалар эркин зарядларнинг ишораси манфий ва улар учун  $\frac{q}{m}$  нинг қиймати электроннинг солиштирма зарядига ниҳоят яқин эканлигини кўрсатди. Шу тарзда металлларда электр ток ташувчилар — электронлардир, деган хулосага келинди.

## 2- §. Металлар классик электрон назариясида Ом қонунини тушунтирилиши



5.3- расм

Металлар классик электрон назариясига П. Друзе асос солган (1900 й.), Х. Лорентц мазкур назарияни такомиллаштириб ривожлантирди (1904 й). Назария билан танишишни металл тузилишидан бошлайлик. Кристалл панжаранинг тугунларида (5.3- расм) валент электронларидан ажралган атом қолдиқлари (ионлар) жойлашади. Валент электр

тронлар бирор атом га тегишли эмас, балки металл парчасидаги барча  $N$  та атомга тааллуқлидир. Шунинг учун бу электронларни эркин электронлар деб аталади. Абсолют нолдан фарқли температураларда металллардаги ионлар ҳам, эркин электронлар ҳам тўхтовсиз иссиқлик ҳаракатида қатнашади. Ионларнинг иссиқлик ҳаракати мувозанат вазияти атрофидаги тебранама ҳаракатлардан иборат. Эркин электронлар эса металл парчасининг сирти билан чегараланган ҳажмда эркин ҳаракатланади, яъни турли йўналишлар бўйича турлича тезликларга эга бўлади. Уларнинг бу хослик ҳаракати идеал газни эслатади. Шунинг учун ҳам эркин электронларни «электрон газ» деб фарқ қилиб, уларга бир атомли идеал газ молекулалари учун Эринли бўлган тушунчаларни ва формулаларни қўллаш мумкин. Эркин электронлар идеал газ молекулаларидан шу билан фарқланадигани, улар ўзаро эмас, балки кўпроқ кристалл панжаранинг тугунда жойлашган ионлар билан тўқнашади. Идеал газ молекуласининг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлиги формуласидан фойдаланиб, уй температурасида ( $T \sim 300 \text{ K}$ ) металлдаги эркин электронларнинг ўртача тезлиги  $v_{\text{ср}} \sim 10^5 \frac{\text{M}}{\text{C}}$  эканлигини аниқлаш мумкин. Эркин электронларнинг бундай катта тезликлар билан ҳаракатланиши бутунлай тартибсиз бўлганлиги учун ихтиёрий йўналишда ҳаракатланаётган электронлар сон и, қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётган электронлар сон ига тенг бўлади. Бошқача айтганда, электронларнинг иссиқлик ҳаракати тамоман хаотик бўлганлиги учун барча йўналишлар тенг эҳтимолидир. Шунинг учун металл ўтказгичнинг ихтиёрий кўндаланг кесими орқали кўчаётган заряд миқдори нолга тенг бўлади. Демак, эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли ўтказгичда электр ток вужудга келмайди.

Ўтказгичнинг икки учига бирор  $\Delta \phi$  потенциаллар фарқини қўйиш натижасида металл ичидида кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдон вужудга келтирайлик. Бу майдон ҳар бир электронга миқдори  $eE$ , йўналиши эса майдон йўналишига қарама-қарши бўлган (чунки электроннинг заряди манфий) куч билан таъсир этади. Бу куч таъсирида «электрон газ молекулаларининг» электр майдонга қарама-қарши йўналишдаги тартибли ҳаракати вужудга келади, яъни металл ўтказгичда электр ток пайдо бўлади. Лекин электр майдон таъсирида эркин электронлар фақат тартибли ҳаракат қилади, деб тушуниш керак эмас. Электронлар худди электр майдон бўлмаган вақтдагидек катта тезликлар билан турли

Йўналишларда ҳаракат қилаверади. Лекин бу ҳаракатга металл ичидаги электр майдон туфайли ўтказгич бўйлаб йўналган тартибли ҳаракат тезлиги қўшилди.

Эркин электронларнинг ҳатто етарлича катта ток зичликларида ҳам  $(j = 10 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2})$  тартибли ҳаракат ўртача тезлиги  $(v_{\text{ср}} \cong 10^{-3} \frac{\text{М}}{\text{с}})$  иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигига қараганда ниҳоят кичик:  $v_{\text{ср}}/u_{\text{ср}} \approx 10^8$  марта.

У ҳолда ниҳоят узоқ масофаларга металл ўтказгичлар орқали электр сигналларининг бир лаҳзада узатилишининг босиси нимада? Бу саволга жавоб бериш учун металлларда электр майдон  $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}$  тезлик билан тарқалишини ҳисобга олиш керак. Шунинг учун металл ўтказгичнинг узунлиги бир неча минг километр бўлганда ҳам унинг барча қисмларидаги эркин электронлар бир вақтда ҳаракатга келади деб ҳисобласа бўлади.

Энди металлларнинг классик электрон назариясидан фойдаланиб Ом қонунини чиқарайлик. Кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда электронга  $F = eE$  куч таъсир этади. Бу куч таъсирида  $m$  массали электрон, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (5.1)$$

тезланиш олади. Эркин электрон кристалл панжаранинг тугунидан жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашиши орасида ўтган вақтни  $\tau$  билан, босиб ўтган масофани (эркин югуриш йўлини) эса  $l$  билан белгилайлик. Соддалаштириш мақсадида барча эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезликлари бир хил деб фараз қилайлик ва уни  $v$  билан белгилайлик. У ҳолда  $\tau$ ,  $l$  ва  $v$  лар орасида қуйидаги муносабат ўринли:

$$\tau = \frac{l}{v}. \quad (5.2)$$

Электрон ион билан тўқнашгач, бир лаҳза тўхтаб қолади, яъни унинг тартибли ҳаракат тезлиги нолга тенг бўлади. Шунинг учун электр майдон таъсирида бу электрон навбатдаги ион билан тўқнашгунча текис тезланувчан ҳаракат қилади. Бу ҳаракатнинг тезланиши (5.1) ифода билан аниқланади. Навбатдаги тўқнашиш олдидан электроннинг тартибли ҳаражат тезлиги максимал қийматга эришади, яъни

$$u_{\text{мах}} = a \tau = \frac{e l}{m v} E. \quad (5.3)$$

Демак, электроннинг тартибли ҳаракат тезлиги 0 дан  $u_{\max}$  гача ортади. Бундан икки кетма-кет тўқнашув орасидаги электроннинг тартибли ҳаракат ўртача тезлиги учун

$$u_{\text{ўр}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{e l}{2 m v} E \quad (5.4)$$

қиймат келиб чиқади. Иккинчи томондан ўтказгич орқали ўтаётган ток зичлигининг қиймати учун қуйидаги муносабат ўринли:

$$j = e n u_{\text{ўр}} \quad (5.5)$$

Бу ифодада  $e$  — электроннинг заряди,  $n$  — металл ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони. (5.5) даги  $u_{\text{ўр}}$  ўрнига унинг (5.4) ифодадаги қийматини қўйсак,

$$\sigma = \frac{e^2 n l}{2 m v} E \quad (5.6)$$

Ом қонунининг дифференциал кўринишини ҳосил қиламиз. Бу муносабатдаги

$$\tau = \frac{e^2 n l}{2 m v} \quad (5.7)$$

солиштирма электр ўтказувчанликни ифодалайди: металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги металлнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони  $n$  га, бу электронларнинг кристалл панжара тугунларида жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашуви орасида бўлиб ўтган масофаси  $l$  га пропорционал бўлади. Демак, электронларнинг ионлар билан тўқнашуви — худди электронлар ҳаракатини тормозлашга интилувчи бирор ишқаланиш кучидек таъсир кўрсатади. Тўқнашиш вақтида электрон ионга ўз энергиясини (электр майдон таъсирида тезлашиб эришган энергиясини) бераётганлиги учун металл парчасининг ички энергияси ортади, яъни металлнинг қизиши кузатилади.

### 3-§. Видеман — Франц қонуни

Видеман — Франц қонунининг моҳияти қуйидагидан иборат: барча металллар учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг  $\chi$  нинг электр ўтказувчанлик коэффициенти  $\sigma$  га бўлган нисбати тахминан бир хил, агар металлнинг температураси ўзгарса, унга монанд равишда  $\frac{\chi}{\sigma}$  нисбат ҳам ўзгаради.

Классик электрон назарияда эркин электронлар бир атомли идеал газ молекулаларига ўхшатилаганлиги учун «элек-

трон газ» нинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини қуйидаги ифода билан аниқланиши керак.

$$\kappa = \frac{1}{3} \rho v l c_v = \frac{1}{3} n m v l c_v, \quad (5.8)$$

бу ерда  $\rho$  «электрон газ» нинг зичлиги,  $n$  — эркин электронларнинг концентрацияси ва  $m$  — электроннинг массаси бўлиб, улар  $\rho = n \cdot m$  муносабатда боғланган.  $c_v$  — бир атомли идеал газнинг ўзгармас ҳажмдаги солиштира иссиқлик сифими, у  $\frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m}$  га тенг (бунда  $k$  — Больцман доимийси). Натихада (5.8) қуйидаги кўринишга келади:

$$\kappa = \frac{1}{3} n m v l \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m} = \frac{1}{2} n k v l. \quad (5.9)$$

Энди,  $\sigma$  нинг (5.7) орқали ифодаланган қийматидан фойдаланиб,  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нисбатни топайлик:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{1}{2} n k v l \cdot \frac{2 m v}{e^2 n l} = \frac{k m v^2}{e^2}. \quad (5.10)$$

Агар  $m$  массали молекуланинг иссиқлик ҳаракати ўртача кинетик энергияси газнинг абсолют температурасига пропорционал эканлигини, яъни  $\frac{m v^2}{2} = \frac{3}{2} k T$  эканлигини ҳисобга олсак:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \frac{m v^2}{2} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \cdot \frac{3}{2} k T = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (5.11)$$

Бу ифодадаги  $k$  ва  $e$  ўзгармас катталиклар бўлганлиги учун, ўзгармас температурада  $\frac{\kappa}{\sigma}$  ҳам ўзгармас бўлади, яъни металнинг турига боғлиқ бўлмайди. Агар металнинг температураси ўзгарса  $\frac{\kappa}{\sigma}$  ҳам унга тўғри пропорционал равишда ўзгаради. Демак, металлларда иссиқлик ўтказувчанлик эркин электронлар ҳисобига содир бўлади.

#### 4-§. Металлар классик электрон назариясининг камчиликлари

Друде томонидан яратилган классик электрон назарияда эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги бир хил деб қабул қилинган. Аслида молекуляр-кинетик назарияга асосан, газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракат тезликлари тур-

лича қийматларга эга бўлиб,  $\nu$  Максвеллнинг тезликлар тақсимоти қонунига бўйсунди. Лорентц бу қонунни «электрон газ» га тағбиқ этиб, металлларнинг классик электрон назариясини такомиллаштирди. Натижада Лорентц металлларнинг электр ўтказувчанлик коэффициентини учун қуйидаги ифодани келтириб чиқарди:

$$\sigma = \frac{2}{3} \frac{n e^2 e}{m} \left( \frac{1}{v} \right)_{\text{ўр}}, \quad (5.12)$$

бунда  $\left( \frac{1}{v} \right)_{\text{ўр}}$  эркин электронлар иссиқлик ҳаракат тезликларига тескари катталикларнинг ўртача қиймати.

Видеман — Франц қонунини эса такомиллаштирилган Лорентц назарияси асосида қуйидаги кўринишга келди:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 2 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (5.13)$$

(5.13) га  $k$  ва  $e$  ларнинг қийматларини қўйсақ,

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 1,47 \cdot 10^{-8} T \quad (5.14)$$

ифодани ҳосил қиламиз.  $T = 300$  К учун  $\frac{\kappa}{\sigma} = 4,4 \cdot 10^{-6}$

$\frac{\text{Ж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$  бўлади. Хона температурасида ( $T \sim 300$  К) ўтказилган тажрибаларда  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нинг қийматлари қўрғошин учун  $7,0 \times$

$\times 10^{-6}$ ; мис учун  $6,4 \cdot 10^{-6}$ ; алюминий учун  $5,8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Ж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$

деб топилди. Демак,  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нинг тажриба ва назарий қийматлари

1,5 марта фарқ қилади. Бу мос келмаслик классик назария камчиликлардан ҳоли эмаслигини кўрсатди. Бундан ташқари классик назария тажрибаларда аниқланган бир қатор ҳодисаларни тушунтиришда қийинчиликларга дуч келди. Бу қийинчиликларни асосийлари иккита. *Биринчи қийинчилик* қуйидагидан иборат: назарияга кўра [(5.7) ва (5.12) ифодаларга асосан] металлларнинг электр ўтказувчанлиги  $\nu T$  га тескари пропорционал бўлиши керак, чунки иссиқлик ҳаракат тезлиги  $v$  температуранинг  $1/2$  даражасига тескари пропорционалдир. Тажрибалар эса металллар электр ўтказувчанлиги температуранинг биринчи даражасига тескари пропорционал эканлигини кўрсатди. Бундан ташқари, ниҳоят паст температураларда  $\sigma$  нинг кескин ўзгарувини ҳам (ўта ўтка-

зувчанлик ҳодисаси) классик назария тушунтириб беришга қодир эмас.

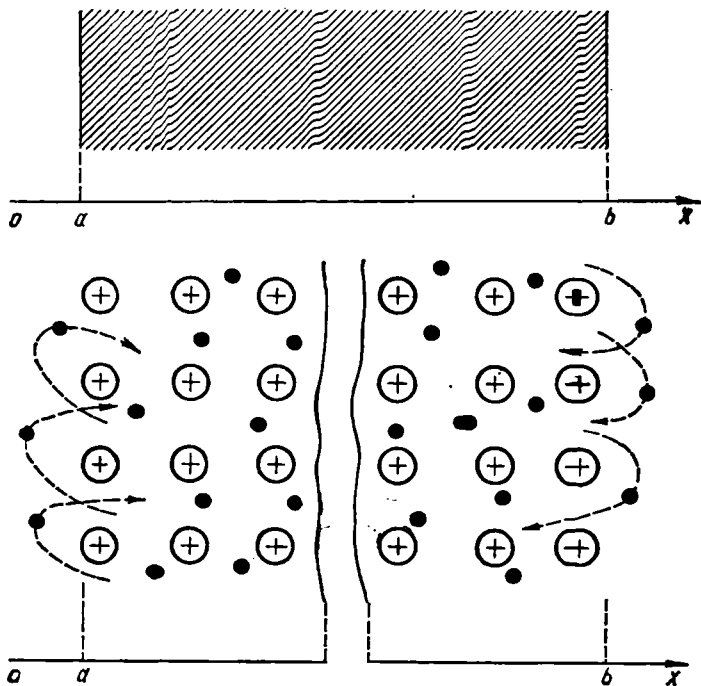
*Иккинчи қийинчилик* металлларнинг иссиқлик сифимини ҳисоблашда вужудга келади: металлларнинг иссиқлик сифими панжаранинг иссиқлик сифими (бу катталиқ  $3R$  га тенг) ва электрон газнинг иссиқлик сифими йиғиндисидан иборат. Назарияга асосан, электрон газ бир атомли идеал газ молекулаларининг барча хусусиятларига эга. Шунинг учун электрон газнинг моляр иссиқлик сифими  $\frac{3}{2}R$  га, металлнинг иссиқлик сифими  $3R + \frac{3}{2}R = \frac{9}{2}R$  га тенг бўлиши керак. Тажрибалар эса металлларнинг иссиқлик сифими металл бўлмаган кристалларнинг иссиқлик сифимидан сезиларли фарқ қилмаслигини кўрсатади (бу катталиқ  $\sim 3R$  га тенг). Бу мос келмасликни тушунтиришга ҳам классик назария ожизлик қилди.

## 5-§. Электроннинг металлдан чиқиш иши

Бирер идишдаги газ молекулаларининг идишдан ташқарига чиқишига шу идишнинг деворлари тўсқинлик қилади. Ер атмосфераси эса Ернинг тортиш майдони туфайли ушлаб турилади. Агар бир парча металл бўлакчаси билан иш тутадиган бўлсак, бу металлдаги электронлар ўз ўзидан металл ташқарисига чиқиб кета олмайди. Бунинг сабаби нимада?

5.4-расмда тасвирланган металл бўлакчасининг ён сиртларига перпендикуляр қилиб  $Ox$  ўқни ўтказайлик. Металл ичида, яъни  $x$  нинг қийматлари  $a$  дан  $b$  гача ўзгарганда электронларга панжаранинг тугунларидаги мусбат ионлар томонидан тортиш кучлари таъсир этади. Бу куч электронлар орасидаги ўзаро итаришиш кучлари билан мувозанатлашиб туради. Шунинг учун  $x$  ўқига перпендикуляр бўлган ихтиёрни қатламни текширсак, бу қатламдаги ионларнинг мусбат заряди айни вақтда шу қатламда жойлашган эркин электронларнинг манфий зарядларига миқдоран тенгдир. Яъни металл ичидаги ( $a < x < b$ ) қатламлар электронейтралдир. Энди металл сиртига ниҳоят яқин бўлган ( $x = a$  ёки  $x = b$ ) қатламларни текширайлик. Агар сирт қатламдаги электронларнинг бир қисми металлдан ташқарига чиқса, бу сирт қатлам мусбат зарядланиб қолади. Металл ташқарисига чиққан электронларни бу сирт қатлам узоққа қўйиб юбормайди, уларни ўзи томонга тортади. Натижада электронлар сирт қатламдан ташқарига чиқадилар, лекин ундан унчалик узоқлашмай яна ичкарига қайтади. Шунинг учун металл сирти





5. 4- расм

доимо электронлар булутин билан қопланган бўлади. Демак, металдан ташқарига чиқаётган электронга сирт қатлам томонидан тортиш кучи таъсир қилади. Бу иккала куч ҳам металл ичкарасига қараб йўналган бўлиб, электроннинг металдан чиқишига тўсиқ (барьер) бўлади. Шунинг учун металл ичидаги эркин электрон металл сиртларида вужудга келган тўсиқлар (барьерлар) билан ўралган чуқурликда (ўрада) жойлашган экан, дейиш мумкин. Одатда тўсиқ (барьер) нинг қалинлиги бир неча атомлараро масофадан (тахминан  $10^{-9}$  м) ортмайди. Бу тўсиқни енгиб металл ташқарисига чиқиши учун электрон бажариши лозим бўлган ишнинг миқдорига тенг қатталиқни электроннинг металдан чиқиш иши ( $A_s$ ) деб аталади.

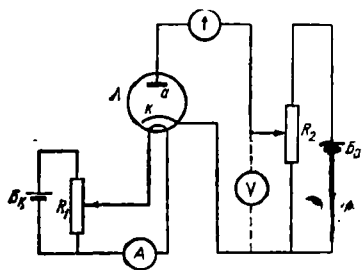
Чиқиш иши, одатда, электрон-вольт (эВ) ларда ўлчанади:

$$1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}.$$

Металлардан электроннинг чиқиш иши металлнинг химиявий табиатига, металл сиртининг тозалигига боғлиқ.

## 6- §. Термоэлектрон эмиссия ва унинг қўлланилиши

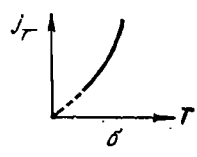
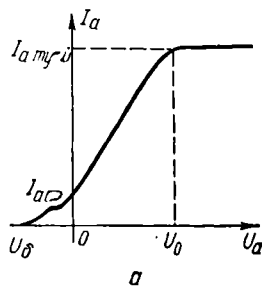
Қиздирилган металлардан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси билан схемаси 5.5- расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланиб танишайлик. Ҳавоси сўриб олинган идиш ( $J$ ) ичига икки электрод киритилган. Электродларнинг бири  $B_a$  батареянинг манфий қутби билан, иккинчиси эса батареянинг мусбат қутби билан



5.5- расм

уланган. Одатда, биринчи электродни катод ( $\kappa$ ) деб, иккинчисини эса анод ( $a$ ) деб аталади. Катод ва анод оралиғи ҳавосиз бўшлиқ (вакуум) дан иборат бўлганлиги учун занжирга (бу занжирни анод занжири дейилади) уланган гальванометр занжирдан электр ток ўтмаётганлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, катод билан анод оралиғида электр занжир узилган. Шунинг учун катод билан анод оралиғига сунъий равишда заряд ташувчилар киритилса, анод занжири орқали электр ток сқа бошлайди, яъни вакуумда электр ток кузатилади. Заряд ташувчиларни эса термоэлектрон эмиссия ҳодисасидан фойдаланиб вужудга келтириш мумкин. Бунинг учун катодни қиздириш керак, яъни катод остида жойлаштирилган қиздиргич спиралидан электр ток ўтказиш керак. Бу вазифани қиздиргич батареяси ( $B_k$ ), амперметр ( $A$ ) ва қиздиргич спиралидан иборат бўлган қиздиргич занжири бажаради. Бу занжирдаги қаршилик ( $R_1$ ) ёрдамида қиздиргич спиралидан ўтаётган токни ўзгартириш мумкин. Натижада катод температурасини ўзгартириб туриш (бошқариш) имконияти туғилади. Катод қиздирилмаган вақтда (қиздиргич занжирдан электр ток ўтмаганда, яъни  $I_k = 0$ ) анод занжирида ҳеч қандай электр ток қайд қилинмайди. Бундан, хона температурасидаги металларда кинетик энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар деярли бўлмас экан, деган хулоса чиқарилади.

Катод температураси оширилган сари электронларнинг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар катод материалидан ажралиб чиқа олади. Бир қисм электронларини йўқотган катод сирти эса мусбат заряд ланиб қолади. Бу заряд катод сиртидан ажралиб чиқаётган электронларни узоққа қўйиб юбормайди. Натижанда катод ва анод оралиғидаги ҳажмда электрон булут ҳосил бўлади. Бу электрон булутни ҳажмий зарядлар деб ҳам аталади. Ҳажмий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон  $E_{\text{ҳажм}}$  катоддан чиқиб келаётган электронларга тормозловчи таъсир кўрсатса, электрон булутни ёриб ўтиб анод томон ҳаракат қилаётган электронларга эса тезлатувчи таъсир кўратади. Катоднинг муайян температурасида ажралиб чиқаётган термоэлектронлар ичиди анча катта кинетик энергияга эга бўлганлари ҳам етарлича эканки, бу термоэлектронларнинг анодга етиб келиши туфайли катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи  $U_a = 0$  бўлганда ҳам анод занжирида бирор  $I_{a0}$  ток қайд қилинади. 5.6 - а расмда анод тоқининг катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи  $U_a$  га боғлиқлик графиги (вольтампер характеристики) тасвирланган. Агар анодга анод батареясининг манфий қутбини, катодга эса мусбат қутбини улаб катод ва анод оралиғида электр майдон ( $E_{\kappa-a}$ ) ни ҳосил қилсак, бу майдоннинг йўналиши ҳажмий электр майдоннинг йўналиши билан бир хил бўлади. Шунинг учун натижавиё электр майдон ( $E_{\kappa-a} + E_{\text{ҳажм}}$ ) нинг катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларга тормозловчи таъсири янада кучаяди.  $U_a$  нинг бирор қийматида ҳатто энг катта кинетик энергияли термоэлектронлар ҳам анодга етиб кела олмайди. Шунинг учун  $I_a$  нолга тенг бўлади.  $U_a$  нинг бу қийматини беркитувчи потенциаллар фарқи ( $U_0$ ) дейилади. 5.6 - а расмдаги графикнинг  $U_0 \geq U_a \geq 0$  интервалга тегишли қисмини вольтампер характеристикининг беркитувчи қисми дейилади.



5.6- расм

Энди анод батареясининг манфий қутбини катодга, мусбат қутбини эа анодга улайлик. Электродлар оралиғида вужудга келадиган электр майдон ( $E_{\kappa-a}$ ) электронларнинг кўпроқ қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эса катод яқинидаги электрон булутнинг сийраклашуви га сабаб

чи бўлади. Демак, катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқини оширганимиз сари ҳажмий электр майдон ( $E_{\text{ҳажм}}$ ) сусайиб боради, анод занжиридан оқаётган токнинг қиймати эса орлиб боради. Унчалик катта бўлмаган  $U_a$  лар учун

$$I_a = \alpha U_a^{3/2} \quad (5.15)$$

қонуният ўринли. Бу боғланиш Ленгмюр ва Богуславский формуласи деб юритилади. Бунда  $\alpha$  — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

Агар электродлар ораллигидаги потенциаллар фарқини янада ошириб борсак, потенциаллар фарқининг бирор ( $U_a = U_0$ ) қийматида катод яқинидаги натижавий электр майдон ( $E_{\kappa-a} + E_{\text{ҳажм}}$ ) нолга тенг бўлиб қолади. Натижада катоддан ажралиб чиқаётган барча электронлар ҳеч қандай тўсқинликка учрамай анодга етиб боради. Шунинг учун анод токи максимал қийматга эришади.  $U_a$  нинг янада ошиши анод токига ҳеч қандай таъсир қилмайди, албатта. Анод токининг бу қийматини, одатда, тўйиниш токи деб аталади. Демак, тўйиниш токи катоддан бирлик вақтда ажралиб чиқаётган барча термоэлектронларнинг зарядига тенг, дейиш мумкин. Юқоридаги мулоҳазалар катоднинг бирор ўзгармас температураси учун ўринли эди. Тажрибалар асосида, катод температураси ортиши натижасида тўйиниш токи қийматининг ниҳоят тез ўсиши аниқланди (5.6-б расмга қ.). Тўйиниш токи зичлигининг температурага боғлиқлиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$j_{\text{тўй.}} = BT^2 e^{-\frac{A_{\kappa}}{kT}}; \quad (5.16)$$

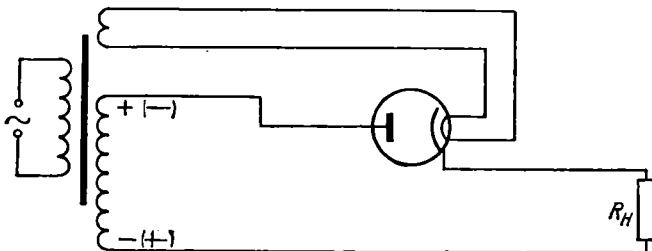
бу ифодада  $B$  — катод материалига боғлиқ бўлган константа,  $T$  — катоднинг абсолют температураси,  $A_{\kappa}$  — катоддан электроннинг чиқиш иши,  $k$  — Больцман доимийси. (5.16) ифодани Ричардсон-Дэшман формуласи дейилади. Бу формуладан кўриниб турибдики, катод температураси қанчалик юқори бўлса ва катоддан электроннинг чиқиш иши қанчалик кичик бўлса, тўйиниш токининг зачилиги шунчалик катта бўлади. Ҳақиқатан, соф вольфрамдан ясалган катод температурасини 1000 К дан 3000 К гача кўтарилиши натижасида тўйиниш токининг зичлиги деярли  $10^{16}$  марта ортади.

Агар вольфрам сиртини цезий билан қопласак, катоддан электроннинг чиқиш ишини уч марта камайтириш мумкин. Бу эса катод температураси 1000 К бўлган ҳолда тўйиниш

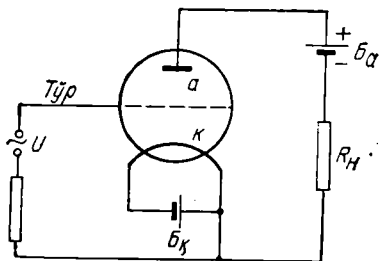
токи зичлигини тахминан  $10^{14}$  марта ошириш имконини беради.

Баъзан, радиолампалар ёки кинескоплар катодларининг эмиссияси ёмонлашганлиги учун яроқсиз бўлиб қолади. Бу ҳолларда катод температурасини ошириш йўли билан термоэлектрон эмиссияни қайта тиклаш имконияти ҳам бор.

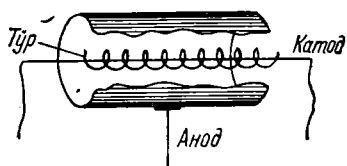
Термоэлектрон эмиссия радиоэлектроника қурилмаларининг энг асосий элементлари бўлмиш электрон лампаларда кенг қўлланилади. Электрон лампалар ҳавоси сўриб олинган колбадан иборат бўлиб, колбанинг ичига электродлар жойлаштирилади. Ҳар қандай электрон лампанинг асосий электродларидан бири — катоддир. Катодлар бевосита ва билвосита чўғланувчи катодларга бўлинади. 5.5-расмда схемаси тасвирланган электрон лампадаги катод билвосита чўғланувчи катоддир. Бевосита чўғланувчи катодларда эса катод бўлиб хизмат қилувчи симнинг ўзидан электр ток ўтиши натижасида у қизийди. Параграф бошида текширилган қурилма — энг оддий икки электродли электрон лампадир. Одатда, уни диод деб аталади. Диоднинг асосий хусусияти — электр токни фақат бир йўналишда ўтказишидир. Диодда анод катодга нисбатан мусбат потенциалга эга бўлгандагина катоддан анод томон электронлар оқими ўтади. Токнинг йўналиши эса электронлар оқимининг йўналишига тескарисдир (токнинг йўналиши сифатида мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинганлигини эсланг). Шунинг учун диоддан ўзгарувчан тоқларни тўғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. 5.7-расмда диодли тўғрилагичнинг схемаси тасвирланган. Тоқ ярим даврларда аноднинг потенциали мусбат, катодники эса манфий бўлади. Шунинг учун лампа орқали электр ток ўтади. Жуфт ярим даврларда эса аноднинг потенциали манфий, катодники мусбат бўлганлиги учун лампа



5.7- рас м



5.8- расм



5.9- расм

берк бўлади, яъни электр токни ўтказмайди. Демак, диод орқали фақат бир йўналишдаги электр ток ўтади.

Учта электроди бўлган лампани триод деб аталади. Учинчи электрод (5.8- расм) катод билан анод орасида (катодга яқин масофада) жойлаштирилган тўрдан иборат бўлади. 5.9- расмда триоднинг энг кўп қўлланиладиган конструкцияси тасвирланган.

Бу лампада бевосита қиздириладиган катод қўлланилган. Катод атрофидаги спирал тўр вазифасини ўтайди. Катод ва тўрни ўраб турган металл цилиндр эса анод бўлиб хизмат қилади.

Тўрга турли қийматли ўзгарувчан кучланиш бериш мумкин. Агар тўрга анча катта манфий кучланиш берилса, у катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларни орқасига қайтариб юборади. Натижада лампанинг анод занжиридан ҳеч қандай ток ўтмайди, яъни  $I_a = 0$ . Агар тўрга берилган манфий кучланишни камайтирсак, катоддан ажралиб чиққан термоэлектронларнинг бир қисми тўр оралиғидан ўтиб анодга етиб боради ва анод занжиридан электр ток оқишига сабаб бўлади. Тўрнинг кучланиши ноль бўлган вақтда эса тўрнинг ҳеч қандай аҳамияти қолмайди. Шунинг учун бу ҳолда лампа диод бўлиб хизмат қилади.

Энди тўрга мусбаб кучланиш берайлик. Бу ҳолда тўр ва катод орасида вужудга келган электр майдон термоэлектронларга тезлатувчи таъсир кўрсатади. Тўр анодга қараганда катодга анча яқин бўлганлиги учун тўрдаги кучланишнинг озгина ўзгариши анод токининг анча ўзгаришига сабабчи бўлади. Демак, тўрга бериладиган кучланишни ўзгартириш йўли билан триоднинг анод занжиридagi токни бошқариш мумкин.

Радиолампалардан ташқари термоэлектрон эмиссия элек-

трон-нур трубкалар (экрескоплар) да ва, умуман, электронлар оқими ҳосил қилиш лозим бўлган қурилмаларда кенг қўлланилади.

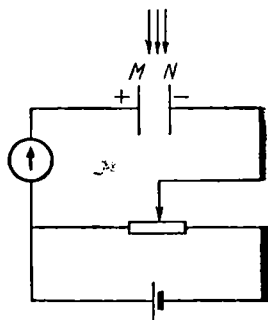
## 7- §. Газлардан электр токнинг ўтиши

Газлар орқали электр токнинг ўтишини текшириш учун 5.10-расмда тасвирланган схема асосида электр занжир тuzайлик. Бу занжирнинг бир қисми, яъни  $M$  ва  $N$  пластиналар (электродлар) орасидаги қисми бирор газдан иборат бўлсин. Схемадаги гальванометр занжир бўйлаб электр ток оқмаётганлигини кўрсатади, чунки оддий шароитларда газда заряд ташувчилар бўлмайди. Демак, занжир  $M$  ва  $N$  электродлар орасида узилган бўлади. Шунинг учун занжир орқали электр ток оқишини таъминламоқчи бўлсак, электродлар оралиғига заряд ташувчилар киритиш ёки бирор усул билан электродлар орасидаги газда заряд ташувчилар вужудга келтириш керак. Газда заряд ташувчилар вужудга келтиришнинг барча усулларини икки гуруппага ажратиш мумкин:

а) газдаги заряд ташувчилар ташқи факторлар туфайли вужудга келиши натижасида кузатиладиган электр токни номуस्ताқил газ разряд дейилади;

б)  $M$  ва  $N$  электродлар орасидаги электр майдон таъсирида вужудга келган заряд ташувчилар туфайли кузатиладиган электр токни мустақил газ разряд дейилади.

**Номуस्ताқил газ разряд.** Агар  $M$  ва  $N$  электродлар орасидаги газни қиздирсак ёки  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , рентген, ультрабинафис нурлар билан нурлантирсак, газ молекулаларининг ионлашуви содир бўлади. Ионлашув процессининг моҳияти қуйидагидан иборат. Ташқи факторлардан олган энергия туфайли газ молекуласидаги бир ёки бир неча электрон молекуладан ажралиб чиқади. Натижада молекула мусбат зарядланган ионга айланиб қолади. Ажралиб чиққан электронларнинг бир қисми нейтрал молекулалар билан бирлашиб манфий зарядланган ионларни вужудга келтиради. Шунинг учун ҳам газдаги ионлашиш процессига сабабчи бўлган ташқи факторни ионизатор (ионлаштирувчи) деб аталади.



5.10- расм

Ионланиш процесси билан бир қаторда газда рекомбинация процесси ҳам содир бўлади. Рекомбинация ионланишга тескари процесс бўлиб, бунда мусбат ва манфий ионларнинг ёки электрон ва мусбат ионнинг тўқнашуви натижасида нейтрал молекулалар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, газларда ионланиш процессида манфий заряд ташувчилар (электронлар ва манфий ионлар) ҳамда мусбат заряд ташувчилар (мусбат ионлар) тенг миқдорда ҳосил бўлади, рекомбинация процессида эса тенг миқдорда йўқолади.

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда  $n_+$  дона мусбат ва  $n_-$  дона манфий заряд ташувчилар вужудга келаётган бўлсин. Одатда  $n_+ = n_-$  бўлганлиги учун, оддийгина қилиб,  $n$  жуфт заряд ташувчилар вужудга келяпти, дейлик.

Рекомбинация процесси туфайли  $\Delta n'$  жуфт ион камаётган бўлсин. Электр майдон туфайли мусбат заряд ташувчилар манфий зарядланган  $N$  электродга, манфий заряд ташувчилар эса мусбат зарядланган  $M$  электродга тортилади ва улларда нейтралланади. Бунинг натижасида  $\Delta n''$  жуфт ионлар камаётган бўлсин. У ҳолда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда камаётган ионларнинг умумий сони

$$\Delta n = \Delta n' + \Delta n'' \quad (5.17)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодадаги қўшилувчиларнинг ҳиссалари электр майдонга боғлиқ. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик.

1. Электродларга берилган кучланишнинг анча кичик қийматларида, яъни кучсиз электр майдонларда ионлар асосан рекомбинация туфайли камаяди ( $\Delta n' \gg \Delta n''$ ). Лекин бир қисм ионлар электр майдон туфайли қарама-қарши зарядланган электродларга етиб боради ва кучсиз электр токни вужудга келишига сабабчи бўлади. Электр майдон таъсирида мусбат ва манфий заряд ташувчилар мос равишда қуйидаги тезликлар билан ҳаракат қилади:

$$\left. \begin{aligned} v_+ &= u_+ E, \\ v_- &= u_- E, \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

бу ифодада  $E$  — электр майдон кучланганлиги,  $u_+$  ва  $u_-$  лар эса мос равишда мусбат ва манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанликлари. Ионнинг ҳаракатчанлиги — кучланганлиги  $I$  В бўлган электр майдон таъсирида ион эришган тезлик билан характерланиб, турли газлар учун турлича қийматларга эга бўлади.



(5.18) ифода билан аниқланувчи тезликлар билан тартиб-ли ҳаракат қилувчи ионлар  $\Delta t$  вақт ичида пластиналарга қуйидаги зарядларни етказди:

$$\begin{aligned} Q_+ &= qnv_+ S\Delta t = qnu_+ E S\Delta t, \\ Q_- &= qnv_- S\Delta t = qnu_- E S\Delta t, \end{aligned} \quad (5.19)$$

бунда  $Q_+$  ва  $Q_-$  — мос равишда манфий ва мусбат зарядланган электродларга ионлар ташиб етказётган заряд миқдорлари,  $q$  — ионнинг заряди,  $S$  — электроднинг юзи. Электр майдон томонидан кўчирилган умумий заряд миқдори

$$Q = |Q_+| + |Q_-| = qn(u_+ + u_-)ES\Delta t \quad (5.20)$$

ифода билан аниқланади. Бирлик юз орқали бирлик вақтда кўчирилган заряд ток зичлиги  $j$  ни ифодадалар эди. Шунинг учун

$$j = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qn(u_+ + u_-) E, \quad (5.21)$$

бу ифодадаги  $q$ ,  $u_+$ ,  $u_-$  — лар аини тажриба шароити учун доимий катталиклардир.  $n$  эса унчалик катта бўлмаган электр майдонлар учун ўзгармас ҳисобланади. Демак, кучсиз электр майдонларда (5.21) ифодадаги  $qn(u_+ + u_-) = \sigma$  кўпайтувчини ўзгармас катталик деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда (5.21) ифода газлар орқали ўтувчи электр ток учун Ом қонунини ифодалайди:

$$j = \sigma E. \quad (5.22)$$

2. Энди  $M$  ва  $N$  электродларга берилган кучланиш етарлича катта бўлган ҳолни кўрайлик. Бу ҳолда электр майдон таъсирида ионлар анча катта тезликларга эришади. Шунинг учун ионизатор таъсирида вужудга келаётган ионларнинг деярли ҳаммаси рекомбинациялашишга улгурмасданоқ электродларга етиб олади.

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда  $n$  жуфт ион вужудга келади, деб ҳисобланган эди. У ҳолда бир-биридан  $l$  узоқликда жойлашган  $S$  юзли икки электрод орасидаги ҳажм  $S \cdot l$  га тенг бўлганлиги учун, бу икки электрод оралиғида  $\Delta t$  вақт ичида умумий заряди

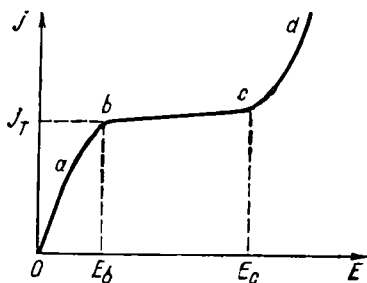
$$Q = qnSl \Delta t \quad (5.23)$$

бўлган ионлар вужудга келади. Бу ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашаётганлиги учун газ орқали ўтаётган электр

токнинг қиймати тўйиниш токи дейилади ва бу тўйиниш токининг зичлиги учун қуйидаги ифода ўринлидир:

$$j_{\text{тўй}} = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qnl. \quad (5.24)$$

5.11- раемда номуस्ताқил газ разрядда электр майдон кучланганлиги қийматига боғлиқ равишда ток зичлигининг ўзгаришини тасвирловчи график чизилган. Графикнинг *Oa* қисми кучсиз электр майдонга мос келади. Бундай майдонларда заряд тушувчилар кичик тезликлар билан ҳаракатланиб, кўпинча электродларга етиб бормасданоқ, рекомбинациялашади. Лекин электр майдон кучайган сари ионлар тезлиги ортиб уларнинг рекомбинациялашув эҳтимоллиги камайиб боради. Бу эса токнинг ортишига сабаб бўлади. Бу соҳада  $j$  ва  $E$  орасидаги боғланиш Ом қонунига бўйсунди. *ab* қисмида эса  $j$  нинг  $E$  га зичиқли боғлиқлиги бузилади. Графикнинг бу қисмини оралиқ соҳа ёки ўтиш соҳаси дейилади. *bc* қисми тўйиниш токига мос келади. Майдон кучланганлиги



5.11- расм

$E_b \leq E \leq E_c$  бўлганда ионизатор таъсирида вужудга келган ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашади. Лекин майдон кучланганлиги  $E_c$  дан ортганда зарбдан ионланиш туфайли ток кескин ортиб кетади (расмдаги *cd* қисм).

**Мустақил газ разряд.** Ташқи ионизатор таъсир қилмаса ҳам, ниҳоят кучли электр майдонлар таъсирида заряд ташувчилар вужудга келиши мумкин. Заряд ташувчиларнинг вужудга келишини таъминловчи асосий процесслар қуйидагилардан иборат.

1. **Зарбдан ионланиш.** Оддий шароитлардаги газда турли сабаблар туфайли вужудга келган электронлар ва ионлар мавжуд. Лекин уларнинг сони ниҳоят даражада кам бўлганлиги учун оддий шароитлардаги газ амалда электр токни ўтказмайди, дейиш мумкин. Кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонга  $q$  зарядли ток ташувчи (ион ёки электрон) га  $q E$  куч таъсир этади. Бу куч таъсирида ток ташувчи икки кетма-кет тўқнашув орасида эркин босиб ўтилган  $l$  йўлда

$$W_k = qEl \quad (5.25)$$

кинетик энергияга эришади. Агар бу энергия газ молекуласининг ионланиши учун бажарилиши лозим бўлган  $A_n$  шидан катта бўлса, яъни

$$W_k \geq A_n \quad (5.26)$$

шарт бажарилса, ток ташувчининг нейтрал молекула билан тўқнашиши натижасида молекула икки қисмга — эркин электронга ва мусбат зарядланган ионга ажралади. Бу процессни зарбдан ионланиш дейилади. Янги вужудга келган ток ташувчилар ҳам ўз навбатида электр майдон томонидан тезлантилади. Шунинг учун улар яна ионланишига сабабчи бўлиши мумкин. Шу тариқа газда ионланиш ниҳоят катта қийматларга эришади. Бу ҳодиса тоғлардаги қор кўчкисини эслатади. Маълумки, қор кўчкисининг вужудга келишига бир сикимгина қор сабабчи бўла олади. Шунинг учун юқорида баён этилган процесс ионлар кўчкиси (қуюни) дейилади.

2. *Иккиламчи электрон эмиссия.* Газдаги мусбат зарядли ионлар электр майдон таъсирида анча катта энергияларга эришгач, манфий электродга урилиши натижасида электроддан электронлар ажралиб чиқади. Бу ҳодисани иккиламчи электрон эмиссия дейилади.

3. *Автоэлектрон эмиссия.* Бу ҳодиса ниҳоят кучли электр майдонларда ( $E \sim 10^8$  В/м) содир бўлади. Бунда ниҳоят кучли электр майдон металллардан электронларни юлиб (тортиб) олади, дейиш мумкин.

4. *Фотоионланиш.* Зарбдан ионланиш натижасида вужудга келган ион уйғотилган ҳолатда бўлиши мумкин (уйғотилган ҳолатдаги системанинг энергияси асосий ҳолатдагига қараганда каттароқ бўлади). Бу ион уйғотилган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтаётганда қисқа тўлқин узунликли нур чиқаради. Бундай нур энергияси молекуланинг ионланишига етарли бўлиб қолганда фотоионланиш ҳодисаси рўй беради.

5. *Термоэлектрон эмиссия.* Манфий электрод температураси етарлича юқори бўлган ҳолларда термоэлектрон эмиссия тугайли анчагина электронлар вужудга келади (олдинги § га қ.).

Мустақил газ разрядларнинг баъзи турлари билан танишайлик. Олдин оддий атмосфера босимларидаги газларда рўй берадиган разрядларни текширалик.

1. *Тож разряд.* Разряднинг бу тури вужудга келганда электродлар яқинида худди қуёш тожига ўхшаган нурланиш

кузатилади. Тож разряд вужудга келиши учун ниҳоят кучли нотекис электр майдон мавжуд бўлиши шарт. Масалан, катта кучланишли электр тоқларни ўтказувчи симларни қўрайлик. Сим ва ерни конденсаторнинг икки қопламаси деб қараш мумкин. Бу конденсатордаги электр майдон нотекис бўлиб, майдон кучланганлиги сим яқинида жуда катта қийматга эришади. Бу соҳадаги газ электр майдон таъсирида ниҳоят интенсив равишда ионлашади. Шунинг учун бу соҳада симни ҳар томондан ўраб олган нурланиш, яъни муштақил газ разряд кузатилади. Бу эса электр энергиянинг исроф бўлишига сабаб бўлади. Тож разряд фақат симлар атрофидагина эмас, балки кучли ва нотекис электр майдон вужудга келган электродлар атрофида ҳам вужудга келади. Масалан, электроднинг бирор қисми эгрилик радиуси кичик бўлган учликка эга бўлса, бу соҳада (учликда) электр заряднинг концентрацияси жуда ортиб кетади. Шунинг учун бу учлик атрофида нурланиш кузатилади. Тож разряд кема мачталарининг, дарахтларнинг учларида ҳам кузатилади. Қадим вақтларда бу ҳодисаларни «авлиё Эльма чироқлари» деб аташган.

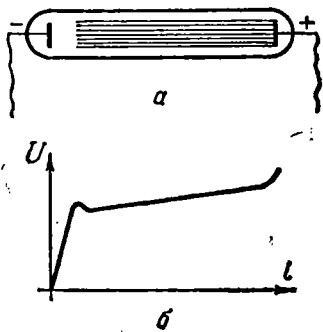
2. *Учқунли разряд (учқун)*. Конденсатор қопламалари ёки индукцион ғалтак чулғамининг икки учи орасидаги кучланиш ниҳоят катта  $\left(3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}}\right)$  бўлганда газнинг туртки равишда зарбдан ионланиши натижасида қисқа вақтли разряд — учқун вужудга келади. Энг улкан учқун разряд — яшиндир. Яшин булутлар орасида ёки булут билан Ер оралиғида катта потенциаллар фарқи вужудга келиши натижасида гайдо бўлади. Учқун яқинидаги газ юқори температураларга чад қизийди ва кескин кенгайди. Бу эса ўз навбатида товуш тўлқинларининг вужудга келишига сабабчи бўлади. Яшиннинг узунлиги 50 километргача, ток кучи 20000 А гача етади. Шунинг учун ҳам яшин туфайли вужудга келадиган товуш, яъни момақалдироқ жуда кучли бўлади.



5.12- расм

3. *Ёй разряд (электр ёйи)*. Агар 5.12- расмда тасвирланган электродларни бир-бирига тегизсак ва электр ток ўтказсак, электродларнинг бир-бирига теги турган учлари қизийди. Сўнг уларни бири-биридан бир оз узоқлаштирайлик. Катод бўлиб хизмат қилувчи электрод жуда кўп термоэлектронлар чиқаради. Бу тер-

моэлектронлар электродлар ор алиғидаги газни ионлашти-  
ради. Натижада электродлар орасида ёй шаклидаги кучли  
(кўзни қамаштирадиган даражада ёруғ) шуъла пайдо бўла-  
ди. Буни электр ёйи ёки Петров ёйи дейилади. Электр ёйи  
учқундан фарқли ўлароқ, узлуксиз давом этади. Тажриба-  
лар асосида ёй разряд унчалик катта бўлмаган кучланишларда  
( $\sim 40$  В) содир бўлиши аниқланди. Лекин ток кучи катта  
( $\sim 3000$  А) бўлиши мумкин. Электродларнинг температуралари  
( $2500 - 4000$ ) $^{\circ}$ С гача кўтарилади. Температуранинг бу қадар  
кўтарилиши металлларни электр пайвандлашда, кучли ёруғлик  
гарқатилиши эса ёй лампаларда фойдаланилади.



5.13- расм

Энди сийраклаштирилган газларда кузатиладиган разряд билан танишайлик. 5.13- а расмда тасвирланган шунча найчанинг икки томонига металл электродлар кавшарланган. Бу найча ичидаги газ босими  $0,1$  мм симоб устунига, электродларга берилган кучланиш бир неча юз вольтга тенг бўлганда найчадаги газда мустақил разряд кузатилади. Разряд тузилишининг майда тасфислотлари билан қизиқмай, уни икки қисмдан иборат деб кўришимиз мумкин. Катодга яқин жойлашган нурланиш содир бўлмаётган соҳани катод қоронғи фазоси дейилади. Разряднинг қолган (анодгача давом этган) қисмида милтиллаган нурланиш кузатилади. Разряднинг бу қисмини нурланувчи анод устуни дейилади. *Ёлқин разряд* деб номланган бу разрядда катод ҳамма вақт совуқлигича қолади. У ҳолда ионлар қандай вужудга келади? Бу саволга жавоб бериш учун катод билан анод ор алиғидаги нуқталарда потенциалнинг ўзгариши билан танишайлик. 5.13- б расмда катод ва найча ичидаги текшириляётган нуқта орасидаги жучланиш  $U$  ни катоддан ушбу нуқтагача бўлган масофа  $l$  га боғлиқлик графиги тасвирланган. Бу графикдан кўринишича, потенциалнинг асосий тушуви катод қоронғи фазосига тўғри келади. Шунинг учун ҳам уни катод потенциал тушуви деб аталади. Катод томон тортиляётган мусбат ионлар бу соҳада катта энергияларга эришади ва катодга урилгач, ундан бир неча электрон ажралиб чиқишига сабабчи бўлади. Бу электронлар ўз навба-

ти да катод потенциаллари таъсирида тезлашиб газ молекулалари билан тўқнашганда зарбдан ионланишни вужудга келтиради. Вужудга келган янги ионлар яна катод томон интилади, катод потенциаллари таъсирида яна тезлашади, катоддан электронларни уриб чиқаради ва ҳоказо. Демак, электронлар оралиғида кучланиш мавжуд бўлса, разряд узлуксиз давом этаверади. Шунинг ҳам қайд қилиб ўтайликки, фанда электронлар билан биринчи танишув юқорида баён этилган тажрибадаги катоддан ажралиб чиқаётган электронлар оқимини тегишириш натижасида рўй берган. Шунинг учун бу электронлар оқими катод нурлари деб аталган. Катоддан электронларни уриб чиқараётган мусбат ионлар эса анод нурлари деб аталган.

Найчадаги газни ўзгартирганда нурланишнинг ранги ҳам ўзгаради. Масалан, неон—қизил, аргон—кўкиш, гелий—сарик рангдаги нурланиш беради. Ёлқин разряднинг бу хусусиятларидан кундузги ёруғлик лампаларида, витриналарни ёритиш, безаш мақсадларида фойдаланилади.

## 8- §. Плазма

Юқори даражада ионлашган, лекин кичик макроскопик ҳажмда электронейтрал бўлган газ *плазма* деб аталади. Агар газнинг барча молекулалари ионлашган бўлса, яъни ионлашганлик даражаси бирга тенг бўлса, тўлиқ ионлашган плазма дейилади. Бошқа ҳолларда қисман ионлашган плазма билан иш кўрилатган бўлади. Плазмани икки усул билан ҳосил қилиш мумкин:

1. Ўта юқори температураларгача қиздирилган газ молекулалари ( $W \sim T$  эди!) ўзаро тўқнашуви туфайли ионланиш содир бўлади. Масалан,  $T > 10000$  К да ҳар қандай жисм плазма ҳолатида бўлади. Барча юлдузлар, хусусан Қуёш ҳам, ана шундай юқори температурали плазмадан иборатдир.

2. Газдан электр ток ўтиши (электр разряд) жараёнида ҳам плазма ҳосил бўлади. Газ разрядли плазма электронлар ва ионлар газ разрядни вужудга келтираётган электр ток манбаидан доимо энергия олиб туради. Натижада ионлар ва электронларнинг температуралари кескин фарқ қилади, чунки электронлар электр майдонда кўпроқ тезлашади. Масалан, ёлқин разрядда электронлар температураси  $\sim 10000$  К бўлса, ионлар температураси  $\sim 2000$  К дан ортмайди.

Ернинг ионосферасидаги плазма Қуёш нурланиши туфайли атмосферадаги газ молекулаларининг фотоионлашуви на-

тижасида вужудга келлади. Шунинг учун плазманинг бу тури газ разрядли плазмадан фарқ қилади.

Плазма зарралари, худди оддий газ молекулаларига ўхшаш бетартиб ҳаракатда бўлади. Лекин нейтрал молекулалардан ташкил топган оддий газдан фарқли равишда плазма радиотўлқинларни қайтаради. Бунинг сабаби плазманинг электромагнит майдон билан таъсирлашувидир.

Плазманинг энг асосий хусусияти—унинг квазинейтраллигидир. *Квазинейтраллик* тушунчаси билан электронлар ва бир хил ионлардан иборат бўлган плазма мисолида таънишайлик. Бундай плазмада электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезликлари ионларникидан каттароқ бўлади. Шунинг учун электронлар плазмадан тезроқ чиқиб кетиши ва натижада плазмада ионлар миқдорининг ортиб кетиши туфайли электр майдон вужудга келиши лозим эди. Лекин плазмада катта электр майдонлар вужудга келмас экан. Бунинг сабаби қуйидагида: плазманинг бирор қисмида ионларнинг тўпланиб қолиши натижасида вужудга келган электр майдон чиқиб кетаётган электронларга тормозловчи таъсир жўрсатади, сўнг уларни орқасига қайтаради. Шу тарзда электронларнинг тебранма ҳаракати вужудга келади. Бу тебраниларнинг частотаси ва амплитудасини топайлик.

Зичлиги  $n_e$  бўлган электронларнинг  $x$  масофага силжиши натижасида вужудга келган электр майдон (бу майдонни биринчи яқинлашувда ясси конденсатор пластинкалари оралиғидаги электр майдонга ўхшатса бўлади) кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = -\frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (5.27)$$

га тенг бўлади. Бу майдонда электронга

$$F = eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (5.28)$$

куч таъсир этади. Бу куч миқдоран силжишга пропорционал ва силжиш йўналишига қарама-қарши йўналган. У гармоник тебранишларни вужудга келтирувчи квазиэластик куч ( $F = -kx$ ) га ўхшашдир. Шунинг учун бу куч таъсирида электрон олдинга ва орқага

$$\omega_{пл.} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5.29)$$

частота билан ҳаракат қилади. Бу ҳаракатни *плазма тебранишлари*,  $\omega_{пл}$  ни эса *плазма частотаси* ёки *ленгмюр частотаси* дейилади. Албатта, электронлар билан ионлар

тўқнашуви натижасида электронларнинг тебранма ҳаракати сўнади.

Плазма тебранишлари содир бўладиган масофани қуйидаги мулоҳазалар асосида топамиз: электр майдонда  $x$  масофага силжиган электрон

$$A = F \cdot x = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad (5.30)$$

иш бажаради. Бу иш шу электрон кинетик энергиясининг ўртача ўзгариши (тахминан  $kT_e$  га тенг) ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

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

Бундан

$$x^2 = \frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}. \quad (5.31)$$

Бу ифода иссиқлик ҳаракати туфайли плазмада зарядлар фазовий ажраладиган масофанинг максимал қийматини аниқлайди. Одатда, уни *дебай радиуси* ( $\lambda_D$ ) деб аталади:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (5.32)$$

Шундай қилиб, дебай радиуси зарядларнинг фазовий ажралиш масштабини, плазма частотаси эса зарядларнинг ажралмаган ҳолатга қайтиш даврини, яъни плазманинг заряд жиҳатдан нейтраллигини тиклаш даврини характерлайди. Бу икки катталик плазманинг асосий характеристикалари ҳисобланади.

Хулоса қилиб айтганда, электронлар ва ионлардан иборат газни, бу газ эгаллаган ҳажмнинг чизиқли ўлчамлари дебай радиусидан катта бўлгандагина (фақат шу ҳолдагина квазинейтраллик шarti бажарилади) плазма деб аташ мумкин.

Ҳозирги вақтда плазмадан икки йўналишда фойдаланиш мўлжалланяпти: 1) бошқарилувчи термоядро реакцияларида; 2) магнитогидродинамик генераторларда (МГДГ).

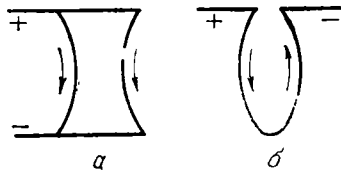


## ВАКУУМДАГИ МАГНИТ МАЙДОН

## 1-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси

Оддий магнит ҳодисалар бизнинг эраимиздан илгари ҳам маълум бўлган. Лекин электр ток ва магнит ҳодисалар орасида боғланиш борлиги тўғрисидаги фактлар XVIII асрга тааллуқлидир. Француз физиги Араго «Момақалдироқ ва яшин» деб номланган китобда яшин урган кемадаги магнит компасларнинг ишдан чиққанлигини, яъни бу компаслардан иккитаси шимол ўрнига жанубни, биттаси эса ғарбни кўрсатадиган бўлиб қолганлигини ёзади. Шу китобда яшин урган уйдаги бўлатда ясалган шичоқ, вилика каби буюмларнинг магнитланиб қолганлиги тўғрисида ҳам ахборотлар бор. Ҳозирги вақтда ўрта мактаб физика курси ҳажмида маълумоти бўлган ҳар бир одам Арагонинг китобида баён этилган бу ҳодисаларни оддийгина тушунира олади: яшин— газ орқали ўтувчи электр ток, иқорида баён этилган ҳодисалар эса электр токнинг магнит таъсирidir.

Лекин электр токнинг бу хусусияти фақат 1820 йилда даниялик физик Эрстед томонидан аниқланди ва ўрганилди. Эрстеднинг бу кашфиёти физика фанининг ривожланишида катта турткилардан бири бўлди. Натижада Ампер, Био, Савар, Лаплас, Фарадей каби олимлар электромагнетизм ҳодисаларини ўрганиб, муҳим кашфиётлар қилдилар. Биз электромагнетизм ҳодисаларини ўрганишни биринчи марта Ампер томонидан аниқланган параллел тоқларнинг ўзаро таъсиридан бошлаймиз. Агар икки параллел узун ўтказгичлардан ўтувчи тоқларнинг йўналишлари бир хил бўлса (6.1-а расм), бу ўтказгичлар бир-бири томон тортилади. Аксинча, ўтказгичлардаги тоқларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлса (6.1-б расм), бу тоқли ўтказгичлар бир-биридан қочади. Тоқларнинг ўзаро таъсирига сабаб—тоқлар атрофидаги фазода глоҳида табиатли *магнит майдоннинг* пайдо бўлишидир. Бошқача айтганда, тоқларнинг ҳар бири ўз атрофидаги фазода магнит майдон ҳосил қилади ва бу майдон иккинчи тоқка таъсир кўрсатади. Иккинчи томондан, ҳар қандай электр ток электр зарядларнинг тартибли ҳаракати деб қаралмоғи лозим. Шунинг учун электр ток-



6.1- расм

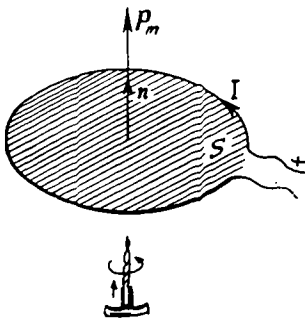
нинг барча турлари, яъни ўтказгич орқали электр ток, электролит ва газлардаги электр ток, вакуумдаги электр ток, конвекцион тоқлар атрофидаги фазода магнит майдон вужудга келади. Ҳақиқатан, 1901 йилда Эйхенвальд ўз тажрибасида зарядланган жисмларнинг ҳаракати туфайли содир бўладиган конвекцион токнинг магнит таъсири ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсирига эквивалент эканлигини тасдиқлади. 1911 йилда Иоффе вакуумда ҳаракатланаётган электронлар оқими устида тажриба ўтказиб, электронлар оқими ва ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсири бир хил эканлигини тасдиқлади. Магнит майдон, шунингдек, доимий магнитлар туфайли ҳам вужудга келади.

Магнит майдон, худди электр майдон каби, фазонинг қандайдир модда ёки майдон ишғол этган қисмларида ҳам мавжуд бўлаверади. Олдин ҳавосиз бўшлиқ — вакуумдаги магнит майдон билан шуғулланайлик.

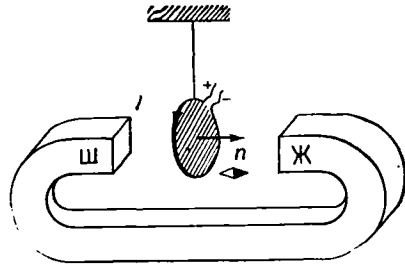
Электростатик майдонни текширганимизда, майдоннинг бирор текширилиши лозим бўлган нуқтасига киритилган нуқтавий «синов заряд» дан фойдаланган эдик. Бу зарядга майдон гомонидан таъсир этувчи куч майдоннинг ушбу нуқтасининг характеристикаси сифатида қабул қилинган эди. Магнит майдонни текширишда синовчилик вазифасини магнит стрелка (стрелка шаклидаги кичкина доимий магнит) ёки «синов контур» деб аталадиган токли берк контур (6.2-расм) бажаради. Синов контурнинг ўлчамлари мумкин қадар кичик бўлиши, ундан ўтаётган ток кучи ҳам етарлича заиф бўлиши керак, чунки синов контур текширилаётган магнит майдон хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартирмаслиги лозим. Синов контурнинг фазодаги вазияти унинг сиртига ўтказилган нормал билан аниқланади. Нормалнинг мусбат йўналиши тарзида контурдаги ток йўналиши билан ўнг винт қондаси асосида боғланган йўналиш қабул қилинади. Бунинг учун контур сиртига ўтказилган нормал бўйлаб ўнг винтни жойлаштириш ва уни контурдаги ток йўналишида бураш керак. Винтнинг илгариланма ҳаракати мусбат нормал йўналишини кўрсатади.

Контурнинг характеристикаси сифатида (худди синов заряднинг характеристикаси — унинг заряд миқдори  $q$  каби) контурдан ўтувчи ток кучи  $I$  билан контур юзи  $S$  кўпайтмасига миқдоран тенг бўлган ва контурнинг мусбат нормали бўйлаб йўналган

$$p_m = I \cdot S \cdot n \quad (6.1)$$



6.2- расм



6.3- расм

вектордан фойдаланилади.  $P_m$  ни контурнинг магнит моменти деб аталади. (6.1) да ги  $n$  — мусбат нормаль йўналишидаги бирлик вектор.

Магнит майдон, масалан, доимий магнит қутблари орасида мавжуд бўлган магнит майдон (6.3- расм) бирор нуқтасини танлайлик. Бу нуқтага магнит моментлари турлича бўлган синов контурларни навбатма-навбат киритиб ўтказилган кузатувлар асосида қуйидаги хулосаларга келинди:

1) синов контур магнит майдонда шундай мувозанат вазиятни эгаллайдики, бунда унинг мусбат нормалининг йўналиши магнит майдонга киритилган магнит стрелка йўналишига мос бўлади. Бу йўналишни магнит майдоннинг текширилаётган нуқтадаги йўналиши деб қабул қилинади;

2) мувозанат вазиятидан чиқарилган синов контурга магнит майдон томонидан айлантирувчи момент  $M$  таъсир этадики, натижада контур мувозанат вазиятига қайтади. Майдон йўналиши ва контурнинг мусбат нормали орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлган вазиятдаги контурга магнит майдон томонидан таъсир этувчи айланма момент модули максимал қиймат  $|M|_{\max}$  га эришади;

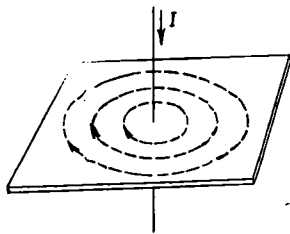
3) магнит майдоннинг ихтиёрий танлаб олинган нуқтасига магнит моментларининг қийматлари  $|P_m|$  турлича бўлган синов контурларни навбатма-навбат киритсак, уларга таъсир этадиган айлантирувчи моментларнинг максимал қийматлари  $|M|_{\max}$  ҳам турлича бўлади. Лекин, ҳар бир синов контурга таъсир этувчи  $|M|_{\max}$  нинг  $|P_m|$  га нисбати магнит майдоннинг аини нуқтаси учун ўзгармас катталиқ бўлади. Магнит майдоннинг миқдорий характеристикаси ва-

зифасини бажарадиган бу нисбат магнит индукцияси  $B$  деб аталадиган вектор катталикининг қиймати дир:

$$|B| = \frac{|M|_{\max}}{|p_m|}. \quad (6.2)$$

Магнит индукция вектори  $B$  нинг йўналиши эса  $M$  ва  $p_m$  йўналишлари билан қуйидагича боғланган:

$$M = [p_m B]. \quad (6.3)$$



6.4- расм

Демак, магнит индукция вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текширилаётган нуқта-сига киритилган синов контурнинг мувозанат вазиятидаги мусбат нормалининг йўналиши билан, қиймати эса синов контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлан-тирувчи момент максимал қиймати-ни синов контур магнит моменти-нинг қиймати га нисбати билан аниқ-ланади.

СИ да контур магнит моменти нинг бирлиги — ампер-метр квадрат ( $A \cdot m^2$ ). айланма момент бирлиги эса ньютон-метр ( $N \cdot m$ ). Шунинг учун, (6.2) га асосан, магнит индукция бирлиги сифатида магнит майдон шундай нуқтасининг магнит индукцияси қабул қилиниши керакки, бу нуқтага киритилган магнит моменти  $1 A \cdot m^2$  бўлган ясси контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлантирувчи моментнинг максимал қиймати  $1 N \cdot m$  га тенг бўлиши лозим. Бу birlik тесла (Тл) деб аталади:

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н} \cdot \text{м}}{1 \text{ А} \cdot \text{м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}}.$$

Магнит индукциянинг ўлчамлиги —  $MT^{-2} I^{-3}$ . Магнит индукциянинг гаусс (Гс) деб аталувчи исгеъмолдан чиққан бирлиги ва Тл орасида қуйидаги муносабат ўринли:

$$1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}.$$

## 2-§. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш

Магнит майдонни график усулда тасвирлаш учун *магнит индукция чизиқларидан* фойдаланилади. Магнит индукция чизиқларини ўтказишда қуйидаги икки шарт бажарилиши керак:

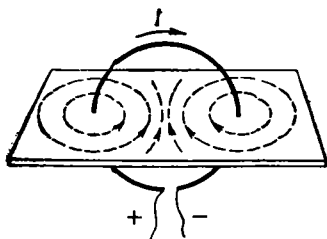
1. Магнит индукция чизигининг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтадаги магнит индукция векторининг йўналиши билан устма-уст тушиши лозим;

2. Магнит индукция чизиқларининг зичлиги (магнит индукция векторига нормаль бўлган сиртнинг бирлик юзи орқали ўтувчи магнит индукция чизиқларининг сони) майдоннинг ушбу соҳасидаги магнит индукция векторининг қийматига пропорционал бўлиши лозим.

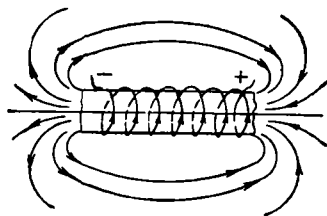
Тўғри ўтказгичдан ўтаётган ток (бундан кейин бу токни оддийгина қилиб тўғри ток деб атаймиз) туфайли вужудга келаётган магнит майдоннинг график тасвирини қуйидаги тажрибада кузатиш мумкин. Горизонтал текислик шаклидаги картондан вертикал ўтказгич ўтказайлик (6.4-расм) ва картонга юқса қатлам қилиб темир қипиқларини сепайлик. Агар ўтказгичдан электр ток ўтказсак, картондаги темир қипиқлари ўтказгич атрофидаги берк чизиқлар бўйлаб жойлашади. Агар картонни юқсориға ёки пастга силжитсак, магнит индукция чизиқларининг шакли ўзгармайди. Магнит индукция чизиқларидан бирини танлаб олайлик ва бу чизиқнинг турли нуқталарида синус контурининг мувозанат вазиятини кузатсак, ихтиёрий нуқтада контурнинг музбат нормали магнит индукция чизигига ўтказилган уринма билан устма-уст тушади. Шундай қилиб, тўғри токнинг магнит индукция чизиқлари марказлари ўтказгич устида ётган концентрик айланалардан иборатдир. Магнит индукция чизиқларининг йўналишини аниқлашда ўнг винт қондасидан фойдаланиш керак: агар ўнг винтнинг илгариланма ҳаракати токнинг йўналиши билан мос тушса, винт дастасининг айланиш йўналиши магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади.

Айлана шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган ток (бундай токни айланма ток деб атаймиз) туфайли вужудга келаётган магнит майдоннинг график тасвири 6.5-расмда кўрсатилган. Расмдан кўринишича, магнит индукция чизиқлари концентрик айланалар бўлмаса-да, лекин берк чизиқлардан иборат. Бу ҳолда ўнг винт қондасидан қуйидагича фойдаланиш керак: агар ўнг винт дастасини айланма ток йўналишида айлантирсак, винтнинг илгариланма ҳаракати айланма ток ичидаги магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади.

Энди, бир неча ўрам изоляцияланган симдан иборат ғалтакни кўрайлик. Бундай ғалтакни *соленоид* деб аталади. Соленоиддан ўтаётган токни умумий ўққа эга бўлган айланма тоқлар системаси деб қараш мумкин. Соленоиднинг



6.5- расм



6.6- расм

магнит майдони 6.6- расмда тасвирланган манзарани беради. Соленоиднинг ички қисмида магнит индукция чизиқлари соленоид ўқига параллел бўлган тўғри чизиқлар системасини ташкил этади. Бу тўғри чизиқлар соленоид учларига яқинлашган сари эгри чизиқларга айланиб, соленоиднинг ташқарисига туташади. Соленоиднинг ички қисмидаги магнит майдон бир жинсли майдондир. Бу ҳолда магнит индукция чизиқларининг йўналишини, худди айланма токдаги каби ўнг винт қондаси асосида аниқланади.

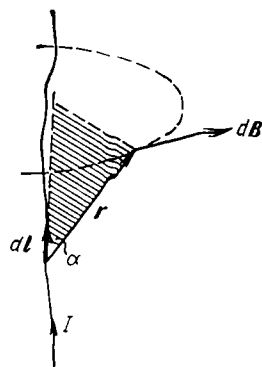
Хулоса қилиб айтганда, *магнит индукция чизиқлари магнит майдонни вужудга келтирувчи токли ўтказгичларнинг шаклидан қатъи назар берк чизиқлардир.*

### 3-§. Био — Савар — Лаплас қонуни

Био ва Савар турли шаклдаги токли ўтказгичлар атрофидаги магнит майдонларни текшириш натижасида токли ўтказгичдан  $r$  масофа узоқликдаги нуқтанинг магнит индукцияси ўтказгичдаги ток куч  $I$  га тўғри пропорционал,  $r$  га эса тескари пропорционал эканлигини аниқладилар. Кейинчалик, Лаплас ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич атрофидаги нуқталар учун магнит индукцияни аниқлаш имконини берадиган формулани таклиф этди. Бунда Лаплас майдонлар суперпозицияси принциpidан фойдаланди. Бу принцип умумий ҳолда қуйидагича таърифланади: *«Бир неча тоқлар туфайли вужудга келаётган майдоннинг ихтиёрий нуқтадаги магнит индукцияси ( $B$ ) алоҳида тоқлар вужудга келтираётган майдонларнинг айни нуқтадаги магнит индукциялари ( $B_i$ ) нинг вектор йиғиндисига тенг бўлади, яъни*

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots + B_n = \sum_{i=1}^n B_i. \quad (6.4)$$

Ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгични  $dl$  узунликдаги элементар бўлакчалардан иборат дейиш мумкин. Бу бўлакча узунлигининг ундан ўтаётган ток кучи  $I$  га кўгайтмасини, яъни ток оқаётган томонга йўналган вектор  $I dl$  ни «ток элементи» деб аташ одат бўлган. Шунинг учун ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич ҳосил қилаётган майдоннинг бирор нуқтадаги магнит индукцияси ушбу токли ўтказгичнинг таркибий қисмлари деб қаралаётган ток элементлари туфайли вужудга келиши лозим бўлган майдонлар магнит индукцияларининг вектор йиғиндисидан иборат бўлиши керак, яъни



6.7- расм

$$B = \sum_{i=1}^n dB_i. \quad (6.5)$$

Ҳар бир ток элементи (6.7-расм) вужудга келтирадиган майдоннинг магнит индукцияси

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [dlr]}{r^3} \quad (6.6)$$

муносабат билан аниқланади.  $dB$  нинг модули учун қуйидаги ифода ўринли:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}. \quad (6.7)$$

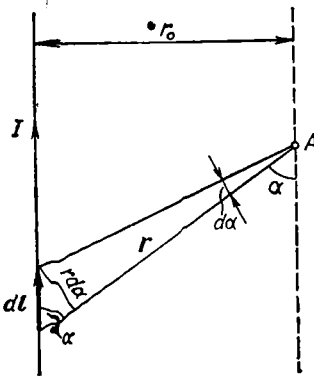
Мазкур муносабатлар Био — Савар — Лаплас қонунини ифодалайди. (6.6) ва (6.7) да  $r$  — ток элементидан магнит индукцияси аниқланаётган нуқтага ўтказилган радиус-вектор;  $r$  — шу радиус-вектор модули;  $\alpha$  — ўтказгич элементар бўлакчаси  $dl$  билан  $r$  орасидаги бурчак;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$  эса магнит доимийси деб аталади.

$dB$  нинг йўналиши  $dl$  ва  $r$  векторлардан ўтувчи текисликка перпендикуляр бўлади: ўнг винт  $dl$  йўналишида илгариланма ҳаракатланиши учун винт дастаси буралиши лозим бўлган томон  $dB$  нинг йўналишини кўрсатади.

#### 4-§. Турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш

Био—Савар—Лаплас қонунидан фойдаланиб турли шаклдаги токли ўтказгичлар майдонларининг магнит индукциясини ҳисоблаш мумкин. Мисол тариқасида бир неча хусусий ҳолларни кўрайлик:

1. Чексиз узун тўғри чизиқ шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган  $I$  ток (тўғри ток) тугайли вужудга келган майдоннинг ихтиёрий  $A$  нуқтадаги магнит индукциясини ҳисоблайлик (6.8-расм). Танлаб олинган  $A$  нуқтанинг тўғри токдан узоқлиги  $r_0$  бўлсин. Ток ўтаётган ўтказгични ҳаёлан  $dl$  узунликдаги элементларга ажратайлик. Бу ток элементлари вужудга келтирган барча  $d\mathbf{B}$  ларнинг йўналишлари бир хил бўлиб, улар чизманинг орқа томонига йўналган. Шунинг учун натижавий магнит майдон индукцияси  $\mathbf{B}$  ҳам  $d\mathbf{B}$  билан бир хил йўналишга эга бўлади.  $\mathbf{B}$  нинг қиймати эса  $d\mathbf{B}$  лар модулларининг йиғиндисидан иборат.  $A$  нуқтадан  $r$  масофа узоқликдаги



6.8- расм

ток элементи вужудга келтирган магнит майдон индукциясининг модули (6.7) формула асосида топилиши лозим бўлганлиги учун  $\mathbf{B}$  нинг модулини ҳисоблаш операцияси қуйидаги интеграллашга келтирилади:

$$B = \int d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{dl}{r^2} \sin \alpha. \quad (6.8)$$

6.8-расмдан фойдалансак, бу формулага кирувчи  $r$  ва  $dl$  ларнинг қийматлари

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

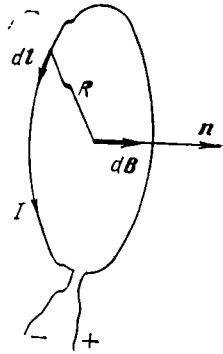
эканлигини топамиз. Шунинг учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^\pi \frac{r_0 d\alpha \cdot \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot \frac{r_0^2}{\sin^2 \alpha}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (6.9)$$



бўлади. Бу ифодада интеграллаш чегараларини 0 ва  $\pi$  деб олиниди, чунки чексиз узун тўғри токнинг барча элементлари учун  $\alpha$  бурчак шу интервалда ўзгаради. Шундай қилиб, чексиз узун тўғри ток туфайли вужудга келаётган майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги магнит индукцияси ўтказгичдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал ва индукцияси ўлчанаётган нуқтанинг ўтказгичдан узоқлигига тескари пропорционалдир.

2. Радиуси  $R$  бўлган айлана шаклидаги ўтказгичдан  $I$  ток ўтаётган бўлсин (6.9-расм). Шу айлананинг марказидаги магнит майдон индукциясини аниқлайлик. Айлананинг ҳар бир  $dl$  элементи ва радиуси  $R$  орасидаги бурчак  $\pi/2$  га тенг бўлганлиги учун Био — Савар — Лаплас қонунига асосан:



6.9- расм

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{R^2}. \quad (6.10)$$

Барча  $dB$  лар айнан бир хил йўналишда, яъни айлана марказидан ўтувчи мусбат нормаль бўйлаб йўналган. Шунинг учун натижавий майдоннинг айлана марказидаги магнит индукцияси:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (6.11)$$

бўлади. Айлана шаклидаги токнинг контурнинг магнит моменти

$$p_m = I \cdot S = I \pi R^2 \quad (6.12)$$

бўлганлиги учун (6.11) ни қуйидагича ўзгартириб ёзиш мумкин:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2R} \cdot \frac{\pi R^2}{\pi R^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3}. \quad (6.13)$$

$B$  ва  $p_m$  векторлар контурга ўтказилган мусбат нормаль  $n$  бўйлаб йўналгани учун қуйидаги мусбат ўринли бўлади:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3}. \quad (6.14)$$

## 5-§. Магнит индукция векторининг контур бўйича циркуляцияси

Маълумки,  $E$  векторнинг чизиқлари (яъни электростатик майдон кучланганлик чизиқлари) ёхуд заряддан бошланар (заряд мусбат бўлганда), ёхуд зарядда тугалланар (аряд манфий бўлганда) эди. Ҳеч вақт кучланганлик чизиқлари берк бўлмас эди. Электр зарядлар электр майдонни вужудга келтирувчи манбалар бўлиб, хизмат қилади. Шунинг учун ҳам зарядларни, баъзан, манбалар деб аталади.

Магнит майдонни график тасвирлашда фойдаланиладиган магнит индукция чизиқлари эса доимо берк бўлади. Берк чизиқлар ҳеч қаерда бошланмайди ва ҳеч қаерда тугалланмайди. Ўзларининг бу хусусияти билан  $B$  векторнинг чизиқлари  $E$  векторнинг чизиқларидан бутунлай фарқ қилади. Шунинг учун ҳам табиатда электр зарядларга ўхшаш магнит зарядлар бўлмайди. Демак, магнит майдонни вужудга келтирувчи электр тоқлар уюрмасимон берк магнит индукция чизиқлари билан ўралган бўлади. Шунинг учун, магнит майдонни уюрмавий майдон ёки уюрмалар майдони деб, бу майдонни вужудга келтирувчи электр токни эса уюрма деб аташ мумкин.

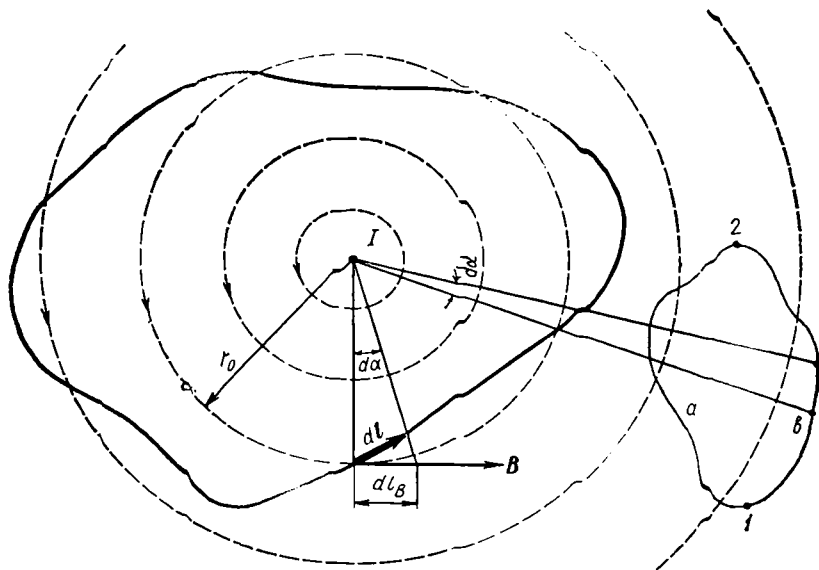
Электростатик майдон потенциал майдон эди. Шунинг учун, кучланганлик векторининг берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг эди:

$$\oint E_i dl = 0. \quad (1.19)$$

Магнит майдон бу хусусиятга эгами? Бу саволга жавоб бериш учун чексиз узун тўғри ток майдонидаги ихтиёрий ясси берк контур бўйича  $B$  векторнинг циркуляциясини, яъни  $\int B_i dl$  нинг қийматини ҳисоблайлик. Тўғри ток 6.10-расмда чизма текислигига перпендикуляр, зеро чизмада у нуқта билан тасвирланган. Бу ток тўғайли вужудга келган магнит майдонни тасвирловчи  $B$  чизиқлари — марказлари контур текислиги ва ток кесишган нуқтада жойлашган концентрик айланалардир. Контурни хаёлан  $dl$  элементларга ажратайлик. Шу элементлардаги бири жойлашган нуқтадаги  $B$  векторнинг  $dl$  йўналишига проекциясини  $B_l$  деб белгилаймиз ва векторларнинг скаляр кўпайтмасининг хусусиятларидан фойдаланамиз:

$$B_l dl = B dl = B dl \cos(\widehat{Bdl}) = B dl_{\theta}, \quad (6.15)$$

бунда  $dl_{\theta}$  — контур элементи ( $dl$ ) нинг  $B$  йўналишига проекцияси,  $\theta$  —  $r_0$  радиусли айланага уринма равишда йўналган.



6.10- расм

Лекин 6.10- расмдан кўринишича, унинг қийматини шу айлананинг ёйи билан алмаштирса ҳам бўлади, яъни:

$$dl_s = r_0 d\alpha, \quad (6.16)$$

бунда  $d\alpha$  — контур элементи ( $dl$ ) га тиралган ва учи тўғри ток билан контур текислиги кесилган нуқтада жойлашган марказий бурчак. (6.15) ва (6.16) лардан фойдаланиб ҳамда тўғри токнинг магнит майдон индукцияси  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$  эканлигини ҳисобга олсак,

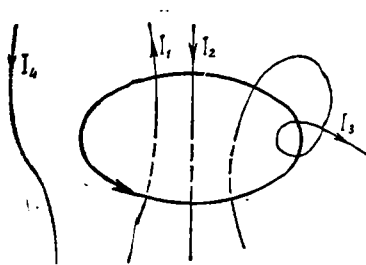
$$\oint B_1 dl = \oint B dl_s = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} r_0 d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint d\alpha \quad (6.17)$$

бўлади. Биз кўраётган хусусий ҳолда, яъни контур токни қамраб олган ҳолда, (6.17) даги интеграл  $2\pi$  га тенг бўлади. 6.10 расмда токни қамраб олмаган контур ҳам тасвирланган. Бу ҳолда контурнинг 1a2 қисмидаги контур элементларига тиралган марказий бурчакларни мусбат десак, 2b1 қисмидаги контур элементларига тиралган марказий бурчаклар манфий деб ҳисобланиши керак. Шунинг учун бу контур учун (6.17)

даги интеграл нолга тенг бўлади. Демак,  $\mathbf{B}$  векторнинг тўғри токни қамраб олган ихтиёрий шаклдаги ясси контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли бўлиб, у ўтказгичдан ўтаётган ток кучига боғлиқ, яъни  $\oint \mathbf{B}_l d\mathbf{l} = \mu_0 I$ . Бу ифода турли шаклдаги тоқлар ва контур бир текисликда ётмаган ҳоллар учун ҳам ўринли эканлигини исботлаш мумкин. Бу исботларни тафсилоти устида тўхталмаймиз.

Агар контур бир неча токни қамраб олган бўлса,  $\mathbf{B}$  нинг шу контур бўйича циркуляцияси контур ичидаги барча тоқлар алгебраик йиғиндисининг магнит доимийси  $\mu_0$  га кўпайтмасига тенг бўлади:

$$\oint \mathbf{B}_l d\mathbf{l} = \mu_0 \sum I. \quad (6.18)$$



6.11- расм

Вакуумдаги магнит майдон учун тўлиқ ток қонунини ифодаловчи мазкур муносабатдаги токнинг ишорасини аниқлашда ўнг винт қоидаасидан фойдаланилади, яъни ўнг винт дастасини контурни айланиш йўналишида бураганимизда винтнинг илгариланма ҳаракати мусбат тоқларнинг йўналишини кўрсатади. Тескари йўналишдаги ток эса манфий ишора билан олинади. Хусусан, 6.11-

расмда тасвирланган бир неча тоқлар туфайли вужудга келган магнит майдон индукцияси векторининг  $\mathbf{l}$  контур (расмда қалин чизиқ билан тасвирланган) бўйича циркуляциясини ҳисоблашда тоқларнинг алгебраик йиғиндиси қуйидагича ёзилади:

$$\sum I = I_1 - I_2 + 2I_3,$$

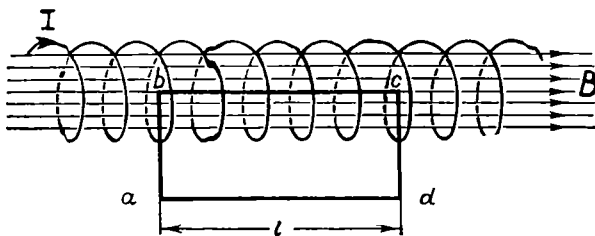
бунда  $I_3$  ток кучи 2 га кўпайтирилганлигини сабаби шундаки,  $I_3$  ни контур икки марта қамраб олган.  $I_4$  токни эса контур мутлақо қамрамаган. Шунинг учун  $I_4$  тоқлар алгебраик йиғиндисиди ҳисобга олинмади.

Юқорида қайд қилинган фикр ва мулоҳазалардан магнит майдонни, электростатик майдондагига ўхшаш, потенциал орқали характерлаб бўлмайди, деган хулосага келамиз: агар магнит майдонни характерловчи потенциал тушунчасидан фойдаланмоқчи бўлсак, майдоннинг ихтиёрий нуқтасининг потенциали токни ўраб турувчи контур бўйлаб бир марта тўлиқ

айланиб яна шу нуқтага қайтиб келинганда  $\mu_0 \Sigma I$  қийматга ортиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, бундай потенциал бир қийматли бўлмайди.

### 6-§. Соленоид ва тороиднинг магнит майдони

Соленоид — марказлари умумий ўқда ётувчи бир-бири билан кетма-кет уланган айланма тоқлар йиғиндиси (6.12-расм). Шу соленоид ичидаги магнит майдоннинг индукцияси  $B$  ни ҳисоблаш керак.  $B$  нинг йўналиши ўнг винт қондаси асосида топилади, текширилатган ҳолда соленоид ичидаги соҳада  $B$  чизиқлари чапдан ўнг томон йўналган ўзаро параллел тўғри чизиқлар бўлади.  $B$  нинг қийматини магнит индукция векторининг Берк контур бўйича циркуляциясини ифодаловчи (6.18) муносабатдан фойдаланиб топамиз. Бунинг



6.12- расм

учун чексиз узун соленоиднинг  $n$  дона ўрамни ўз ичига олган  $l$  узунлигини ҳаёлан ажратиб, унда  $abcd$  берк контурни 6.12-расмда тасвирланганидек ўтказайлик. Мазкур берк контур бўйича  $B$  векторнинг циркуляцияси учун қуйидаги муносабат ўринли:

$$\oint_{abcd} B_l dl = \int_a^b B_l dl + \int_b^c B_l dl + \int_c^d B_l dl + \int_d^a B_l dl = \mu_0 n I, \quad (6.19)$$

бундаги  $I$  — соленоиддан ўтаётган тоқ кучи, зеро  $abcd$  контур қамраб олган тоқларнинг алгебраик йиғиндиси  $nI$  га тенг. Берк контурнинг  $ab$  ва  $cd$  қисмлари  $B$  чизиқларига перпендикуляр бўлганлиги учун мазкур қисмларда  $B_l = 0$ . Контурнинг  $dc$  қисми жойлашган соҳада эса  $B = 0$  бўлганлиги учун  $B_l$  ҳам нолга тенг. Шунинг учун (6.19) даги тўртта интегралдан фақат биттаси нолдан фарқли. Натижада (6.19) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint_b^c B_1 dl = \mu_0 n I. \quad (6.20)$$

Контурнинг *bc* қисми  $B$  га параллел бўлганлиги туфайли бу соҳада  $B_l = [B] = B$  бўлади. Зеро (6.20) даги интеграл

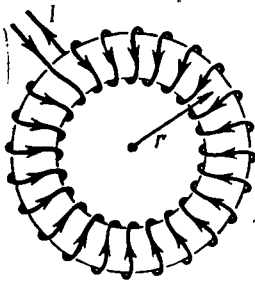
$$\oint_b^c B_1 dl = \oint_b^c B dl = B \oint_b^c dl = B l \quad (6.21)$$

бўлади. (6.20) ва (6.21) ларни таққосласак,

$$B l = \mu_0 n I$$

ёки

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I, \quad (6.22)$$



6.13- расм

бундаги  $n_0 = n/l$  — соленоиднинг бирлик узунлигидаги ўрамлар сони,  $n_0 I$  кўпайтма эса бирлик узунликдаги ампер — ўрамлар сони деб аталади.

Демак, чексиз узун соленоиднинг ичидаги барча нуқталарда  $B$  нинг йўналиши ҳам, қиймати ҳам бирдай сақланади. Бундай майдонни бир жинсли магнит майдон деб аталади.

Соленоидни эгиб шундай ҳалқа шаклига келтирайликки, барча ўрамлар марказлари ҳалқа марказидан бир хил  $r$  масофада жойлашсин

(6.13- расм). Натижада тороид деб аталадиган ҳалқасимон ғалтак вужудга келади. Магнит майдон фақат тороид ичида мужассамлашган,  $B$  ни (6.22) формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I. \quad (6.23)$$

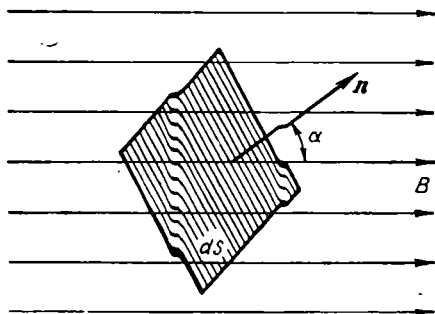
Тороид узунлиги ( $l = 2\pi r$ ) ҳалқанинг ўрта чизиги (6.13- расмдаги пунктир чизиқ) бўйича ҳисобланади, яъни ҳалқанинг ички ва ташқи айланалари орасидаги фарқ эътиборга олинмайди.

## 7- §. Магнит индукция векторининг сирт орқали оқими

$B$  векторнинг  $dS$  сирт орқали оқими ёки магнит оқим деганда

$$d\Phi_s = B_n dS \quad (6.24)$$

катталиқ тушунилади. Бу ифодадаги  $B_n = B \cos \alpha$ , у  $B$  векторнинг  $dS$  сиртга ўтказилган мусбат нормаль  $n$  йўналишига проекциясини ифодалайди.  $\alpha$  — сиртга ўтказилган мусбат нормаль ва  $B$  вектор орасидаги бурчак (6.14-расм).  $B$  ning сирт орқали оқими мусбат ( $\cos \alpha > 0$  бўлганда) ва манфий ( $\cos \alpha < 0$  бўлганда) қийматларга эга бўла олади.



6.14-расм

Магнит индукция векторининг ихтиёрий  $S$  сирт орқали оқими эса

$$\Phi_B = \oint_S B_n dS \quad (6.25)$$

ифода ёрдамида аниқланади.

Бир жинсли магнит майдонда ясси сирт  $B$  векторга перпендикуляр тарзда жойлашган бўлса (яъни  $B_n = B = \text{const}$  бўлган ҳолда), (6.25) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\Phi_B = B \cdot S. \quad (6.26)$$

Мазкур муносабатдан фойдаланиб магнит оқимнинг СИ даги бирлиги—вебер (Вб) ни аниқлаш мумкин: 1 Вб — магнит индукцияси 1 Тл бўлган бир жинсли магнит майдонда майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган 1 м<sup>2</sup> юзга ясси сиртни тешиб ўтадиган магнит оқимдир.

Магнит оқимнинг ўлчамлиги —  $L^2 M T^{-2} I^{-1}$ .

Магнит оқимнинг максвелл (Мкс) деб аталган, СТ СЭВ 1052 — 78 га асосан, фойдаланилмаётган бирлиги ва В бора-сида қуйидаги муносабат ўринли:

$$1 \text{ Мкс} = 10^{-8} \text{ Вб}.$$

$B$  учун Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади: Магнит майдон индукцияси векторининг ихтиёрий шаклдаги берк сирт орқали оқими нолга тенг:

$$\oint B_n dS = 0. \quad (6.27)$$

Маъжур теорема магнит индукция чизиқларининг берк эканлигини, яъни берк сирт ичига кираётган  $B$  чизиқларининг сони ширтдан чиқаётган  $B$  чизиқларининг сонига айнан тенглигини ифодалайди.

## VII БОБ

### МАГНИТ МАЙДОННИНГ ТАЪСИРЛАРИ

#### 1-§. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари

Магнит майдонда жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси  $B$  га, ўтказгичнинг геометрик ўлчамларига ва ундан ўтаётган ток кучи  $I$  га боғлиқ. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли бўлмаган магнит майдон ( $B$  вектор ўзгармас бўлмаган) да жойлашган бўлса, ўтказгични хаёлан кичик элемент ( $dl$ ) ларга ажратамиз. Ҳар бир элемент жойлашган соҳадаги магнит майдон индукциясини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг  $dl$  элементи-га таъсир этувчи кучни

$$dF = I[dlB] \quad (7.1)$$

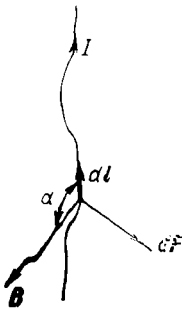
ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = IBdl\sin\alpha \quad (7.2)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди. (7.1) ва (7.2) ларда  $B$  — майдоннинг  $dl$  элемент жойлашган соҳасидаги магнит индукцияси,  $\alpha$  —  $dl$  ва  $B$  векторлар орасидаги бурчак (7.1-расм).

Таъсир этувчи кучнинг (одатда бу кучни Ампер кучи деб ҳам аталади) йўналиши чап қўл қондаси бўйича топилади. Бунинг учун чап қўлимизни шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда  $B$  вектор қағзимизга кирсин, узатилган тўртта бармоғимиз токнинг йўналиши билан мос тушсин. У ҳолда очилган бош бармоғимиз Ампер кучининг йўналишини кўрсатади.

Магнит майдоннинг характеристикаси бўлмиш  $B$  ни аниқлашда майдоннинг текшириляётган нуқтасига киритилган ток-



7.1- расм



ли синов контурдан фойдаланган эдик ва майдон томонидан унга таъсир этувчи айланма моментларнинг қийматлари тўғрисида мулоҳазалар юритган Эдик. Энди Ампер қонунига асосланиб, магнит майдонга турли вазиятларда жойлаштирилган токли контурларга майдоннинг таъсири билан батафсилроқ танишишимиз мумкин. Томонларининг узунликлари  $a$  ва  $b$  бўлган тўғри тўртбурчак шаклидаги токли контур билан иш кўрайлик. Контур  $xOy$  текисликда ётган бўлсин (7.2-  $a$  расм)  $\mathbf{B}$  вектор контур текислигига перпендикуляр равишда йўналган хусусий ҳолни кўрайлик (7.2-  $b$  расм). Бу ҳолда, Ампер қонунига асосан, контурнинг қарама-қарши томонларига ўзаро тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган  $|\mathbf{F}_1| = |\mathbf{F}_3| = |Ba|$  ва  $|\mathbf{F}_2| = |\mathbf{F}_4| = IBb$  кучлар таъсир этади. Бу кучларнинг барчаси  $xOy$  текислигида ётибди. Шунинг учун улар контурни чўзишга (кенгайтиришга) ҳаракат қилади, ҳолос. Агар магнит майдоннинг йўналиши тескарисига ўзгарса ёки контур орқали ўтувчи ток йўналиши тескарисига ўзгарса, контур томонларига таъсир этувчи кучлар ҳам ўз йўналишларини тескарисига ўзгартиради. Демак, бу ҳолда кучларнинг таъсири контурни сиқинишга (торайтиришга) ҳаракат қилишдан иборат бўлади.

Иккинчи хусусий ҳолни кўрайлик (7.2-  $b$  расм). Магнит майдоннинг йўналиши  $Oz$  га параллел бўлсин. Бу ҳолда контурнинг  $a$  узунликдаги томонларига майдон томонидан таъсир этувчи куч, (7.2) га асосан, нолга тенг, чунки бу томонлар ва  $\mathbf{B}$  орасидаги бурчак синуси нолга тенгдир. Контурнинг  $b$  узунликдаги томонларига эса  $|\mathbf{F}| = |\mathbf{F}'| = IBb$  кучлар таъсир этади. Бу кучлар контур текислигига перпендикуляр; улардан бири  $Oz$  билан бир хил йўналган, иккинчиси унга тескари йўналган. Бу кучлар — бир-биридан  $a$  масофа узоқликда ётувчи нуқталарга қўйилган жуфт кучлардир. Мазкур жуфт куч моментининг модули

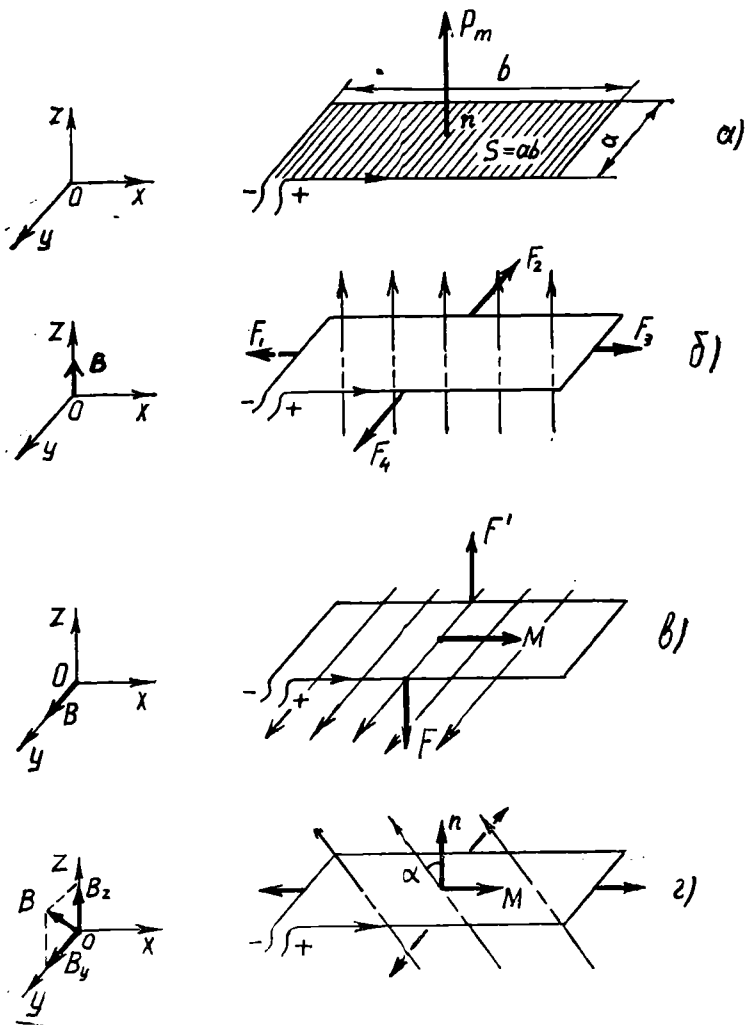
$$M = F \cdot a = IBba \quad (7.3)$$

бўлади. Лекин  $|\mathbf{P}_m| = IS = Iba$  эканлигини ҳисобга олиб, (7.3) ни қуйидагича ёза оламиз:

$$M = p_m B. \quad (7.4)$$

Бу момент токли контурни  $Oz$  ўқи атрофида буришга ҳаракат қилади.

Юқорида икки чегаравий хусусий ҳолларни кўриб ўтдик. Энди, умумий ҳолда (7.2-  $g$  расм)  $\mathbf{B}$  вектор  $Oz$  ва  $Oy$  ўқларига параллел ҳам эмас, перпендикуляр ҳам эмас. Магнит индукция чизиқлари ва контурга ўтказилган мусбат нормаль



7.2- расм

(биз тасвирлаётган расмларда  $Oz$  ўққа параллел) орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик.  $B$  ни  $Oz$  ва  $Oy$  ўқлар бўйлаб йўналган ташкил этувчиларга ажратайлик.  $B_z$  ташкил этувчининг токли контурга таъсири уни кенгайтириш ёки тарайтиришга ҳаракат қилишдан иборат бўлади.  $B_y$  векторнинг  $B_y$  ташкил этувчиси токли контурга модули

$$M = \rho_m B_y = \rho_m B \sin \alpha \quad (7.5)$$

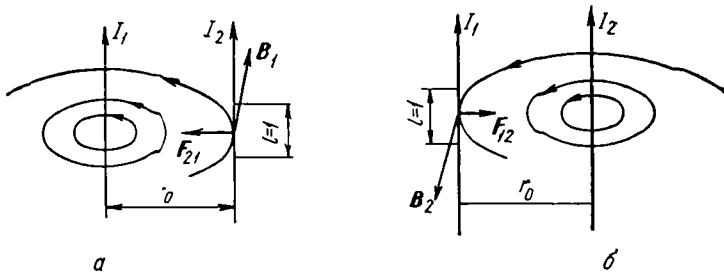
бўлган айланттирувчи момент билан таъсир этади.  $M$ ,  $\rho_m$ ,  $B$  векторларнинг йўналишларини ҳисобга олиб (7.5) ифодани вектор кўринишида ёзамиз.

$$M = [\rho_m \cdot B]. \quad (7.6)$$

$\rho_m$  ва  $B$  векторлар параллел бўлганда айланттирувчи моментнинг қиймати нолга тенг бўлади. Агар  $\rho_m$  ва  $B$  ўзаро перпендикуляр бўлса, айланттирувчи момент максимал қийматга эришади. (7.6) ифода ихтиёрий шаклдаги токли контурлар учун ҳам ўринли.

## 2-§. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири. Тоқ кучининг ўлчов бирлиги

Иккита ўзаро параллел тоқлар бир-бири билан таъсирлашади. Бу таъсирлашувнинг сабабини қуйидагича талқин қилиш мумкин: дар бир тоқ ўз атрофидаги фазода магнит майдон вужудга келтиради. Шунинг учун тоқлардан бирининг майдонида жойлашган иккинчи тоққа Ампер кучи таъсир этади.



7.3- расм

ди. Ҳақиқатан,  $I_1$  тоқ туфайли вужудга келган майдоннинг тоқдан  $r_0$  масофа узоқликда жойлашган нуқталардаги магнит индукцияси (7.3- а расм) нинг қиймати

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \quad (7.7)$$

ифода билан эниқланади.  $I_2$  токнинг барча  $dl$  элементлари-га индукцияси  $B_1$  бўлган биринчи токнинг магнит майдони таъсир этади. Шунинг учун бундай майдонда жойлашган  $I_2$  токнинг узунлиги  $l$  бўлган қисмига таъсир этувчи кучнинг

қиймати, (7.2) га асосан, қуйидагича ёзилиши мумкин ( $B_1$  ва  $I_2$  токнинг йўналиши орасидаги бурчак  $\alpha = \pi/2$  эканлигини ҳисобга олайлик):

$$F_{21} = B_1 I_2 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.8)$$

Худди шундай миқдордаги куч билан  $I_2$  ток туфайли вужудга келган магнит майдон (мазкур майдон индукцияси  $B_2$ ) ҳам  $I_1$  токнинг узунлиги  $l$  бўлган қисмига таъсир этади (7.3-б расм):

$$F_{12} = B_2 I_1 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.9)$$

Демак, икки параллел чексиз узун тўғри тоқлар орасидаги ўзаро таъсир кучининг ўтказгичнинг  $l$  узунлигига тўғри келувчи қиймати ўтказгичлар орқали ўтувчи ток кучларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва тоқлар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлади:

$$F = F_{21} = F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.10)$$

Бу ифодага асосланиб СИ даги асосий бирликлардан бири—ток кучининг бирлиги қабул қилинган: 1 ампер (А) — вакуумда бир-биридан 1 м масофа узоқликда жойлашган, чексиз узун ва ўта кичик кўндаланг кесимга эга икки параллел ўтказгичдан ўтганида ўтказгичнинг ҳар 1 м узунлигида  $2 \cdot 10^{-7}$  Н га тенг ўзаро таъсир куч ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучидир.

Ампернинг бу таърифидан фойдаланиб магнит доимий  $\mu_0$  нинг қийматини аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан,  $I_1 = I_2 = 1$  А ва  $r_0 = 1$  м бўлса, (7.10) га асосан, ўтказгичнинг бирлик узунлиги ( $l = 1$  м) га таъсир қилувчи куч  $2 \cdot 10^{-7}$  Н бўлиши керак:

$$2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} = \mu_0 \frac{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ А}}{2\pi \cdot 1 \text{ м}} \cdot 1 \text{ м},$$

бундан

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}, \quad (7.11)$$

### 3-§. Лорентц кучи

Уқорида магнит майдондаги тоқли ўтказгичга таъсир этувчи куч (Ампер кучи) билан танишдик. Бу кучнинг вужудга келишини Лорентц қуйидагича тушунтирди: ўтказгичда ток

ташишда қатнашиб тартибли ҳаракат қилаётган зарядларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зарядлар ўтказгич сирти билан чегараланган ҳажм ичида ҳаракат қилаётганликлари учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилаётган кучларнинг йиғиндиси токли ўтказгичга таъсир этувчи куч сифатида намоён бўлади. Шунинг учун Ампер қонунини ифодаловчи (7.1) дан фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг қиймати

$$I = j \cdot S = q n u S \quad (7.12)$$

эканлигидан фойдаланиб, ток кучи  $I$  нинг ўтказгич элементи  $dL$  га кўпайтмасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$Idl = q n u S dl = q n u dV. \quad (7.13)$$

(7.12) ва (7.13) ларда  $j$  — ток zichлиги,  $S$  — ўтказгичнинг кўндаланг кесими,  $n$  — ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сони,  $u$  — заряд ташувчининг тартибли ҳаракат тезлиги,  $q$  — унинг заряди,  $dV = S dl$  ўтказгич элементининг ҳажми. Агар  $n \cdot dV$  ни, яъни ўтказгичнинг  $dV$  ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сонини  $dn$  деб белгиласак, (7.13) қуйидаги кўринишга келади:

$$Idl = q u dn. \quad (7.14)$$

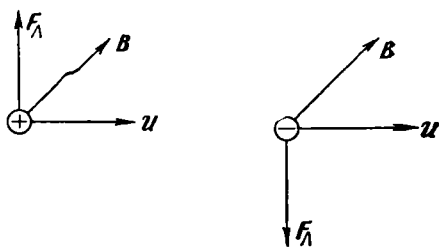
Бу ифодани (7.1) га қўйсак:

$$dF = [uB] q dn. \quad (7.15)$$

Мазкур ифода  $dn$  донда ҳаракатланувчи заряд ташувчига магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучни характерлайди. Шунинг учун бир донда заряд ташувчига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, *Лорентц кучи* деб аталади):

$$F_L = \frac{dF}{dn} = q [uB]. \quad (7.16)$$

Лорентц кучининг йўналиши ҳам чап қўл қондаси асосида топилади. Лекин бу йўналиш мусбат зарядли ( $q > 0$ ) зарраларга магнит майдонда таъсир этувчи кучининг йўналиши бўлади. Манфий зарядли ( $q < 0$ ) заррага таъсир этувчи куч-



7.4-расм

нинг йўналиши эса қарама-қарши бўлади (7.4-расм). Лорентц кучи зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикулярдир. Шунинг учун Лорентц кучи таъсирида зарядли зарра нормал тезланиш олади. Бошқача қилиб айтганда, Лорентц кучи таъсирида зарра тезлигининг абсолют қиймати ўзгармайди, фақат унинг йўналиши ўзгаради, холос. Демак, Лорентц кучи иш бажармайди. Бошқача айтганда, ҳаракатланаётган зарядли зарранинг кинетик энергиясини доимий магнит майдон таъсирида ўзгартириб бўлмайди.

#### 4-§. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати

Бир жинсли магнит майдонга  $u$  тезлик билан кирган зарядли зарранинг ҳаракати қандай бўлади? Мазкур саволга жавоб бериш учун, (7.16) муносабатга асосланиб, қуйидаги ҳолларни муҳокама этайлик.

1. Зарядли зарранинг ҳаракати магнит майдон индукцияси чизиқлари бўйлаб содир бўлаётган ҳолда  $u$  ва  $B$  векторлар орасидаги бурчак  $0$  ёки  $\pi$  га тенг. Зеро, (7.16) формулага асосан,  $F_n = 0$ . Демак, мазкур ҳолда магнит майдон зарядли заррага таъсир этмайди, зарра магнит майдонда тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом эттираверади.

2. Зарядли зарра  $B$  чизиқларига перпендикуляр равишда магнит майдонга кирган ҳолда  $u$  ва  $B$  орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  ёки  $\frac{3\pi}{2}$  га тенг. Шунинг учун заррага таъсир этадиган Лорентц кучининг йўналиши доимо тезликка перпендикуляр, модули ( $F_n = quB$ ) ўзгармайди. Бундай куч таъсирида зарра айлана бўйлаб ҳаракатланади. Айлана радиуси  $R$  ни

$$quB = \frac{mu^2}{R} \quad (7.17)$$

тенгликни ечиб топиш мумкин:

$$R = \frac{mu}{qB}, \quad (7.18)$$

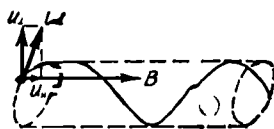
бундаги  $m$  — зарранинг массаси,  $q$  — зарранинг заряди.

Зарранинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақт

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{mu}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \quad (7.19)$$

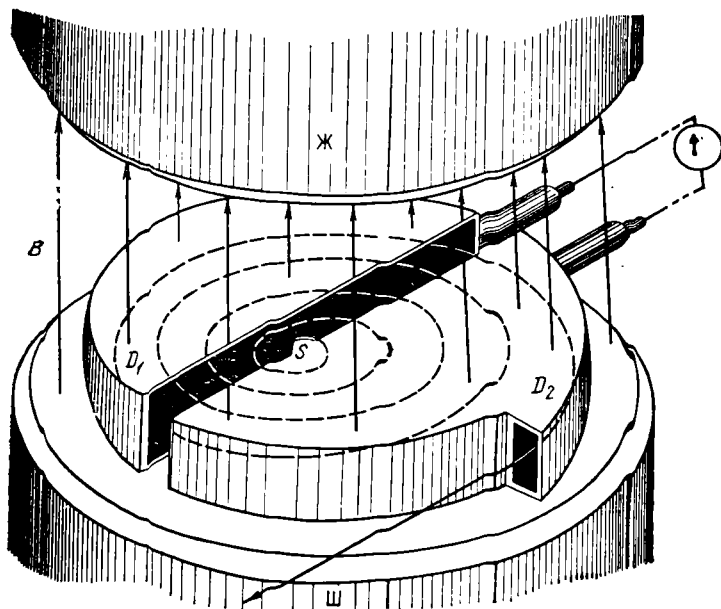
зарранинг айланиш даври деб аталади, у зарранинг солиштирма заряди ( $q/m$ ) ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ, заряднинг тезлигига эса мутлақо боғлиқ эмас.

3. Зарра тезлиги магнит майдон йўналиши билан ихтиёрый  $\alpha$  бурчак ташкил этсин (7.5-расм). Бу ҳолда тезлик вектори  $u$  ни икки ташкил этувчига— $B$  бўйлаб йўналган  $u_{\parallel}$  ва  $B$  га перпендикуляр равишда йўналган  $u_{\perp}$  га ажратиш мумкин. Зеро, зарядли зарра  $u_{\parallel}$  туфайли магнит индукция чизиқлари бўйлаб тўғри чизиқли текис ҳаракатда,  $u_{\perp}$  туфайли эса майдонга перпендикуляр текисликда айлана бўйлаб текис ҳаракатда қатнашади. Бу икки ҳаракатнинг суперпозицияси (қўшилиши) зарра ҳаракатини тасвирлайди: ўқи магнит майдонга параллел бўлган винтсимон спирал чизиқ бўйича зарра ҳаракатланади.



7.5- расм

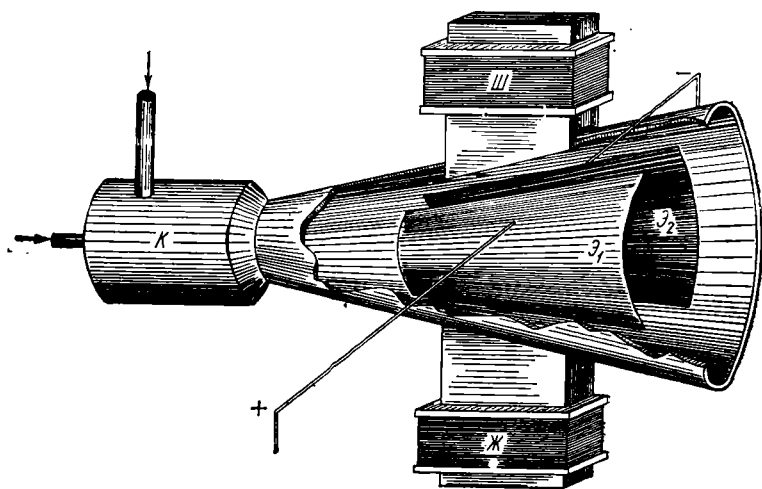
Ҳаракатланаётган зарраларга магнит майдон кўрсатадиган таъсирдан циклик тезлаткичлар (циклотрон, синхротрон, синхрофазотрон), магнито-гидродинамик генераторларда фойдаланилади. Циклотроннинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишайлик. Циклотроннинг асосий қисми — кучли электромагнитдор (7.6-расм). Бу электромагнитнинг қутб-



7.6- расм

лари орасида ясси цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камера дуант деб аталадиган  $D$ -симон икки бўлак  $D_1$  ва  $D_2$  дан иборат. Дуантлар электродлар вазифасини ҳам ўтайди. Улар ўзгарувчан кучланишли юқори частотавий генераторнинг қутбларига уланган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядлиб туради. Электр майдон фақат дуантлар оралиғидаги тирқишдагина мавжуд бўлади. Тезлатилиши лозим бўлган зарядли зарралар камерага махсус қурилма (расмда  $S$  деб белгиланган) орқали киритилади.

Камерага киритилган мусбат зарядли зарралардан бирининг ҳаракатини кузатайлик. Зарра дарҳол манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичида зарранинг ҳаракати йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон заррани айланавий орбита бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади (чунки бу ерда заррага Лорентц кучи таъсир қилади). Зарра ярим айланани босиб ўтгач, яна дуантлар оралиғидаги тирқишга етиб келади. Лекин ўтган вақт ичида электр майдон йўналишини ўзгартирган бўлади. Шунинг учун зарра иккинчи дуант томон тортилиб тезлашади. Иккинчи дуант ичида ярим айланани босиб ўтади ва яна тирқишга етиб келади. Бу ерда учинчи марта тезлашади ва ҳоказо. Ҳар сафардан сўнг зарранинг тезлиги ва орбитасининг радиуси ортиб боради. Зарранинг траекторияси (расм-



7.7- расм



вужудга келади. Бу эса ўз навбатида пластинканинг чап қиррасида манфий заряд этишмаслигига, яъни унда мусбат заряднинг вужудга келишига сабабчи бўлади. Агар ток та- шувчилар мусбат зарядли зарралар бўлса, улар электр ток ташишда қатнашиб  $j$  йўналиши бўйлаб ҳаракат қилишлари керак. Бу ҳаракат магнит майдонда содир бўлаётганлиги учун Лорентц кучи таъсирида зарралар пластинканинг ўнг қирраси томон огади. Натижада пластинканинг ўнг қирраси мусбат, чап қирраси эса манфий зарядланиб қолади. Шу тариқа пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида электр майдон (бу майдон кучланганлиги  $E_x$  бўлсин) вужудга келади. Бу электр майдонда зарядга таъсир этувчи куч ( $qE_x$ ). Лорентц кучига теккари йўналган. Шунинг учун бу кучлар миқдоран тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келиб, зарядлар оғмасдан ток ташиш вазифасини бажараверади. Мувозанат вазиятида пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида вужудга келган потенциаллар фарқи ( $\Delta\varphi_x$ ) ни Холл потенциаллар фарқи деб аташ одат тусига кирган.

Холл потенциаллар фарқини топиш учун индукцияси  $B$  бўлган магнит майдонда  $u$  тезлик билан ҳаракат қилаётган  $q$  зарядга таъсир этувчи Лорентц кучи ва  $q$  зарядга кучланганлиги  $E_x$  бўлган Холл электр майдони томонидан таъсир этувчи кучларни модулларини тенглаштирамиз, яъни

$$quB = qE_x.$$

бундан

$$E_x = uB$$

эканлигини топамиз.

Потенциаллар фарқи вужудга келган пластина қирралари орасидаги масофани  $d$  деб белгиласак,

$$\Delta\varphi_x = E_x d = uBd \quad (7.20)$$

бўлади. Бундаги  $u$  ўрнига ток зичлиги ифодаси ( $j = qnu$ ) дан топиладиган

$$u = \frac{j}{qn}$$

қийматни қўйиб

$$\Delta\varphi_x = \frac{1}{qn} jBd \quad (7.21)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодадаги

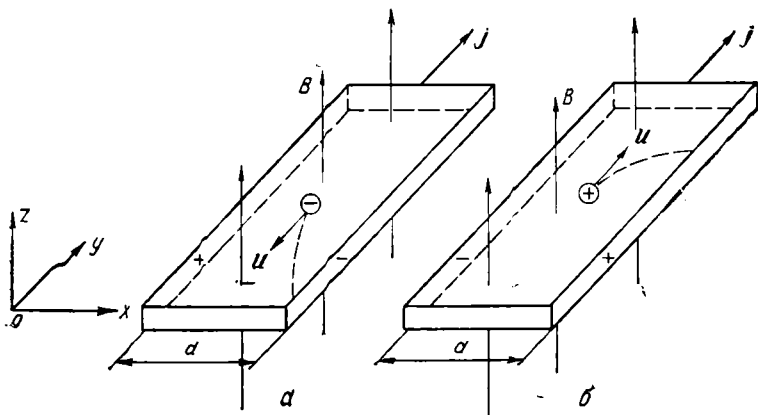
$$R = \frac{1}{qn} \quad (7.22)$$

да пунктир чизик билан тасвирланган) спиралсимон шаклда ёйилиб боради ва ниҳоят зарра камера деворига яқинлашади. Бу ерда махсус қурилма орқали зарралар ташқарига чиқарилади.

7.7-расмда магнитогиродинамик генератор (МГДГ) нинг схематик тузалиши тасвирланган. Ёниш камераси ( $K$ ) да юксак даражада ионлашган газ — плазма электродлар ( $\mathcal{E}_1$  ва  $\mathcal{E}_2$ ) оралиғида ҳаракатланиши борасида магнит майдоннинг таъсирига учрайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Мусбат ионлар  $\mathcal{E}_1$  электродга, манфий ионлар  $\mathcal{E}_2$  электродга урилиб уларни мос равишда зарядланишига сабабчи бўлади. Электродларга ташқи нагрузка (бирор  $R$  қаршилик) улганса, занжир бўйлаб электр ток оқа бошлайди.

### 5-§. Холл эффекти

1880 йилда Э. Холл томонидан аниқланган бу эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: металл ёки ярим ўтказгичдан ясалган пластинкани (7.8-расм) магнит майдонга шундай жойлаштирайликки бунда магнит майдоннинг йўналиши  $Oz$  ўқига, пластинкадан ўтаётган токнинг йўналиши эса  $Oy$  ўқига мос бўлсин.  $U$  ҳолда ток ҳосил қилаётган зарядларга Лорентц кучи таъсир қилиб, уларни  $Ox$  йўналишида оғдиради. Агар ток ташувчилар манфий зарядли зарралар бўлса, улар  $j$  га тескари йўналишда ҳаракат қилганликлари учун пластинканинг ўнг қирраси томонига қараб оғади. Натижада ўнг қиррада ортиқча манфий заряд

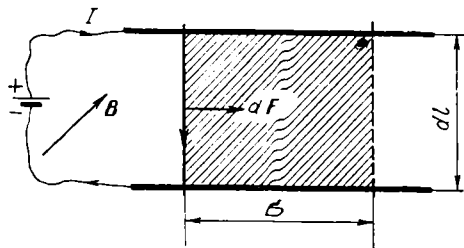


7.8- расм

Холл доимийси деб аталади. Холл доимийси пластинка материалга боғлиқ. У баъзи моддалар учун мусбат, баъзилари учун эса манфий қийматга эга бўлади.

#### 6-§. Токли ўтказгични ва токли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш

$dl$  узунликдаги токли ўтказгич бир жинсли магнит майдонда эркин кўча олиш имконига эга бўлсин. Бундай тажрибани амалга ошириш учун икки металл стерженни (7.9-расм) ток манбаига улаётлик. Стерженлар устига кўндаланг қилиб жойлаштирилган  $dl$  узунликдаги ўтказгичдан контур-



7.9- расм

нинг қўзғалувчи қисми сифатида фойдаланиш мумкин. Бу токли ўтказгичга чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати

$$dF = IBdl \quad (7.23)$$

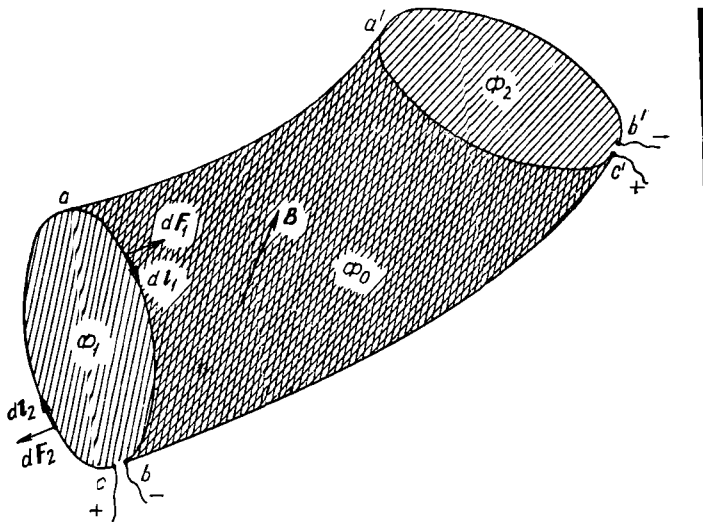
бўлади. Бу кучнинг йўналиши  $dl$  элементнинг кўчиш йўналиши билан мос тушганлиги учун бажарилган иш

$$dA = dF \cdot b = IBdl \cdot b \quad (7.24)$$

7.9-расмдан кўринишича,  $dl$  элементнинг  $b$  масофага кўчиши туфайли контурнинг юзи  $dS = dl \cdot b$  га ортади. Шунинг учун (7.24) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = IBdS = Id\Phi. \quad (7.25)$$

Бу ифодадаги  $d\Phi$  — контур юзининг  $dS$  ўзгариши туфайли контур юзини тешиб ўтаётган магнит оқимнинг ўзгаришидир. Бошқача айтганда, контурнинг қўзғалувчи  $dl$  элементи кўчиш давомида кесиб ўтган магнит оқимдир.



7.10- расм

Энди (7.25) дан фойдаланиб токли контурни бутунлай йнча кўчиришда бажариладиган ишни ҳисоблайлик.

7.10- расмда тасвирланган токли берк контур ( $abca$ ) чизма текислигида кўчаётган бўлсин. Магнит майдон индукци яси чизиқлари чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган.  $abca$  берк контурни ҳаёлан  $ab$  ва  $ca$  ўтказгичларга ажратайлик. Зеро токли берк контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш ( $dA$ ) мазкур контур таркибий қисмлари —  $ab$  ва  $ca$  токли ўтказгичларни кўчиришда бажарилган  $dA_1$  ва  $dA_2$  ларнинг йиғиндиси тарзида аниқланлиши мумкин:

$$dA = dA_1 + dA_2. \quad (7.26)$$

Контурнинг  $ab$  қисмидаги ток элементларига таъсир этувчи кучлар (7.10- расмда  $dl_1$  га магнит майдон томонидан таъсир этувчи  $dF_1$  кучга қ.) ва  $db$  нинг кўчирилиш йўналишлари орасидаги бурчак ўткир бўлганлиги учун  $dA_1$  иш мусбат, унинг қиймати, (7.25) га асосан, контурдан ўтаётган ток кучи билан кўчирилиш жараёнида  $ab$  ўтказгич кесиб ўтадиган магнит оқим (бу оқим  $aa'c'ba$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_0$  ва  $a'b'c'a'$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_1$  магнит оқимларнинг йиғиндиси) кўпайтмасига тенг.

$$dA_1 = I(d\Phi_0 + d\Phi_1) \quad (7.27)$$

Контурнинг *са* қисмидаги ток элементларига таъсир тувчи кучлар (7.10-расмдаги  $dl_2$  га магнит майдон томонидан таъсир этувчи  $dF_2$  кучга қ.) ва *са* нинг кўчирилиш йўналишлари орасидаги бурчак ўтмас бўлганлиги учун  $dA_2$  иш манфий, унинг қиймати эса  $I$  ток билан кўчирилиш давомида *са* ўтказгич кесиб ўтадиган магнит оқим (бу оқим  $abca$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_1$  ва  $aa'c'bca$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_0$  магнит оқимларининг йиғиндисидир) кўпайтмасига тенг:

$$dA_2 = -I(d\Phi_0 + d\Phi_1) \quad (7.28)$$

(7.27) ва (7.28) лар асосида (7.26) ни қуйидагича ёза оламиз:

$$dA = I(d\Phi_2 - d\Phi_1). \quad (7.29)$$

Демак, магнит майдонда токли берк контурни кўчиришда бажарилган иш шу контурдан ўтаётган ток кучи ( $I$ ) билан контур юзи орқали ўтувчи магнит оқим ўзгаруви ( $d\Phi_2 - d\Phi_1$ ) нинг кўпайтмасига тенг.

(7.29) муносабат ихтиёрний шаклдаги токли берк контурнинг ҳар қандай магнит майдондаги турли кўчишлари учун ҳам ўринли.

## VIII БОБ

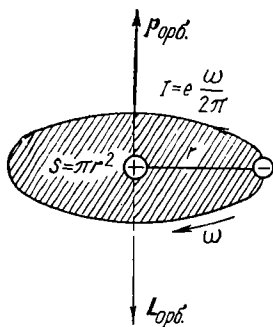
### МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

#### 1-§. Модданинг магнитланиши

Олдинги параграфларда вакуумдаги магнит майдонларни текширдик. Агар магнит майдонга бирор модда олиб кирсак, бу модда магнитланиб хусусий магнит майдон  $B'$  ни вужудга келтиради. Шунинг учун текшириляётган моддадаги натижавий магнит майдон индукцияси  $B$  ташқи майдон индукцияси  $B_0$  ва модданинг хусусий майдон индукцияси  $B'$  нинг вектор йиғиндисидан иборат бўлади:

$$B = B_0 + B'. \quad (8.1)$$

Кўпинча,  $B'$  ни ички майдон индукцияси деб ҳам аталади. Ҳозирги вақтда ҳамма моддий жисмлар ташқи магнит майдон таъсирида озроқ ёки кўпроқ магнитланиши исботланган. Шу сабабли моддаларнинг магнит хусусиятларини ўрганар эканмиз, барча моддалар учун «магнетик» деган терминни ишлатамиз. Магнетикларнинг хоссалари улар-



8.1- расм

нинг атомлари таркибида мавжуд бўлган элементар зарралар-электронлар, протонлар ва нейтронлар билан аниқланиши лозим. Ҳақиқатан, атом мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида берк орбиталар бўйлаб ҳаракат қилувчи электронлардан иборат. 8.1-расмда  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон тасвирланган. Бу электроннинг бурчак тезлиги  $\omega = \frac{v}{r}$  бўлади. Демак,

1 секунд давомида ядро атрофида  $\frac{\omega}{2\pi}$  марта айланаётган электроннинг бу ҳаракати ток кучи

$$I = e \frac{\omega}{2\pi} \quad (8.2)$$

бўлган айланма токка эквивалентдир (токнинг йўналиши электроннинг ҳаракат йўналишига тескарилигини унутманг). Бундай микро айланма ток магнит моментининг модули қуйидагича топилади:

$$p_{орб} = I \cdot S = e \frac{\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \quad (8.3)$$

Бу магнит момент электроннинг орбита бўйлаб ҳаракати туфайли вужудга келаётганлиги учун уни *орбитал магнит момент* деб атадик ва бошқа магнит моментлардан фарқ қилиш учун  $p_{орб}$  деб белгиладик.

$r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракат қилаётган электрон қиймати

$$L_{орб} = mvr = m\omega r^2 \quad (8.4)$$

га тенг бўлган орбитал механик моментга ҳам эга бўлади. Бу ифодада  $m$  — электроннинг массаси. Орбитал механик моментнинг йўналиши орбита текислигига перпендикуляр бўлиб, электроннинг айланиш йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган. Демак,  $p_{орб}$  ва  $L_{орб}$  ларнинг йўналишлари қарама-қарши. (8.3) нинг (8.4) га нисбати *электроннинг орбитал гиромагнит нисбати* дейилади ва  $\Gamma_{орб}$  деб белгиланади:

$$\Gamma_{орб} = \frac{p_{орб}}{L_{орб}} = \frac{e}{2m} \quad (8.5)$$

Орбитал гиромангнит нисбат орбита радиусига боғлиқ эмас. Умуман,  $\Gamma_{orb}$  эллиптик орбиталар учун ҳам ўринли.

Орбитал механик моментдан ташқари электрон хусусий механик момент — спин ( $L_{сп}$ ) га, ҳамда унга мос равишда хусусий магнит момент ( $p_{сп}$ ) га ҳам эга. Электрон спиннинг абсолют қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$L_{сп} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (8.6)$$

бу ерда  $\hbar$  — Планк доимийси бўлиб, унинг қиймати  $1,05 \cdot 10^{-34}$  Ж.с га тенг.

Электрон хусусий магнит моментининг (одатда, спин магнит момент деб юргизилади) абсолют қиймати эса

$$p_{сп} = \sqrt{3} \frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{3} \mu_B \quad (8.7)$$

ифода билан аниқланади.

Бу ифодадаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{Тл}} \quad (8.8)$$

— Бор магнетони деб аталади. Электроннинг спин гиромангнит нисбати

$$\Gamma_{сп} = \frac{p_{сп}}{L_{сп}} = \frac{e}{m} \quad (8.9)$$

орбитал гиромангнит нисбатдан икки марта катта.

Шуни ҳам қайд қилайликки, спин тушунчасининг кiritилишига «электрон — ўзининг хусусий ўқи атрофида айланувчи шарча» деб тасаввур қилиниши сабаб бўлган. Шунинг учун ҳам электроннинг хусусий механик моментини спин (инглизча «to spin» — айланмоқ) деб аталган. Электрон зарядланган зарра бўлганлиги учун унинг айланиши натижада айланма электр ток вужудга келади. Бу эса спин магнит моментнинг вужудга келишига сабабчи бўлади, деб тушунтирилган. Кейинчалик, спиннинг бундай модели нотўғрилиги аниқланди. Ҳозирги вақтда электрон (8.6) ва (8.7) ифодалар билан аниқланувчи хусусий механик ва магнит моментларга эга эканлиги исбот қилинган. Бу катталиклар, худди электроннинг заряди ва массаси каби унинг ажралмас хусусиятларидир. Бошқача айтганда, заряд, масса, спин ва спин магнит момент электронни характерловчи катталиклардир. Электрон спиннинг ажойиб хусусияти шундан иборатки, у магнит майдонда фақат икки йўналишга эга бўлади:

1. Магнит индукция вектори  $B$  га параллел. Бу ҳолда спин ва спин магнит моментларнинг  $B$  йўналишига проекциялари, мос равишда,

$$(L_{сп})_B = + \frac{1}{2} \hbar, \quad (8.10)$$

$$(p_{сп})_B = - \mu_B \quad (8.11)$$

қийматларга эга бўлади:

2. Магнит индукция вектори  $B$  га антипараллел. Бу ҳолда

$$(L_{сп})_B = - \frac{1}{2} \hbar. \quad (8.11)$$

$$(p_{сп})_B = + \mu_B. \quad (8.13)$$

Атом ядросининг таркибидаги протон ва нейтронларнинг магнит моментлари электроннинг спин магнит моментидан тахминан минг марта кичик бўлганлиги учун, *атомнинг магнит momenti атом таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг вектор йиғиндисидан иборат деб ҳисоблаш мумкин*, яъни

$$P_{ат} = \sum P_{орб} + \sum P_{сп}. \quad (8.14)$$

Ташқи магнит майдон таъсирига учрамаган магнетик атомларининг магнит моментлари тартибсиз йўналган. Шу сабабли магнетик парчасининг йиғинди магнит momenti нолга тенг бўлади. Ташқи майдон айрим атомлар магнит моментларининг йўналишларини тартибга солади (ташқи майдон таъсирида вужудга келадиган жараёнларнинг тафсилоти билан кейинроқ танишамиз), натижада магнетик бирор натижавий магнит моментга эга бўлиб қолади, яъни магнитланади. Ташқи майдон таъсирида магнетиклар турлича магнитланадилар. Магнетикларнинг магнитланганлик даражасини характерлаш учун *магнитланиш вектори*  $J$  дан фойдаланилади:

$$J = \frac{\Delta p_{ат}}{\Delta V} \quad (8.15)$$

бунда  $\Delta V$  — магнетикнинг магнитланиш вектори аниқланаётган нуқтаси атрофидаги элементар ҳажм.

Бир жинсли магнитланган магнетик учун магнитланиш вектори бирлик ҳажмдаги атомлар магнит моментларининг вектор йиғиндисига тенг.

СИ да магнитланиш векторининг бирлиги —



$$[J] = \frac{[\rho_{ат}]}{[V]} = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m},$$

ўлчамлиги эса  $L^{-1} I$ .

## 2-§. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси

Магнетиклардаги магнит майдонни ўрганишда икки хил ток билан иш тутамиз. Токларнинг биринчи тури — ўтказувчанлик токидир. Уни макроток деб атайдик. Бу ток учун одатдаги белгилашни, яъни  $I$  ни сақлаб қоламиз. Иккинчи ток эса микроток деб аталади, бу ток магнетикнинг атомлари, ионлари ва молекулаларидаги электронларнинг ҳаракати туфайли мавжуддир. Микроток учун  $I_m$  белгини ишлатайдик.

Вакуумда магнит майдон фақат макротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун  $B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси (6.18) ифода билан аниқлашиб, у контур ўраб олган барча токларнинг (макротокларнинг) алгебраик йиғиндисини  $\mu_0$  га кўпайтмасига тенг эди. Магнетикдаги магнит майдон эса ҳам макротоклар  $I$  туфайли вужудга келади. Шунинг учун магнетикдаги натижавий майдон индукцияси  $B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси олинаётганда контур ўраб олган барча макротокларни ҳам, микротокларни ҳам ҳисобга олиш керак, яъни:

$$\oint B_i de = \oint (B_0 + B')_i de = \mu_0 (\sum I + \sum I_m). \quad (8.16)$$

Моддадаги магнит майдон учун тўлиқ ток қонуни деб аталувчи бу ифодадаги иккинчи йиғинди, яъни микротокларнинг йиғиндисини магнетикнинг магнитланиш вектори билан қўйидагича боғланган:

$$\sum I_m = \oint_i J_i dl. \quad (8.17)$$

(8.16) ифодани  $\mu_0$  га тақсимлаб, (8.17) дан фойдалансак:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_i B_i dl = \sum I + \oint_i J_i dl$$

ёки

$$\oint_i \left( \frac{B}{\mu_0} - J \right)_i dl = \sum I. \quad (8.18)$$

Бу ифодада

$$\frac{B}{\mu_0} - I = H \quad (8.19)$$

Белгилаш киритсак, (8.18) қўйидаги кўринишга келади:

$$\oint_l H_i dl = \sum I \quad (8.20)$$

(8.19) ифода билан аниқланувчи  $H$  вектор магнит майдон кучланганлик вектори дейилади. (8.20) дан кўринишича  $H$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макротокларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Вакуумда  $I = 0$  бўлганлиги учун, (8.19) қўйидаги кўринишга келади:

$$H = \frac{B_0}{\mu_0} \quad (8.21)$$

Бундан, вакуумдаги магнит майдоннинг кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналадиган, лекин ундан  $\mu_0$  марта фарқ қиладиган вектордир, деган хулоса келиб чиқади.

(8.21) ифодадан фойдаланиб ва (7.11) ни ҳисобга олган ҳолда магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигини аниқлаш мумкин:

$$[H] = \frac{[B_0]}{[\mu_0]} = \frac{\frac{H}{A \cdot m}}{\frac{H}{A^2}} = \frac{A}{m}$$

$\mu_0$  нинг сон қиймати  $4\pi \cdot 10^{-7}$  га тенг. Шунинг учун магнит майдон кучланганлигининг бирлиги сифатида вакуумдаги магнит майдон шундай нуқтасининг кучланганлиги олиниши керак-ки, бу нуқтада магнит индукция  $B_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Тл бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, вакуумдаги магнит майдон бирор нуқтасининг кучланганлиги  $1 \frac{A}{m}$  бўлса, унинг индукцияси  $B_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Тл бўлади. Узун соленоид ичидаги магнит майдон кучланганлигининг қийматини (8.21) ва (6.22) лардан фойдаланиб чиқарайлик:

$$H = \frac{\mu_0 n I}{\mu_0} = n I. \quad (8.22)$$

**СИ** да  $H$  бирлигининг таърифи мазкур муносабатга асосланган: текис тақсимланган ўрамларидан  $1/n_0$  ампер ток кучи

ўтадиган (бу ерда  $n_0$  — соленоиднинг 1 м тр узунлигидаги ўрамлар сони) узун соленоид марказидаги магнит майдон кучланганлиги — 1 ампер тақсим метр  $\left(\frac{\text{А}}{\text{м}}\right)$  дир.

Магнит майдон кучланганлигининг ўлчамлиги —  $L^{-1}I$ .

### 3- §. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик

Тажрибаларнинг кўрсатишича, изотроп муҳитдан иборат бўлган магнетикнинг ихтиёрий нуқтаидаги  $\mathbf{J}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар қуйидагича боғланишга эга:

$$\mathbf{J} = \kappa_m \mathbf{H}, \quad (8.23)$$

бу ифодада  $\kappa_m$  — магнетикнинг магнит хусусиятларини ифодаловчи катталиқ бўлиб, уни *магнит қабул қилувчанлик* дейилади.

$\mathbf{J}$  ва  $\mathbf{H}$  ларнинг ўлчов бирликлари бир хил бўлгани учун  $\kappa_m$  ўлчамсиз катталиқдир.  $\kappa_m$  мусбат ва манфий қийматларга эга бўла олади. Демак, магнитланиш векторининг йўналиши баъзи магнетиклар учун  $\mathbf{H}$  нинг йўналишига мос келса, иккинчи хил магнетиклар учун қарама-қарши йўналган бўлади. (8.23) ни (8.19) га қўйсак:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \kappa_m \mathbf{H}$$

ёки

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0(1 + \kappa_m)}, \quad (8.24)$$

бундаги

$$1 + \kappa_m = \mu \quad (8.25)$$

— муҳитнинг *магнит сингдирувчанлиги* дейилади. (8.25) белгилаш асосида (8.24) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu}. \quad (8.26)$$

Демак, изотроп муҳитда магнит майдон кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналишга эга модуль жиҳатдан ундан  $\mu_0$  марта кичик бўлади. Магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  ўлчамсиз катталиқ у магнетикдаги магнит майдон вакуумдагига нисбатан неча марта фарқланишини ифодалайди.

Барча магнетиклар ўзларининг магнит қабул қилувчанликларининг ишораси ва қийматларига қараб уч синфга бўлинади:

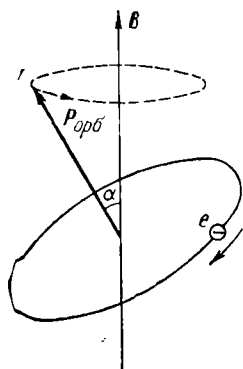
1) *диамагнетикларда*  $\kappa_m < 0$  бўлади. Бу синфга сид бўлган моддаларда, масалан, фосфор, слтингугурт, сурьма, углерод, симоб, олтин, қумуш, мис каби элементлар сув ва кўпчилик органик бирикмаларда магнит майдон бир оз сусаяди ( $\mu = 1 + \kappa_m < 1$ );

2) *парамагнетикларда*  $\kappa_m > 0$  бўлади. Бу синфга кирувчи кислрод, азот, алюминий, платина, вольфрам каби элементларда магнит майдон бир оз кучаяди ( $\mu = 1 + \kappa_m > 1$ );

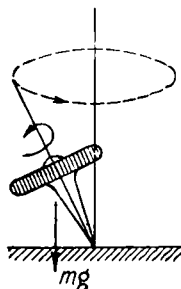
3) *ферромагнетикларда*  $\kappa_m \gg 0$  бўлади. Бу синфга кирувчи темир, никель, кобальт каби металлларда ва уларнинг қотишмаларида магнит майдон жуда зўрайиб кетади.

#### 4- §. Диамагнетизм ва парамагнетизм

Магнетиклар атомларининг таркибдаги электронларга ташқи магнит майдон қандай таъсир кўрсатади? Бу саволга жавоб бериш учун  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $\omega$  бурчак тезлик билан ядро атрофида айланаётган электронга магнит майдоннинг таъсирини текширайлик (8.2- расм). Электронни орбитал ҳаракати туфайли вужудга келаётган токнинг магнит моменти ва ташқи майдон йўналишлари орасидаги бурчак  $\alpha$  бўлсин. Электроннинг магнит майдондаги бу ҳаракати, худди Ернинг тортиш майдонида айланаётган пилдиروқнинг ҳаракатига ўхшайди. Маълумки, оғирлик кучи ( $mg$ ) таъсирида пилдироқ ўқи (8.3- расм) чизма текислигида

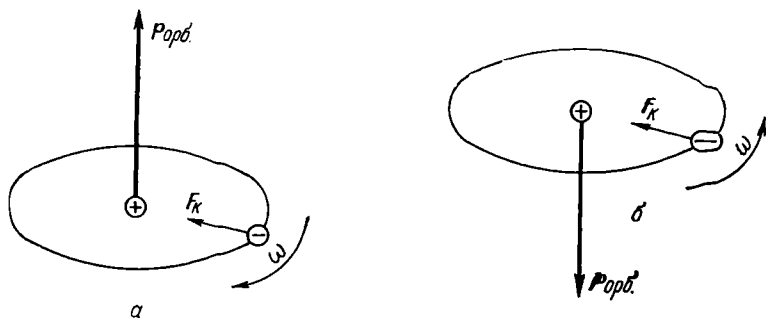


8.2- расм

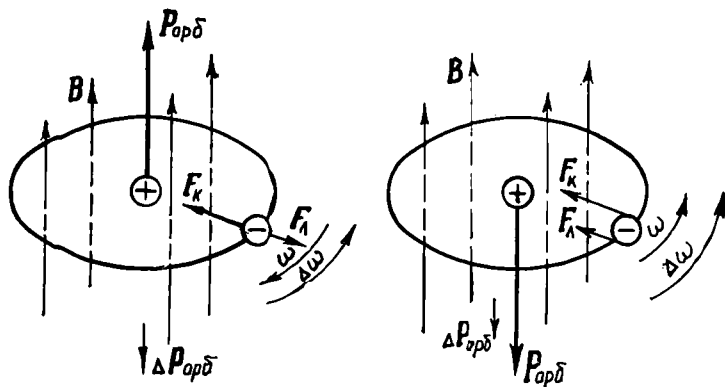


8.3- расм

паст томонга ҳаракат қилиш ўрнига вертикал йўналиш атрофида айланар эди. Бу ҳаракатни прессион ҳаракат деб аталган эди. Пилдироқ ўқининг прессион ҳаракатига сабаб — оғирлик кучи туфайли пилдироққа таъсир этувчи айлантирувчи моментнинг вужудга келиши эди. Худди шунга ўхшаш, индукцияси  $B$  бўлган магнит майдонда орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электронга  $M = (p_{орб} B)$  айлантирувчи момент (7.6- формулага қаранг) таъсир этади. Натижада  $p_{орб}$ -векторнинг индукция вектори  $B$  атрофида прессион ҳаракати вужудга келди (8.2- расм). Прессион ҳаракатнинг йўналиши (расмда стрелка билан кўрсатилган) электроннинг орбитал ҳаракати йўналишига тескари. Шунинг учун прессион электроннинг орбитал ҳаракати туфайли вужудга келган токнинг қийматини бир оз камайтиради. Бу эса ўз навбатида электрон магнит моментининг камайишга сабаб бўлади. Агар электрон расмдигига тескари бўлган йўналишда айланса, унинг магнит momenti  $p_{орб}$  магнит майдон йўналишига қарши йўналган бўлади. Бу ҳолда ташқи майдон электроннинг магнит моментини ошишга сабабчи бўлади. Бунинг қуйидаги хусусий ҳол устидаги мулоҳазалар асосида осонгина тушуниб олиш мумкин. 8.4- а расмда  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик ( $\omega$  бурчак тезлик) билан соат стрелкасининг ҳаракати йўналишида ядро атрофида айланаётган электрон тасвирланган. 8.4- б расмда эса барча параметрлари олдинги ҳолдагидек, лекин соат стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда айланаётган электрон тасвирланган. Бу расмлардан кўринишича, ташқи магнит майдон таъсир этмаганда (ҳар иккала ҳолда ҳам) электронга таъсир этувчи марказга интилма куч — электроннинг ядрога тортилиш Кулон кучидир, яъни  $F_K$  дан иборатдир.



8.4- расм



8.5- расм

Орбита текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон туфайли электронга орбита радиуси бўйлаб Лоренц кучи таъсир этади. Биринчи ҳолда (8.5 а- расм)  $F_L$  нинг йўналиши  $F_k$  га тесқари, иккинчи ҳолда эса (8.5- б расм)  $F_L$  ва  $F_k$  ларнинг йўналишлари бир хил. Шунинг учун биринчи ҳолда марказга интилма куч камайса (яъни  $F_k - F_L$  га тенг бўлса) иккинчи ҳолда ортади (яъни  $F_k + F_L$  га тенг бўлади).

Иккинчи томондан, марказга интилма кучнинг миқдори электроннинг айланиш частотаси  $\omega$  га тўғри пропорционал. Демак, биринчи ҳолда электроннинг айланиш частотаси  $\Delta\omega$  га камайди, иккинчи ҳолда  $\Delta\omega$  га ортади. Бошқача қилиб айтганда, соат стрелкасининг ҳаракати йўналишда айланаётган электронга ҳам, унга тесқари йўналишда айланаётган электронга ҳам расмда тасвирланган йўналишдаги магнит майдоннинг таъсири — соат стрелкасининг ҳаракатига тесқари йўналишда  $\Delta\omega$  айланиш частотаси билан характерланувчи қўшимча ҳаракатни вужудга келтиришдан иборат. Бу қўшимча ҳаракат туфайли электрон қўшимча  $\Delta p_{orb}$  магнит моментга эришади, унинг йўналиши магнит майдон йўналишига тесқари бўлади. Бу хулосалар фақат бир хусусий ҳол — магнит майдоннинг йўналиши электрон орбитасининг текислигига перпендикуляр бўлган ҳол учунгина эмас, балки 8.2- расмда тасвирланган умумий ҳол учун ҳам ўринлидир. Шундай қилиб, орбита бўйича айланма ҳаракат қилаётган электрон ташқи магнит майдон таъсирида  $B$  векторга қарам-қарши йўналган қўшимча магнит момент  $\Delta p_{orb}$  га эришади. Бу ҳодиса *диамагнит эффект* деб аталади.

Диамагнит эффект атомларининг магнит моментлари нолга тенг бўлган моддаларда намоён бўлади. Ташқи магнит майдон бўлмаган тақдирда бундай моддалар атомлари таркибидаги электронларнинг магнит моментлари ўзаро бири-бирини компенсациялайди. Магнит майдон таъсирида эса диамагнит эффект туфайли атом таркибидаги айрим электронлар эришадиган қўшимча магнит моментларнинг қўшилиши натижасида атомда ташқи майдонга тескари йўналган магнит момент вужудга келади. Бу магнит момент ўзини вужудга келтираётган ташқи майдонни сусайтиради. Шунинг учун бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги манфий бўлади. Бундай моддалар диамагнетиклар деб аталади. Шунинг ҳам қайд қилмоқ лозимки, диамагнетикларда майдоннинг сусайиши ниҳоят даражада кам бўлади. Масалан, энг кучли диамагнетик ҳисобланган вилмут учун  $\chi_m = 1,4 \cdot 10^{-6}$  га тенг.

*Парамагнит эффект* деб аталувчи ҳодисанинг моҳияти қуйидагидан иборат: ташқи майдон бўлмаган тақдирда модда атомларининг магнит моментни нолдан фарқ қилса, магнит майдон бундай модда атомларининг магнит моментларини майдон бўйлаб йўналтиришга ҳаракат қилади. Иссиқлик ҳаракат эса, аксинча, атомлар магнит моментларининг тартибли жойлашувларини бузишга ҳаракат қилади. Магнетикнинг температураси қанчалик юқори бўлса, атомлар магнит моментларининг ташқи майдон таъсирида тартибга тушиши шунчалик сустроқ бўлади. Демак, парамагнит эффект содир бўладиган моддаларда ташқи магнит майдоннинг кучайиши кузатилади. Лекин бу кучайиш температурага тескари пропорционал бўлади. Бундай моддалар парамагнетиклар деб аталади. Парамагнит моддаларда ҳам диамагнит эффект вужудга келади, лекин унинг ҳиссаси парамагнит эффектга нисбатан анча кичик. Шунинг учун парамагнит моддаларда диамагнит эффект унчалик сезиларли бўлмайди. Парамагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги Кюри қонуни деб юритилувчи қуйидаги формула билан ифодалан ади:

$$\chi_m = \frac{C}{T}, \quad (8.27)$$

бунда  $C$  — айни модда учун константа бўлиб, уни Кюри доимийси дейилади. Жуда паст температураларда Кюри қонунидан четга чиқиш содир бўлади.

Металларда атом билан боғлиқ бўлган электронлардан ташқари эркин электронлар ҳам мавжуд. Эркин электрон-

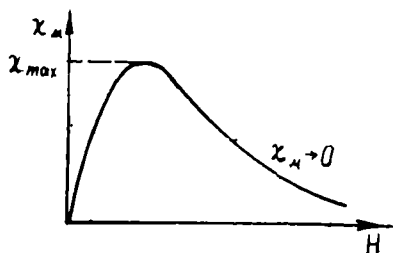
лар магнит майдон таъсирида берк траекториялар бўйича ҳаракат қилади. Бу эса қўшимча диамагнетизмнинг вужудга келишига сабаб бўлади. Бу диамагнетизмни *Ландау диамагнетизми* дейилади. Иккинчи томондан, эркин электронлар спин магнит моментга эга бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида спин магнит моментлар майдон бўйлаб йўналади. Бунинг натижасида вужудга келувчи қўшимча парамагнетизм *Паули парамагнетизми* дейилади.

## 5- §. Ферромагнетиклар

Магнетиклар ичида бир группаси ўзларининг магнит хусусиятлари билан бошқа моддалардан кескин ажралиб туради. Бу магнетикларни *ферромагнетиклар* деб аташ одат бўлган. Бу ном латинча Ferrum (темир) деган сўздан келиб чиққан, чунки ферромагнетиклик хусусиятлари биринчи марта темир ва унинг рудаларида аниқланган. Ферромагнетикларнинг асосий хусусиятлари қуйидагилардан иборат:

1. Ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги  $\chi_m$  ташқи магнит майдонга боғлиқ.  $\chi_m$  нинг  $H$  га боғлиқлиги шу билан характерланадики (8.6- расм),  $H$  ортиши билан  $\chi_m$  дастлаб тез суръат билан ўсади. Максимумга эришгач,  $H$  нинг янада ортиши билан  $\chi_m$  қийматининг камайиши кузатилади. Ташқи майдоннинг ниҳоят катта қийматларида эса  $\chi_m$  нолга интилади.

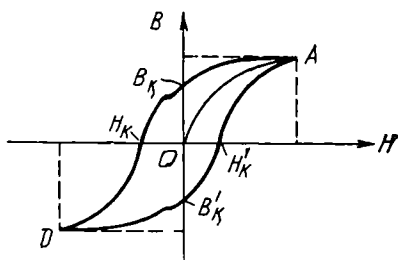
2. Ферромагнетикдаги магнит майдон индукциясининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ равишда ўзгариши 8.7- расмдаги  $OA$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Шундан кейин  $H$  ни камайтира бошласак, ферромагнетикдаги  $B$  нинг қиймати  $AO$  чизиқ бўйлаб камаймасдан, балки янги  $AB_k$  эгри чизиқ бўйлаб камаяди.  $H = 0$  бўлганда ҳам ферромагнетикдаги магнит майдон йўқолмайди,  $OB_k$  кесма билан ифодаланувчи қолдиқ индукция сақланиб қолади. Бошқача айтган



8.6- расм



да, ферромагнетик ни магнитловчи ташқи майдон таъсири бутунлай ғўхтатиладганда ҳам ферромагнетикдаги магнитланиш векторининг қиймати нолдан фарқли бўлади. Бу қийматни, одатда қолдиқ магнитланиш деб ҳам аталади. Қолдиқ индукция  $B_k$  ни йўқотиш учун магнитловчи майдон  $H$  нинг



8.7- расм

йўналишини тескари томонга ўзгартириш керак.  $H = H_k$  да қолдиқ индукция бутунлай йўқолади.  $H_k$  нинг қиймати (расмда  $OH_k$  кесма билан ифодаланган) *коэрцитив куч* дейилади. Тескари йўналишдаги магнитловчи майдон  $H$  янада орттирилганда ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  ҳам тескари йўналишда  $H_k$   $D$  эгри чизиқ бўйлаб ортиб боради. Шундан кейин магнитловчи майдон ни янада ўзгартириш натижасида  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлиги  $DB'_kH'_kA$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Қўриниб турибдики, ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  нинг қиймати магнитловчи ташқи майдон  $H$  нинг ўзгаришига монанд равишда ўзгармасдан, балки ферромагнетик бундан олдинги пайтларда магнит майдоннинг таъсирига учраганлигига ҳам боғлиқ. Бу ҳодисани *магнит гистерезис* деб аталади («гистерезис» — кечикиш, орқада қолиш деган маънони англатади).  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлигини ифодаловчи  $ADA$  ёпиқ чизиқ эса *гистерезис сиртмоғи* деб аталади. Шундай қилиб, ферромагнетиклар қолдиқ магнитланишга эга бўлади.

3. Ҳар бир ферромагнетик *Кюри нуқтаси* ( $T_k$ ) деб аталган аниқ бир температурада ўзининг ферромагнетиклик хусусиятларини йўқотади. Темир учун  $T_k$  нинг қиймати 1043 К, никель учун эса 631 К га тенг.  $T_k$  дан юқори температураларда ферромагнетик оддий парамагнетикка айланади ва магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_k} \quad (8.28)$$

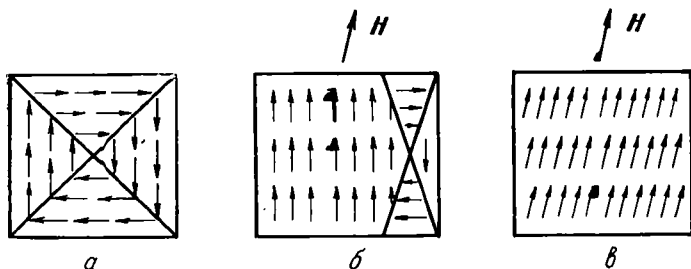
формула билан ифодаланади. Бу формуланинг (8.27) га ўхшашлиги бор, фақат «келиб чиқиши ферромагнит бўлган парамагнетик» учун температура тушунчаси 0 К дан эмас, балки  $T_k$  дан бошланиши лозим.

## 6-§. Ферромагнетизмнинг табиати

Нима учун олдинги параграфда баён этилган ферромагнети кларнинг хусусиятлари бошқа магнетикларда содир бўлмайди? Бошқача айтганда, ферромагнетизмнинг табиати нимадан иборат?

Бу саволларга жавоб қидиришда баъзи тажрибалар натижаларига мурожаат этайлик: 1) Ферромагнетикларнинг яққол вакили темирнинг газсимон ҳолатдаги атомларида ферромагнетик хусусиятлари эмас, балки диамагнетиклик ёки кучсизгина парамагнетиклик хусусиятлари кузатилади. Демак, ферромагнетизм фақат қаттиқ ҳолатдаги темирнинг яъни темир кристаллининг хусусиятидир; 2) Ферромагнит элементлар атомларининг магнит моментларини ўлчаш натижасида, уларнинг қиймати парамагнит элементлар атомларининг магнит моментларидан деярли фарқ қилмаслиги аниқланди. Ниҳоят кучли майдонларда парамагнетик жуда оз магнитланади, ферромагнетик эса унчалик кучли бўлмаган магнит майдонларда ҳам катта магнитланишга эришади. Демак, ферромагнетизмнинг табиатини парамагнит эффект туфайли тушунтириб бўлмайди; 3) Эйнштейн ва де Гааз ҳамда Иоффе ва Капица томонидан ўтказилган тажрибаларда ферромагнит жисмлар учун механик ва магнит моментлар орасида боғлини мавжудлиги аниқланди. Бу тажрибаларда топилган гиромангнит нисбатининг қиймати электроннинг орбитал гиромангнит нисбати  $G_{orb}$  дан икки марта катта бўлиб чиқди. Тажриба натижасини тушунтириш учун спин тушунчаси киритилди. Ҳақиқатан, тажрибаларда топилган қиймат электроннинг спин гиромангнит нисбати  $G_{sp}$  га тенг. Бундан, ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари бу моддалар таркибидаги электронларнинг орбитал магнит momenti билан эмас, балки спин магнит momenti билан боғлиқ бўлса керак, деган хулосага келиш мумкин.

Кейинчалик, квант механикасининг ривожланиши натижасида ферромагнетизм табиатини тушунтирувчи назария яратилди. Шу назариянинг асослари билан танишайлик. Ферромагнит кристаллининг панжарасидаги атомлар ўзаро бири-бири билан жуда кучли таъсирлашади. Бу таъсирлашув, асосан, четки қобикдаги электронлар орқали содир бўлади. Кристаллдаги қўшни атомларнинг электрон қобиклари бири-бирининг ичига кириб боради, натижада атомлар бири-бири билан электронлар алмашиш имкониятига эга бўлади. Бу таъсирлашув натижасида вужудга келадиган ўзаро алмашинувчи кучлар туфайли электронларнинг спин магнит мо-



8.8- расм

ментлари ўзаро параллел жойлашади. Натижада ферромагнетик ичида шундай соҳачалар мавжуд бўладики, бу соҳачалардаги спин магнит моментлар ўз-ўзидан (спонтан равишда) бир томонга йўналган бўлади. Бу соҳачаларни *доменлар* деб аталади. Доменларнинг ўлчамлари  $10^{-3}$  —  $10^{-4}$  см чамасида бўлади. Турли доменларнинг магнит моментлари турлича йўналган бўлиб, ташқи магнит майдон бўлмаган ҳолда ферромагнит парчасидаги барча доменлар магнит моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлади (8.8- *a* расмга қаранг). Шунинг учун ҳар бир домендаги магнитланиш жуда кучли бўлишига қарамасдан ферромагнетик парчаси магнитланмаган бўлади.

Энди ташқи магнит майдоннинг ферромагнетикка таъсири билан танишайлик. Ташқи майдон кучланганлиги унчалик катта бўлмаганда, доменлар чегараларининг силжиши содир бўлади. Бунда магнит моментларининг йўналишлари ташқи майдон йўналишига яқинроқ бўлган доменлар бошқа доменлар ҳисобига катталади (8.8- *b* расмга қаранг).

Ташқи магнит майдонни орттирсак, доменлар чегарасининг ўзгаришидан ташқари доменларнинг шундай бурилиши содир бўладики, натижада доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон бўйлаб йўналиш қолади (8.8- *v* расмга қаранг). Бу вазиятни *магнитланишнинг техник тўйиниши* деб аталади. Техник тўйиниш содир бўлгач, магнит майдоннинг янада ортиши натижасида магнитланишнинг бир оз ортиши кузатилади. Бу процессни *парапроцесс* деб аталади. Техник тўйиниш процессида кристаллдаги барча доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон йўналишида жойлашиб қолган бўлса, парапроцесс қандай сабаблар туфайли вужудга келади?

8.8- в расмда схематик тарзда тасвирланган техник тўйини ниш ҳақиқий манзаранинг биринчи яқинлашишдаги тасвири дир, чунки ҳар бир домендаги барча спин магнит моментларнинг мутлақ бир томонга йўналиши, яъни домендаги спонтан магнитланишнинг максимал қийматга эришиши фақат 0 К дагина содир бўлади. Ҳақиқатан, 0 К дан фарқли температураларда иссиқлик ҳаракат энергияси нолга тенг бўлмайди. Шунинг учун иссиқлик ҳаракат энергиясининг «бузувчилик» таъсири туфайли доменлар ичидаги баъзи спин магнит моментлар ташқи майдон йўналишига антипараллел йўналиб қолади (спин магнит момент ташқи магнит майдонда фақат икки йўналишни, яъни параллел ёки антипараллел йўналишни эгаллаши мумкинлигини эсланг). Демак, 0 К дан фарқли температураларда доменнинг натижавий магнит momenti, яъни спонтан магнитланиши максимал қиймат (тўйиниш) га эришмайди. Температури ортган сари иссиқлик ҳаракатнинг «бузувчилик» таъсири янада кучаяди. Температура  $T_k$  (Кюри нуқтаси) га тенг бўлганда доменларнинг спонтан магнитланиши бутунлай йўқолади. Бошқача айтганда, ҳар бир домен ичидаги параллел ва антипараллел спинлар сони тенглашиб қолади.

Кучли ташқи магнит майдон иссиқлик ҳаракатнинг «бузувчилик» таъсирини камайтиради:  $H$  га антипараллел бўлган баъзи спин магнит моментлар параллел йўналишни эгаллайди, бу эса магнитланишнинг янада ортшига сабабчи бўлади. Ташқи магнит майдон сусайганда юқорида қайл қилинган процесслар қисман қайтмас бўлганликлари учун гистерезис ҳодисаси, ташқи майдон таъсири бутунлай тўхтатилганда эса қолдиқ магнитланиш кузатилади.

Магнитланиш жараёнида моддаларнинг шакли ва ўлчамлари ўзгаради. Бу ҳодиса *магнитострикция* деб аталади. Ферромагнетикларда магнитострикция бошқа магнетикларга нисбатан сезиларли даражада бўлади. Жисмнинг нисбий узайиши  $\lambda = \Delta l / l$  магнитострикция доимийси дейилади, унинг қиймати унчалик катта эмас. Масалан, никель учун  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Табиатда бир группа моддалар бор эканки, уларни *антиферромагнетиклар* деб аталади. Бу моддаларнинг кристалл панжарасини бир-бирининг орасига кирган иккита панжаранинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Ҳар бир панжара таркибидаги ионларнинг спинлари параллел жойлашган бўлади. Лекин биринчи ва иккинчи панжаранинг спинлари қарама-қарши бўлади. Шунинг учун ташқи майдон таъсир этмаган антиферромагнетикнинг умумий магнит momenti нолга тенг. Ташқи майдон таъсирида бир қисм спин-

лар йўналишини ўзгартириши натижасида антиферромагнетикнинг магнитлашиши содир бўлади. Антиферромагнетикларнинг хусусиятлари бирор температурадан юқори температураларда йўқолади. Бу температурани антиферромагнетикнинг Кюри нуқтаси деб аталади. Агар антиферромагнетикнинг айрим (яъни бир-бирининг орасига кирган биринчи ва иккинчи) панжараларининг магнит моментлари тенг бўлмаса, антиферромагнетикнинг умумий магнит momenti нолдан фарқли бўлиб, унинг қиймати ферромагнетик магнит моментининг, қийматига яқинлашиб қолади. Бундай моддаларни ферромагнетиклар ёки оддийгина *ферритлар* деб аталади. Ферритлар яримўтказгичлар бўлиб, уларнинг солиштирма электр қаршиликлари металл ферромагнетикларникига қараганда анча катт бўлади. Масалан, темирнинг солиштирма қаршилиги  $8,5 \cdot 10^{-8}$  Ом·м бўлса, ферритларнинг солиштирма қаршилиги  $10^4$  дан  $10^7$  Ом·м гача ўзгаради. Ўзларининг бу хусусиятлари туфайли ферритлар ҳозир техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

## IX БОБ

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

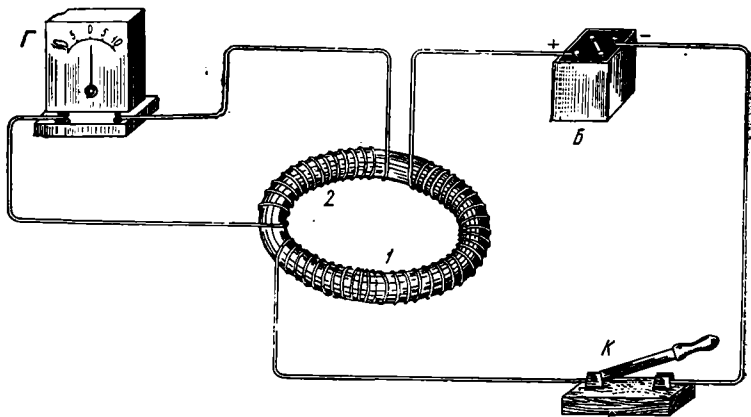
#### 1- §. Электромагнит индукция ҳодисаси

Эрстед электр ток магнит майдонни вужудга келтиришини аниқлагандан сўнг, кўпчилик олимлар «тескари» эффектни қидира бошлашди, яъни магнит майдон электр токни вужудга келтирмасмикин, деган саволга жавоб қидира бошлашди.

Бу саволга ўн йил давом этган изланишлардан сўнг Фарадей жавоб топди. Фарадей тажрибасида қўлланилган қурилманинг схемаси 9.1- расмда тасвирланган.

Бир-биридан изоляцияланган икки ўрам сим олинган. Биринчи ўрамни калит ( $K$ ) орқали ўзгармас ток манбаи ( $B$ ) га уланади. Иккинчи ўрамнинг учлари эса гальванометр ( $G$ ) га уланган. Биринчи ўрамдан ўтаётган ток кучи ўзгармаганда иккинчи ўрамда ҳеч қандай ток вужудга келмаган. Лекин биринчи ўрамни ток манбаига улаш ва узиш вақтида иккинчи ўрамда қисқа муддатли электр ток қайд қилинган. Фарадей бу токни *индукцион ток* деб атади.

*Электромагнит индукция* деб аталган ҳодиса биринчи марта шу усулда кузатилган эди. Кейинчалик, Фарадей электромагнит индукция ҳодисасини турли вариантлардаги тажрибаларда ҳам амалга оширди. Масалан, биринчи ўрам-

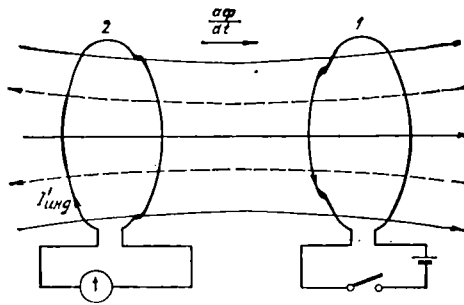


9.1- расм

дан ўтаётган ток кучини реостат ёрдамида ўзгартириш, ўрамларни бир-бирига нисбатан ҳаракат қилдириш, ўрамларни бир-бирига нисбатан буриш орқали ҳам электромагнит индукция ҳодисасини кузатиш мумкин бўлди. Бундан ташқари Фарадей биринчи ўрам ўрнига узун стержень шаклидаги доимий магнитдан ҳам фойдаланди. Доимий магнитни ғалтак (ўрам) ичида ҳаракатлантирганда ўрам учларига уланган гальванометр индукцион ток вужудга келганлигини қайд қилган. Фарадей ўз тажрибаларини таҳлил қилиб қуйидаги хулосага келди. *Берк контур билан чегараланган юзлик кесиб ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши (бу ўзгариш қандай усул билан амалга оширилишидан қатъи назар) натижасида контурда индукцион ток вужудга келади.*

Токнинг қиймати магнит оқимнинг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ.

Индукцион ток йўналишининг бу токни вужудга келтирувчи сабабга, яъни магнит оқимнинг ўзгаришига боғлиқлигини Ленц текширди ва қуйидаги қондани аниқлади: *индукцион ток шундай йўналган бўладики, унинг хусусий магнит оқими бу токни вужудга келтираётган (индукцияловчи) магнит оқимнинг ўзгаришига тўсқинлик қилади.* Бу қонун *Ленц қондаси* деб аталади. Фарадейнинг тажрибасидаги индукцион ток йўналишини бу қонда асосида таҳлил қилайлик. Биринчи ўрамни, манбага улаш жарёнида



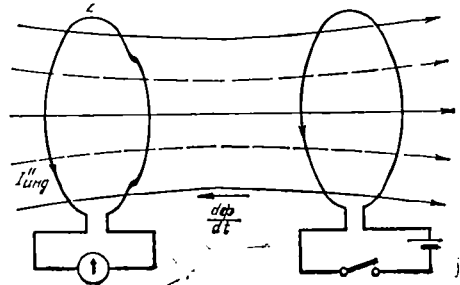
9.2- расм

ток кучининг қиймати нолдан  $I$  гача ортиб боради (9.2- расмга қаранг). Шунинг учун уланиш вақтида магнит оқимнинг ўзгариши 0 дан  $\Phi$  гача ортиб боришдан иборат. Бу ҳолда магнит оқимнинг орттирмаси  $d\Phi$  мусбат қийматга эга бўлганлиги учун, одатда  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг йўналишини  $\Phi$  нинг йўналиши

(расмдаги узлуксиз чизиқлар) билан бир жил деб қаралади. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I''_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши шундай бўлар эканки, бу ток туфайли вужудга келаётган магнит оқим ( $\Phi'_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши (расмдаги пунктир чизиқлар) биринчи ўрамдаги ток вужудга келтираётган магнит оқимга қарши йўналган бўлади.

Энди, биринчи ўрамни манбадан узиш жараёнини кўрайлик (9.3- расмга қаранг). Бунда ток кучи  $I$  дан 0 гача камаяди. Шунинг учун узилиш вақтида магнит оқим  $\Phi$  дан 0 гача камаяди. Бу ҳолда магнит оқимнинг орттирмаси манфий бўлгани учун,  $\frac{d\Phi}{dt}$  ва  $\Phi$  йўналишлари тескарисидир.

Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I'''_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши шундай бўладики, бу ток вужудга келтираётган магнит оқим ( $\Phi''_{\text{инд}}$ ) биринчи ўрамдаги ток туфайли вужудга келган магнит оқимнинг камайишини



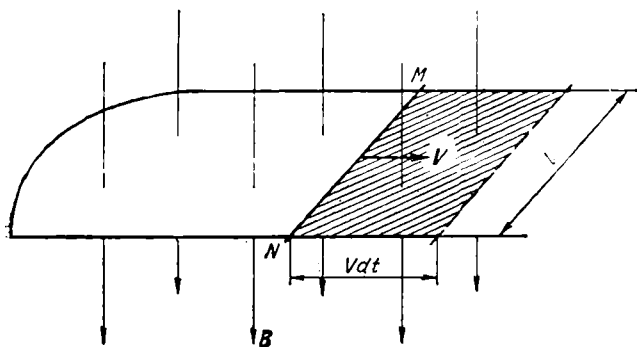
9.3- расм

тўлдиришга ҳаракат қилади, яъни  $\Phi''_{\text{инд}}$  ва  $\Phi$  бир томонга йўналган бўлади.

Демак, иккала ҳолда ҳам индукцион ток туфайли вужудга келган хусусий магнит оқимлар ( $\Phi'_{\text{инд}}$  ва  $\Phi''_{\text{инд}}$ ) индукцион токнинг вужудга келишига сабабчи бўлаётган  $\frac{d\Phi}{dt}$  ларга қарши йўналган. Шунинг учун Ленц қондасини мазмунан юқоридаги таърифга зид бўлмаган, лекин қўйидаги қулайроқ шаклда таърифлаш ҳам мумкин: *Берк контурда ҳосил бўлган индукцион ток шундай йўналганки, индукцияловчи магнит оқим кўпаяётганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришга ва аксинча, камаётганда уни кўпайтиришга интилади.*

## 2- §. Индукция электр юритувчи кучи

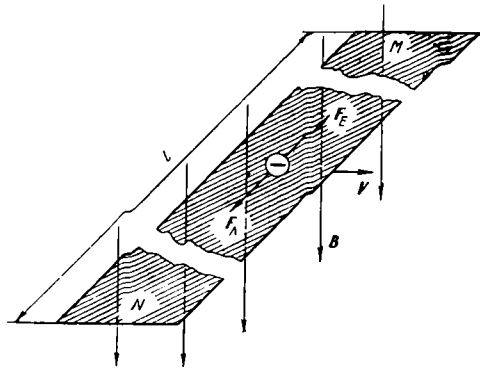
Электромагнит индукция ҳодисаси туфайли бирор берк контурда электр ток қайд қилинаётганлиги, шу контурда индукция электр юритувчи кучи таъсир этаётганлигидан далолат беради. Индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши билан танишайлик. Олдин бир хусусий ҳолни қараб чиқамиз. Йўналиши ва катталиги ўзгармас бўлган магнит майдонда бирор берк контур жойлашган бўлсин (9. 4- расм). Контурни тешиб ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши контур билан чегараланган юзнинг ўзгариши туфайли, яъни контур бирор қисмининг ҳаракати туфайли содир бўлаётган бўлсин.



9.4- расм



Агар контурнинг қўзғалувчи қисми ҳаракат қилмаса, электромагнит индукция ҳодисаси рўй бермайди. Демак, ушбу текшириляётган ҳолда индукция электр юритувчи кучи контур қўзғалувчи қисмининг ҳаракати туфайли, аниқроқ айтганда, магнит индукция чизиқларини кесиб ўтиши туфайли вужудга келади, дейишимиз мумкин. Шунинг учун



9.5- расм

узудлиги  $l$  бўлган ўтказгичнинг магнит майдонда  $v$  тезлик билан ҳаракатланишини текширайлик (9.5-расм). Магнит майдон ўтказгич ҳаракатланаётган текисликка перпендикуляр бўлсин. Ўтказгич билан биргаликда унинг таркибидаги эркин электронлар ҳам  $v$  тезлик билан ҳаракатланади. Шунинг учун бу электронларга Лорентц кучи таъсир этади:

$$F_L = evB. \quad (9.1)$$

Лорентц кучи таъсирида электронлар ўтказгичнинг  $M$  учидан  $N$  учи томон силжийди. Бу эса ўтказгичнинг  $M$  учига электронларнинг етишмаслигига, яъни мусбат зарядланишига ва  $N$  учига ортиқча электронларнинг тўпланishi-га, яъни манфий зарядланишига сабабчи бўлади. Натижада кучланганлиги

$$E = \frac{\Phi_M - \Phi_N}{l} \quad (9.2)$$

бўлган электр майдон вужудга келади. (9.2) да  $\Phi_M$  ва  $\Phi_N$  лар мос равишда ўтказгичнинг  $M$  ва  $N$  учларининг потенциаллари. Бу майдон туфайли электронларга миқдори

$$F_E = eE \quad (9.3)$$

бўлган электр куч таъсир этади. Электр ва Лорентц кучларининг йўналишлари қарама-қарши. Шунинг учун уларнинг миқдорлари тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келади, яъни:

$$eE = -evB,$$

бу ндан

$$E = -vB. \quad (9.4)$$

(9.2) ва (9.4) ларни таққослаш натижасида

$$\varphi_M - \varphi_N = -vBl \quad (9.5)$$

эканлигини топамиз. Демак, магнит майдондаги контурнинг ҳаракатланувчи қисмини ток манбаи деб қараш мумкин. Бу ток манбаи электромагнит индукция ҳодисаси туфайли вужудга келганлиги учун, унинг электр юритувчи кучини индукция электр юритувчи кучи деб аталади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -vBl. \quad (9.6)$$

Бу ифодани  $dt$  га кўпайтирайлик ва бўлайлик:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -B \frac{lvdt}{dt} = -B \frac{dS}{dt}$$

бунда  $dS = lvdt$  контур билан чегараланган юзнинг  $dt$  вақт ичидаги ўзгариши. Агар контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимнинг  $dt$  вақт давомидаги ўзгариши  $d\Phi = BaS$  эканини ҳисобга олсак, индукция электр юритувчи кучи қўйидаги ифода билан аниқланади:

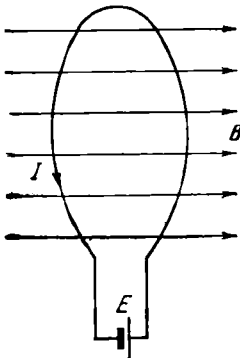
$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (9.7)$$

Бу ифодадаги минус ишора индукция электр юритувчи кучи ва  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг йўналишлари чап винт қондаси асосида

боғланганлигини билдиради. (9.7) ифода Фарадей — Максвелл қонуни деб аталади. Демак, Фарадей — Максвелл қонунига асосан индукция электр юритувчи кучи контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимнинг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ.

холос.

Энди, умумийроқ ҳолни кўрайлик. Магнит майдонда жойлашган ихтиёрий шаклдаги контур электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўлган манбага уланган бўлсин (9.6-расм). Бу манбанинг  $dt$  вақт ичида бажарган тўлиқ иши



9.6- расм

$$dA = \mathcal{E} Idt \quad (9.8)$$

бўлади. Бу ишнинг бир қисми электр қаршилиги  $R$  бўлган контурдан жоуль иссиқлиги ( $dQ$ ) сифатида ажралиб чиқади:

$$dA_1 = dQ = I^2 R dt. \quad (9.9)$$

Қолган қисми эса магнит майдондаги токли контурни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кўчириш учун сарф бўлади. Бунда бажарилган иш (7.29) га асосан:

$$dA_2 = Id\Phi. \quad (9.10)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$dA = dA_1 + dA_2$$

ёки

$$\mathcal{E} Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (9.11)$$

Тенгламанинг икки томонини  $Idt$  га бўлсак:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt},$$

бундан

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (9.12)$$

Демак, магнит майдонда токли контур вазиятининг ўзгариши бу контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимнинг ўзгаришига сабабчи бўлаётган бўлса, контурда қўшимча электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу электр юритувчи куч — индукция электр юритувчи кучидир:

$$\mathcal{E}_{инд} = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (9.13)$$

Шундай қилиб, Гельмгольц томонидан энергиянинг сақланиш қонуни асосида топилган индукция электр юритувчи кучнинг ифодаси (9.7) ифода билан бир хил бўлиб чиқди. Шунинг учун *Фарадей — Максвелл қонуни контур юзи орқали ўтувчи магнит оқимнинг ҳар қандай ўзгариши учун ўринлидир.*

Индукция электр юритувчи кучнинг СИ даги бирлигини топайлик:

$$[\mathcal{E}_{инд}] = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{\text{Вб}}{\text{с}} = \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}.$$

Лектин

$$T_l = \frac{H \cdot m}{A \cdot m^2} = \frac{Ж}{A \cdot m^2} = \frac{A \cdot B \cdot c}{A \cdot m^2} = \frac{B \cdot c}{m^2}.$$

Шунинг учун

$$[\mathcal{E}_{\text{инд}}] = \frac{B \cdot c}{m^2} \cdot \frac{m^2}{c} = B$$

келиб чиқади. Демак, контур юзи орқали ўтувчи магнит оқим  $1 \text{ Вб/с}$  тезлик билан ўзгарса, контурда вужудга келаётган индукция электр юритувчи кучи  $1 \text{ В}$  га тенг бўлади.

### 3-§. Ўзиндукция ва ўзароиндукция

Контурдан оқаётган ток кучи ўзгарса, бу ток вужудга келтираётган магнит оқим ўзгаради. Бу ўзгарувчан магнит оқим худди шу контур юзини тешиб ўтяпти. Электромагнит индукция ҳодисасининг асосий қонунига асосан, контур юзи орқали ўтаётган магнит оқим ўзгарган барча ҳолларда индукция электр юритувчи кучи вужудга келиши лозим. Шунинг учун контурдан оқаётган ток кучининг ўзгариши натижасида худди шу контурнинг ўзида электромагнит индукцияси рўй беради. Бу ҳодисани *ўзиндукция ҳодисаси* дейилади.

Масалан, контурни (ғалтакни) ўзгармас ток манбаига улаш ёки узиш вақтида шу контурнинг ўзида ўзиндукция ҳодисаси кўзатилади. Ўзгарувчан ток манбаига уланган контурда ҳам ўзиндукция содир бўлади.

Контурдан ўтаётган ток туфайли вужудга келаётган магнит оқим ток кучига пропорционал, яъни:

$$\Phi = LI, \quad (9.14)$$

бу ерда  $L$  — контурнинг индуктивлиги,  $u$  контурнинг шакли ва ўлчамлари, ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ катталиқ. Контур жойлашган муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги ўзгармаса, айти контурнинг индуктивлиги ҳам ўзгармас катталиқ бўлади. СИ да индуктивликнинг бирлиги *генри* (Гн) деб аталади:

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = \text{Гн}.$$

Демак,  $1 \text{ Гн}$  шундай электр занжирнинг индуктивлигики, бу занжирдан  $1 \text{ А}$  ўзгармас ток ўтганида вужудга келаётган магнит оқим  $1 \text{ Вб}$  бўлади. Индуктивликнинг ўлчамлиги  $L^2 M T^{-2} I^{-2}$ .

Мисол тарихасида, узунлиги  $l$ , ўрамлар сони  $n$  бўлган соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблайлик. Агар соленоид етарлича узун бўлса, унинг ичидаги магнит майдон индукцияси  $B = \mu_0 \mu I \cdot \frac{n}{l}$  га тенг. Соленоиднинг ҳар бир ўрами орқали ўтаётган магнит оқим  $\Phi = B \cdot S$  бўлганлиги учун соленоиднинг барча  $n$  ўрами орқали ўтувчи тўла оқим

$$\Phi_c = n\Phi = n\mu_0 \mu I \frac{n}{l} S = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \cdot I$$

га тенг бўлади. Бу ифодани (9.14) билан таққослаш натижасида соленоиднинг индуктивлиги

$$L_c = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \quad (9.15)$$

ифода билан аниқланишини топамиз.

Ўзиндукция электр юритувчи кучининг қийматини топиш учун, Фарадей—Максвелл қонунига асосан, (9.14) дан вақт бўйича ҳосила олиш керак. Контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлган ҳол учун ўзиндукция электр юритувчи кучи

$$\mathcal{E}_{\text{ўзинд}} = - \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$$

ифода билан аниқланади. Демак, индуктивлиги  $L$  генри бўлган контурдан ўтаётган ток кучи  $I$  секундда  $1$  амперга ўзгарса, контурда  $L$  вольт ўзиндукция электр юритувчи кучи вужудга келади.

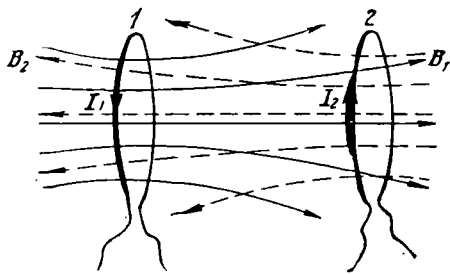
Иккита контур олайлик (9.7-расм). Биринчи контурдан оқётган ток кучининг  $dI_1$  га ўзгаруви иккинчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқимни

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \quad (9.16)$$

га ўзгартиради. Бу эса ўз навбатида иккинчи контурда

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (9.17)$$

индукция электр юритувчи кучини вужудга келтиради. Худди шунингдек, иккинчи контурдан оқётган ток кучининг



9.7- расм

$dI_2$  га ўзгариши туфайли биринчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқим

$$d\Phi_{12} = L_{12}dI_2 \quad (9.18)$$

га ўзгаради. Натижада биринчи контурда

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (9.19)$$

индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Мазкур ҳодиса, яъни контурлардан бири орқали ўтаётган ток кучининг ўзгариши натижасида иккинчи контурда индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши *ўзаро индукция* деб,  $L_{12}$  ва  $L_{21}$  лар *контурларнинг ўзаро индуктивлиги* деб аталади. Тажрибаларда ҳам, назарий йўл билан ҳам

$$L_{12} = L_{21}$$

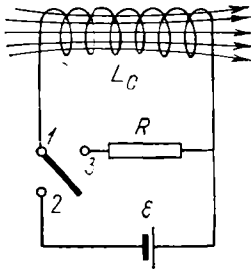
эканлиги исбот этилган. Контурларнинг ўзаро индуктивлиги контурларнинг геометрик шакли, ўлчамлари ва уларнинг бир-бирига нисбатан вазиятига, ҳамда контурларни ўраб турган муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлади.

Ўзаро индуктивликнинг ўлчов бирлиги, худди индуктивликники каби, генри (Гн) дир.

#### 4-§. Магнит майдон энергияси

Магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун схемаси 9.8-расмда тасвирланган занжирдан фойдаланайлик. Қалит билан 1 ва 2 клеммаларни туташтирсак, электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўлган ток манбаи ва индуктивлиги  $L_c$  бўлган соленоиддан иборат занжир вужудга келади. Бу занжирдан ўтаётган ток кучи  $I$  бўлганда соленоид ичидаги магнит майдон индукцияси

$$B = \mu_0 \mu I \frac{n}{l} \quad (9.20)$$



9.8- расм

ифода билан аниқланар эди. Бунда  $n$  — соленоиддаги ўрамлар сони,  $l$  — соленоиднинг узунлиги.

Агар 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узиб 1 ва 3 клеммаларни уласак, индуктивлик  $L_c$  ва актив қаршилик  $R$  дан иборат берк контур вужудга келади. Ток манбаини занжирдан ажратиш процессида (1 ва 2 контактни узиш) ўз-

индукция электр юритувчи кучи ( $\mathcal{E}_{\text{уэинд}}$ ) бирор чекли вақт давомида  $L_c$  ва  $R$  дан иборат берк контурда  $I$  дан  $0$  гача камайиб борувчи токнинг оқиб туришини таъминлайди. Бу ток туфайли  $dt$  вақт ичида бажарилган иш

$$dA = \mathcal{E}_{\text{уэинд}} I \cdot dt = - \frac{d\Phi_c}{dt} I dt = - I d\Phi_c \quad (9.21)$$

га тенг. Лекин соленоиддан ўтувчи тўла оқимнинг ўзгариши  $d\Phi_c = L_c dI$  бўлганлиги учун

$$dA = - L_c I dI. \quad (9.22)$$

Бу ифодани ток кучининг ўзгариш чегараларида, яъни  $I$  дан  $0$  гача бўлган интервалда интегралласак, занжирни узиш вақтида йўқолган магнит майдон энергияси ҳисобига бажарилган ишни, яъни жоуль иссиқлигига айланган энергияни топамиз:

$$A = \int_I^0 dA = - \int_I^0 L_c I dI = \frac{L_c I^2}{2}. \quad (9.23)$$

Бу иш бажарилганда соленоид билан боғлиқ бўлган магнит майдони йўқолади. Демак, магнит майдон энергияси

$$W_m = \frac{L_c I^2}{2} \quad (9.24)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Бу ифодадаги соленоиднинг индуктивлиги  $L_c$  ўрнига унинг (9.15) ифода билан аниқланувчи қийматини ва  $I$  ўрнига (9.20) дан топиладиган

$$I = \frac{B l}{\mu_0 \mu n}$$

қийматни қўйсак:

$$W_m = \mu_0 \mu \frac{n^2 S}{2l} \left( \frac{B \cdot l}{\mu_0 \mu n} \right)^2 = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} S \cdot l = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} V. \quad (9.25)$$

Етарлича узун соленоиднинг магнит майдони фақат соленоид ичидаги  $V = Sl$  ҳажмда мужасамлашган деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун (9.25) ифодани соленоид ҳажми  $V$  га бўлсак, бирлик ҳажмга мос келувчи магнит майдон энергиясининг ифодаси келиб чиқади:

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2 \mu_0 \mu} \quad (9.26)$$

Бу ифодани, одагда, *магнит майдон энергиясининг зичлиги* деб аталади. Магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги ўзаро

$$B = \mu_0 \mu H$$

ифода орқали боғланганлиги учун магнит майдон энергияси зичлигини аниқловчи (9.26) ифода қуйидаги кўринишларда ҳам ёзилиши мумкин:

$$w_m = \frac{B \cdot H}{2} \quad (9.27)$$

ёки

$$w_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} . \quad (9.28)$$

### 5-§. Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий тоқлар

Электромагнит индукция ҳодисасининг бир хусусий ҳолини кўрайлик. Контур қўзғалмас бўлсин. Контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши вақт давомида ўзгарувчан магнит майдон туфайли содир бўлсин. Умуман, магнит майдон индукцияси  $B$  вақт ва координатанинг функциясидир. Контур қўзғалмас бўлганлиги учун (яъни контурни бирор саноқ системадаги ўрнини белгиловчи координаталар вақт ўтиши билан ўзгармас бўлганлиги учун) магнит майдоннинг ўзгариши магнит индукция векторидан вақт бўйича олинган ҳосила  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали характерланади. Шунинг учун кўриляётган ҳолда контурда вужудга келаётган индукцион электр юритувчи куч ҳам  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали ифодаланиши мумкин. Ҳақиқатан, контур юзи  $S$  дан ўтувчи  $\Phi$  магнит оқим магнит майдон индукцияси ( $B$ ) орқали

$$\Phi = \int_S B_n dS$$

шаклда ифодаланишидан фойдаланиб, индукцион электр юритувчи кучнинг ифодасини қуйидагича ёза оламиз:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (9.29)$$



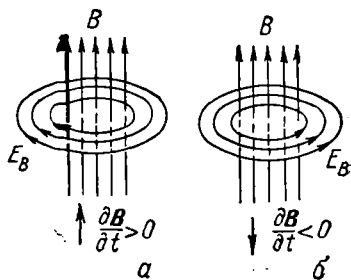
Иккинчи томондан, магнит майдон фақат қўзғалувчи зарядларгагина таъсир қилар эди. Биз текшираётган ҳолда контур қўзғалмас бўлганлиги учун контур таркибидаги ток ташувчиларга (контур ўтказгичдан ясалган ҳолда ток ташувчилар — электронлардир) магнит кучлари таъсир этмайди. Лекин ўтказгичдан ясалган контурда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг ичида унинг эркин электронларини маълум йўн алиш бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этувчи куч вужудга келганлигидан далолат беради.

Демак, магнит майдоннинг ўзгариши натижасида фазода индукцион электр майдон вужудга келади ва у ўтказгичдаги эркин электронларни тартибли ҳаракатга келтиради, деган жулосага келамиз. Бу майдон кучланганлик вектори  $E_B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси шу контурда вужудга келётган индукция электр юритувчи кучига тенг, яъни:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint_l (E_B)_l dl. \quad (9.30)$$

Бу ифода ўзгарувчан магнит майдон туйфайли вужудга келатган электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари қўзғалмас заряд электр майдонининг кучланганлик чизиқларидан фарқли равишда, берк эканлигидан далолат беради. Бошқача айтганда, индукцион электр майдон, худди магнит майдон сингари, уюрмавий характерга эга бўлади.  $E_B$  чизиқлари  $\frac{\partial B}{\partial t}$  билан чап винт қоидаси асосида боғланган (9.9-а ва б расмларга қаранг). Шунинг учун, одатда, бу майдонни уюрмавий электр майдон дейилади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, уюрмавий электр майдон фазонинг ўрганилаётган қисмида контур бўлиши ёки бўлмаслигидан қатъи назар вужудга келаверади. Лекин бу майдоннинг ҳосил бўлиши учун ўзгарувчан магнит майдон бўлиши шарт. Фазонинг айни қисмида контур жойлашган бўлса, у вужудга келган уюрмавий электр майдоннинг мавжудлигини сезишга ёрдам беради, холос.

(9.29) ва (9.30) ифодаларни таққослаш натижасида қуйидаги муносабатни оламиз:



9.9- расм

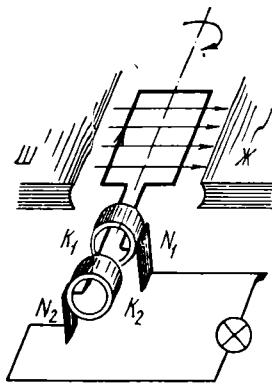
$$\oint (\mathbf{E}_B)_t dt = - \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (9.31)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчи магнит майдон туфайли вужудга келган уюрмавий электр майдон кучланганлигининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси магнит индукция векторининг вақт давомида ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  векторнинг шу контурга тиралган ихтиёрий сирт орқали оқимининг тескари ишора билан олинган қийматига тенг бўлади.

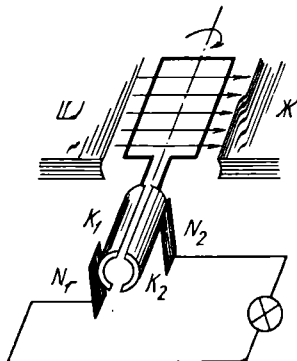
Фазонинг уюрмавий электр майдон мавжуд бўлган қисмига яхлит ўтказгич парчаси жойлаштирилганда ҳам уюрмавий тоқлар пайдо бўлади. Бундай уюрмавий тоқлар уларни текширган олим шарафига *Фуко тоқлари* деб ҳам аталади. Яхлит ўтказгичнинг қаршилиги кичик бўлганлиги учун Фуко тоқлари ниҳоят катта қийматларга эришиши мумкин. Бу эса ўтказгичларнинг қизишига сабабчи бўлади (жоуль иссиқлиги ток кучининг квадратига пропорционал эди!). Фуко тоқларининг иссиқлик таъсиридан электрометаллургияда металлларни эритишда фойдаланилади. Бунинг учун индукцион печканинг ўрами юқори частотали ўзгарувчан ток манбаига уланади. Урам ичига жойлашган металл ёхуд қотишмада вужудга келган Фуко тоқларининг иссиқлик таъсири ҳатто қийин эрийдиган қотишмаларни эритиш учун ҳам ётарли бўлади. Бироқ Фуко тоқлари таъсирида ўтказгичларнинг қизиши кўп ҳолларда зарар келтиради. Масалан, ўрамларидан ўзгарувчан ток ўтадиган ватлак ичидаги ферромагнетик ўзақларнинг қизиши трансформаторлар, турли хилдаги электромагнит аппаратлар ва механизмларнинг фойдали иш коэффициентининг камайишига сабабчи бўлади. Бу зарарнинг олдини олиш учун ўзақлар бир-биридан Фуко тоқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштириладиган юққа изоляцияловчи қатламлар билан ажратилган пластиккалардан қатлам-қатлам қилиб ясалади.

Асрмининг иккинчи ярмидан бошлаб ферромагнетик ўзақлар ўрнида солиштирма қаршилиги катта бўлган ферритларнинг қўлланилиши Фуко тоқларининг иссиқлик таъсирини кескин камайитириш имкониятини берди. Баъзи ферритларнинг қаршилиги шу даражада каттакн, уларда Фуко тоқлари деярли вужудга келмайди.

Ленц қондасига асосан, Фуко тоқлари шундай йўналган бўладики, уларнинг хусусий магнит майдони Фуко тоқларини вужудга келтираётган сабабга қаршилик кўрсатади. Ма-



9.10- расм



9.11- расм

салан, Фуко токлари ўзгармас магнит майдонда ҳаракатланаётган яхлит ўтказгичда пайдо бўлаётган бўлсин. Бу ҳолда Фуко тоқларига ташқи магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучлари яхлит ўтказгичнинг ҳаракатига қаршилик қилади.

Бу ҳодисадан гальванометр стрелкаларини тезроқ тинчлантириш, яъни мувозанат вазиятига тезроқ қайтариш учун фойдаланилади.

Электромагнит индукцияси ҳодисаси билан танишувимизнинг ниҳоясида *генераторлар* устида қисқача тўхтаб ўтайлик. 9. 10- расмда генераторнинг схематик тузилиши тасвирланган. Магнит майдон қўзғалмас магнит ёхуд электромагнит (бу қисмини *статор* деб аталади) туфайли ҳосил қилинади. Генераторнинг қўзғалувчи қисми ўтказгичлар ўрамадан иборат бўлади ва *якорь* деб аталади. Расмда якорь соддалаштирилиб контур сифатида тасвирланган. Контур (якорь) магнит майдонда айлангириса, контур юзидан ўтаётган магнит оқим ўзгариши нагжасида контурда индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Электр токни ташқи занжирга улаш учун сирпанувчи электр контактни таъминлайдиган ҳалқалар ( $K_1$  ва  $K_2$ ) ва чўткалар ( $N_1$  ва  $N_2$ ) дан фойдаланилади. Бу ҳолда вужудга келсаётган токни ўзгарувчан ток дейилади, чунки индукция электр юритувчи кучининг қиймати ва йўналиши ўзгариб туради. Саноатнинг баъзи соҳаларида ўзгармас электр ток талаб этилади. Шу мақсадда ўзгарувчан токни тўғриланади. 9. 11- расмда механик тўғ-

рилаш усули кўрсатилган: контур учларини  $K_1$  ва  $K_2$  ярим ҳалқаларга уланади. Контур  $180^\circ$  га бурилганда ток йўналиши тескарисига ўзгаради. Лекин  $N_1$  ва  $N_2$  чўтқалар қарама-қарши  $K_2$  ва  $K_1$  ярим ҳалқаларга тегади. Натижада ташқи занжирдаги ток ҳамма вақт бир хил йўналишга эга бўлади.

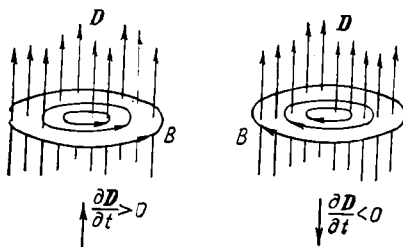
## Х БОБ

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН УЧУН МАКСВЕЛЛ НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСЛАРИ

#### 1-§. Магнитоэлектр индукция ҳодисаси силжиш токи

Магнитоэлектр индукция электромагнит индукцияга тескари бўлган ҳодиса. Унинг моҳияти қуйидагидан иборат: фазонинг бирор соҳасидаги электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши туфайли фазонинг шу соҳасида индукцион магнит майдон вужудга келади. Магнит майдон индукцияси чизиқларининг йўналиши шу майдоннинг вужудга келишига сабабчи бўлаётган электр майдон ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган.

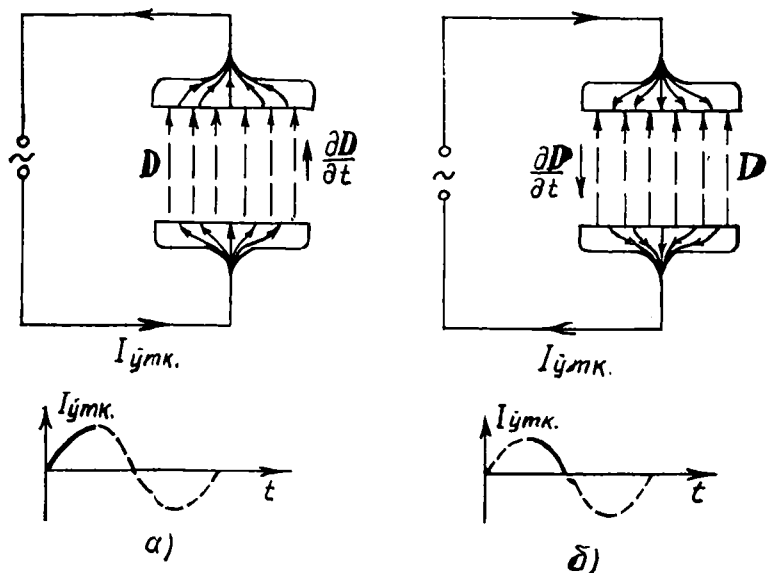
Электр майдон кучайиб бораётган бўлса,  $D$  векторнинг вақт ўтиши билан ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналиши билан мос бўлади. Аксинча, электр майдон сусаяётган бўлса,  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналишига қарама-қарши бўлади. Шунинг учун, бу икки ҳолда вужудга келаётган магнит майдон индукцияси чизиқлари (10.1-расмга қаранг) нинг йўналишлари ҳам, ўнг винт қоидасига асосан, бир-бирига тескари бўлади.



10.1- расм

Магнитоэлектр индукция ҳодисасининг мавжудлиги 1863 йилда Максвелл томонидан айtilган гипотезада ўз аксини топди. Электр майдоннинг ўзгариши ва бу ўзгариш туфайли вужудга келаётган магнит майдон орасидаги миқдорий

боғланишни топиш учун Максвелл *силжиш токи* деб аталадиган тушунчани киритди. Бу тушунча билан танишитиш мақсадида конденсаторли занжирдан квазистационар ўзгарувчан ток оққанда содир бўлувчи процессларни текширайлик. Электр ток конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи ўтказгичлар орқали ўтади, лекин пластинкалар оралиғидаги диэлектрикдан ўтмайди. Натижада ўзгарувчан токнинг занжир бўйлаб оқishi конденсаторнинг зарядланишлари (10.2-а расм) ва разрядланишларидан (10.2-б расм) иборат бўлади. Шундай қилиб, ўтказувчанлик токи (занжирнинг ўтказгичдан иборат қисмидан ўтаётган ток) нинг чизиқлари конденсатор пластинкаларининг бир-бирига қараган сиртларида узилиб қолади. Лекин Максвелл бу фикрга қарама-қарши бўлган ғояни илгари сурди. Унинг фикрича, ҳар қандай ўзгарувчан ток занжирлари ҳам берк бўлади. Фақат занжирнинг ўтказгич бўлмаган қисмларида (сиз текшираётган ҳолда конденсатор пластинкалари оралиғида) «силжиш токи» деб аталадиган ток «оқади». «Силжиш токи» деган терминнинг желиб чиқиш тарихи қуйидагича: XIX аср охирида бутун дунёни эгаллаган ва ҳамма жисмлардан ўта оладиган алоҳида бир муҳит мавжуд деб фараз қилинган ва бу муҳитни «эфир» деб аталган. Май



10.2 - расм

донлар, хусусан электр майдон, «эфир» зарраларини мувозанат вазиятларидан силжитади, деган фикр фанда кенг тарқалган эди. Шунинг учун конденсатор қопламалари оралигида «силжиш токи» оқади, деб ҳисобланган. Ҳозирги вақтда бу тасаввур бутунлай ўз аксини йўқотган бўлса ҳам, «силжиш токи» деган термин фанда сақланиб қолди. Лекин бу терминнинг маъноси ўзгача.

Занжирдан ўтаётган токнинг оний қиймати  $I$  бўлсин. Шу моментда конденсатор пластинкалари (пластинка сирти  $S$  га тенг) даги зарядлар миқдорини  $q$  деб, уларнинг сирт зичлигини эса  $\sigma = \frac{q}{S}$  деб белгилайлик.  $U$  ҳолда конденсатор пластинкаси ичидаги ўтказувчанлик токи зичлигининг қиймати

$$j_{\text{ути}} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (10.1)$$

бўлади.

Иккинчи томондан, шу моментда пластинкалар оралигидаги электр майдон кучланганлигининг қиймати

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

га тенг. Майдоннинг электр индукцияси эса

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \sigma. \quad (10.2)$$

га тенг. Вақт ўтиши билан пластинкалардаги заряднинг сирт зичлиги ўзгаради. Бу эса пластинкалар оралигидаги электр майдон индукцияси қийматининг ўзгаришига сабабчи бўлади, яъни:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (10.3)$$

Конденсатор зарядланаётган вақтда (10.2-а расмга қаран) пластинкалар оралигидаги электр майдон кучайиб боради. Бу вақтда  $\frac{\partial D}{\partial t}$  вектор  $D$  векторга параллел бўлиб, унинг йўналиши занжирдаги ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил. Аксинча, конденсатор разрядланганда (10.2-б расмга қаранг) электр майдон сусайиб боради. Бу вақтда электр индукция векторининг ўзгариш тезлигини ифодаловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  вектор  $D$  га антипараллел. Лекин бу ҳолда

ҳам  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил. Демак, ҳамма вақт  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил бўлади. (10.1) ва (10.3) ифодаларни солиштириш эса  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг ва ўтказувчанлик токи зичлигининг қийматлари ўзаро тенглигини кўрсатади.  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг бирлиги—

$$\left[ \frac{\partial D}{\partial t} \right] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} \cdot \frac{1}{\text{с}} = \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

Бундан,  $\frac{\partial D}{\partial t}$  ҳам ток зичлигининг ўлчов бирлигида ўлчанади, деган хулосага келамиз. Бу  $\frac{\partial D}{\partial t}$  катталиқ, Максвелл гипотезасига асосан, силжиш токининг зичлигидир, яъни:

$$j_{\text{силж.}} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (10.4)$$

Шундай қилиб, *ўзгарувчан ток занжирида ўтказувчилардаги ўтказувчанлик токининг чизиқлари конденсатор пластинкалари оралигидаги силжиш токининг чизиқларига уланиб кетади.*

Силжиш токи ҳам, худди ўтказувчанлик токига ўхшаш фазода уюрмавий магнит майдонни вужудга келтиради. Шу тариқа, силжиш токи тушунчасини киритиш билан магнито-электр индукция ҳодисасини тушунтиришга эришилди.

## 2-§. Максвелл тенгламалари

Максвелл силжиш токи тушунчасини қўллаб электр ва магнит ҳодисаларнинг ягона назариясини яратишга муваффақ бўлди. Максвелл назариясининг асосини унинг номи билан аталадиган тўртта тенглама ташкил этади.

1. Қўзғалмас заряд  $q$  ўз атрофидаги фазода электр майдон вужудга келтиради. Бу майдон потенциал майдондир. Шунинг учун бу майдон кучланганлик вектори  $E_q$  нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг (1.19 формулага қаранг):

$$\oint_{\Gamma} E_q \cdot dl = 0. \quad (10.5)$$

Электр майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон ( $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \neq 0$ ) мавжуд бўлган барча нуқталарида ҳам вужудга келади. Лекин бу электр майдон қўзғалмас электр зарядлар атрофида вужудга келувчи майдондан фарқли равишда потенциал майдон эмас, балки уюрмавий электр майдондир. Уюрмавий электр майдон кучланганлиги  $\mathbf{E}_B$  нинг чизиқлари доимо берк.  $\mathbf{E}_B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли (9.31 формулага қаранг):

$$\oint_l \mathbf{E}_B dl = - \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.6)$$

Умумий ҳолда электр майдон  $\mathbf{E}_q$  ва  $\mathbf{E}_B$  майдонларнинг йиғиндисидан иборат бўлиши мумкин. Шунинг учун натижавий электр майдон кучланганлигини  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_q + \mathbf{E}_B$  деб белгилаб, (10.5) ва (10.6) тенгламаларни қўшсак:

$$\oint_l \mathbf{E}_l dl = - \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.7)$$

{Бу ифоданинг чап томонидаги интеграл ихтиёрий берк контур бўйича, ўнг томонидаги интеграл эса шу контурга тиралган ихтиёрий сирт бўйича олинади. (10.7) ифода Максвеллнинг биринчи тенгласи деб аталади.}

2. Қўзғалмас заряд атрофидаги фазода электр майдон вужудга келади. Лекин бу заряд қўзғаладиган бўлса, яъни заряд ҳаракатланаётган бўлса, унинг атрофида магнит майдон вужудга келади. Бошқача айтганда, ҳар қандай электр ток (ўтказувчанлик токи, конвекцион ток, вакуумдаги ток) атрофида магнит майдон мавжуд бўлади. Магнит майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг (8.20 формулага қаранг):

$$\oint_l \mathbf{H}_l dl = \sum I = \int_S j_n dS. \quad (10.8)$$

Лекин магнит майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон мавжуд бўлган барча соҳаларида ҳам вужудга келади (магнитоэлектр индукция ҳодисасини ўқисанг). Ўзгарувчан электр майдон индукцияси векторининг ўзгариш тезлигини характерловчи  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  катталикни силжиш тоқининг зичлиги  $j_{\text{силж}}$  деб аталди. Ўзгарувчан электр майдонни ток деб аташимизнинг сабаби шундаки, бу майдон



худди ток каби магнит майдон ҳосил қилади. Демак, умумий ҳолда магнит майдон ўтказувчанлик токи ва силжиш токи туфайли вужудга келган магнит майдонларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Агар ўтказувчанлик токи зичлиги  $j_{\text{ўтк.}}$  ва силжиш токи зичлиги  $j_{\text{силж.}} = \frac{\partial D}{\partial t}$  ларнинг йиғиндисидан иборат бўлган тўлиқ ток зичлиги  $j_{\text{т}}$  тушунчасидан, яъни

$$j_{\text{т}} = j_{\text{ўтк.}} + j_{\text{силж.}} = j_{\text{ўтк.}} + \frac{dD}{dt} \quad (10.9)$$

дан фойдалансак, (10.8) ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint_l \mathbf{H}_l dl = \int_S \left( j_{\text{ўтк.}} + \frac{dD}{dt} \right)_n dS. \quad (10.10)$$

Бу ифода *Максвеллнинг иккинчи тенгламаси* деб аталиб, у магнит майдон жучланганлик вектори  $\mathbf{H}$  нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контурга тиралган ихтиёрий  $S$  сиртни тешиб ўтувчи макроскопик ва силжиш тоқларининг алгебраик йиғиндисига тенглигини кўрсатади.

3. Электр индукция вектори  $\mathbf{D}$  нинг ихтиёрий берк сирт орқали оқими шу сирт ичидаги барча эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV, \quad (10.11)$$

бундаги  $\rho$  — берк сирт ичида узлуксиз равишда жойлашган зарядларнинг ҳажмий зичлиги. *Максвеллнинг учинчи тенгламаси* деб аталадиган бу тенглама қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган потенциал электр майдон ва ўзгарувчан магнит майдон туфайли вужудга келган уюрмавий электр майдонлар йиғиндисидан ташкил топган электр майдон учун ҳам ўринлидир. Ҳақиқатан, уюрмавий электр майдон индукцияси чизиклари берк бўлганлиги учун улар берк сирт орқали оқимга ҳисса қўшмайди. Аниқроғи неча марта сиртни тешиб ташқарига чиқса (оқимга мусбат ҳисса қўшади), шунча марта сирт ичкарасига киради (оқимга манфий ҳисса қўшади). Шунинг учун, уюрмавий электр майдон индукцияси чизикларининг берк сирт орқали оқими нолга тенг. Натижада умумий майдон индукция векторининг оқими фақат қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон индукция векторининг оқимига тенг бўлади, у эса (2.14-формулага қаранг) берк сирт ичидаги эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

4. Магнит майдон қандай усул билан вужудга келтирилганлигидан қатъи назар магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади.

Шунинг учун умумий ҳолда

$$\oint_S \mathbf{B}_n dS = 0 \quad (10.12)$$

бўлади. Бу ифода  $\mathbf{B}$  вектор учун Гаусс теоремасидир. Уни *Максвеллнинг тўртинчи тенгламаси* деб юритилади.

Бу тўртта тенглама интеграл кўринишдаги Максвелл тенгламаларидир. Максвелл тенгламаларида қатнашаётган катталиклар орасида қуйидаги муносабатлар ўринли (сегнетоэлектрик ва ферромагнетик бўлмаган муҳитлар учун);

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \quad (10.13)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (10.14)$$

$$\mathbf{j}_{\text{ўтк.}} = \sigma \mathbf{E}. \quad (10.15)$$

Мазкур муносабатлардаги  $\epsilon_0$  — электр доимий,  $\mu_0$  — магнит доимий,  $\epsilon$  — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\mu$  — муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги,  $\sigma$  — модданинг солиштирма электр ўтказувчанлиги. Вектор анализдаги Стокс ва Гаусс теоремаларидан фойдаланиб Максвелл тенгламаларини дифференциал кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (10.16)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}_{\text{ўтк.}} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (10.17)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho, \quad (10.18)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (10.19)$$

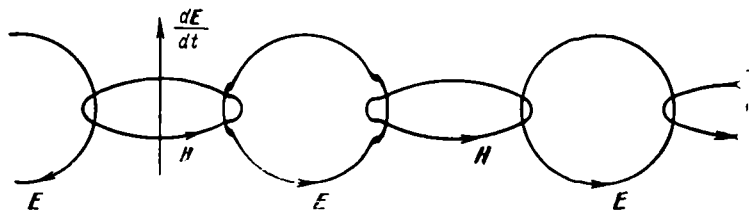
Максвелл тенгламалари Ньютон механикасининг қонунлари, термодинамика бош қонунлари каби катта аҳамиятга эга бўлган табиат қонунларидандир.

### 3-§. Электромагнит майдон

Максвелл томонидан яратилган электромагнит майдон назарияси икки постулатга асосланади:

1) ўзгарувчан магнит майдон туфайли уярмавий электр майдон вужудга келади;

2) ўзгарувчан электр майдон туфайли уярмавий магнит майдон вужудга келади.



10.3- расм

Биринчи постулат электромагнит индукция ҳодисасини, иккинчи постулат эса магнитоэлектр индукция ҳодисасини ифодалайди.

Конденсатор пластинкалари орасида ўзгарувчан электр майдон вужудга келтирайлик. Юқоридаги постулатларга асосан, бирламчи электр майдон кучайиб бораётган вақтда ( $\frac{dE}{dt} > 0$ ) ўзгарувчан электр майдон кучланганлик чизиқларини (10.3- расмда вертикал чизиқ шаклида тасвирланган) вужудга келаётган уюрмавий магнит майдон кучланганлик чизиқлари концентрик ўраб олган. Вужудга келган ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради. 10.3- расмда бунга  $H$  чизиқларини концентрик ўраб олган  $E$  чизиқлари мос келади. Бу электр майдон магнит майдонни, у эса яна электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо. Шу тариқа фазода бир-бирини вужудга келтирувчи электр ва магнит майдонлар кетма-кет содир бўлаверади. Бу майдонлар ўзаро бир-бири билан узвий боғланганлиги учун умумий майдонни *электромагнит майдон* деб аталади.

Табиатда «соф электр майдон ёки «соф» магнит майдон содир бўладими? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин: Агар бир саноқ система сидаги кузатувчи қўзғалмас электр заряд туйрайли вужудга келаётган электр майдонни қайд қилса, бу системага нисбатан ҳаракатда бўлган иккинчи саноқ системасидаги кузатувчи учун заряд ҳаракатланаётган бўлади. Шунинг учун иккинчи саноқ системасидаги кузатувчи электр ва магнит майдон мавжудлигини қайд қилади. Худди шунингдек, биринчи саноқ системасидаги кузатувчи соленоиддан ўзгармас ток ўтиши туйрайли вужудга келган ўзгармас магнит майдонни қайд қилади. Лекин иккинчи кузатувчи ўзгармас ток ўтаётган соленоид ҳаракатланаётганлиги учун фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзгарувчан магнит майдон вужудга келаётганлигини ва у, ўз нав-

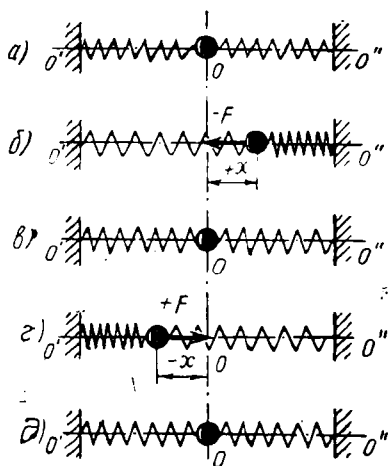
батнда, уюрмавий электр майдонни вужудга келтираётганлигини қайд қилади.

Демак, «соф» майдон тушунчаси нисбий характерга эга. Зеро бирор саноқ системасидаги «соф» электр майдон ёки «соф» магнит майдон бошқа саноқ системаларида электр ва магнит майдонлар йиғиндиси, яъни электромагнит майдон тарзида намоён бўлади.

## X I Б О Б ТЕБРАНИШЛАР

### 1- §. Механик тебранишлар

Жисмининг мувозанат вазиятдан гоҳ бир томонга, гоҳ қарама-қарши томонга ҳаракатланиши даврий равишда такрорланадиган жараён *тебранма ҳаракат* деб аталади. Тебранишларнинг энг оддий тури гармоник тебранишлар бўлиб, у билан қуйидаги тажриба асосида танишайлик. Бикрлиги бир хил бўлган икки пружина орасидаги шарчани стол устига шундай жойлаштирайликки (11.1- расм), шарчани столнинг горизонтал текислигида пружиналарнинг симметрия ўқи (расмдаги  $O'O''$  тўғри чизиқ) бўйлаб ҳаракатлантириш мумкин бўлсин. Даставвал, иккала пружина томонидан шарчага таъсир этаётган кучлар бир-бирини мувозанатлаётганлиги учун



11.1- расм

шарча қўзғалмай  $O$  вазиятда тураверали (11.1-а расм). Ташқаридан бирор куч таъсир этмагунча шарча мазкур мувозанат вазиятини тарк этмайди. Шарчани ўнг томонга силжишиб мувозанат вазиятидан чиқарайлик (11.1-б расмга қ). Чапдан ўнг томон йўналган катталикларни мусбат ишора билан, аксинча, ўнгдан чап томон йўналган катталикларни эса манфий ишора билан олишга шартлашиб олайлик. У ҳолда шарчанинг мувозанат вазиятидан ўнг томонга силжишини  $+x$

деб белгилаймиз. Мазкур вазиятда шарчага пружиналар томонидан таъсир этаётган кучлар мувозанати бузилади, яъни ўнг томондаги пружина сиқилган, чап томондагиси эса чўзилган бўлади. Шунинг учун иккала пружина томонидан шарчага таъсир этувчи эластиклик кучлари ўнгдан чап томонга қараб йўналган. Юқорида келишиб олинган шартга асосан, бу вазиятда шарчага таъсир этадиган кучни (Сяъни иккалi пружина томонидан таъсир этувчи умумий кучни) —  $F$  деб белгилаймиз. Бу куч таъсирида шарча  $O$  вазият томонга қараб тезланувчан ҳаракат қилади. Шарча  $O$  вазиятга яқинлашган сари унга пружиналар томонидан таъсир этувчи кучнинг қиймати ҳам камайиб боради, чунки чап пружинанинг чўзилганлиги ва ўнг пружинанинг сиқилганлиги камроқ бўлади. Мувозанат вазиятига етган пайтда (11.1-в расмга қ.) шарча иккала пружина томонидан таъсир этувчи кучлар мувозанатлашган бўлади, яъни шарчага таъсир этувчи умумий куч нолга тенг бўлади. Лекин шарча инерция бўйича ҳа рақатини давом эттиради, натижада чап томондаги пружина сиқила бошлайди, ўнг томондаги пружина эса чўзила бошлайди. Шунинг учун пружиналарнинг эластиклик кучи, энди шарча ҳаракатига тўсқинлик қила бошлайди. Натижада чап томонга четланган сари шарчанинг тезлиги камайиб боради, яъни ҳаракат секинланувчан бўлади. Шарча —  $x$  масофага силжиганда (11.1-г расмга қ.) тезлиги нолга тенг бўлиб қолади ва у бир лаҳза тўхтайдди. Сўнг  $+F$  куч таъсирида шарча ўнг томонга қараб тезланувчан ҳаракат қилади. Мувозанат вазиятидан ўтади (11.1-д расм) ва ҳоказо. Шу тариқа шарчанинг мувозанат вазияти атрофида тебраниши давом этаверади.

Тебраниа ҳаракат қуйидаги катталиклар ёрдамида х арактерланади:

1. Тебраниа ҳаракат қилаётган жисмнинг мувозанат вазиятидан четга чиқиши силжиш деб, силжишнинг максимал қиймати эса силжиш амплитудаси ёки оддийгина, амплитуда деб аталади.

2. Жисмнинг битта тўлиқ тебраниши амалга ошиши учун кетган вақт давр ( $T$ ) деб аталади. Тебранувчи жисм битта давр ичида тўрт амплитудага тенг йўлни босиб ўтади. Агар  $t$  вақт давомида жисм  $n$  марта тебранган бўлса, унинг даври

$$T = \frac{t}{n} \quad (11.1)$$

га тенг бўлади.

### 3. Бирлик вақт давомидаги тебранишлар сони

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (11.2)$$

яъни даврга тескари бўлган катталикини частота деб аталади.

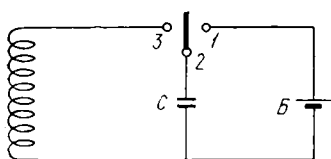
Даврнинг ўлчов бирлиги — секунд (с), частотаники эса герц (Гц):  $1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$ .

Даврнинг ўлчамлиги —  $T$ , частотаники эса  $T^{-1}$ .

### 2- §. Электромагнит тебранишлар

Электромагнит тебранишларни кузатиш учун шундай қурилмадан фойдаланиш лозимки, бунда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиш имконига эга бўлсин. Электр майдонни конденсатор қопламалари орасида, магнит майдонни эса соленоид ёрдамида вужудга келтириш қулай. Шунинг учун қурилмани электр сифими  $C$  бўлган конденсатор ва индуктивлиги  $L$  бўлган соленоиддан иборат занжир сифатида тузиш мақсадга мувофиқдир. Бундай занжирни *тебраниш контури* деб аталади.

Электромагнит тебранишлар содир бўлишини актив қаршилиги  $R$  нолга тенг бўлган идеал тебраниш контурида текширайлик. 11. 2- расмда тасвирланган занжирдаги 1 ва 2 клеммаларни улаб конденсаторни батарея  $B$  дан зарядлаймиз. Конденсатор қопламаларида  $q_m$  заряд тўплангач (бунда конденсатордаги кучланишнинг қиймати  $U_m$  га етади), калит ричагини чап томонга буриш йўли билан 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узиб (бунда конденсатор батареядан ажратилади) 2 ва 3 клеммалар орасида электр контакт ҳосил қиламиз. Натижада конденсатор соленоид ғалтаги орқати разрядлаца бошлайди 11. 3- а расмда конденсаторнинг разрядланиши бошланаётган момент тасвирланган. Бу моментда конденсатор қопламалари орасида электр майдон мавжуд ва унинг энергияси ўзининг максимал қийматига эга, яъни



11.2- расм

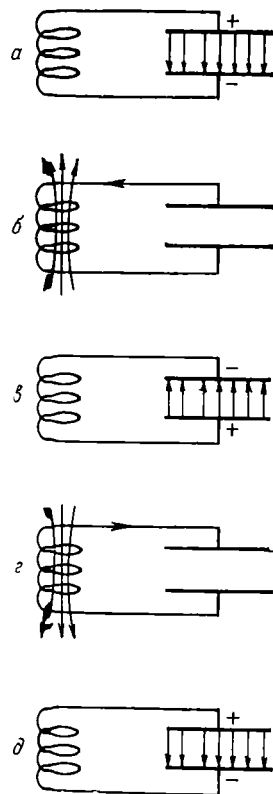
Натижада конденсатор соленоид ғалтаги орқати разрядлаца бошлайди 11. 3- а расмда конденсаторнинг разрядланиши бошланаётган момент тасвирланган. Бу моментда конденсатор қопламалари орасида электр майдон мавжуд ва унинг энергияси ўзининг максимал қийматига эга, яъни

$$W_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2. \quad (11.3)$$

Ссл:ноид ғалтаги ичида эса айни моментда магнит майдон вужудга келганича йўқ, чунки 2 ва 3 клеммалар эндигина уланди. Шунинг учун бу моментда контурдаги энергия запаси электр майдон энергиясидан иборат бўлади. Конденсатор разрядланиши туфайли ғалтакдан электр ток ўта бошлайди. Натижада ғалтак ичида ва унинг атрофида ўсиб борувчи магнит майдон вужудга кела бошлайди. Магнит майдоннинг ўсиши конденсатор тўлиқ разрядлангунга қадар давом этиб, ғалтакда ўзиндукция электр юритувчи кучини вужудга келишига сабабчи бўлади. Ўзиндукция электр юритувчи кучи ғалтак орқали оқаяётган токнинг ўсишига қаршилиқ кўрсатади, лекин уни тўхтата олмайди. Конденсатор тўлиқ разрядланган моментда (яъни конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон бутунлай йўқолганда) ток кучи ўзининг максимал қиймати ( $I_m = \frac{dq_m}{dt}$ ) га эришади. Бу моментда (11.3-б расмга қаранг) контурдаги энергия запаси фақат ғалтакнинг магнит майдон энергияси сифатида намоён бўлади ва унинг қиймати

$$W_m = \frac{1}{2} L I_m^2 \quad (11.4)$$

га тенг бўлади. Шундан сўнг магнит майдон сусая бошлайди. Бу эса ғалтакда ўзиндукция электр юритувчи кучини вужудга келтиради. Индукцион ток, Ленц қондасига асосан, магнит майдон камаювини тўлдиришга ҳаракат қилади, яъни ўзиндукция ЭЮК нинг йўналиши ғалтакдаги токнинг аввалги йўналиши билан бир хил бўлади. Натижада конденсаторнинг қайта зарядланиши содир бўлади. Демак, бу моментда магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиб бўлади, лекин бу ҳолда электр майдоннинг йўналиши (11.3-в расмга қаранг) бошланғич ҳолатдаги электр майдон (11.3-а расмда тасвирланган) йўналишига тескари бўлади.



11.3- расм

Кейин яна конденсаторнинг разрядланиши ва контурда тескари йўналишда электр токнинг оқиши кузатилади. Бу ток ғалтакдан ўтиб унинг ичида магнит майдон ҳосил қилади. Магнит майдоннинг йўналиши бу ҳолда (11.3-г расмга қараи) олдинги ҳолдагига қарама-қаршидир.

Шундан кейин магнит майдон энергияси ҳисобига ўзиндукция токи вужудга келади ва конденсатор қопламлари орасида бошланғич йўналишдаги электр майдон (11.3-д расмга қараи) ҳосил бўлади.

Шу тариқа контурда битта тўлиқ тебраниш тугалланди. Кейинги процесслар ҳам шу тахлитда яна такрорланаверади.

### 3-§. Гармоник тебранишлар тенгламаси

11.1-расмда тасвирланган мисолда шарчага таъсир этувчи куч — эластик кучдир. Унинг миқдори силжишга пропорционал, лекин шарчанинг мувозанат вазияти томон, яъни силжишга тескари йўналган. Шунинг учун

$$F = -kx \quad (11.5)$$

ифода пружинанинг эластиклик кучи ва шарчанинг силжиши орасидаги муносабатни ифодалайди. Бундаги  $k$  — пружинанинг биқрлиги. У сон жиҳатдан шарчани бирлик узунликка силжишига сабабчи бўладиган куч билан характерланади. Иккинчи томондан, пружинанинг эластиклик кучи шарчанинг ҳаракатланишига сабабчи эканлигини ҳисобга олсак, Ньютоннинг иккинчи қонуни

$$ma = -kx \quad (11.6)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Агар шарчанинг тезланиши силжиш ( $x$ ) дан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилга тенглигини  $\left(a = \frac{d^2x}{dt^2}\right)$  эътиборга олсак, (11.6) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx \text{ ёки } \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0. \quad (11.7)$$

Бунда  $k$  ва  $m$  — мусбат катталиклар бўлганлиги туфайли уларнинг нисбатини бирор  $\omega_0$  катталиқнинг квадрати тарзида ифодалашимиз мумкин:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2. \quad (11.8)$$



У ҳолда (11.7) ифода

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (11.9)$$

кўринишга келади. (11.9) ифода — иккинчи тартибли дифференциал тенглама бўлиб, унинг ечими

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.10)$$

кўринишда бўлади. Бунда  $A$  ва  $\alpha$  — бошланғич шартлар асосида аниқланадиган доимий катталиклар. Юқоридаги мулоҳазаларда жисм мувозанат вазиятидан чиқарилгач, ўз ҳолга қўйиб юборилди. Бошқача айтганда, тебраниш жараёнида жисмга бошқа жисмлар таъсир этмайди. Жисм ўз-ўзинча тебранади, унинг тебранишига ташқи кучлар (хусусан, муҳитнинг қаршилиқ кучи ҳам) таъсир кўрсатмайди. Бундаги тебранишларни *жисмнинг хусусий (эркин) тебранишлари* деб аталади. Бинобарин, (11.10) ифода хусусий (эркин) гармоник тебранма ҳаракатнинг тенгламасидир. Ундаги  $\omega_0$  — тебранишнинг хусусий циклик частотаси деб аталади. Хусусий тебраниш даври ( $T_0$ ) билан  $\omega_0$  нинг муносабати қуйидагича ифодаланади:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}. \quad (11.11)$$

Циклик частота  $2\pi$  секунд давомидаги тўла тебранишлар сонни англатади, унинг қиймати [(11.8) ифодага қ.] фақат тебранувчи система хусусиятларига, яъни  $k$  ва  $m$  га боғлиқ.

Гармоник тебранма ҳаракат тенгласидаги косинуснинг аргументи, яъни  $\omega_0 t + \alpha$  жисмнинг ихтиёрий  $t$  пайтдаги вазиятини характерлайди. Уни тебраниш фазаси деб,  $\alpha$  ни эса бошланғич фаза (яъни  $t = 0$  вақтдаги фаза) деб аталади. Косинуснинг қиймати  $-1$  дан  $+1$  гача интервалда ўзгара олади, шунинг учун силжишнинг қиймати  $-A$  дан  $+A$  гача интервалда ўзгаради. Силжишнинг бу четки қийматларининг модули — амплитудадир.

Шуни ҳам қайд қилайликки, гармоник тебранма ҳаракат тенгласини

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.12)$$

кўринишда ҳам олиш мумкин. Бу ҳолда бошланғич фазанинг қиймати (11.10) тенгламадаги дан  $\frac{\pi}{2}$  қадар фарқланган бўларди.

Энди, электромагнит тебранишлар устида мулоҳаза юргизайлик. Тебранишлар вақтида идеал контурда (яъни актив

қаршилиги  $R = 0$  бўлган, қўпинча, Томсон контури деб аталадиган контурда) электр ёки магнит майдон энергияларини бошқа тур энергияларига айланиши содир бўлмайди. Тебранишлар содир бўлаётган вақтда контурга ташқи кучланиш берилмаганлиги учун конденсатордаги кучланиш тушиши  $U_C = \frac{q}{C}$  ва ғалтакдаги кучланиш тушиши  $U_L = L \frac{di}{dt} = L \frac{d^2q}{dt^2}$  нинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши лозим, яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0 \quad (11.13)$$

Бу ифодани  $L$  га бўлсак ва

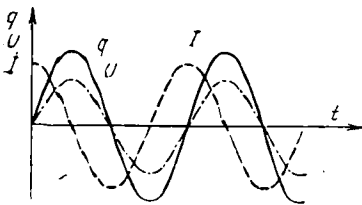
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (11.14)$$

белгилаш киритсак, (11.13) муносабат қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (11.15)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.16)$$



11.4- расм

кўринишдаги функция бўлади. Бу тенгламадан кўринишича, конденсатор қопламаларидаги заряд миқдори гармоник қочун бўйича ўзгаради (11.4- расмда туташ эгри чизиқ билан тасвирланган). Конденсатордаги кучланиш эса

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.17)$$

тифода билан аниқланиб, у қопламалардаги заряд миқдорига монанд равишда ўзгаради.

Занжирдаги ток кучи ҳам гармоник қонун бўйича ўзгаради:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (11.18)$$

Демак, ток кучи заряд ва кучланишдан фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  га фарқ қилади.

Юқоридаги ифодалардан кўриниб турибдики, контурда заряд, кучланиш ва ток кучининг ўзгариши  $\omega_0$  частота билан содир бўлади. Бу частотани *контурнинг хусусий частотаси* деб аталади, унинг қиймати (11. 14) ифода билан аниқланади. *Тебранише даври* учун қуйидаги формула ўринлидир:

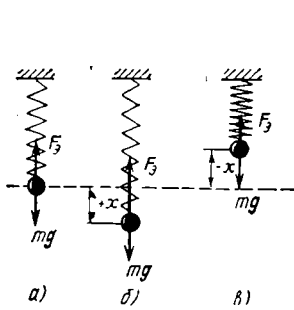
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (11. 19)$$

Бу тенглама *Томсон формуласи* деб юритилади.

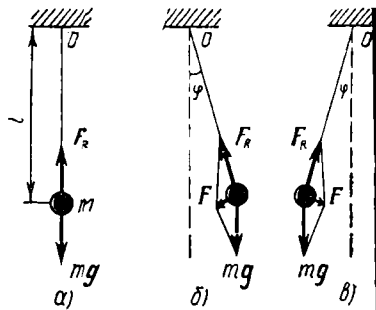
#### 4-§. Маятниклар

Мувозанат вазияти атрофида тебранма ҳаракат қиладиган қаттиқ жисм маятник (тебрангич) деб аталади. Маятникларнинг қуйидаги турлари билан таънашайлик:

1. *Пружинали маятник* — бир учи маҳкамланган пружина ва унга осилган  $m$  массалиг юкдан иборат системадир. Мувозанат вазиятида (11. 5-а расм) юкнинг оғирлик кучи ( $mg$ ) ва пружинанинг эластиклик кучи ( $F_s$ ) миқдор жиҳатидан тенг, лекин йўналишлари тескари. Ташқи таъсир бўлмаганда пружинали маятник шу мувозанат вазиятини сақлаётверади. Агар юкни пастга тортиб уни мувозанат вазиятидан чиқарсак (11. 5-б расмга қ.), юкка таъсир этадиган кучлар мувозанати ҳам бузилиб, юкнинг оғирлик кучи пружинанинг эластиклик кучидан кичик бўлиб қолади. Шунинг учун таъсир этувчи натижавий кучнинг қиймати силжиш ( $x$ ) га пропорционал бўлиб, у мувозанат вазияти томон тезланувчан ҳаракат қилади. Мувозанат вазиятига етгач, инерцияси туфайли ҳаракатини давом эттиради. Натижада пружина сиқилади (11. 5-в расмга қ.) Бу ҳолда юкка таъсир этувчи натижавий куч яна мувозанат вазияти томон йўналган бўлади. Шунинг учун юк яна мувозанат вазият томон ҳаракатланади ва ҳоказо. Шу тариқа мувозанат вазиятидан чиқарилган пружинали маятникнинг тебранишлари амалга ошаверади. Пружинали маятникнинг олдинги параграфда муҳокама қилинган икки пружина ва улар орасига жойлаштирилган шарчадан иборат системадан фарқи шундаки, пружинали маятникда икки кучдан бири пружинанинг эластиклик кучи, иккинчиси эса юкнинг оғирлик кучидир. Лекин оғирлик куч-



11.5- расм



11.6- расм

чи ҳам худди эластиклик кучига ўхшаш вазифани бажаряпти. Шунинг учун у квазиэластик куч деб аталади. Пружинали маятник учун ҳам олдинги мавзудаги формулалар ўринли. Шу сабабли (11. 8) ва (11. 11) ифодалардан фойдаланиб пружинали маятникнинг тебраниш даври учун

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (11.20)$$

формулани ҳосил қиламиз.

2. *Математик маятник*, аслида, абстракт тушунча: чўзилмайдиган вазнсиз ипга осилган, оғирлик кучи таъсирида вертикал текисликдаги айлана ёйи бўйлаб ҳаракатлана оладиган моддий нуқта математик маятник деб аталади. Шунинг учун енгил узун ипнинг қуйи учига боғланган вазндор шарча шу ипнинг юқори учи орқали ўтувчи ўқ атрофида эркин тебрана олса (11. 6-расм), мазкур системани математик маятникнинг модели сифатида қабул қиламиз, чунки:

а) шарчанинг ўлчамлари ипнинг узунлигидан анча кичик бўлганлиги учун шарчани моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин;

б) шарчанинг массасидан анча кичиклиги туфайли ипнинг массасини эътиборга олмаслик мумкин.

Математик маятникка онд мулоҳазаларни шу модель асосида давом этайлик. Маятник ипи вертикал вазиятда бўлса, шарчага таъсир этувчи оғирлик кучи ( $mg$ ) ипнинг таранглик кучи ( $F_R$ ) билан мувозанатлашади. Лекин маятникни мувозанат вазиятидан бирор  $\varphi$  бурчакка оғдирсак, шарчанинг оғирлик кучи ( $mg$ ) ва ипнинг таранглик кучи ( $F_R$ ) бир тўғри чизиқда ётмайди. Натижада уларнинг тенг таъсир этувчиси  $F = mg + F_R$  бўлади.  $F$  нинг қиймати  $mg \sin \varphi$  га тенг.

Маятник ўнг томонга оғган ҳолда (11.6 - б расм)  $F$  чап томонга йўналган, маятник чап томонга оғган ҳолда (11.6 - в расм)  $F$  ўнг томонга йўналган бўлади. Демак,

$$F = - mgs \sin \varphi. \quad (11.21)$$

Бу куч таъсирида шарча  $l$  радиусли айлана ёни бўйлаб мувозанат вазияти томон ҳаракатланади. Маятникнинг мазкур ҳаракати айланма ҳаракат динамикасининг тенгламаси

$$J \varepsilon = M \quad (11.22)$$

билан характерланиши керак. Бунда  $J$  — шарчанинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти,  $\varepsilon$  — унинг бурчак тезланиши,  $M$  эса  $F$  кучининг  $O$  ўққа нисбатан моменти бўлганлиги туфайли

$$J = ml^2, \quad \varepsilon = \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad M = - mgl \sin \varphi$$

лардан фойдаланиб (11.22) ни қуйи дақи кўринишда ёзиш мумкин:

$$ml^2 \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = mgl \sin \varphi$$

ёки

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0. \quad (11.23)$$

Агар  $\varphi$  бурчакнинг кичик қийматлари га мос келувчи тебранишларни текшириш билан чеклансак,  $\sin \varphi$  ни  $\varphi$  билан алмаштириш мумкин. Натижада (11.23) ифода

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{g}{l} \varphi = 0$$

кўринишга келади. Бунда

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \quad (11.24)$$

белгилаш киритсак,

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \varphi = 0 \quad (11.25)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу тенглама худди икки эластик пружина орасида жойлашган шарчанинг мувозанат вазияти атрофидаги тебранишлари учун чиқарилган (11.9) тенгламага ўхшашдир. (11.9) да шарчанинг мувозанат вазиятидан силжишини характерловчи  $x$  қатнашар эди, (11.25) да эса маз-

кур характеристика сифатида шарчанинг мувозанат вазиятидан оғиш бурчаги ( $\varphi$ ) қатнашяпти. (11.25) нинг ечими

$$\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.26)$$

кўринишда бўлади. (11.24) дан фойдаланиб математик маятникнинг даври

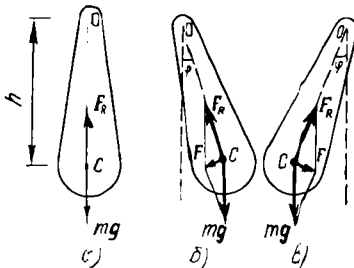
$$T_m = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (11.27)$$

формула билан ифодаланишини топамиз.

Демак, Ер сиртининг муайян соҳасидаги математик маятник кичик тебранишларининг даври маятник узунлиги ( $l$ ) га боғлиқ, холос.

Лекин шу маятникнинг ўзини (яъни  $l = \text{const}$ ) Ер сиртининг бошқа соҳасига кўчирилса, унинг тебраниш даври ўзгариши мумкин, чунки янги жойда  $g$  қиймати ўзгача бўлиши мумкин-да!

3. *Физик маятник* деганда инерция марказидан ўтмайдиган горизонтал қўзғалмас айланиш ўқи атрофида оғирлик кучи таъсирида ҳаракатлана оладиган қаттиқ жисм тушунилади. Айланиш ўқи *физик маятникнинг осилиш ўқи* деб



11.7-расм

ҳам аталади. Физик маятникнинг инерция маркази ( $C$ ) дан осилиш ўқи га ўтказилган перпендикуляр ( $OC$ ) чизиқ вертикал чизиқ билан мос тушган ҳолда маятник мувозанат вазиятида бўлади (11.7-а расм). Мувозанат вазиятидан бирор бурчакка оғдирилганда (11.7-б ёки 11.7-в расмларга қ.)  $mg$  ва  $F_R$  кучларнинг тенг таъсир этувчиси — физик маятникни

мувозанат вазияти томон қайтаришга ингиловчи  $F$  кучдир. Физик маятникнинг ҳаракати учун айланма ҳаракат динамикасининг тенгламаси

$$J \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgh \sin\varphi \quad (11.28)$$

тарзда ёзилади. Бу ифодада  $J$  — физик маятникнинг осилиш ўқи га нисбатан инерция моменти,  $m$  — физик маятник массаси,  $h$  эса физик маятникнинг осилиш ўқи ва инерция маркази орасидаги масофа. Кичик тебранишлар учун  $\sin\varphi \approx \varphi$

эканлигини ҳисобга олсак, (11.28) ифода қуйидаги кўри-  
нишга келади:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{J} \varphi = 0$$

ёки

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0. \quad (11.29)$$

Охири тенгламада

$$\omega_0^2 = \frac{mgh}{J} \quad (11.30)$$

белгилаш киритдик.

Шундай қилиб, физик маятникнинг кичик оғишларидаги тебранишлар — гармоник тебранишлар бўлиб, уларнинг теб-  
раниш даври

$$T_\varphi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}} \quad (11.31)$$

формула билан аниқланади. Мазкур физик маятникнинг теб-  
раниш даврига тенг бўлган давр билан тебранаётган мате-  
матик маятникнинг узунлигини топайлик. Бунинг учун (11.  
27) ва (11.31) ифодаларни тенглаштирайлик:

$$2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}}$$

Бу тенгликдаги  $l$  нинг қийматини топайлик ва уки  $l_k$  деб  
белгилайлик:

$$l_k = \frac{J}{mh}. \quad (11.32)$$

Мазкур ифода билан аниқланадиган  $l_k$  узунлик физик ма-  
ятникнинг келтирилган узунлиги деб аталади. Уни қуйи-  
дагича тавсиф қилиш мумкин: физик маятникнинг барча  
массасини фикран битта нуқтага тўплаб ва бу моддий нуқ-  
тани  $l_k$  узунликдаги ишга осиб вужудга келтирилган мате-  
матик маятникнинг тебраниш даври мажуд физик маятник-  
нинг тебраниш давридек бўлади. (11.20). (11.27) ва (11.31)  
лар асосида қуйидаги хулосага келамиз: пружинали маятник,  
математик ва физик маятниклар учун умумий хосса шундан  
иборатки, маятникларнинг кичик тебранишларида, яъни гар-  
моник тебранишлар содир бўлаётганда тебраниш даври ам-  
плитудага боғлиқ эмас. Маятникларнинг бу хоссаси *изохрон-*

лик деб аталади. Маятникларнинг изохронлиги улардан вақт ўлчагич асбоб сифатида фойдаланилишига сабабчи бўлди. Хусусан, Гюйгенс 1685 йилда соат юришини бошқаришда маятникдан фойдаланган. Кейинчалик, маятниклар техниканинг турли соҳаларида қўлланилди.

## 5- §. Гармоник тебранишлар энергияси

Массаси  $m$  бўлган моддий нуқта эластик (ёхуд квази-эластик)

$$F = - kx$$

куч таъсирида гармоник тебранма ҳаракат қилаётган бўлсин. Ҳаракатланаётган моддий нуқта, албатта, тезликка эга бўлади. Тезлиги нолдан фарқли бўлган барча вазиятларда моддий нуқтанинг кинетик энергияси ҳам нолдан фарқли, яъни

$$E = \frac{1}{2} mv^2.$$

Лекин гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тезлиги учун

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} [A \cos(\omega_0 t + \alpha)] = -A \omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.33)$$

ифода ўринли. Шунинг учун кинетик энергия формуласи

$$E = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.34)$$

кўринишда ёзилади.

Потенциал энергиянинг қиймати эса моддий нуқтани мувозанат вазиятидан  $x$  масофага силжитиш учун эластик ёки квазиэластик куч ( $F$ ) нинг бажарган иши билан аниқланади:

$$U = \int_0^x |F| dx = \int_0^x kx dx = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha). \quad (11.35)$$

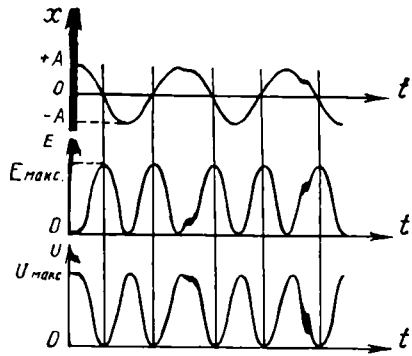
(11.34) ва (11.35) лардаги синус ва косинуснинг максимал қиймати 1 га тенг. Шунинг учун тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқта кинетик ва потенциал энергияларининг максимал қиймаглари учун қуйидаги ифодалар ўринли:

$$E_{\text{макс}} = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2; \quad (11.36)$$

$$U_{\text{макс}} = \frac{1}{2} kA^2. \quad (11.37)$$



11.8- расмда тебранувчи системанинг силжиши, кинетик ва потенциал энергияларнинг вақтга боғлиқ равишда ўзгаришини тасвирловчи графиклар келтирилган. Графиклардан кўринишича, моддий нуқтанинг тебраниш жараёнида навбатма-навбат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал энергиянинг кинетик энергияга айланиши содир бўлади. Хусусан, маятникни мувозанат вазиятидан чиқарганимизда биз уни бироқ баландликка кўтарган бўламиз,



11.8- расм

яъни маятникнинг потенциал энергиясини ўзгартирган бўламиз. Маятник мувозанат вазияти томон қайтаётганда тезланувчан ҳаракат қилади, бунда унинг потенциал энергияси кинетик энергияга айлана боради. Мувозанат вазиятидан ўтаётганда маятникнинг кинетик энергияси максимал қийматга эришади. Мувозанат вазиятидан ўтиб маятник иккинчи томонга оға бошлагач, унинг кинетик энергияси потенциал энергияга айлана бошлайди. Энг четки оғиш вазиятида маятник потенциал энергияси максимал қийматга эришади, кинетик энергияси эса нолга тенг бўлади.

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ихтиёрий вазиятидаги тўлиқ энергияси кинетик ва потенциал энергиялар йиндиридан иборат:

$$W = E + U = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha).$$

Текин  $k = m\omega_0^2$  эди [(11.8) белгилашга қ.]. Шунинг учун

$$W = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \text{ ёки } W = \frac{1}{2} kA^2. \quad (11.38)$$

Буни (11.36) ва (11.37) билан таққослаб қуйидаги хулосага келамиз: тебранувчи системанинг ихтиёрий вазиятидаги тўлиқ энергияси ўзгармайди (албатта, қаршиллик кучлари таъсир этмайдиган ҳолда) ва у кинетик ёхуд потенциал энергиянинг максимал қийматига тенг бўлади.

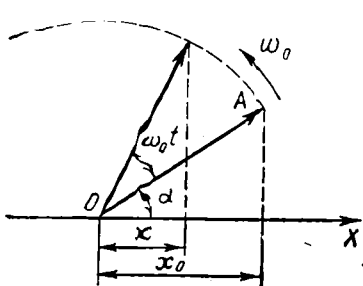
## 6-§. Бир хил частотали бир йўналишдаги тебранишларни қўшиш

Моддий нуқта бир вақтнинг ўзида икки ёхуд ундан кўпроқ тебранишларда қатнашиши мумкин. Масалан, кемадаги маятник хусусий тебранишлардан ташқари, денгиз тўлқинларига монанд равишда кема билан биргаликда ҳам тебраниш ҳаракати қилади. Шунинг учун қўзғалмас саноқ системаси, хусусан қирғоқ билан боғлиқ бўлган саноқ системасига нисбатан маятникнинг тебраниши кема билан боғлиқ бўлган саноқ системасига нисбатан тебранишидан фарқланади.

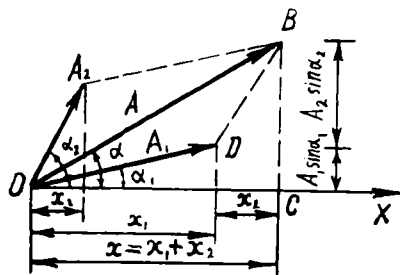
Умуман, бир неча тебраниш ҳаракатида қатнашаётган моддий нуқтанинг натижавий силжиши алоҳида тебранишлар туйғайли моддий нуқта эришадиган силжишларнинг геометрик йиғиндисини тарзида аниқланади. Хусусий ҳолда, яъни тебранишлар бир йўналишда содир бўладиган ҳолда натижавий тебраниш ҳақида маълумот олиш учун тебранишларни график тасвирлаш усулидан фойдаланиш қулайлик яратади. *Вектор диаграмма* деб аталадиган бу усулнинг моҳияти қуйидагидан иборат: узунлиги тебраниш амплитудасининг модулига тенг бўлган  $A$  векторни шундай жойлаштирайликки (11.9-расмга қ.), у  $OX$  ўқ билан тебраниш бошланғич фазаси ( $\alpha$ ) га тенг бурчак ҳосил қилсин. У ҳолда  $A$  векторнинг  $OX$  ўққа проекцияси —

$$x_0 = A \cos \alpha$$

тебранаётган моддий нуқтанинг бошланғич вазиятидаги силжишига миқдоран тенг бўлади. Агар  $A$  векторни соат стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда  $O$  нуқта атрофида  $\omega_0$  бурчак тезлик билан айлантирсак, иккинчии  $t$  вақтда:



11.9- расм



11.10- расм

сўнг  $A$  вектор  $OX$  ўқ билан  $\omega_0 t + \alpha$  бурчак ҳосил қилади. Шунинг учун  $A$  векторнинг  $OX$  ўққа проекцияси —

$$x = A(\omega_0 t + \alpha)$$

тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ихтиёрий  $t$  вақтдаги силжишини характерлайди.

Баён этилган усулдан фойдаланиб бир йўналиш бўйича бир хил частота билан, лекин турлича амплитуда ва бошланғич фазалар билан содир бўлаётган икки тебраниш, яъни

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1), \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (11.39)$$

ларнинг қўшилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тебраниш ҳақида маълумот олайлик. Бунинг учун қўшилувчи тебранишларнинг вектор диаграммасини чизамиз (11.10-расм). Натижавий тебранишнинг амплитуда вектори ( $A$ ), векторларни қўшиш қондасига мосан, томонлари  $A_1$  ва  $A_2$  бўлган параллелограмм диагонаlidir.  $A_1$  ва  $A_2$  векторлар бир хил  $\omega_0$  бурчак тезлик билан  $O$  нуқта атрофида ҳаракатлангани учун 11.10-расмдаги параллелограмм худди абсолют қаттиқ жисдек айланади, яъни унинг диагонали ( $A$  вектор) ҳам  $\omega_0$  бурчак тезлик билан ҳаракатланади. Бундан натижавий тебраниш частотаси, худди қўшилувчи тебранишлар частоталари каби,  $\omega_0$  га тенг, деган хулоса келиб чиқади.

$A$  нинг қийматини эса косинуслар теоремасидан фойдаланиб топиш мумкин. Ҳақиқатан,  $OB$  учбурчакнинг  $OD$  бурчаги қаршисидаги томони ( $A$ ) нинг квадрати қолган икки томони квадратлари йиғиндисидан шу томонлар билан улар орасидаги бурчак [яъни  $\angle ODB = \pi - (\alpha_2 - \alpha_1)$ ] косинусининг иккиланган кўпайтмасининг айрилганига тенг:

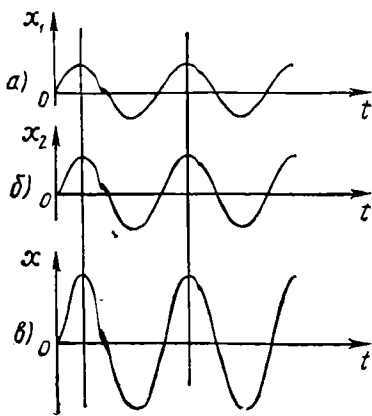
$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2\cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = A_1^2 + A_2^2 + \\ &+ 2A_1A_2\cos(\alpha_2 - \alpha_1). \end{aligned} \quad (11.40)$$

$\alpha$  нинг қийматини  $OB$  учбурчакдан аниқлаймиз:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{OC} = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (11.41)$$

Шундай қилиб, бир йўналишда бир хил  $\omega_0$  частота билан содир бўлаётган икки гармоник тебранма ҳаракатда қатнашаётган моддий нуқтанинг натижавий ҳаракати ҳам  $\omega_0$  частота билан қўшилувчи тебранишлар йўналишида амалга ошувчи гармоник тебраниш бўлади, унинг тенгламаси

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.42)$$



11.11- расм

бўлиб,  $A$  ва  $\alpha$  нинг қийматлари (11.40) ва (11.41) ифодалар билан аниқланади.

Шуни алоҳида қайд қилмоқ лозимки, натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар фазаларининг айирмаси  $(\omega_0 t + \alpha_2) - (\omega_0 t + \alpha_1) = (\alpha_2 - \alpha_1)$  га боғлиқ бўлади:

1) агар  $\alpha_2 - \alpha_1 = 2n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) бўлса, (11.40) ифода  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2$  кўринишга келади, натижада

$$A = A_1 + A_2. \quad (11.43)$$

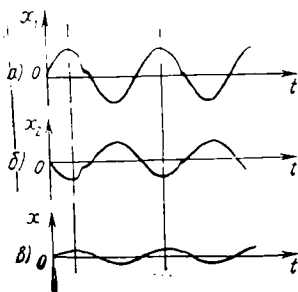
Мазкур ҳол бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши деб ҳам аталади. 11.11-расмнинг *a* ва *б* қисмларида бир хил фазада содир бўлаётган қўшилувчи тебранишлар, *B* қисмида эса натижавий тебраниш тасвирланган.

2) агар  $\alpha_2 - \alpha_1 = (2n + 1)\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) бўлса, (11.40) ифода

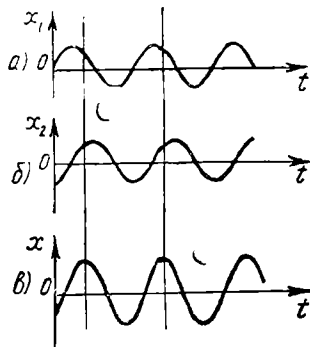
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2$$

кўринишга келадики, ундан

$$A = |A_1 - A_2|, \quad (11.44)$$



11.12- расм



11.13- расм

деган хулосага келилади. Бу ҳолда қарама-қарши фазадаги тебранишларнинг қўш илиши (11.12-расмга қ.) амалга ошаётган бўлади.

$\alpha_2 - \alpha_1 = (n + \frac{1}{2})\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) шарт ба жарилса, (11.40) ифода

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

кўринишда ёзилади ва ундан

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \quad (11.45)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ҳол 11.13-расмда тасвирланган.

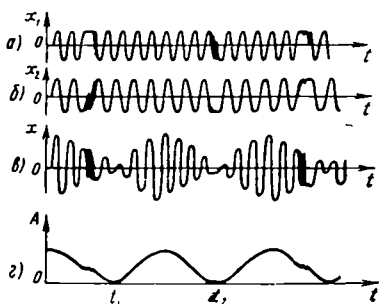
Демак,  $A$  нинг қиймати  $\alpha_2 - \alpha_1$  га боғлиқ равишда  $A_1 - A_2$  дан  $A_1 + A_2$  гача бўлган интервалда ўзгаради, яъни

$$|A_1 - A_2| \leq A \leq |A_1 + A_2|. \quad (11.46)$$

### 7- §. Тепкили тебраниш

Бир йўналишда содир бўлаётган частоталари бир хил бўлмаган гармоник тебранишларнинг қўшилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тебраниш гармоник тебраниш эмас, балки қандайдир мураккаб тебраниш бўлади. У билан фақат битта хусусий ҳолда танишайлик.

Бир йўналишда содир бўлаётган икки гармоник тебранишларнинг амплитудалари тенг (яъни  $A_1 = A_2$ ), частоталари эса бир-биридан кам фарқлансин, яъни  $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$  бўлсин (11.14-расмининг а ва б ларига қ.). Бу икки гармоник тебранишда ҳам қатнашаётган моддий нуқтанинг тебраниши 11.14-е расмда тасвирланган. Бу натижавий тебранишнинг вужудга келиш манзарасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин: амплитудалари тенг, частоталари эса деярли бир хил бўлган бир йўналишдаги икки тебранишнинг фазаларини кузатиш бошланган пайтда бири-бирига мос бўлсин. Бу онда натижавий тебраниш амплитудаси  $A = 2A_1$  бўлади. Ле-



11.14- расм

кин вақт ўтган сари қўшилувчи тебранишлар фазаларининг фарқи катталашиб боради ва бирор вақт ( $t_1$ ) дан сўнг унинг қиймати  $\pi$  га етади. Бу лаҳзада қўшилувчи тебранишлар бир-бирини сўндиради, шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси нолга тенг бўлади. Шундан сўнг фазалар фарқи янада катталашиб бирор  $t_2$  вақтда  $2\pi$  га етади ва натижавий тебраниш амплитудаси  $2A_1$  га тенг бўлади. Шу тариқа натижавий тебраниш амплитудаси қийматининг ўзгариши даврий равишда такрорланаверади (11. 14-г расмга қ.). Бу тебраниш амплитудаси тебранаётган нуқтага даврий равишда тепки бериб турилганидек ўзгаришти. Шунинг учун уни тепкили тебраниш деб аталади. Тепкили тебранишнинг амплитудаси

$$A = 2A_1 \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \quad (11. 47)$$

қонуният бўйича ўзгаради.

### 8- §. Ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшиш

Ўзаро перпендикуляр йўналишларда содир бўлаётган бир хил частотали гармоник тебранишларда қатнашаётган модди й нуқтанинг ҳаракати билан танишайлик. Қўшилувчи тебранишларнинг йўналишлари сифатида  $OX$  ва  $OY$  ўқларини олайлик. У ҳолда тебранишларнинг тенгламалари

$$\begin{aligned} x &= A_1 \cos (\omega_0 t + \alpha_1), \\ y &= A_2 \cos (\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (11.48)$$

кўринишда ёзилади. Бунда  $A_1$  ва  $A_2$ ,  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$ —мос равишда биринчи ва иккинчи тебранишларнинг амплитудалари ва бошланғич фазалари.

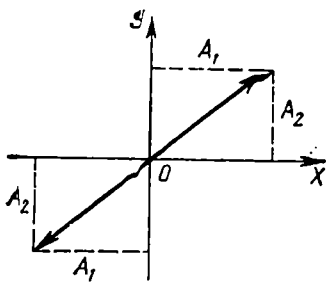
(11.48) тенгламалар устида бир қатор математик амаллар бажариб,  $t$  ни йўқотсак, моддий нуқта натижавий ҳаракати траекториясининг тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos (\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2 (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (11.49)$$

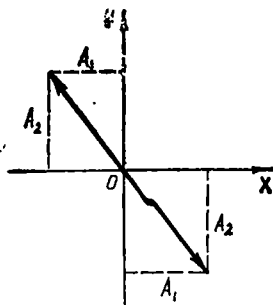
Бу тенгламани қуйидаги хусусий ҳоллар учун муҳокама қилайлик:

1)  $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ , яъни  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$  бўлсин. У ҳолда (11.49) тенгламани қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{ёки} \quad \left( \frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0.$$



11.15- расм



11.16- расм

Бундан

$$y = \frac{A_2}{A_1} x \quad (11.50)$$

ифодани ҳосил қиламиз. У тўғри чизик тенгламасидир. Мас-кур тўғри чизик координата бошидан ўтади (11.15- расм), унинг  $OX$  ўқ билан ҳосил қилган бурчагининг тангенси  $A_2/A_1$  га тенг. Моддий нуқтанинг натижавий ҳаракати ана шу тўғри чизик бўйича содир бўлади. Унинг мувозанат ва-зиятидан силжиши

$$\begin{aligned} s &= \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha) + A_2^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha)} = \\ &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos(\omega_0 t + \alpha) \end{aligned} \quad (11.51)$$

муносабат билан аниқланади.

Демак, моддий нуқтанинг натижавий ҳаракати  $\omega_0$  час-тота ва  $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$  амплитуда билан содир бўлувчи гар-моник тебранма ҳаракатдир.

2)  $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \pi$  бўлсин. У ҳолда (11.49) ифода

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{ёки} \quad \left( \frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

кўринишга келади. Бундан

$$y = -\frac{A_2}{A_1} x \quad (11.52)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу тенглама 11.16- расмда тасвир-ланган тўғри чизик тенгламаси бўлиб, моддий нуқтанинг

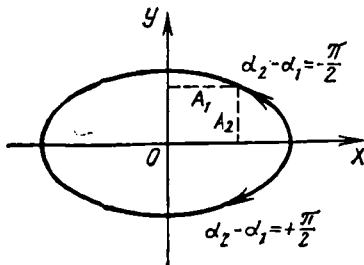
натижавий ҳаракати шу тўғри чизиқ бўйича содир бўлади.

3)  $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \frac{\pi}{2}$  бўлсин. У ҳолда (11.49) ифода

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (11.53)$$

кўринишга келади. Бу ифода ярим ўқлари ( $A_1$  ва  $A_2$ )  $OX$  ва  $OY$  ўқлар бўйича йўналган эллипснинг тенгламасидир

(11.17-расм).  $\alpha_2 - \alpha_1 = +\frac{\pi}{2}$



11.17-расм

бўлган ҳолда моддий нуқтанинг ҳаракати шу эллипс бўйича соат стрелкасининг ҳаракат йўналиши бўйлаб,  $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$  бўлганда эса соат

стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда содир бўлади. Агар қўшилиувчи тебранишлар амплитудаларининг қийматлари тенг бўлса (яъни  $A_1 = A_2$ ),

натижавий ҳаракат траекторияси айланадан иборат бўлади.

## 9- §. Сўнувчи механик тебранишлар

Эластик ёхуд квазиэластик кучдан бошқа кучлар таъсир этмаган ҳолда (шу вақтгача худди шундай ҳолларни текширдик) моддий нуқта амплитудаси доимий ( $A = \text{const}$ ) бўлган ва сўнмайдиган гармоник тебранма ҳаракат қилади. Бундай тебранишларни хусусий тебранишлар деб ҳам атагандик. Лекин реал шароитларда ҳаракатланувчи жисмларга аτροφ-муҳит томонидан қаршилик кўрсатилади. Шунинг учун ҳар қандай тебранишнинг содир бўлиш жараёнида энергиянинг бир қисми муҳит қаршилигини енгишга, таянч ва осмалардаги ишқаланишга сарфланади. Натижада тебранувчи моддий нуқтанинг механик энергияси узлуксиз равишда камайиб боради, яъни тебраниш сўнувчи характерга эга бўлади.

Сўнувчи тебранишни характерлайдиган тенгламада, яъни Ньютон II қонунининг ифодасида, қаршилик кучини ҳам эътиборга олиш керак. Моддий нуқтанинг қовушоқ муҳитдаги тўғри чизиқли тебранма ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи куч тезликка пропорционал, лекин унга тескари йўналган бўлади:



$$F_{\kappa} = -rv = -r \frac{dx}{dt}, \quad (11.54)$$

бундаги  $r$  — қаршилик коэффицентие. Натихада сўнувчи тебранишни характерлайдиган тенглама

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \quad (11.55)$$

кўринишда ёзилади. Бу тенгламанинг иккала томонини  $m$  га бўлсак ва

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\beta \quad (11.56)$$

белгилашлардан фойдалансак, қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (11.57)$$

Мазкур тенгламанинг ечими  $\beta < \omega_0$  бўлган ҳолда қуйидагича бўлади:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \alpha), \quad (11.58)$$

бундаги  $\omega_c$  — сўнувчи тебраниш частотаси, унинг қиймати

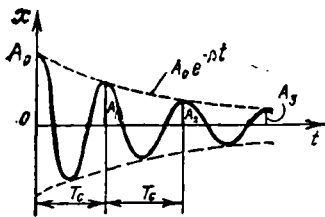
$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (11.59)$$

муносабат билан аниқланади. Фақат битта хусусий ҳолда, яъни  $\beta = \frac{r}{2m} = 0$  бўлган ҳолдагина  $\omega_c = \omega_0$  бўлади. Шунинг учун тебранувчи системанинг қаршилик бўлмаган муҳитдаги тебраниш частотаси ( $\omega_0$ ) ни хусусий частота деб аталади. Реал шароит ( $\beta \neq 0$ ) да сўнувчи тебраниш частотаси ( $\omega_c$ ) хусусий частота ( $\omega_0$ ) (дан кичик, албатта. Сўнувчи тебраниш даври ( $T_c$ ) эса хусусий тебраниш даври ( $T_0$ ) дан катта:

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} > T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (11.60)$$

(11.58) функциядан кўринишича (унинг графиги 11.18-расмда тасвирланган), эластик (ёхуд квазиэластик) куч таъсирида моддий нуқтанинг қаршилик мавжуд бўлган муҳитдаги тебранишларининг амплитудаси вақт ўтиши билан

$$A = A_0 e^{-\beta t} \quad (11.61)$$



11.18- расм

қонун бўйича камайиб боради. Бунда  $A_0$ — бошланғич амплитуда деб,  $\beta$  эса сўниш коэффициентини деб аталади. Амплитудаларнинг сўниб бориши 11.18- расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган. Сўнувчи тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг кетма-кет (яъни бир-биридан битта да-

врга фарқланувчи) амплитудаларининг қийматлари

$$A_0; A_1 = A_0 e^{-\beta T_c}; A_2 = A_0 e^{-2\beta T_c}; \dots; A_n = A_0 e^{-n\beta T_c}; \dots$$

қаторни ташкил этади. Бундан қуйидаги хулоса келиб чиқади: *сўнувчи тебраниш амплитудаларининг кетма-кетлиги махражи  $e^{-\beta T_c}$  бўлган чексиз камаювчи геометрик прогрессияни ташкил этади.*

Икки кетма-кет амплитудалар нисбати, яъни

$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 e^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 e^{-n\beta T_c}} = e^{-\beta T_c} \quad (11.62)$$

сўниш декременти деб аталади. Икки кетма-кет амплитудалар нисбати натурал логарифмининг модули эса *сўнишнинг логарифмик декременти* деб аталади:

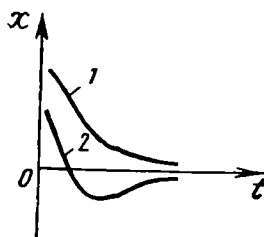
$$\delta = \left| \ln \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c. \quad (11.63)$$

Демак, сўнувчи тебраниш амплитудасининг камайиб бориш жадаллигини ифодаловчи катталиқ— сўнишнинг логарифмик декременти қаршилик коэффициентини ( $r$ ) ning қийматига тўғри пропорционал, тебранаётган моддий нуқта массасига тескари пропорционалдир.

Экспоненциал қонун бўйича камаювчи катталиқлар, хусусан сўнувчи тебранишлар амплитудаси чексиз катта вақт ўтгандан сўнг нолга тенг бўлиши лозим. Лекин, амалда, чекли вақтдан сўнг амплитуда нолга тенг бўлиб қолади. Тебраниш амплитудаси бошланғич қийматининг 0,01 улушидан кичик бўлиб қолганда, одатда, тебранишни сўнган деб қисоблаш мумкин.

Агар  $\beta = \omega_0$  ёки  $\beta > \omega_0$  бўлса, моддий нуқтанинг ҳаракатида тебранма ҳаракатларга оид аломатлар йўқолади, у

мувозанат вазияти томон тебранмай қайтади. Баъзи ҳолларда моддий нуқтанинг мувозанат вазиятига қайтиш графиги 11.19-расмда таъсирланган 1 эгри чизиққа мос келади. Агар моддий нуқтанинг тезлиги мувозанат вазиятидан ўтиб кетишга етарли бўлса, у тескари томонга бир оз четлашади, сўнг мувозанат вазиятига қайтади (11.19-расмдаги 2 эгри чизиққа қ.). *Нодаврий процесс* деб аталадиган бундай ҳаракатларда мувозанат вазиятидан четга силжитилган система потенциал энергиясини муҳит билан ишқаланиш жараёнида сарфлайди, Шунинг учун у тебранмасдан мувозанат вазиятига қайтади.



11.19- расм

### 10- §. Сўнувчи электромагнит тебранишлар

Ҳар қандай реал тебраниш контури актив қаршиликка эга бўлади. Шунинг учун реал контурда конденсаторнинг разрядланиш процессида электр майдон энергиясининг фақат бир қисми магнит майдон энергиясига айланади, қолган қисми эса актив қаршиликда жоуль иссиқлиги сифатида ажралиб чиқади. Худди шунингдек, конденсаторнинг қайта зарядланишида магнит майдон энергиясининг бир қисми электр майдон энергиясига айланади, қолган қисми актив қаршиликда иссиқлик энергиясига айланади. Демак, реал контурдаги эркин тебранишлар сўнувчи бўлади. Сўнувчи тебранишлар тенгламасини ҳосил қилиш учун сифмдаги кучланиш тушиши  $U_c = \frac{q}{C}$ , ғалтакдаги кучланиш тушиши  $U_l = L \frac{d^2q}{dt^2}$  ва актив қаршиликдаги кучланиш тушиши  $U_R = RI = R \frac{dq}{dt}$  нинг йиғиндисини нолга тенглаштириш керак. яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (11.64)$$

Бу тенгликни  $L$  га бўламиз ва қуйидаги белгилашдан фойдаланамиз:

$$\beta = \frac{R}{2L}. \quad (11.65)$$

Натижада (11.64) тенглик қўйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (11.66)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.67)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда  $\omega_c$  — сўнувчи электромагнит тебранишлар частотаси бўлиб, унинг қиймати қўйидагича аниқланади:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (11.68)$$

Зеро, сўнувчи тебранишлар частотасининг қиймати контурнинг актив қаршилиги  $R$  камайган сари хусусий тебранишлар частотаси  $\omega_0$  га яқинлашиб боради.  $R=0$  бўлганда эса  $\omega_c = \omega_0$  бўлиб қолади. Конденсатордаги кучланиш

$$U = \frac{q_{m0}}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) = U_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.69)$$

ва контурдаги ток кучи

$$I = \omega_0 q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi + \psi) \quad (11.70)$$

ифодалар орқали топилади. Охирги ифодада

$$\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$$

бўлади. яъни реал контурда ( $R \neq 0$ ) ток ва конденсатордаги кучланиш фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  дан каттароқ қийматга фарқ қилади.

Одатла, сўнувчи электромагнит тебранишларнинг сўниш даражаси сўнишининг логарифмик декременти

$$\delta = \left| \ln \frac{q(t)}{q(t+T_c)} \right| = \beta T_c = \frac{R}{2L} T_c \quad (11.71)$$

билан характерланади.

## 11- §. Мажбурий тебранишлар

Мувозанат вазиятидан четга силжитиб, сўнг ўз ҳолига қўйиб юборилган тебранувчи система муҳит қаршилиги ва система параметрларига боғлиқ равишда сўнувчи тебранма ҳаракат қилади. Сўнмайдиған тебранишларни ҳосил қилиш учун системага қўшимча ташқи ўзгарувчан куч таъсир этиб

туриши лосим. Бу куч тебранувчи системага гоҳ бир томонга, гоҳ қарама-қарши томонга йўналган «туртки» бериб туради. У бажарган иш тебранувчи моддий нуқтага томон идан муҳит қаршилигини енгилга сарфланган энергия камаю вини гўлдириб туради. Даврий равишда ўзгариб турадиган бундай ташқи кучни *мажбур этувчи куч* деб аталади. Кузатиш бошланган пайтда мувозанат вазиятида турган моддий нуқтага гармоник қозун бўйича ўзгарувчи

$$F = F_0 \cos \omega t$$

куч таъсир этсин. Бунда мажбур этувчи куч амплитудасини  $F_0$  билан, частотасини эса  $\omega$  билан белгиланган. Динамиканинг иккинчи қонунига асосан, моддий нуқтанинг маъкур ҳолдаги ҳаракат тенгламасини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

ёки

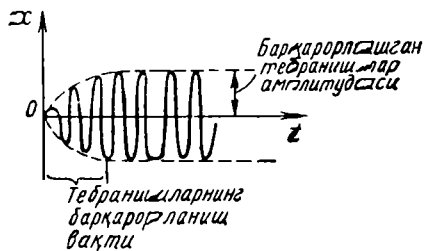
$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \cos \omega t. \quad (11.72)$$

Бу тенгламанинг умумий ечими  $(x)$ , математика курсида исбот қилинишича, ўнг томони нолга тенг бўлган ҳолдаги (11.72) тенгламанинг умумий ечими  $(x_1)$  ва (11.72) тенгламанинг хусусий ечими  $(x_2)$  нинг йиғиндиси

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t)$$

тарзида аниқланади. Бу йиғиндидаги биринчи ҳад, яъни (11.72) тенгламанинг  $F_0=0$  ва  $\beta < \omega_0$  бўлган ҳолдаги ечими [(11.58) ифодага қ.] тебранувчи моддий нуқтанинг хусусий сўнувчи тебранишларига мос келади. Йиғиндидаги иккинчи ҳад, яъни (11.72) тенгламанинг хусусий ечими эса мажбур этувчи куч частотаси  $\omega$  билан содир бўладиган тебранишларни акс эттиради. Бу иккинчи тебранишнинг моддий нуқтанинг мажбурий тебранишлари деб аталади (11.20-расм).

Моддий нуқтанинг хусусий тебранишлари мажбур этувчи куч таъсир эта бошлаган дастлабки пайтда вужудга келади ва экспонен-



11.20-расм

циал қонун бўйича тезгина (мажбурий тебранишларнинг барқарорланиш вақти давомида) сўниб бўлади. Шу вақтдан бошлаб моддий нуқтанинг тебранишлари барқарорлашган, яъни  $x(t) = x_2(t)$  бўлади. Бинобарин, (11.72) кўринишдаги дифференциал тенгламанинг хусусий ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди.

Бир қатор математик амаллар бажариб (11.72) тенгламанинг изланаётган ечими

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (11.73)$$

муносабат билан аниқланишини топамиз. Бундаги  $A$  — мажбурий тебранишлар амплитудаси, унинг қиймати

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (11.74)$$

формула ёрдамида ҳисобланиши мумкин,  $\alpha$  эса мажбур этувчи куч ва мажбурий тебраниш фазаларининг фарқи, унинг қиймати

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11.75)$$

формула ёрдамида ҳисобланади.

Тебраниш контурига электр юритувчи кучи даврий равишда ўзгарувчи манба улайлик. Бу манба контурнинг актив қаршилигида иссиқлик энергияси сифатида ажралиб чиқаётган энергия камаювини компенсациялаб туриши туфайли тебраниш контурининг энергияси доимий сақланади. Бу эса, ўз навбатида, тебранишларнинг сўнмаслигига сабабчи бўлади. Бундай тебранишларни *мажбурий электромагнит тебранишлар* дейилади.

Бў ҳолда контур элементларидаги кучланиш тушишларининг йиғиндиси нолга эмас ((11.4) ифодага қаранг), балки ташқе ўзгарувчан электр юритувчи куч  $\mathcal{E}_m \cos \omega t$  га тенг бўлиши керак, яъни

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \mathcal{E}_m \cos \omega t. \quad (11.76)$$

Бў тенгламанинг ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди. У қуйидаги кўринишга эга:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (11.77)$$

бунда

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (11.78)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (11.79)$$

(11.77) дан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олсак, контурдаги ток кучини топган бўламиз:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (11.80)$$

бунда

$$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.81)$$

Конденсатордаги кучланишни топиш учун (11.77) ни  $C$  га бўламиз:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \psi) = U_m \cos(\omega t - \psi), \quad (11.82)$$

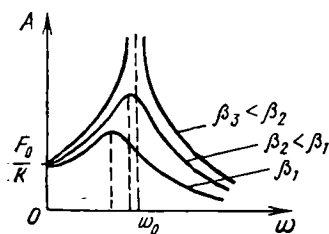
бунда

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.83)$$

## 12-§. Резонанс ҳодисаси

Мажбурий тебранишлар амплитудасини аниқловчи (11.74) ифодага асосан,  $A$  нинг қиймати системанинг хусусий тебранишлар частотаси ( $\omega_0$ ) ва мажбур этувчи куч частотаси ( $\omega$ ) орасидаги муносабатга, мажбур этувчи кучнинг амплитудавий қиймати ( $F_0$ ) га ҳамда сўниш кўрсаткичи ( $\beta$ ) га боғлиқ. 11.21-расмда  $F_0$  ва  $m$  ўзгармас бўлган ҳолда  $\beta$  нинг турли қийматлари учун  $A$  нинг  $\omega$  га боғлиқлик графикалари тасвирланган.  $\omega = 0$  бўлганда, яъни мажбур этувчи кучнинг қиймати ўзгармаганда (11.74) ифодадан

$$A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}$$



11.21- расм

келиб чиқади. Шунинг учун 11.21-расмда  $\beta$  нинг турли қийматлари учун чизилган графикларнинг барчаси ордината ўқини  $\frac{F_0}{k}$  да кесяпти.  $\omega \rightarrow \infty$  да, (11.74) га асосан, амплитуда асимптотик равишда нолга интилади. Расмдан кўринишича.  $\omega$  нинг бирор оралиқ қийматида амплитуда максимал қийматга эришади. Бу ҳодиса, яъни мажбур этувчи куч частотасининг бирор аниқ қийматида мажбурий тебранишлар амплитудасининг кескин ортиб кетиши *резонанс ҳодисаси* деб аталади. Резонанс ҳодисаси амалга ошган ҳолдаги мажбур этувчи кучнинг частотасини *резонанс частота* деб, амплитуданинг максимал қийматини эса резонанс амплитуда деб аталади. Резонанс частота қийматини топиш учун қуйидагича фикр юритамиз. Резонанс ҳодисаси рўй берганда (11.74) ифода максимал қийматга эришиши, яъни мазкур ифоданинг махражи минимал қийматга эришиши лозим. Шунинг учун (11.74) нинг махражидан  $\omega$  бўйича ҳосила олиб уни нолга тенглаштирамиз:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

ёки

$$-(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0,$$

бундан

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (11.84)$$

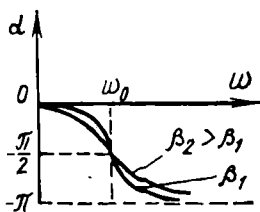
Резонанс частотанинг бу қийматини (11.74) га қўйсақ, резонанс амплитуда қийматини топамиз:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (11.85)$$

Демак, резонанс частота ва резонанс амплитуда  $\beta$  га боғлиқ.  $\beta$  камайган сари  $\omega_p$  ортиб боради ва хусусий тебранишлар частотаси ( $\omega_0$ ) га яқинлашиб боради. Ҳақиқатан, 11.21-расмдан кўринишича,  $\beta$  нинг кичикроқ қийматларига мос келувчи графикларда максимумлар кескинроқ ва улар  $\omega_0$  га яқинроқ частоталарга мос келади.  $\beta = 0$  бўлган ҳолда эса резонанс амплитуданинг қиймати чексиз катта бўлиши ке-



рак. Лекин, амалда, резонанс амплитудаси чекли қийматга эга, чунки реал шaroитларда тебранувчи системага (оз бўлса-да!) қаршилик кучи таъсир этади. Шунинг учун  $\beta$  нинг ниҳоят кичик қийматлари учун мажбур этувчи кучнинг частотаси хусусий тебранишлар частотасига тенг бўлганда резонанс ҳодисаси амалга ошади, деб ҳисобланади.



11.22- расм

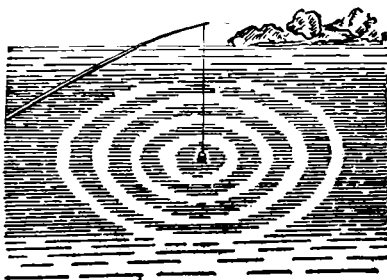
Моддий нуқтанинг силжиши ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи ( $\alpha$ ) нинг  $\omega$  га боғлиқлиги [(11.75) муносабат асосида ҳисобланган] 11.22- расмда тасвирланган.  $\omega < \omega_0$  қийматларда силжиш мажбур этувчи кучдан фаза бўйича орқада қолади. Бу фарқ, аввал, анча кичик бўлади. Лекин  $\omega \rightarrow \omega_0$  да катталашади. Резонанс ҳодисаси содир бўлганда  $\alpha$  нинг қиймати  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлади.  $\omega \gg \omega_0$  да эса силжиш ва мажбур этувчи куч қарама-қарши фазада бўлади, яъни  $\alpha = -\pi$ .

Силжиш ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 эмас, балки  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганда резонанс ҳодисасининг амалга ошиши ғалати туюлади. Лекин силжиш ва мажбур этувчи куч орасидаги фазалар фарқи  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганда тебранаётган моддий нуқта тезлиги ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 га тенг бўлади. Шунинг учун мажбур этувчи кучнинг иши моддий нуқта тезлигини (яъни энергиясини) оширади. Натижада тебраниш амплитудаси кескин ортади.

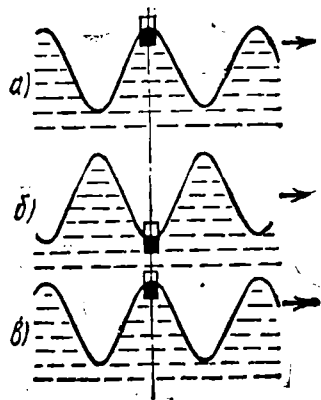
Мажбурий тебранишлар ва резонанс кўпчилик физик жараёнларда ва техникада катта роль ўйнайди. Масалан, турли частотали тебранишлар йиғиндисидан маълум частотали тебранишни ажратишда резонанс ҳодисасидан фойдаланилади. Баъзи ҳолларда эса резонанс жуда зарарли бўлади, чунки у катта деформацияларнинг вужудга келишига ва иншоотларнинг бузилишига сабабчи бўлади. Бинобарин, турли машиналар ва иншоотларни лойиҳалашт жараёнида резонанс эътиборга олинади.

1-§. Тўлқинларнинг вужудга келиш механизми

Тўлқинлар билан танишишни кундалик турмушимизда кўп кузатган ҳодисадан бошлайлик. Сувга бирор жисм ташласак, унинг сирти бўйлаб тўлқинлар тарқалади. Тўлқин навбатлашган айланасимон дўнгликлар ва чуқурликлардан иборат. Сув сиргининг бирор ондаги манзарасига (яъни фотосуратига) эътибор берсангиз (12.1-расмга қ.) ундаги айланасимон дўнгликлар ва чуқурликларнинг маркази тош тушган  $O$  нуқта эканлигини аниқлаймиз. Бирор муддат тўлқиннинг тарқалиш жараёнини кузатсангиз, дўнглик ва чуқурлик айланаларнинг радиуслари катталашиб бораверади. Шуниси қизиқки, кузатувчи тасавурида тўлқин тарқалиши туфайли сув зарралари  $O$  нуқтадан узоқлашаётгандек, яъни қирғоқ томонга кўчаётгандек туюлади. Аслида *сув зарралари кўчмайди, балки тебраниш этиб келган зарралар ўзларининг мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қиладилар*. Бунга ишонч ҳосил қилиш мақсадида сув сиртининг бирор нуқтасидаги пўкак ҳаракатини кузатайлик (12.2-а расм). Кузатишларнинг кўрсатишича, пўкак тўлқин билан биргаликда қирғоқ томон ҳаракатланмайди, балки ўзи жойлашган соҳадаги, сув зарралари билан биргаликда навбатманавбат гоҳ пастга (12.2-б расм), гоҳ юқорига (12.2-в расм) силжийди, яъни тебранади.



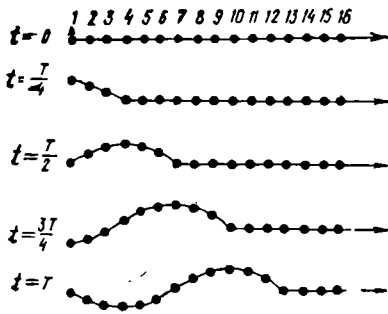
12.1- расм



12.2- расм

Умуман, ҳар қандай муҳитда тўлқинларни уйғотиш учун тебранувчи манба бўлиши лозим. Бу манба ўзи жойлашган соҳадати муҳит зарраларини тебратди. Лекин муҳит зарралари ўзаро боғлиқ. Хусусан, юқорида баён этилган суюқлик сирти бўйлаб тўлқинларнинг тарқалишида суюқлик сиртининг қўшни элементлари орасидаги ўзаро боғланиш сирт таранглик ва оғирлик кучлари туфайли амалга ошади. Эластик муҳитда эса зарралар орасидаги ўзаро боғланиш кучлари эластик характерга эга. Муҳит зарралари орасидаги бу ўзаро боғланиш туфайли манба уйғотган тебраниш бошқа зарраларга ҳам аста-секин узатилади. Бунда муҳитнинг тебранаётган ҳар бир зарраси ўзига қўшни бўлган заррага, у эса қўшни бошқа зарраларга мажбур этувчи куч билан таъсир этади. Шунинг учун муҳит зарраларининг тебранишлари мажбур этувчи куч частотаси билан (яъни тўлқин манбаининг тебраниш частотаси билан) содир бўлади.

Шундай қилиб, тўлқин деганда тебранишларнинг муҳитда тарқалиш жараёнини тушуниш лозим. Тўлқиннинг тарқалиш йўналиши *нур* деб, ихтиёрий *t* вақтда тебранишлар етиб келган муҳит зарраларининг геометрик ўринлари эса *тўлқин fronti* деб аталади. Бинобарин, тўлқин fronti муҳитнинг тебранаётган зарраларини тебранишни ҳали бошламаган зарраларидан ажратиб турувчи чегаравий сирт тарзида тасаввур қилиниши мумкин. Тўлқин фронтининг шакли муҳит хоссалари, тебраниш манбаининг шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Бир жинсли ва изотроп муҳитда жойлашган нуқтавий тебраниш манбаидан тарқалётган тўлқинларнинг fronti сферик шаклда бўлади. Бинобарин, мазкур тўлқинлар *сферик тўлқинлар* деб ном олган. Агар тебраниш манбаи текислик шаклига эга бўлса, манбага яқин соҳалардаги тўлқин fronti ҳам текисликдан иборат бўлади. Шу сабабли бу тўлқинлар *ясси тўлқинлар* деб аталади. Иккала ҳолда ҳам нур тўғри чизиқ бўлиб, у тўлқин фронтига перпендикуляр бўлади. Агар муҳит зарралари нурга перпендикуляр равишда тебранаётган бўлса, бундай тўлқинни *кўндаланг тўлқин* деб, муҳит зарралари нурга параллел равишда тебранаётганда ҳосил бўлган тўлқин *бўйлама тўлқин* деб аталади. Суюқлик сирти бўйлаб тарқаладиган тўлқинлар (юқорида баён этилган сув сиртидаги тўлқинлар) алоҳида синфга оид бўлиб, уларнинг тарқалиш жараёнида муҳит зарралари вертикал текисликларда ётадиган айланасимон эгри чизиқлар бўйича тебранади. Бундай тўлқинларнинг вужудга келиш механизми устида тўхталмаймиз. Биз фақат бир жинсли ва изотроп эластик муҳитда тарқаладиган тўлқинлар ҳақида



12.3- расм

фикримизни давом эттирамиз.

Тўлқинларнинг вужудга келиш ва тарқалиш механизми билан танишайлик. Нур йўналишидаги бир-бири билан эластик боғланган бир қатор зарраларни тасаввур қилайлик (12.3-расм). Қулайлик мақсадида зарраларни чапдан ўнга ортиб борадиган тартибда номерлайлик. Кузатиш бошланганда ( $t = 0$ )

кўндаланг тўлқин 1-заррага етиб келган бўлсин. Натижада бу зарра  $T$  давр билан нур йўналишига перпендикуляр равишда тебрана бошлайди. У мувозанат вазиятидан юқорига қараб ҳаракатланиб ўзига қўшни бўлган зарраларни ҳам илаштиради. Чорак даврдан сўнг ( $t = \frac{T}{4}$ ) 1-зарра юқорига

максимал силжиган бўлади, 2-зарра 1-заррадан бир оз камроқ, 3-зарра эса ундан ҳам камроқ силжиган бўлади. Бу вақтда 3-зарра томонидан илаштирилган 4-зарра юқорига қараб эндиgina ҳаракатлана бошлайди. Ярим даврдан сўнг

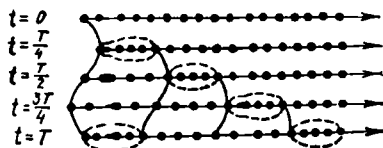
( $t = \frac{T}{2}$ ) 1-зарра мувозанат вазиятидан паст томонга ўтиб кетяпти, 2-ва 3-зарралар юқорига максимал силжиб бўлгач, энди орқага қайтяпти, 4-зарра юқорига максимал силжиб бўлади. 4-зарра томонидан илаштирилган 5-зарра ва у илаштирган 6-зарралар ҳам мувозанат вазиятидан бир оз силжиган. 7-заррага эса тебаниш эндиgina етиб келди.

$t = \frac{3T}{4}$  вақтдан сўнг 1-зарра пастга максимал силжиб бўлади, 4-зарра мувозанат вазиятидан паст томонга қараб ўтяпти 7-зарра юқорига максимал силжиган, 10-зарра юқорига қараб эндиgina ҳаракатлана бошлайди. Ниҳоят, битта тўлқин даврдан сўнг ( $t = T$ ) 1-зарра мувозанат вазияти орқали юқорига ўта бошлайди, 4-зарра энг пастки вазиятга етди, 7-зарра пастга ҳаракатланиш жараёнида мувозанат вазиятидан ўтяпти. 10-зарра юқорига максимал силжиб бўлди. Бу вақтда тебраниш 13-заррага етиб келади. Шу тариқа кўндаланг тўлқиннинг муҳитда тарқалиши содир бўлади.

Қўндаланг тўлқинларнинг тарқалиши жараёнида муҳит қатламларининг бир-бирига нисбатан силжиши, яъни силжиш деформацияси содир бўлади. Қатламларнинг нисбий силжишига қаршилик кўрсатадиган эластик кучлар (бу кучлар туфайли муҳит зарралари тебранади) фақат қаттиқ жисмларда вужудга келади, чунки қаттиқ жисмлар ўз шаклларини сақлашга интилади. Суюқлик ва газсимон муҳитларда эса силжиш деформацияси содир бўлмайди. Бинобарин, уларда силжишга қаршилик кўрсатувчи эластик кучлар ҳам вужудга келмайди. Шу сабабли суюқлик ва газларда қўндаланг тўлқинлар вужудга келмайди.

12.4-расмда бўйлама тўлқинларнинг тарқалишида муҳит зарралари вазиятларининг бир-биридан  $\frac{T}{4}$  вақт қадар фарқланганидаги манзаралари тасвирланган. Бўйлама тўлқиннинг тарқалиш жараёнида муҳит зарралари нур йўналишида ва унга тескари йўналишда силжийди. Бинобарин, муҳит зарраларининг

зичланишлари (расмда пунктир чизиқ билан ўралган) ва сийракланишлари вужудга келади. Зичланишлар вужудга келган соҳада ҳажм тораёди, сийракланишлар вужудга келган соҳада эса ҳажм кенгаяди. Ҳажмнинг ўзгаришига қаршилик кўрсатадиган эластик кучлар қаттиқ жисмларда ҳам, суюқлик ва газларда ҳам вужудга келади. Шу сабабли бўйлама тўлқинлар қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги муҳитларда содир бўлади.



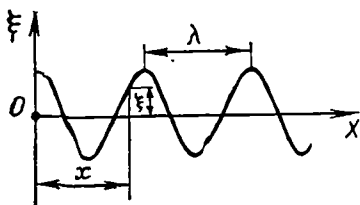
12.4- расм

## 2- §. Тўлқин тенглама

Фараз қилайлик, чексиз муҳитнинг бирор нуқтасида тебранувчи система (манба) жойлашган бўлсин. У ҳолда система ўзига бевосита тегиб турган зарраларга, улар эса ўзларига қўшни бўлган зарраларга тебраниш узатади. Шу тариқа тобора нарида турган муҳит зарраларининг тебранишлари, яъни тўлқиннинг муҳитда тарқалиши содир бўлади. Бу жараёнда манбадан тобора узоқроқда жойлашган муҳит зарралари тебрана бошлайди. Бинобарин, мазкур жараёнда тўлқин худди ўзини вужудга келтирган манбадан «югуриб қочаётгандек» туюлади. Шу боисдан уни югурувчи тўлқин деб аталади.

Югурувчи тўлқин тенгламасини ёзиш — муҳитнинг ихтиёрий зарраси учун силжишнинг вақтга боғлиқ равишда ўзгаришини ифодаловчи муносабатни аниқлаш демакдир. Мазкур вазифани хусусий қол, яъни бир жинсли ва изотроп муҳитда тарқалаётган кўндаланг тўлқинлар учунгина бажарайлик. Муҳитнинг  $O$  нуқтасига жойлаштирилган тебранишлар манбаи  $t = 0$  вақтдан бошлаб

$$\xi = A \cos \omega t$$



12.5- расм

қонун бўйича гармоник тебранма ҳаракат қилаётган бўлсин. Манбанинг бу ҳаракати туфайли муҳит зарралари ҳам  $A$  амплитуда ва  $\omega$  частота билан тебранади. Лекин муҳит зарралари манбадан қанчалик узоқроқ жойлашган бўлса, улар шунчалик кечикиброқ тебранма ҳаракатни бошлайди.

Хусусан, манбадан  $x$  масофа узоқликда жойлашган (12.5-расмга қ.) зарра  $O$  манбага бевосита қўшни бўлган заррага нисбатан

$$\tau = \frac{x}{u}$$

вақт қадар кечроқ тебрана бошлайди. Бу ифодада тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги  $u$  ҳарфи билан [муҳит зарраларининг мувозанат вазияти атрофидаги тебранма ҳаракат тезлиги ( $v$ ) дан фарқ қилиш мақсадида] белгиланган. Шунинг учун  $O$  нуқтадан  $x$  масофа узоқликдаги зарранинг ихтиёрий  $t$  вақтдаги силжиши манбага бевосита тегиб турган зарранинг  $t - \frac{x}{u}$  вақтдаги силжишига тенг бўлади, яъни

$$\xi = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.1)$$

Бу ифода югурувчи тўлқин тенгламаси деб аталади. У тўлқин тарқалаётган муҳит ихтиёрий заррасининг мувозанат вазиятидан силжиши ( $\xi$ ) ни вақт ( $t$ ) ва зарранинг тебраниш манбаидан узоқлиги ( $x$ ) нинг функцияси тарзида аниқлайди.

Югурувчи тўлқин графиги (12.5- расмга қ.) гармоник тебраниш графигига (11.8- расмга қ.) ўхшаш бўлса-да, уларнинг моҳияти турлича эканини алоҳида қайд қилайлик. Тебраниш графиги битта зарра силжишининг вақтга боғлиқ-

лигини ифодалайди. Югурувчи тўлқин графиги эса тўлқин тарқалаётган муҳит барча зарраларининг айни бир вақтдаги силжишлари билан зарраларнинг тебраниш манбаидан узоқликлари орасидаги боғланишни ифодалайди. Бошқача қилиб айтганда, югурувчи тўлқин графиги гўё тўлқиннинг оғий фотосуратидир. Расмдан кўринишича, тўлқин графиги синусоидадан иборат. Бинобарин, бундай тўлқинни, яъни тебраниши гармоник қонун бўйича содир бўладиган манба туфайли тарқаладиган тўлқинни гармоник тўлқин ёхуд синусоидал тўлқин деб аталишининг сабаби ҳам шунда.

Силжиш максимал қийматга ( $\xi_{\text{макс.}} = +A$ ) эришган нуқталарни тўлқин дўнгликлари деб, минимал қийматга ( $\xi_{\text{мин.}} = -A$ ) эришган нуқталарни эса тўлқин чуқурликлари деб аталади. Икки қўшни чуқурлик (ёки дўнглик) орасидаги масофа тўлқин узунлиги ( $\lambda$ ) деб ном олган. Тўлқин узунлигини бир хил фазада тебранаётган иккита энг яқин нуқталар орасидаги масофа тарзида ҳам аниқлаш мумкин, чунки бу нуқталарнинг тебраниш фазалари  $2\pi$  га фарқланади (маълумки, аргументи  $2\pi$  га ўзгарганда косинус яна да старбаки қийматини тиклайди).

Демак, битта давр (яъни  $T$  вақт) давомида  $u$  тезлик билан тарқалаётган тўлқин босиб ўтган масофа мазкур тўлқиннинг узунлигидир:

$$\boxed{\lambda = uT.} \quad (12.2)$$

Бу ифода ёрдамида (12.1) тенгламани ўзгартириб ёзишимиз мумкин:

$$\begin{aligned} \xi &= A \cos\left(\omega t - \omega \frac{x}{u}\right) = A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{T} \frac{x}{u}\right) = \\ &= A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right). \end{aligned}$$

Мазкур тенгламадаги  $\frac{2\pi}{\lambda}$  ни, одатда,  $k$  ҳарфи билан белгилади ва тўлқин сон деб аталади. У  $2\pi$  метр узунликдаги кесмада жойлашадиган тўлқин узунликларининг сонини ифодалайди. Натижада югурувчи тўлқин тенгламаси

$$\xi = A \cos(\omega t - kx) \quad \text{ва} \quad \xi = A \cos(\omega t + kx) \quad (12.3)$$

кўринишга келади. Иккинчи тенглама қарама-қарши йўналишда (яъни  $x$  нинг камайиш томонига қараб) тарқалаётган тўлқин учун ўринли. Бирок (12.3) ифода яси югурувчи тўлқин, яъни fronti яси теңисликдан иборат бўлган югурувчи тўлқин учун чиқарилганлигини қайд қилайлик. Агар муҳит-

да тарқалаётган тўлқин сферик бўлса, муҳит зарраларининг тебраниш амплитудалари зарранинг тебраниш манбаидан узоқлиги ( $r$ ) га тескари пропорционал равишда камайиб бо-  
ради. Бинобарин, сферик югурувчи тўлқин тенгламаси

$$\xi = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr) \quad (12.4)$$

кўринишда ёзилади.

(12.1) дан фойдаланиб муҳитда тўлқин тарқалишини ифодалайдиган дифференциал тенгламани ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун (12.1) дан  $t$  ва  $x$  бўйича иккинчи тартибли хусусий ҳосилалар олайлик:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left[ -A \omega \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= -A \omega^2 \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right); \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{A \omega}{u} \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= -\frac{A \omega^2}{u^2} \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \end{aligned}$$

Бу ифодаларни таққослаш натижасида қуйидаги муносабатни ёза оламиз:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

Мазкур муносабат  $\xi$  нинг қиймати  $y$  ва  $z$  га боғлиқ бўлмаган ҳолда тўлқин процесснинг муҳитда тарқалишини акс эттиради. Умумий ҳолда, яъни  $\xi = \xi(x, y, z, t)$  бўлганда, бу тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (12.5)$$

Тўлқин ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси ёки оддийгина қилиб, *тўлқин тенглама* деб юригиладиган мазкур дифференциал тенглама энг умумий ҳолдаги тўлқин процесс тарқалишини ифодалайди.

### 3- §. Фазавий ва группавий тезликлар

Аввало, (12.1) тенгламадаги тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) термини остида қандай тушунча ётганлигини ойдинлаштириб олайлик. Ясси тўлқин бирор  $t$  вақтдан сўнг



тебраниш манбаидан  $x$  масофа узоқликка етиб келади (12.6-расм). Мазкур вақтдаги тўлқин fronti ясси текисликдан иборат бўлиб, бу текисликнинг барча нуқталари бир хил фазада тебранади. Шу сабабли тўлқин фронтини бир хил фазалар текислиги дейиш ҳам мумкин. Тебранувчи нуқталар фазалари бир хил деганда (12.1) тенгламадаги косинус аргументи доимий бўлишини, яъни

$$\omega \left( t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

эканини тушунамиз. Лекин  $\omega$  доимий катталиқ бўлгани туфайли юқоридаги шартни

$$t - \frac{x}{u} = \text{const} \quad (12.6)$$

тарзда ёзишимиз мумкин. Мазкур тенглик  $t$  вақт ва фазаси қайд қилинган нуқталарнинг (яъни бир хил фазалар текислигининг) координатаси ( $x$ ) орасидаги боғланишини ифодалайди. Вақт ўтиши билан бир хил фазалар текислигининг координатаси ўзгаради. У худди  $Ox$  ўқ бўйлаб ҳаракатлангангадек бўлади. Мазкур ҳаракат тезлиги ни топшиш учун (12.6) ни дифференциаллайлик:

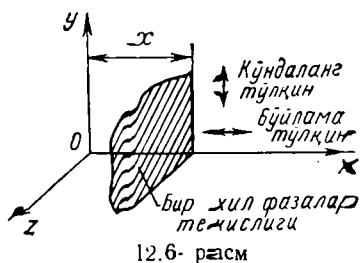
$$dt - \frac{1}{u} dx = 0.$$

Бундан

$$u = \frac{dx}{dt}. \quad (12.7)$$

Демак, тўлқиннинг тарқалиш тезлиги фазасининг кўчиш тезлигини англатади. Шу боисдан уни фазавий тезлик деб ҳам аталади.

Кўпчилик ҳолларда, тўлқинларнинг фазавий тезлиги тўлқин параметрларига эмас, балки муҳит хоссаларига боғлиқ бўлади, ҳолос. Бошқача қилиб айтганимизда, частоталари турлича бўлган тўлқинлар муайян муҳитда бир хил фазавий тезлик билан тарқалади. Лекин шундай тўлқинлар ҳам бўладики (масалан, сиртий тўлқинлар), уларнинг фазавий тезликлари частоталарига боғлиқ бўлади. Бундай ҳодиса, яъни тўлқинлар фазавий тезлигининг частотасига боғлиқлиги тўлқинлар дисперсияси деб аталади.



Турли частотали тўлқинлар йиғиндисини *тўлқинлар группаси* ёки *тўлқин «пакет»* деб аталади. Дисперсияга эга бўлган тўлқинлар учун «пакет» ҳаракатланиш жараёнида деформацияланиб «ёйилиб» боради. «Пакет»нинг тезлигининг таркибидаги тўлқинларнинг бирортасини ҳам тезлигига мос келмайди. Бундай ҳолларда тўлқинлар группаси максимумининг кўчиш тезлиги тушунчасидан фойдаланилади ва уни *группавий тезлик* деб аталади. Тўлқин узунликлари  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача бўлган тўлқин «пакет»нинг группавий тезлиги қуйидагича муносабат билан аниқланади:

$$u_g = u - \lambda \frac{du}{d\lambda}.$$

Мазкур муносабатдан кўринишича, группавий тезликнинг фазавий тезликдан фарқланиши фазавий тезликнинг узунликка боғлиқлигини ифодалайдиган ҳад  $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$  билан аниқланади:

1.  $\frac{du}{d\lambda} > 0$  бўлган ҳолларда (яъни узун тўлқинларга қисқа тўлқинларга нисбатан тезроқ тарқалса) группавий тезлик фазавий тезликдан кичик бўлади. Бундай ҳолларни *нормал дисперсия* деб аталади.

2.  $\frac{du}{d\lambda} < 0$  бўлган ҳолларда (яъни узунроқ тўлқинлар секинроқ тарқалса) группавий тезлик фазавий тезликдан катта бўлади. Бундай ҳолларни *аномал дисперсия* деб аталади.

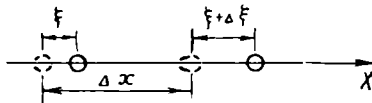
3.  $\frac{du}{d\lambda} = 0$  бўлган ҳол эса дисперсия кузатилмайдиган ҳол учун тааллуқлидир. Бунда фазавий ва группавий тезликлар айнан бир хил қийматга эга ( $u_g = u$ ). Бошқача қилиб айтганда, «пакет» таркибидаги барча тўлқинлар бир хил тезлик билан тарқалади.

#### 4- §. Тўлқин энергияси

Тўлқиннинг муҳитда тарқалиш жараёнида энергиянинг тарқалиши ҳам содир бўлади. Буни қуйидагича тавсиф қилиш мумкин. Тебраниш манбаига бевосита тегиб турган зарралар манба энергияси ҳисобига тебранади. Бу зарралар эса ўзидан кейинги зарраларга энергия узатади ва ҳоказо. Шу тариқа тўлқин худди энергия «ташиётгандек» бўлади. Бу энергия зарралар тебранма ҳаракатининг кинетик энергияси ва элас-

тик деформацияланган муҳитнинг потенциал энергиясидан иборат.

Тўлқин энергияси билан  $\omega$  частотали ясси бўйлама тўлқиннинг бир жинсли изотроп муҳитда тарқалиш мисолида ганишайлик. Бўйлама тўлқинда муҳит зарралари тўлқиннинг тарқалиш йўналишида тебранма ҳаракат қилади. Масалан, тўлқиннинг тарқалиш йўналишини ифодаловчи  $Ox$  ўқ устида жойлашган икки зарранинг мувозанат вазиятлари орасидаги масофа  $\Delta x$  бўлсин (12.7-расмга қ.). Бўйлама тўлқин тарқалиши туфайли бирор онда мазкур зарралар мувозанат



12.7- расм

вазиятидан мос равишда  $\xi$  ва  $\xi + \Delta\xi$  га силжийди. Бошқача қилиб айтганда, муҳитнинг бир-бирдан  $\Delta x$  узқликдаги икки заррасининг силжишлари  $\Delta\xi$  га фарқлагаяпти.  $\Delta\xi$  нинг  $\Delta x$  га нисбати лимит да (яъни  $\Delta x \rightarrow 0$ )  $\xi$  дан  $x$  бўйича олинган ҳосиладир. Бу нисбатни *нисбий деформация* деб а талади ва  $\sigma$  ҳарфи билан белгиланади ( $\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ ). Демак, нисбий деформациянинг қиймати (12.1) дан  $x$  бўйича олинган хусусий ҳосила билан аниқланади:

$$\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{A\omega}{u} \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.8)$$

$\sigma > 0$  бўлган ҳолларда зарралар орасидаги масофа шу зарраларнинг мувозанат вазиятлари орасидаги масофадан катта бўлади. Бинобарин, бундай ҳолларда муҳит зарраларининг сийраклашиши, яъни чўзилиш деформацияси кузатилади.  $\sigma < 0$  бўлган ҳолларда эса аксинча, сиқилиш деформацияси (муҳит зарраларининг зичланиши) содир бўлади.

Деформацияланган эластик муҳит элементар ҳажми ( $\Delta V$ ) нинг потенциал энергияси

$$U = \frac{1}{2\mu} \sigma^2 \Delta V$$

муносабат билан аниқланади. Бунда  $\mu$  — эластиклик коэффициенти бўлиб, унинг қиймати муҳит зичлиги ( $\rho$ ) ва мазкур муҳитда тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) билан қуйидагича боғланган:

$$\mu = \frac{1}{\rho u^2}$$

Маъмур муносабат ва (12.8) ифодалардан фойдалансак, потенциал энергия ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$U = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V. \quad (12.9)$$

Муҳитнинг худди шу  $\Delta V$  ҳажмидаги зарраларининг кинетик энергияси

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \rho \Delta V \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V \quad (12.10)$$

бўлади.

(12.9) ва (12.10) ифодаларни таққослаш натижасида қуйидаги хулосага келамиз: муҳитнинг текширилаётган ҳажмида кинетик ва потенциал энергиялар бир-бирига тенг бўлиб, уларнинг қийматлари бир хил фазада ўзгаради. Бу хусусияти билан тўлқин ҳаракат тебранма ҳаракатдан фарқланади (маълумки, тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг кинетик ва потенциал энергиялари қарама-қарши фазада ўзгаради, яъни кинетик энергияси максимумга эришганда потенциал энергияси минимал бўлади ва аксинча). Текширилаётган ҳажмнинг тўлиқ энергиясини топиш учун кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисини олиш керак:

$$W = E + U = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V.$$

Бу ифоданинг  $\Delta V$  ҳажмга нисбати — муҳитнинг бирлик ҳажмида мужассамлашган энергиядир. У энергия зичлиги деб аталади:

$$w = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.11)$$

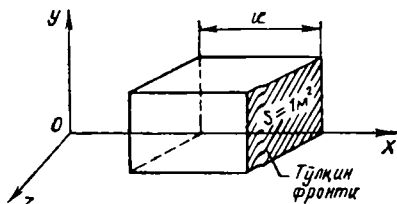
Демак, энергия зичлиги — ўзгарувчан катталиқ, ҳар бир онда тўлқиннинг турли нуқталарида унинг қиймати турлича бўлади. Синус квадратининг ўртача қиймати  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлганлиги учун тўлқиннинг ихтиёрий нуқтасидаги энергия зичлигининг вақт бўйича ўртача қиймати

$$w_{\text{ор.}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

ифода билан аниқланади.

Шундай қилиб, тўлқин тебраниш манбаидан муҳитнинг узоқроқдаги соҳаларига энергия «ташийди». Агар тўлқин йў-

лига каёлан бирор сирт жойлаштирсак, бу сирт орқали тўлқин билан бирга-ликда энергия ҳам ўтади. Тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр равишда жойлаштирилган  $S$  сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия миқдори билан характерланувчи катталик энергия оқими деб аталади. Энергия оқими скаляр катталик бўлиб, у қувват бирликларида, хусусан СИ да ватт ҳисобида ўлчанади. Тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган бир квадрат метр юзли сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия миқдорини энергия оқимининг зичлиги деб аталади. Тўлқин  $OX$  ўқи йўналишида тарқалаётган бўлса (12.8- расмга қ.), у  $1 \text{ м}^2$  юзли сирт орқали 1 с давомида кўчириб ўтадиган энергия миқдори ( $j$ ) расмда тасвирланган параллелепипед ичида муҳасаммалланган энергиядир:



12.8- расм

$$j = w_{\text{ср}} \cdot u = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u. \quad (12.12)$$

Тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) — вектор катталик, унинг йўналиши тўлқиннинг тарқалиш йўналиши (демак, энергиянинг кўчиш йўналиши) билан мос тушади. Шунинг учун энергия оқимининг зичлигига ҳам вектор катталик маъносини бериш мумкин:

$$I = \omega u. \quad (12.13)$$

Бу  $j$  векторни *Умов вектори* деб аталади. Унинг абсолют катталиги бўйича ўртача қиймати

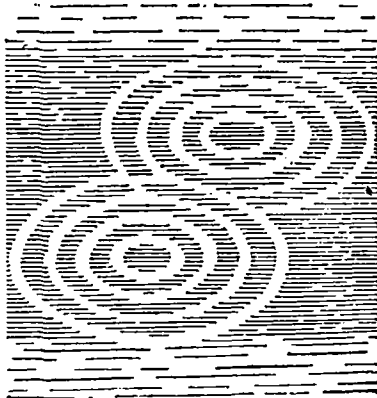
$$I = j_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u \quad (12.14)$$

*тўлқин интенсивлиги* деб аталади.

Демак, тўлқин интенсивлиги — тўлқин ўзи билан бирга-ликда «элтаётган» энергия оқими зичлигининг ўртача қийма-тидир. У  $\text{Вт/м}^2$  ҳисобида ўлчанади.

## 5- §. Тўлқинлар суперпозицияси принципи. Тўлқинлар интерференцияси

Қўпчилик ҳолларда муҳитда бир вақтнинг ўзида бир неча тўлқин тарқалади. Масалан, сув сиртининг икки жойига икки тошни ташланг. Иккала тебраниш манбаидан тарқалаётган сиртий тўлқинлар манзарасига эътибор берсангиз (12.9- расмга қ.), улар бир-бирлари билан учрашгандан сўнг ҳам худди ўзидан бошқа тўлқин мавжуд бўлмагандек тарқалишини давом эттираверади. Тўлқинларнинг тарқалишидаги бу мустақиллик бир вақтнинг ўзида бир неча тўлқин мавжуд бўлган ҳол учун ҳам ўринли. Баён этилган тажриба тўлқинлар суперпозицияси



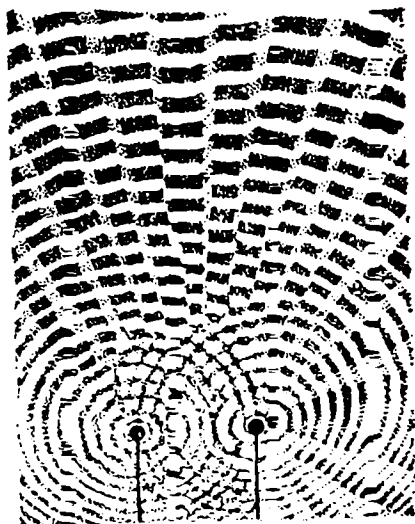
12.9- расм

принципининг яққол тасвиридир. Мазкур принцип қуйидагича таърифланади: турли манбалардан тарқалаётган тўлқинлар таъсирида муҳит заррасининг ихтиёрий ондаги силжиши алоҳида тўлқинлар мазкур нуқтада шу онда вужудга келтирган тебранишлар туфайли содир бўладиган силжишларнинг геометрик йиғиндисидан иборат. Бошқача қилиб айтганда, тарқалиш жараёнида айна бир нуқтадан ўтадиган мустақил тўлқинлар қўшилади, лекин бир-бирини ўзгартирмайди. Бинобарин, бир- бирини кесиб ўтаётган тўлқинларнинг ажралгандан кейинги тарқалишида содир бўлган учрашишнинг аломатлари мутлақо сезилмайди.

Суперпозиция принципи барча ҳолларда ҳам бажарилмавермайди. Хусусан, портлаш жараёнларида тарқаладиган зарб тўлқинларда муҳит зарраларининг натижавий силжиши шу қадар катта қийматга эга бўладики, улар вужудга келтирадиган деформация муҳит материалининг эластиклик чегарасидан ошиб кетади. Бундай ҳоллар учун Гук қонуни бажарилмайди. Шу сабабли, биз кичик амплитудали тўлқинларни текшириш билан чегараланамиз.

Тўлқинларнинг қўшилишида вужудга келадиган ҳодисани *тўлқинлар интерференцияси* деб аталади. Бу ҳодисада

икки ёки ундан ортиқ тўлқинларнинг устма-уст тушлиши натижасида муҳитнинг баъзи соҳаларидаги зарраларининг тебранишлари кучаяди, баъзи соҳаларидаги зарраларининг тебраниши эса сусаяди (ёки бутунлай сўнади). Айниқса, частоталари бир хил ва фазалар фарқи ўзгармас бўлган икки тўлқин туфайли вужудга келадиган манзара эътиборга лойиқ. Бундай тўлқинларни *когерент тўлқинлар*, уларни тарқатаётган манбаларни эса *когерент манбалар* деб аталади.



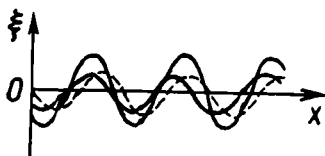
12.10- расм

Икки шарчани (12.10-расм) бир вақтда сув сиртига тегизсак, худди сувга тош ташланганидек, тегинш соҳаларидан ҳар томонга когерент тўлқинлар тарқалади. Бу тўлқинларнинг бир-бири билан учрашиши натижасида интерференцион манзара кузатилади. Сув сиртинининг бир хил фазодаги тўлқинлар учрашадиган соҳаларида тебраниш амплитудаси кучаяди. Аксинча, тўлқинлар қарама-қарши фазада учрашадиган соҳаларда эса тўлқинлар бир-бирини сўндиради, бундай соҳаларда сув сирти сокинлигини сақлайди.

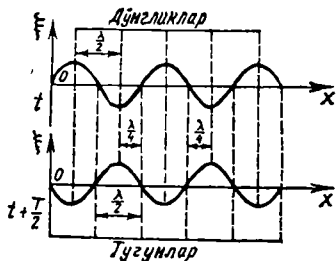
## 6- §. Турғун тўлқинлар

Икки тўлқин интерференциялашишига оид яна бир мисол: Амплитудалари ва частоталари бир хил бўлган икки яси тўлқин бир-бирига қараб ҳаракатланган да учрашиб, натижада турғун тўлқин вужудга келади.

Хусусан, турғун тўлқиннинг содир бўлиши учун бирор тўсиққа тушаётган ва тўсиқдан орқага қайтаётган тўлқинлар учрашиши лозим. Тўлқинларнинг бири  $OX$  ўқнинг мусбат йўналишида, иккинчиси эса  $OX$  ўқнинг манфий йўналиши бўйича тарқалаётган бўлсин. 12.11-расмда бу тўлқинларнинг бири ягичка узлуксиз чизиқ билан, иккинчиси эса пунктир чизиқ билан тасвирланган.



12.11- расм



12.12- расм

Мазкур тўлқинларнинг тенгламаларини ёзайлик:

$$\xi_1 = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right); \quad \xi_2 = A \cos \omega \left( t + \frac{x}{u} \right). \quad (12.15)$$

Уларни қўшамиз ва натижани косинуслар йиғиндиси формуласи асосида ўзгартирамиз:

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_1 + \xi_2 = A \left[ \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) + \cos \omega \left( t + \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= 2A \cos \omega \frac{x}{u} \cos \omega t. \end{aligned}$$

Лекин  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  ва  $uT = \lambda$  эканлигини ҳисобга олсак, юқоридаги ифодани

$$\xi = 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos \omega t \quad (12.16)$$

кўринишда ёза оламиз. Вужудга келган бу ифода турғун тўлқин тенгламасидир. Унинг графиги 12.11-расмда қуёқ чизик билан гасвирланган.

Демак, турғун тўлқин частотаси учрашаётган тўлқинлар частотасига тенг. Амплитудаси (яъни  $\cos \omega t$  олдидаги кўпайтувчи)

$$2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (12.17)$$

вақтга боғлиқ эмас, бироқ муҳит зарраларининг вазиятини ифодаловчи  $x$  координатага боғлиқ (12.12-расм):

а)  $[\cos 2\pi \frac{x}{\lambda}] = 1$  бўлган нуқталарда турғун тўлқин амплитудаси максимал қийматга — қўшилаётган тўлқинлар амплитудасининг иккиланган қиймати ( $2A$ ) га тенг бўлади. Бу нуқталар *дўнгликлар* деб аталади. *Дўнгликлар*



$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

шарт бажарилган нуқталарда ҳосил бўлади. Бундан дўнгликларнинг координаталари учун

$$x = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.18)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Икки қўшни дўнглик орасидаги масофани қуйидагича топамиз:

$$x_{n+1} - x_n = (n+1) \frac{\lambda}{2} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}.$$

б)  $\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = 0$  бўлган нуқталарда турғун тўлқин амплитудаси ҳам нолга тенг. Бундай нуқталарни *тугунлар* деб аталади. Демак, тугунлар

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm (2n+1) \frac{\pi}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

шарт бажарилган нуқталарда ҳосил бўлади. Бундан тугунларнинг координаталари

$$x = \pm (2n+1) \frac{\lambda}{4} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.19)$$

ифода билан аниқланишини топамиз. Икки қўшни тугун орасидаги масофа эса

$$x_{n+1} - x_n = \left[ 2(n+1) + 1 \right] \frac{\lambda}{4} - (2n+1) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$$

га тенг. Ихтиёрий тугундан энг яқин дўнгликкача бўлган масофани топайлик:

$$\left( 2n+1 \right) \frac{\lambda}{4} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}. \quad (12.20)$$

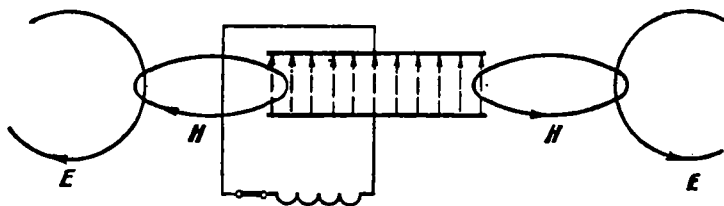
Дўнгликлар ва тугунлар бир-биридан тўлқиннинг чорак узунлиги қадар масофада жойлашади.

Югурувчи тўлқиндан фарқли равишда турғун тўлқиннинг энергия оқими нолга тенг. Бунинг сабаби шундаки, турғун тўлқинни вужудга келтираётган қўшилувчи тўлқинлар — тўшаётган ва қайтаётган тўлқинлар қарама-қарши йўналишларда тенг миқдордаги энергияларни кўчиради. Бинобарин, турғун тўлқиннинг тугун нуқталар оралиғида мужассамлашган тўлиқ энергияси ўзгармай сақланади. Фақат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал энер-

гиянинг кинетик энергияга айланишлари содир бўлади. Дормо тинч вазиятда турадиган (яъни мувозанат вазиятидан силжидиган) тугун нуқталар орқали энергия кўчмайди.

## 7- §. Электромагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш

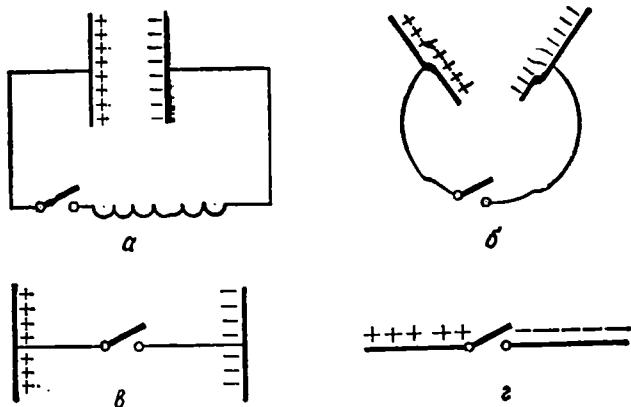
Индуктивлик ( $L$ ) ва сиғим ( $C$ ) дан иборат тебраниш контуридаги конденсаторни ташқи манбадан зарядлаб бўлгач, калит билан занжирни ўласак (12.13- расм), электромагнит тебранишлар, яъни электр ва магнит майдон энергияларининг бир-бирига айланишлари содир бўлади. Бундай контурни, одатда берк тебраниш контури деб аталади ва унда энергиянинг ниҳоятда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Ҳақиқатан, контурдаги энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланувларида ўзгарувчан электр майдон фазонинг конденсатор пластинкалари



12.13- расм

ри орасидаги жуда кичик соҳасида тўпланган ва қопламалар билан ўралган. Шунинг учун электромагнит тўлқин чекли йўналишда, яъни конденсатор пластинкалари билан чегараланган йўналишда тарқала олади (12.13- расмда конденсаторнинг разрядланиш вақтидаги электромагнит майдоннинг тарқалиши тасвирланган). Бундан, тебраниш контури очиқроқ қилиб ясалса, яъни вужудга келадиган ўзгарувчан электр майдон контурни ҳар тарафлама ўраб оладиган қилиб ясалса, контурнинг тўлқин тарқатувчанлигини ошириш мумкин, деган хулосага келамиз.

Иккинчи томондан, тебраниш контурининг тебраниш даври  $T$  қанчалик кичик бўлса, электр майдоннинг ўзгариш тезлиги  $\frac{dE}{dt}$  шунчалик катта бўлади. Бу эса магнитоэлектр индукция ҳодисаси тўғрисида содир бўладиган уюрмавий магнит майдон интенсивлигининг ортишига сабаб бўлади. Бу майдон энергияси уюрмавий электр майдон энергиясига, у эса янги



12.14- расм

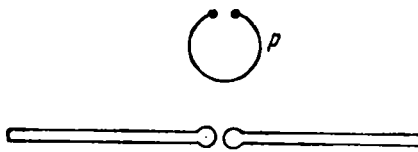
магнит майдон энергиясига айланади ва ҳоказо. Шу тариқа фазода электромагнит майдонни тарқалиши содир бўлади. Демак, тебраниш контурининг даври қанчалик кичик бўлса, контур энергиясининг шунчалик кўпроқ қисми электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Бундан, тебраниш контуридаги индуктивлик ва сифим қийматларини кич райтириш лозим (чунки  $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ), де ган ҳулосага келамиз.

Юқорида баён қилинган фикрларга асосланиб, берк тебраниш контурини (12.14-а расм) фикран қуйидаги кетма-кетликда ўзгартирайлик: кон-денсатор пластинкалари орасини бир оз кенгайтириб, ғалтак ўрнига кон-денсатор пластинкаларини бирлаштирувчи бир ўрамгина сым олайлик (12.14-б расм). Натijaда сифим ва индуктивлик анчагина камаяди, электромагнит тўлқиннинг тарқалиши учун лозим бўлган соҳа эса ортади. Тебраниш частотасини ( $\nu \sim \frac{1}{T}$ ) янада ортти-

риш мақсадида контурни 12.14-в расмдаги шаклга келтириш мумкин. Ниҳоят, кон-денсатор пластинкаларини бутунлай олиб ташлаш мумкин (12.14-г расм). Агар бошланғич ҳолатда (12.14-а расм) берк тебраниш контурида электр майдон фазонинг фақат кон-денсатор пластинкалари оралиғидаги соҳасида мужассамлашган бўлса, сўнгги ҳолатда (12.14-г расм) очиқ тебраниш контури атрофидаги фазонинг барча соҳасида мавжуддир, 12.14-г расмда тасвирланган очиқ тебраниш контуридаги калитни уласак, ўтказгич бўйлаб зарядларнинг ҳаракати (яъни электр ток) вужудга келади. Бу ток туфайли

магнит майдон вужудга келади, у уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо.

Герц тажрибаларида қўлланилган очик тебраниш контури ҳам юқорида баён этилганга ўхшаш эди. Герц ўтказгичларнинг сизимини бир оз орттириш учун ўтказгичлар учларини йўғонлаштириб сфера шаклига келтирди (12.15-расмга қаранг).



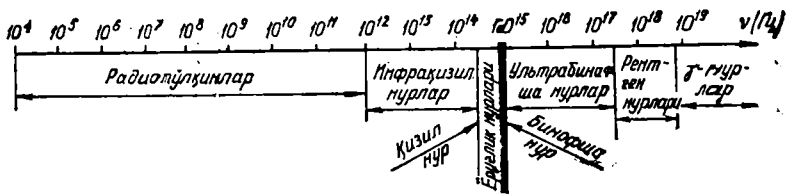
12.15- расм

Герцнинг бу қурилмаси *Герц вибратори* (вибратор — тебранишларни вужудга келтирувчи демакдир) деб аталади. Вибраторнинг иккала қисми дастлаб ўзгарувчан ток манбаидан (индуктордан) юқориқоқ потенциаллар фарқи вужудга

келгунча зарядланади. Потенциаллар фарқи етарлича юқори бўлганда вибраторнинг иккала қисми оралиғида учқун юз бериб (тешилиш) занжирнинг иккала қисмини улайди. Вибраторнинг иккала қисми бир неча марта қайта зарядлангандан сўнг тебранишлар сўниб қолади, чунки вибратор зарядланган вақтда олган энергия электромагнит тўлқинни нурлантиришга ва жоуль иссиқлигига сарфланади. Кейин индуктор вибраторни янгидан зарядлайди ва жараён такрорланаверади.

Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун вибратордан бирор масофа узоқликда қабул қилувчи қурилма — *резонатор (P)* қўйилади. Резонатор вибраторга ўхшаш қурилма бўлиб, электромагнит тўлқиннинг ўзгарувчан майдони таъсирида унда индукцион ток вужудга келади. Натижада резонаторнинг учқун оралиғида майда учқунчалар вужудга келиб, электромагнит тўлқинлар қайд қилинаётганлигидан далилат беради.

Герц электромагнит тўлқинларнинг қайтиши, синиши, интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишни текшириб, оптиканинг барча қонунларини электромагнит тўлқинларга қўллаш мумкинлигини аниқлади. Герц тажрибалари асосида аниқланган электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги  $3 \cdot 10^8$  м/с га, яъни ёруғлик тезлигига тенг бўлиб чиқди. Бу натижа Максвелл назариясининг тўғрилигини тасдиқлади, чунки Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқинлар ёруғлик тезлигида тарқалиши лозим эди. Герц тажрибаларида ҳосил қилинган электромагнит тўлқинларнинг частоталари  $10^9$  Гц, яъни тўлқин узунликлари ( $\lambda = \frac{c}{\nu}$ ) бир неча



12.16- расм

метрга тенг эди. Кейинчалик (1906 йил) П. Н. Лебедев узунлиги 6 мм ( $\nu = 5 \cdot 10^{10}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш имконини берадиган жуда кичик вибратор ясади. Кейинроқ (1922 йил) А. А. Глаголева — Аркадьева юқори частотали электромагнит тўлқинларни вужудга келтириш усулини ишлаб чиқиб тўлқин узунлиги 0,1 мм ( $\nu = 3 \cdot 10^{12}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилишга муваффақ бўлди.

Умуман, электромагнит тўлқинлар жуда кенг интервалдаги частоталарга эга бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинларни частоталар ёхуд тўлқин узунликлар бўйича классификация қилиш электромагнит тўлқинларнинг спектри деб аталади (12.16- расмга қаранг). Тўлқин интервалларининг номлари уларнинг табиати ёхуд тарихи билан боғлиқдир.

### 8- §. Электромагнит тўлқиннинг асосий хоссалари

Электромагнит тўлқинининг дифференциал тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (1.2.21)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (1.2.22)$$

бундаги  $u$  — электромагнит тўлқиннинг фазавий тезлиги.

Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқиннинг бирор муҳитда тарқалиш тезлиги шу муҳитнинг электр ва магнит хусусиятларига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$\nu \quad u = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (1.2.23)$$

Вакуумда муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  ва диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бирга тенг. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

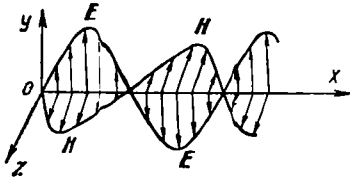
$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (12.24)$$

муносабат билан ифодаланади. Бу ифодадан фойдаланиб (12.23) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (12.25)$$

Демак, электромагнит тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан  $\sqrt{\mu \epsilon}$  марта кичик

Максвелл назариясининг натижаларидан бири — электромагнит тўлқинларнинг кўндаланг тўлқинлар эканлигидир:  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар ўзаро перпендикуляр бўлиб, улар тўлқиннинг тарқалиш тезлиги  $u$  га перпендикуляр текисликларда ётади. Электромагнит тўлқинда  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларнинг тебранишлари доимо бир хил фазада содир бўлади. Зеро электромагнит тўлқинни шундай икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида (12.17- расм) тасвирлаш мумкинки, бунда тўлқин шу икки текислик кесишиши натижасида ҳосил бўлган чизиқ бўйлаб тарқалади. Синусоидалардан бири электр майдон куч-



12.17- расм

ланганлик вектори  $\mathbf{E}$  нинг, иккинчиси эса магнит майдон кучланганлик вектори  $\mathbf{H}$  нинг тебранишларини ифодалайди.

Агар электромагнит тўлқин частотаси айнан бир хил сақланса (яъни  $\omega = \text{const}$ ) уни *монохроматик* электромагнит тўлқин деб аталади.  $Ox$  ўқ йўналишида тарқалаётган  $\omega$  частотани электромагнит тўлқин тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\mathbf{E} = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (12.26)$$

$$\mathbf{H} = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (12.27)$$

бундаги  $E_m$  ва  $H_m$  — мос равишда  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларнинг амплитуда қийматлари,  $k = \frac{\omega}{u} = \frac{2\pi}{\lambda}$  — тўлқин сон,  $\varphi_0$  — координатаси  $x = 0$  нуқтадаги тебранишларнинг бошланғич фазаси. (12.26) ва (12.27) да бошланғич фазалар бир хил, чунки электромагнит тўлқинда  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  лар бир хил фазада тебранади.

## 9-§. Электромагнит тўлқин энергияси

Электромагнит тўлқин билан биргаликда электромагнит майдонни характерловчи катталиж — энергия ҳам тарқалади. Бирлик ҳажмдаги электромагнит майдон энергияси электр майдон энергиясининг зичлиги ва магнит майдон энергиясининг зичлиги йиғиндисидан иборат:

$$w = w_3 + w_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (12.28)$$

Электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ҳар бир моментда бирдай бўлади, яъни:

$$w_3 = w_m.$$

Шунинг учун (12.28) ифода қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$w = 2w_3 = 2w_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2. \quad (12.29)$$

Бундан

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon E} = \sqrt{\mu_0 \mu H},$$

деган хулосага келамиз. Бу эса, ўз навбатида (12.29) ифодани

$$w = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} E \cdot H \quad (12.30)$$

кўринишда ёзишга имкон беради. Агар (12.30) ифода билан аниқланувчи электромагнит майдон энергиясининг зичлигини (12.23) ифода билан аниқланувчи электромагнит тўлқиннинг тезлигига кўпайтирсак, бирлик вақтда бирлик юз орқали кўчирилаётган энергияни, яъни энергия оқимининг зичлигини характерлайдиган катталиқни ҳосил қиламиз:

$$S = w \cdot u = E \cdot H. \quad (12.31)$$

Бу ифодани вектор кўринишда

$$S = [E \cdot H] \quad (12.32)$$

шаклида ёзиш мумкин.  $E$  ва  $H$  лар ўзаро перпендик улар бўлганлиги учун, бу векторларнинг вектор кўпайтмаси электромагнит тўлқиннинг тарқалиш йўналишидаги  $S$  вектордир.  $S$  векторни *Умов — Пойнтинг вектори* деб аталади, унинг модули (12.31) ифода билан аниқланади, чунки  $\sin(\widehat{EH}) = 1$ .

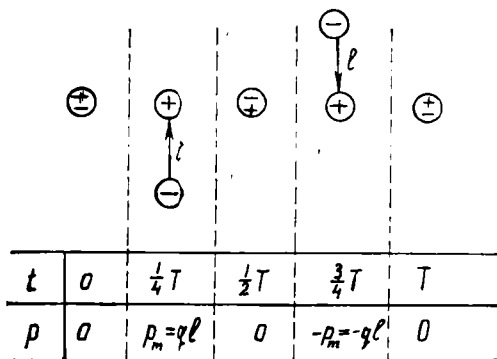
Нисбийлик назариясига асосан, энергияга эга бўлган ҳаракатланувчи материя массага ҳам эга бўлади. Бу қонун  $W = mc^2$  муносабат орқали ифодаланар эди. Шунинг учун электро-

магнит майдон мавжуд бўлган фазанинг бирлик ҳажмига  $\omega/c^2$  масса тўғри келади. У ҳолда электромагнит майдоннинг тарқалишини (яъни электромагнит тўлқинни) массага эга бўлган материянинг ҳаракати деб қарамоқ керак. Ҳаракатланувчи материя эса импульсга эга бўлиши керак. Агар электромагнит майдон вакуумда тарқалаётган бўлса (вакуумдаги тезлиги  $c$  эди), унинг импульси  $\frac{e}{c^2} \cdot c = \frac{e}{c}$  га тенг бўлади. Бу кат-

таллик электромагнит майдон импульсининг зичлиги дейилади. Масса ва импульсга эга бўлган материя ўз йўлидаги тўсиқларга босим кучи билан таъсир қилиши керак. Ҳақиқатан, 1900 йилда Лебедев томонидан ўтказилган тажрибалар ёруғлик босимини аниқлашга имкон берди.

### 10-§. Диполнинг нурланиши

Электромагнит тўлқинларнурловчи энг оддий система вазифасини қўзғалмас  $+q$  заряд ва унинг агрофида тебранувчи  $-q$  заряддан иборат диполь бажаради (12.18- расм). Бошланғич пайтда, яъни диполнинг  $+q$  ва  $-q$  зарядлари устмас-уст тушган пайтда диполнинг электр моменти  $p = 0$  бўлади. Чорак давр ўтгач  $-q$  заряд  $+q$  заряддан максимал  $l$  масофага силжийди, шунинг учун диполнинг электр моменти максимал  $p = p_m = ql$  қийматга эришэди. Ярим даврдан сўнгра  $+q$  ва  $-q$  зарядлар яқинлашиб устмас-уст тушган пайтда  $p = 0$  бўлади. Сўнгра  $t = \frac{3}{4} T$  пайтда  $-q$  заряд  $+q$



12.18- расм

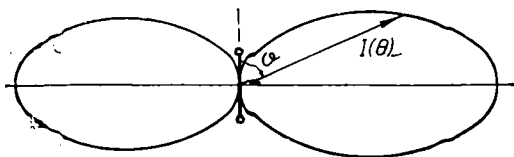


заряддан максинал (лекин  $t = \frac{1}{4}T$  пайтдагига тескари томонга) узоқлашади, шунинг учун  $p = -p_m = -ql$  бўлади. Шу тарзда процесс даврий такрорланади. Диполнинг электр моменти эса вақт ўтиши билан

$$P = p_m \cos \omega t \quad (12.33)$$

қонун бўйича ўзгаради.

Диполнинг ўлчами диполь тарқалаётган электромагнит тўлқин узунлигидан кичик (яъни  $l \ll \lambda$ ) бўлган ҳолни текшираемиз. Бундай диполь *элементар диполь* дейилади. Элементар диполга (кейинчалик, оддийгина, диполь деб атаймиз) яқин бўлган соҳаларда электромагнит майдон манзараси анча мураккаб бўлади. Биз диполь тарқатаётган электромагнит



12.19- расм

тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан анча катта масофадаги нуқталар (яъни  $r \gg \lambda$  шарт бажариладиган ва диполнинг тўлқин зонаси деб аталадиган соҳа) учун мулоҳаза юритамиз (12.19- расм):

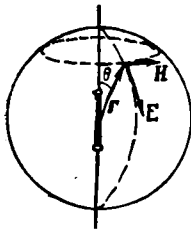
1. Диполь тарқатаётган электромагнит тўлқиннинг бир жинсли изотроп муҳитдаги тўлқин fronti сферасимон бўлади.

2. Ҳар бир нуқтада  $E$  ва  $H$  векторлар ўзаро перпендикуляр ва нур йўналишига (яъни диполь марказидан муайян нуқтага ўтказилган радиус-вектор  $r$  га) ҳам перпендикуляр бўлади. Нур йўналиши бўйлаб қараганимизда электромагнит тўлқиннинг оний манзараси 12.17- расмда тасвирлангандек бўлади.

3.  $E$  ва  $H$  векторлар бир фазада тебранади.

4.  $E$  ва  $H$  векторларнинг амплитуда қийматлари ( $E_m$  ва  $H_m$ ) га куум учун  $\frac{1}{r} \sin \theta$  пропорционал бўлади. Бундаги  $\theta$  — диполь ўқи ва радиус-вектор  $r$  йўналишлари орасидаги бурчак. Тўлқин зонада электромагнит нурланиш интенсивлиги

$$I \sim \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta$$



12.20- расм

қонун бўйича ўзгаради. 12.20- расмда  $r$  нинг берилган қиймати учун нурланиш интенсивлигининг  $\theta$  га боғлиқ равишда ўзгариши тасвирланган. Уни диполь нурланишининг *йўналишлик диаграммаси* деб аталади. Диаграммадан кўринишича, диполь ўқига перпендикуляр йўналишларда диполь нурланиши энг кучли бўлади. Диполь ўққа параллел ( $\theta = 0$  ёки  $\pi$ ) йўналишларда тутлақо нурланиш тарқатмайди.

### Халқаро система (СИ) даги асосий ва қўшимча бирликлар

Катталикнинг		Катталик ўлчов бирлигининг		
номи	ўлчамлиги	номи	белгиси	таърифи
1	2	3	4	5
<i>Асосий бирликлар</i>				
Узунлик	$L$	метр	м	Криптон-86 атомининг $2p_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунлигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликни 1 метр деб қабул қилинган
Масса	$M$	килограмм	кг	Килограммнинг халқаро прототипининг массасини 1 килограмм деб қабул қилинган
Вақт	$T$	секунд	с	Цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланиш давридан 9 192 631 770 марта катта вақт 1 секунд деб қабул қилинган

А	1 ампер — вакуумда бир-бирдан 1 м масофада жойлашган икки параллел чексиз узун, лекин кесими жуда кичик тўғри ўтказгичлардан ўтганда ўтказгичнинг ҳар бир метр узунлигида $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир куч ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучига тенг
К	Сувнинг учланма нуқтасини ҳақтерловчи термодинамик температура-нинг $\frac{1}{273,16}$ — улуши 1 кельвин деб қабул қилинган
моль	Углерод-12 нинг 0,012 кг массасидаги атомлар сонига тенг структуравий элемент (масалан, атом, молекула ёки бошқа зарра) лардан ташкил топган системадаги модданинг миқдори 1 моль деб қабул қилинган
кд	$540 \cdot 10^{12}$ Гц частотали монохроматик нуруланиш чиқараётган манба ёруғлигининг энерге тик кучи $\frac{1 \text{ Вт}}{683 \text{ ср}}$ га тенг бўлган йўналишдаги ёруғлик кучи 1 кандела деб қабул қилинган

*Қўшимча бирликлар*

рад	Айланада узунлиги радиусга тенг бўлган ёйни ажратадиган икки радиус орасидаги бурчак 1 радиан деб қабул қилинган
ср	Учи сфера марказида жойлашган ва шу сфера сиртидан радиус квадратига тенг юзли сиртни ажратувчи фазовий бурчак 1 стерadian деб қабул қилинган

# МУНДАРИЖА

Сўз боши . . . . .

## I б о б. Вакуумдаги электр майдон

1- §. Электр заряд ва унинг сақланиш қонуни . . . . .	4
2- §. Кулон қонуни . . . . .	5
3- §. Электр майдон ва унинг кучланганлиги . . . . .	7
4- §. Кучланганлик чизиқлари. Гаусс теоремаси . . . . .	9
5- §. Электр майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш. Потенциал . . . . .	14
6- §. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш . . . . .	19

*Электр майдоннинг потенциал*

## II б о б. Диэлектриклардаги электр майдон

1- §. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши . . . . .	21
2- §. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги . . . . .	23
3- §. Боғланган зарядлар . . . . .	24
4- §. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори . . . . .	26
5- §. Сегнетоэлектриклар . . . . .	30

## III б о б. Электр майдондаги ўтказгичлар

1- §. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши . . . . .	31
2- §. Электростатик индукция. Ван-де-Грааф генератори . . . . .	34
3- §. Ўтказгичнинг электр сифими. Конденсаторлар. . . . .	36
4- §. Электростатик майдон энергияси . . . . .	40
5- §. Пондеромотор кучлар. Ўзаро таъсир назариялари . . . . .	43

## IV б о б. Электр токнинг қонунари

1- §. Электр ток ва унинг асосий характеристикалари . . . . .	45
2- §. Электр юритувчи куч ва кучланиш . . . . .	46
3- §. Ом қонуни . . . . .	49
4- §. Жоуль—Ленц қонуни . . . . .	54
5- §. Кирхгоф қоидалари . . . . .	55

## V б о б. Турли муҳитларда электр токнинг ўтиши

1- §. Металлардаги ток ташувчилар—электронлардир . . . . .	57
2- §. Металлар классик электрон назариясида Ом қонунининг тушунтирилиши . . . . .	58
3- §. Видемав—Франц қонуни . . . . .	61

4-§. Металлар классик электрон назариясининг камчилликлари . . . . .	62
5-§. Электроннинг металдан чиқиш иши . . . . .	64
6-§. Термоэлектрон эмиссия ва унинг қўлланилиши . . . . .	66
7-§. Газлардан электр токнинг ўтиши . . . . .	71
8-§. Плазма . . . . .	78

### VI б о б. Вакуумдаги магнит майдон

1- §. Магнит майдон ва унинг характеристикаси . . . . .	81
2- §. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш . . . . .	84
3- §. Био—Савар — Лаплас қонуни . . . . .	86
4- §. Турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш . . . . .	88
5- §. Магнит индукция векторининг контур бўйича циркуляцияси . . . . .	90
6- §. Соленоид ва гороиднинг магнит майдони . . . . .	93
7- §. Магнит индукция векторининг сирт орқали оқими . . . . .	94

### VII б о б. Магнит майдоннинг таъсирлари

1- §. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари . . . . .	96
2- §. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири. Ток кучининг ўлчов бирлиги . . . . .	99
3- §. Лорентц кучи . . . . .	100
4- §. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати. ✓ . . . . .	102
5- §. Холл эффекти . . . . .	106
6- §. Токли ўтказгични ва токли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш . . . . .	107

### VIII б о б. Моддаларнинг магнит хоссалари

1- §. Модданинг магнитланиши . . . . .	109
2- §. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси . . . . .	113
3- §. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик . . . . .	115
4- §. Диамагнетизм ва парамагнетизм . . . . .	116
5- §. Ферромагнетиклар . . . . .	120
6- §. Ферромагнетизмнинг табиати . . . . .	122

### IX б о б. Электромагнит индукция

1- §. Электромагнит индукция ҳодисаси . . . . .	125
2- §. Индукция электр юритувчи кучи . . . . .	128
3- §. Ўзиндукция ва ўзаро индукция . . . . .	132
4- §. Магнит майдон энергияси . . . . .	134
5- §. Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий тоқлар . . . . .	136

### X б о б. Электромагнит майдон учун Максвелл назариясининг асослари

1- §. Магнитоэлектр индукция ҳодисаси. Силжиш токи. . . . .	140
2- §. Максвелл тенгламалари . . . . .	143
3- §. Электромагнит майдон . . . . .	146

### XI б о б. Тебранишлар

1- §. Механик тебранишлар . . . . .	148
2- §. Электромагнит тебранишлар . . . . .	150
3- §. Гармоник тебранишлар тенгламаси . . . . .	152
4- §. Маятниклар . . . . .	155

5- §. Гармоник тебранишлар энергияси . . . . .	160
6- §. Бир хил частотали бир йўналишдаги тебранишларни қўшиш . . . . .	162
7- §. Тепкили тебраниш . . . . .	165
8- §. Ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшиш . . . . .	166
9- §. Сўнувчи механик тебранишлар . . . . .	168
10- §. Сўнувчи электромагнит тебранишлар . . . . .	171
11- §. Мажбурий тебранишлар . . . . .	172
12- §. Резонанс ҳодисаси . . . . .	175

### XII боб. Тўлқинлар

1- §. Тўлқинларнинг вужудга келиш механизми . . . . .	178
2- §. Тўлқин тенглама . . . . .	181
3- §. Фазавий ва группавий тезликлар . . . . .	184
4- §. Тўлқин энергияси . . . . .	186
5- §. Тўлқинлар суперпозицияси принципи. Тўлқинлар интерференцияси . . . . .	190
6- §. Турғун тўлқинлар . . . . .	191
7- §. Электромагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш . . . . .	194
8- §. Электромагнит тўлқиннинг асосий тенгламаси . . . . .	197
9- §. Электромагнит тўлқин энергияси . . . . .	199
10- §. Диполнинг нурланиши . . . . .	200