

Таъризчилар: физика-математика фанлари кандидatlари,
доцентлар: Ф. Н. Мухоманнов, Г. А. Абдуллаев,
С. С. Собирова, Қ. Т. Ташабиев



Ушбу дарслик «Умумий физика» курсининг қайта нашрланган ва
ахлазотга аришмага мослаб ўзгариштирилган иккинчи томи бўлиб, унда
физиканинг «Электростатика», «Электродинамика», «Электростатика», «Электродинамика», «Электростатика», «Электродинамика» бўлими бўлиб ўтилган.

Дарслик олий ўқув юрталарининг инженер-техника ихтисоси бўлими
ўқувчи студентлари учун мўлажалланган.

А 160401000 — 230
353 (04) — 89 159 — 89

ISBN 5 — 645 — 00218 — 0

© «Ўзгартуви» нашриёти, Т., 1981 й.
© «Ўзгартуви» нашриёти, Т., 1988 й.
Ўзгаришлари бўлиб.

СЎЗ БОШИ

Олий техника ўқув юрталарининг студентлари учун дарс-
лик сифатида таъкил этилган «Физика» курсининг иккинчи нашр-
га тайёарлаш жараёнида СССР олий ва ўрта махсус таълим
министрлигининг олий таълим бўлими ўқув-методик бешкар-
маси тасдиқлаган программага риоз қилинди. Ушбу қайта
ншланган иккинчи томида ўқув материалининг «Электроста-
тика», «Электродинамика», «Электростатика», «Электродинамика», «Электростатика», «Электродинамика» бўлими бўлиб ўтилди. Программага мос
келмаган маълумлар ва СИ га оид бўлмаган физик куттаник-
лар бирликлари бу нашрга киритилмади. Уларнинг ўрнига
программада кўрсатилган баъзи янги маълумлар киритилди.
Биринчи нашрига оид ҳамкасблар билдирган танқидий фикр-
мулоҳазалар эътиборга олинган ҳолда баъзи физик ҳолиса
ва ҳолатларини баъзи янги услублари қисман ўзгаририлди,
натикада ўқув материални қисқароқ ва тушунарлироқ бўли-
шига эришилди.

Дарсликнинг биринчи нашрига оид ўз фикр-мулоҳазала-
рини билдириб, маъкур нашрни ахиллашга хисса қўшган бар-
ча ҳамкасбларга самимий миннатдорчиликни илхор этаман.

Муаллиф

1 БОБ ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

1-§. Электр заряд ва унинг сақланиш қонуни

Бир-бирига ишқалангани натижада жисмларнинг электрланганини кўри кузатгансиз. Масалан, гилам ёки линолеум тўшалган ҳонда бир оғ юриб, сўнг бирор металл жисмга қўлингизни теккизсангиз, беҳосдан титрайсиз. Бундан ташқари, ишқаланушга сийтелик материалларнинг турли қисмлари бир-бирига теггани натижада вужудга келадиган учқунларни кузатиш мумкин. Бу ҳодисаларга сабаб ишқаланган жисмларнинг зарядлангани ва бу зарядларнинг ўзаро таъсирлашувидир.

Жисмларда зарядлар мавжуд эшми ёки улар ишқаланиш натижада пайдо бўлади?

Маълумки, атомлар мусбат зарядланган ядро ва ядро атрофида берк орбитада бўлиб айланидиган электронлардан иборат. Зарядланмаган жисм атомларида электронларнинг манфий зарядлари йиғиндисин ядронинг мусбат зарядига тенг. Бундай жисмларни электронейтрал жисмлар деб аталади. Агар бирор таъсир натижада электронейтраллик бузилса, бундай жисм зарядланган бўлади. Жисмдаги манфий зарядлар мусбат зарядлардан ериқ бўлса, жисм манфий зарядланган, аксинча, кам бўлса, жисм мусбат зарядланган дейилади. Ҳар қандай манфий (ёки мусбат) зарядланган жисмнинг заряди электрон (ёки протон) нинг зарядига қаррали, яъни квантланган бўлади. Бошқача айтганда, жисмларнинг заряди фақат $\pm e, \pm 2e, \pm 3e, \dots, \pm Ne$ қийматларга эри 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 заряднинг ўлчов бирлиги сифатида кулон (Кл) қабул қилинган: ток кучи 1 ампер (А) бўлган ўзаро таъсир 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) токни ўтказгичларнинг ўзаро таъсир асосида қабул қилинган. Бу бирлик билан электромагнетизм ҳодисаларини ўрганаётганда танишамиз. Илгари чоп этилган адабиётда электр заряднинг СГСЭ, деб номланган бирлиги ҳам учрайди. Ҳозирги вақтда фойдаланилаётган мазкур бирлик билан кулон орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

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

Тажрибалар асосида элементар заряд катталиги $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл} \approx 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$ миқдори 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 теггани (контакти) натижада 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 кўчирилади, ҳалос. Бу ҳулоса зарядларнинг сақланиш қонуни дейилади. Бу қонунни яна бундай ҳам таърифлаш мумкин:

Ҳар қандай изоляцияланган (ташқи жисмлар билан электр заряд алмаштирмайдиган) системада электр зарядларнинг алгебраик йиғиндисин ўзгармайди:

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

бунда q_i — система таркибидagi ийрим жисмлар электр зарядларининг миқдори.

2-§. Кулон қонуни

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир хил ишорали зарядланган жисмлар ўзаро ытарилиниди, қарама-қарши ишорали зарядланган жисмлар эса ўзаро тортилиниди. Нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи катталигини француз физиги Шарль Кулон тажрибавар асосида аниқлади. Нуқтавий зарядлар доғида шундай зарядланган жисмлар тушуниладигани, бу жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан анча кичик. Кулон тажрибасининг моҳия-



Вакуумдаги икки нуқтавий электр заряднинг ёзаро таъсир куни таъсирлашаётган ҳар бир заряд капиталлик-лари кўпайтишасига тўғри ва зарядлар орасидаги масофа-нинг квадратига тесқари пропорционалдир, яъни

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi g_1}, \frac{g_1 \cdot g_2}{r^2}, \frac{r_{12}}{r}; \quad (1.2)$$

$$F_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} = \frac{r_{21}}{r_{12}^2}, \quad (1.3)$$

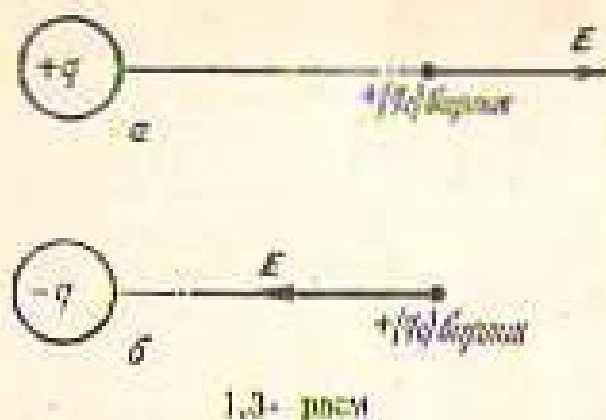
Бир хил ишорали зарядлар итаришилади (1.2-а ва б расм-лар), қарама-қарши ишорали зарядлар эса тортишади (1.2-в расм).

ти қуйидагидек иборат. Ин-
тимага сизга шунча шайин
оснатан. Шайиннинг бир
унига металл шарча, ик-
кинчи унига эса қосанги
ўрилатилган (1.1-расм). Ша-
йиннинг ундаги металл
шарчани зарядлаб, унга ик-
кинчи зарядланган металл
шарчани яқинлаштирсак,
зарядланган жисмлар (шар-
чалар) орасида таъсир этув-
чи электр кучи туфайли
шайин бирор бурчакка бу-
рилади. Шайиннинг бури-
лиш бурчаги оқалли электр
таъсир кучини аниқлаш
мумкин. Қуллон зарядланган
шарчалар орасидаги таъсир
кучининг шарчалардаги за-
ряд миқдорларига ва улар
орасидаги масофага боғлиқ-
лигини танишди. Натижа-
да у физикада Қуллон қону-
ни номи билан машҳур бўл-

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Kd}^2}{\text{H} \cdot \text{m}^2}$$
$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}}{\text{m}}$$

Электр зарядларнинг ўзаро таъсирлашнинг электр майдон орқали содир бўлади. Қўзғалмас электр заряд атрофидаги электр кучлар таъсири сезиладиган фазо соҳаси мажкур заррланик электр майдони деб аталади. Бу майдон, билган, аниқлини киритиб мақсадиди *электростатик майдон* деб ҳам юритилади, бундаги «статик» қўшимчаси майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгармаслигини англатади. Электр майдон заррларнинг ўзаро таъсири туфайли бу- жудга келмайди. Аксинча, ҳар қандай заряд ўз атрофида мажсуд бўладиган электр майдонга эга. Электр майдоннинг мажсудлиги фазонинг мажсур соҳасида бошқа электр зарр- ларнинг жойлашганлигига боғлиқ эмас. Мажсур ҳолин Ер- нинг гравитация (тортиқ) майдони бошқа жисملардан нус- тақия равишда мажсудлигига ўхшатиш мумкин. Бошқа жисملар эса Ер гравитация майдонини текшириш учун «си- нов жисмлар» назарасини бажирар эди. Зеро, жисм атрофи- даги гравитация майдон ҳам, электр заряд атрофидаги электр майдон ҳам инсон онига боғлиқ бўлмаган ҳолда мажсуд. Уларнинг мажсудлигини инсоннинг табиий сезги органилари бевоқита сеза олувди. Бундай ҳолларда инсон ўзининг та- биий сезги органиларига ёрдамчи назарасини ўтайдиган қу- рилма на асбоблардан фойдаланади. Хусусан, электр майдон- ни текшириш учун «синов заряд» дан фойдаланилади. Фа- зонинг синов заряд киритилган нуқтасида электр майдон ма- жсуд бўлса, синов зарядга электр куч таъсир этади. Аксин- ча, синов зарядга ҳеч қандай электр куч таъсир этмаса, фазонинг текшириляётган соҳасида электр майдон мажсуд эмас, деган хулосага келинади. Табиийки, синов заряднинг миқдори мумкин қадар кичик бўлиши керак, чунки у тек- ширляётган майдоннинг хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартирма олмасин.

q зарал туғайли дужулга келетган электр майдонинг ихтиёрий бирор нуктасин таянб олаймиз. Бу нуктага миқ-



1.3- рәс.

дәри q - бұлагы сипов заряд олиб кырайлык. Сипов зарядга майдон томондан таъсир этувчи куч q на q_c зарядлар орасында Кулон қонуныга асосан таъсир этувчи кучдир, яъни

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

Бу ифодадан кўринишлыки, электр майдонның айны бир нуктасыда сипов зарядга таъсир этувчи куч, сипов заряд миқдори q_c га бәглик. Шунинг учун электр майдон муайын нуктасының куч характеристикаси сифатыда шу нуктага кырылган бирлик мусбат сипов зарядга таъсир этувчи куч қабул қилинышы ләзим, уни электр майдонның текширмәләтган нуктасының кучланганлиги деб атавади ва E билән белгизиләди. Демак, электр майдонның ихтиёрий нуктасыдагы майдон кучланганлиги деганда шу нуктада олиб кырылган бирлик зарядга таъсир этувчи куч (1.3-рәс.) билән характерланувчи физик катталык тәърифиләди. Электр майдон кучланганлиги вектор катталык бўлиб, уның йўналишы майдонның текширмәләтган нуктасыга олиб кырылган бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи кучның йўналишы билән анықланади.

Агар электр майдон нуктавий q заряд туғайлы вужудга келәтган бўлса, ундан r масофадагы майдон нуктасының кучланганлиги

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

бўлиб, уның йўналишы q заряд ва майдонның текширмәләтган нуктасыны бәйләштирүвчи түзгән чизық буйлаб арыслан ташқарыга (q мусбат бўлганда) ёки заряд томонга (q манфий бўлганда) йўналган бўлади.

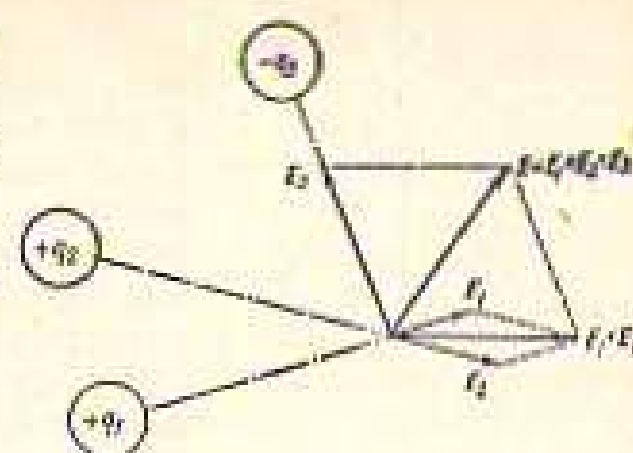
(1.5) дан фойдаланып, электр майдон кучланганлигининг бирлигини ньютон тақсим кулон $\left(\frac{Н}{Кл}\right)$ деб ҳисобласа ҳам бўлади. Ләкин электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги сифатыда вольт тақсим метр $\left(\frac{В}{м}\right)$ қабул қилинган. Мажкур бирлик тафсилоти шу бобның 6-§ ила баён этилади.

Электр майдон кучланганлигининг ўлчамлиги — $ЛМТ^{-1}И^{-1}$.

Агар электр майдонни бир неча заряд вужудга келтиро-

ётган бўлса (1.4-рәс.), нәтижәвий майдонның кучланганлиги алоҳида зарядлар туғайлы вужудга келәтган 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- рәс.

(1.6) ифода майдонлар суперпозицияси (қўшыни) принципи ифодаилад.

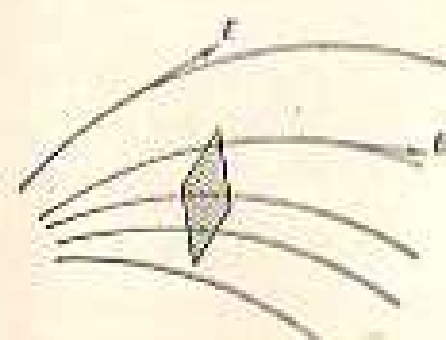
4-§. Кучланганлик чизықлари. Гаусс теоремаси

Электр майдонның ҳар бир нуктасыда майдонни характерлоош кучланганлик вектори E аниқ қийматларга ва йўналишларга эга бўлади. Шунинг учун электр майдонни графёк усулда тасвирламасқни бўласак, бирер масштабга асосланып тураи нукталар учун E векторларини ўтказыш ләзим бўларди. Ләкин бунда векторлар бир-бирлари билән кешишип, ихтиёрида чаалыи манзара вужудга келәди. Шу сабабдан электр майдонни кучланганлик векторлари билән эмас, балки кучланганлик чизықлари билән ифодавади одат бўлган (1.5-рәс.). Кучланганлик чизықлари электр майдонни тасвирлашда қўланыладиган тусурига бўлиб, уни қуйыдаги икки шартга асосланып ўтказылади:

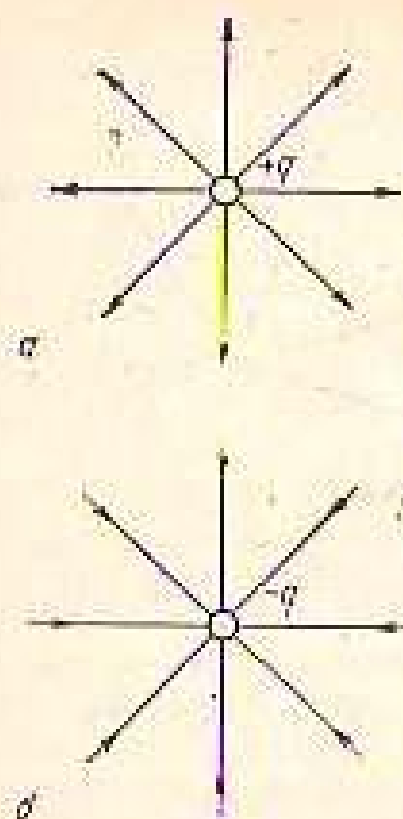
1) кучланганлик чизықның ихтиёрий нуктасыга ўтказылган урпым электр майдонның шу нуктасыдагы кучланганлик векторининг йўналишы билән мос тупанш керек;

2) кучланганлик чизықларининг ачылыи шундай бўлыи ләзимки, чизықлар йўналишыга перпендикуляр қилиб жойлаштырылган бирлик кодин ўтувчи чизықлар соми майдонның ўша нуктасыдагы кучланганлик вектори E нинг қийматига тенг бўлыи ләзим.

Бу икки шартга риоя қилиб кучланганлик чизықлари ўтказылганда электр майдонның ихтиёрий нуктасыдагы кучланганлик



1.5- рәс.

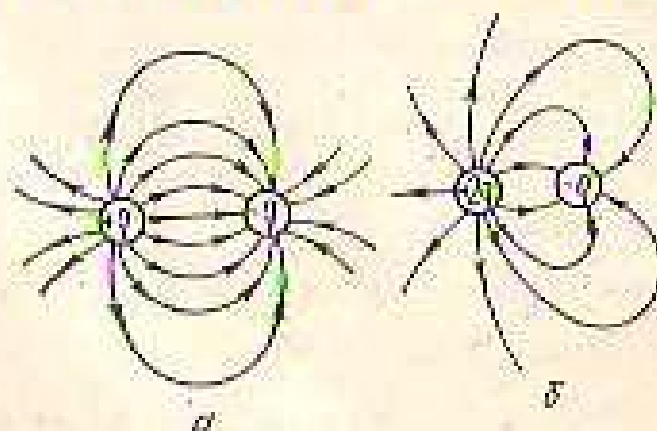


1.6-рәсә

векторининг йүнәлишн (1-шарт асосыда) ва қиймәти (2-шарт асосыда) анық тасвирланган бўлади. 1.6-а ва б расмларда мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар туғайли вужудга келган электр майдоннинг график манзаралари тасвирланган. Нуқтавий заряддан бир хил массадаги нуқталарда E лар бир хил қиймәтларга эга бўлиб, заряд ва нуқтани бирлаштирувчи чизық бўйлаб йүнәлган бўлади. Шунинг үчүн нуқтавий зарядларнинг кучланганлык чизықлари радиал түғри чизықлардан иборат бўлиб, улар җ зарядланган жисм сиртидан бошланиб чексизликка давом этади (заряд мусбат бўлган ҳолда), җ чексизликдан бошланиб зарядланган жисм сиртида тугалланади (заряд манфий бўлган ҳолда). Агар электр майдон зарядлар системасы туғайли вужудга келәтган бўлса, манзара мураккабросәк бўлади.

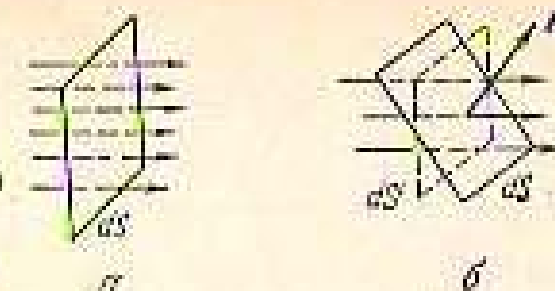
1.7-а ва б расмларда иккита нуқтавий заряд туғайли вужудга келәтган электр майдоннинг график тасвирлари ифодаланган. Ҳар хил зарядлар системасы туғайли вужудга келган электр майдон кучланганлык чизықларининг манзарасы турлича бўлади, ләкин кучланганлык чизықлари ҳеҷ қәерда бир-бири билән кесншмайдн ва зарядлар орасыда узылмайды.

Энди кучланганлык чизықларининг йүнәлишига перпендикуляр қылып жойлаштирилган dS элементар юзачын олий-



1.7-рәсә

лик (1.8-а расм). Бу юзачын кесиб ўтаётган кучланганлык чизықларининг сони $E dS$ га тенг бўлиб, уни dS юзачын ўтаётган кучланганлык векторининг оқими дейилайт. Умумий ҳолда юзач кучланганлык чизықларига перпендикуляр бўлмаслиги мумкин. Бу ҳолда dS юзачага ўтказылган нормаль n билән кучланганлык чизықлари орасыдаги бурчакни α деб белгиләйләик. 1.8-б расмдан кўринишчн, E векторининг dS юзача орқали оқими кучланганлык чизықларига перпендикуляр бўлган $dS' = dS \cdot \cos \alpha$ юзача (бу юзача расмда пунктир чизық билән тасвирланган) орқали оқимга, яъни $E dS \cos \alpha$ га тенг. Ләкин $E \cos \alpha$ ифода E векторининг dS га ўтказылган нормаль n йүнәлишидаги проекциясини ифодаләйдн. Нәтижада E векторининг кучланганлык чизықлари билән ихтиёрий бурчак ҳосил қылып ўтказылган элементар юзача орқали оқими



1.8-рәсә

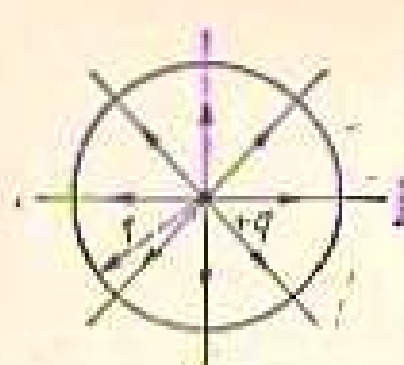
$$d\Phi = E_n dS \quad (1.7)$$

бўлади. Электр майдон кучланганлык векторининг оқими алгебраик катталык. Ҳақиқатдан, E вектор ва dS га ўтказылган нормаль n орасыдаги α бурчак ўткир бўлса, $E_n = E \cdot \cos \alpha$ ифода мусбат қиймәтга эга бўлади. Шунинг үчүн $d\Phi$ ҳам мусбат бўлади. Аксинчә, α бурчак ўтмас бўлганда, E_n ва унга боғлиқ бўлган $d\Phi$ манфий қиймәтга эга бўлади.

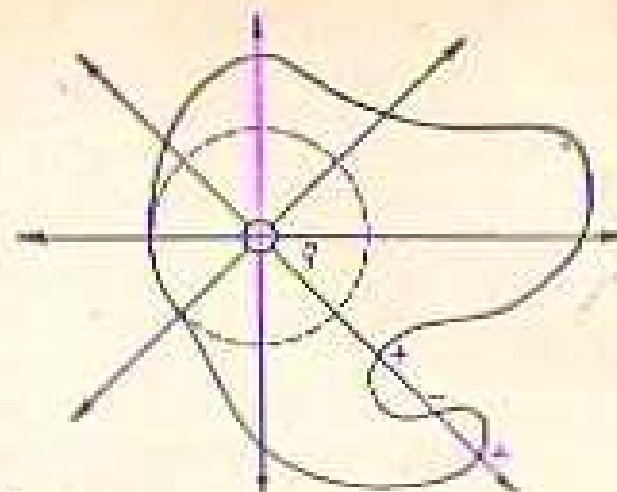
Агар E векторининг ихтиёрий сирт орқали оқимини топиш лозим бўлса, S сиртига dS элементар юзачаларга ажратиб, бу юзачалар орқали ўтаётган $d\Phi$ оқимларининг йиғиндисини олиш керәк. Бу масала интеграллаш амалига келтириладн:

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

$+q$ нуқтавий заряд туғайли вужудга келәтган электр майдон кучланганлык вектори E нинг радиуси r бўлган сферик сирт орқали оқимини топайлик (1.9-расм). Масалани янеда соддалаштириш мақсадыда сферанинг марказини заряд жойланган нуқтада деб қараш қылайлик. Бу мисолда кучланганлык чизықлари радиал түғри чизықлардан иборат бўлганг үчүн E вектор ва сферик сиртининг элементар бўлак-



1.9- расм



1.10- расм

части dS юзига ўтказилган нормаль орасидаги α бурчак юзига тенг бўлади. Шунинг учун

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

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

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

Бу ifода faqat sferik sirt uchunгина эмас, balki nuqtaviy zaradning ўrab turgan ixtiyoriy berik sirt orqali ўtgan E vektorining oqimiga to'g'ri kelgan uchun ham qo'llanilishi mumkin. Haqiqatdan, elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining har biri (1.10- rasmda qarag'iz) sferik sirtning ham, ixtiyoriy berik sirtning «ajinagan» qismlarini ham faqat bir marta kesib ўtadi. Ixtiyoriy sirtning «ajinagan» qismlarini esa to'g'ri marta kesishi. Ammo E vektorining oqimiga algebralik kattaqlik b'olib, u sirtдан tashqariga chiqadigan muqbat qiymatga ega b'oladi (chunki $E_n > 0$), aksincha, sirtning ichiga kirib ketishiga qaradigan manfiy qiymatga ega b'oladi (chunki $E_n < 0$). Shuning uchun ixtiyoriy sirtning «ajinagan» qismlarini kesib ўtadigan kuchlanganlik chizig'ini oqimga nisbatan muqbat to'g'ri muqbat, to'g'ri manfiy xisosa qo'shadi. Natijada sirtning to'g'ri marta kesib ўtadigan bunday kuchlanganlik chiziqlarining oqimga qo'shgan natijalari xisosa xuddi sirtning faqat bir marta kesib ўtgan kuchlanganlik chiziqlarining oqimga qo'shgan xisosaidek b'oladi. Buz yuqorida faqat bitta nuqtaviy zarad uchun mulohazalar yuritilgan. Agar ixtiyoriy berik sirt ichida k ta nuqtaviy zaradlar joylashgan b'olasa,

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

ifodasidan foydalanib (1.8) ni quyidagicha yozamiz:

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

Бу ifodadagi oxirgi integral i nuqtaviy zarad tufayli yuzdagi kelgan elektr maydon kuchlanganlik vektorining shu zaradni ўrab turgan ixtiyoriy berik S sirt orqali oqimining xarakterlaydi. Bu kattaqlik (1.9) ifodaga asoslan

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

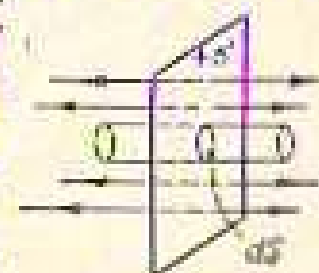
Shuning uchun (1.11) ifoda quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

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

Бу ifoda Gauss teoremasining analitik ko'rinishidir. Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi:

Elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy to'xtaladigan berik sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaradlar (faqat sirt ichidagi) algebralik bog'lanishining ϵ_0 ga bo'lgan nisbatiga tengdir.

Gauss teoremasidan foydalanib, odдий mulohazalar asosida ba'zan elektr maydonlarining kuchlanganligini topish mumkin. Masalan, tekis zaryadlangan cheksiz tekislikni berilgan b'olsin. Bu tekislikning biron qisimga t'g'ri keluvchi zarad miqdori, ya'ni zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ b'olsin. Shu zaryadlangan tekislik tufayli yuzdagi kelgan elektr maydon kuchlanganligini topish lozim b'olsin. Bu maydonni grafik usulda tasvirlashoqchi b'olsin, kuchlanganlik chiziqlari tekislikka perpendikulyar b'olgan uzaro parallel t'g'ri chiziqlar shaklida iborat b'oladi (1.11- rasmda). Bu chiziqlar tekislikdan boshlab ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Tekislikdan dS yuzani ajratib olib, uning asos qilib olib, tekislikning ikkala tomonga davom etuvchi silindriy shakldagi o'tkazaylikni, bu silindriyning b'ir tomonlari tekislikka perpendikulyar b'olsin. Bu silindriy berik sirtga Gauss teoremasini qo'llaylik. Sirt ichidagi zarad miqdori zaryadlangan tekis-



1.11- расм

$$2E dS = \frac{dS}{r_0}$$

1594

$$E = -\frac{9}{2x_0} \quad (1.13)$$

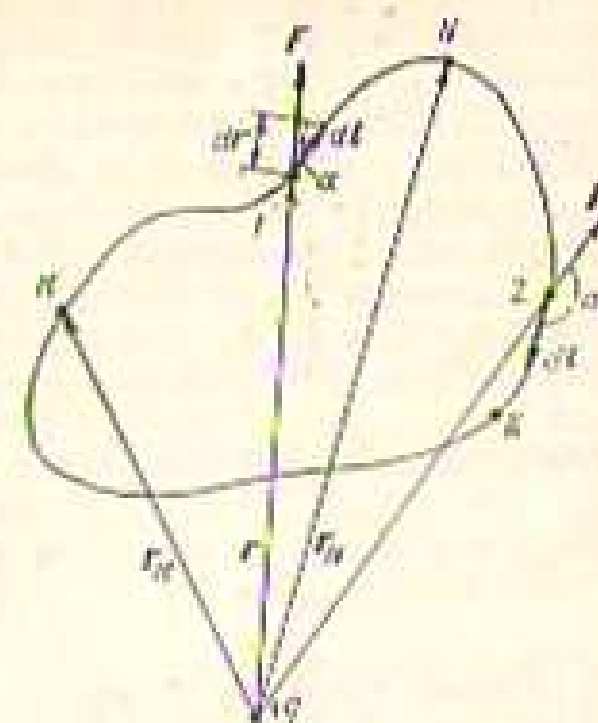
6.9999

1.1.2. *Phylogeny*

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

5- §. Электр майдонда зарядни кўчиришда бажаришган иш.
Потенциал

Нуқтавий q заряд тўғайли вужудга келган ялеи| лочнинг M нуқтасидан N нуқтасига q' зарид кўчирилётган |

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


1.13. 1850

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr, \quad (1.16)$$
$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q q' \int_{r_N}^{r_M} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q'}{r_M} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q'}{r_N} \quad (1.17)$$

Бү ифодадан кўриниб турайдиски, электр майдонда q' зарядни кўчиришда бажарилаган иш кўчирилган заряднинг бошлангич ва охириги вазиятларига боғлиқ, ҳолсиз. Бундай хусусиятта эга бўлган майдонни потенциал майдон деб атаган эдик. Потенциал майдонда беряк контур бўйича кўчирилиши иш нолга тенг бўлиши мумкин. Ҳақиқатан, $MNKM$ йўл бўйича q' зарядни кўчиришда бажарилаган иш (1.17) ифодага исосан нолга тенг, чунки q' заряднинг бошлангич ҳолатда-

ти ўрни ҳам, охириги ҳолатдаги ўрни ҳам M нуқтада жойлашгандир. $MNKM$ берк йўлда бажарилган иш полга тенг бўлиши учун бу йўlining бeъзи бўлакларида бажарилган иш мусбат, бeъзи бўлакларида эса манфий бўлиши керак. Ҳақиқатан, 1 вазиятда F ва $d\vec{l}$ лар орасидаги α бурчак ўтказкир, 2 вазиятда эса бурчак ўтказмас. Шунинг учун 1 вазиятда бажарилган dA элементлар иш (1.15) ифодага асосан мусбат, 2 вазиятда эса манфийдир. Демак, 1 вазиятда q' зарядни майдон кучлари таъсирида кўчирилса, 2 вазиятда q' зарядни кўчириши учун майдон кучларига қарши иш бажарилади.

Юқоридаги мулоҳазалардан, q' зарядни электр майдонда берк бўл бўйича кўчиришда бажарилган иш полга тенг эканлигига ишонч ҳосил қиладик, яъни

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

Иккинчи томондан, q' зарядга кулланганлиги E бўлган электр майдонда таъсир этувчи куч $F = q'E$ га тенг. Бундан фойдаланиб (1.18) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

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

бу тенгликни q' га қисқартириб ва $E \cos \alpha = E_{\parallel}$ ($E_{\parallel}$ — E векторининг $d\vec{l}$ йўналишига проекцияси) эканлигини ҳисобга олсак, қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\oint E_{\parallel} dl = 0. \quad (1.19)$$

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

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

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

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

$$W_{NM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M}, \quad W_{MN} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}$$

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

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

бўлиши керак. Электр майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган турлича катталикдаги синов зарядларининг потенциал энергиялари ҳам турлича бўлади, лекин потенциал энергиянинг синов заряд катталигига нисбатан айни нуқта учун ўзгаришсиз катталикдир. Бу катталикни потенциал деб аталади ва φ ҳарфи билан белгиланади:

$$\varphi = \frac{W_{\Pi}}{q'}. \quad (1.22)$$

Демак, электр майдон бирор нуқтасининг потенциалы эканлиги шу нуқтага олиб қарилган бирлик мусбат заряднинг потенциал энергияси билан таърифланади.

(1.21) ифода асосида нуқтавий заряднинг потенциалы қуйидагича аниқланади:

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

Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келаятган бўлса, натижаный майдон бирор нуқтасининг потенциалы систематга кирувчи алоҳида зарядлар туфайли вужудга келган майдонларнинг текинришайётган нуқтадаги потенциалларининг алгебрлик 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 потенциалы тoннaи жoнaм 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 потенциал текинришайётган нуқтагача масофа.

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

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

бўлади, бунда r_+ ва r_- — мос равишда мусбат ва манфий зарядлардан текинришайётган 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 $W_{MN} = q'\varphi$ эканлигидан фойдалансак, q' зарядни M нуқтадан N нуқтага кўчиришда бажаришган иш

$$A_{MN} = W_{NM} - W_{NN} = q'(\varphi_M - \varphi_N)$$

ифода билан аниқланади. Худди шу q' зарядни M нуқтадан чексизликка кўчиришда бажаришган 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 иккинчӣ нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтадан бирлик мусбат зарядни чексизликка кўчириш учун қилган бўладиган иш билан характерланувчи скаллар туғирилади.*

(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.

Қўп ҳолларда майдон нуқталарининг потенциали эмас, балки майдоннинг икки нуқтаи орасидаги потенциаллар фарқи (кучланмиш) фазик миқдосга эга бўлади. Бу ҳолда вольтга қуйдагича таъриф бериш мумкин: 1 вольт — электр майдоннинг шундай икки нуқтасининг потенциаллар фарқики, 1 кулон зарядни бу икки нуқта орасида кўчириш учун 1 жоуль иш бажариш лозим.

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

§ 1. Экипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш

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

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

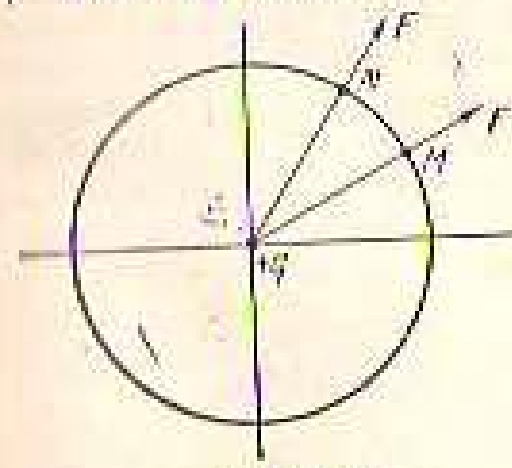
Мисалан, нуқтавий заряд учун экипотенциал сиртлар марказлари зарядга жойлашган сферик сиртлардан иборатдир. Электр майдонни экипотенциал сиртлар ёрдамида график усулда (1.14-расм) тасвирлаш мумкин. q' зарядни экипотенциал сиртининг M нуқтасидан N нуқтага кўчиришда бажаришган иш қуйдагича аниқланади:

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

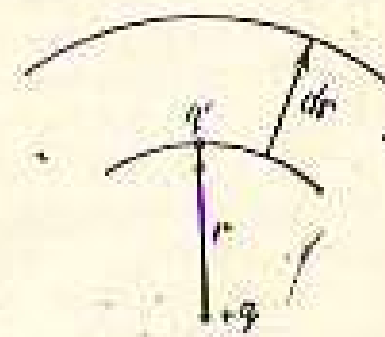
Тенгирағбаттап хусусий ҳолда M ва N нуқталар бир экипотенциал сирт устида жойлашганлиги учун бу нуқталарнинг потенциаллари ўзаро тенг бўлади, яъни $\varphi_M = \varphi_N$. Шунинг учун

$$A_{MN} = 0.$$

q' заряд туғайли тузукда келган майдонда q' зарядни MN бўла бўйича кўчиришда бажаришган иш кўчириш йўналиши билан таъсир этувчи куч йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлганлигига ишга тенг бўлади. Шунинг учун зарядга таъсир этувчи куч ва кучланганлик вектори (P ва E ларнинг йўналишлари бир хил эканлигини эсланг) доимо экипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади, деган хулосага келамиз. Мунқариз $+q$ бўлган нуқтавий заряднинг электр майдониди q' заряд бир экипотенциал сиртдан иккинчи экипотенциал



1.14-расм



1.15-расм

сиртта кўчирилатган бўлади. Кўчирани бошланганда q' заряднинг майдон марказидан узоқлиги r радиус-вектор билан аниқланган бўлса (1.15-расм), кўчирани охирида эса $r + dr$ радиус-вектор билан аниқланади. Шундай экан q' зарядни майдон кучлари таъсирида радиус бўйлаб кўчириб, dr га узоқлаштирилганда бажаришга иш Fdr га тенг бўлади. Бу иш q' заряднинг потенциал энергиясини dW_n қадар камайтиради, чунки марказдан узоқлашган сари, (1.21) га асосан, потенциал энергия камайиб боради. Бошқача айтганда, Fdr иш q' заряд потенциал энергиясини — dW_n га ўзгартиради. Демак, $Fdr = -dW_n$ бўли

$$F = -\frac{dW_n}{dr} \quad (1.28)$$

Мажкур ифоданинг иккала томонини кўчирилатган заряд миқдори q' га бўлайлик:

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

Бу тенглахнинг чап томонидаги катталик, (1.5) ифодага асосан, $+q$ нуқтавий заряд майдонининг марказдан r узоқликдаги нуқтасининг кучланганлигидир. Ўнг томонидаги $\frac{W_n}{q'}$ эса (1.22) ифодага асосан, электр майдонининг 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 чизги йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодаловчи ва *потенциал градиенти* ($\text{grad}\varphi$) деб аталуви катталигидир. Шунинг эсада тутаёликки, скаляр функция градиенти — вектор, бу вектор йўналиши функция қийматининг энг тез ўсиш йўналиши билан аниқланади. Вектор анализдаги мажкур тушунчалар асосида электр майдон кучланганлиги ва потенциал орасидаги боғлиқлигини қуйидагича ифодалай оламиз:

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

Демак, электр майдон кучланганлиги — потенциал градиентининг манфий шифра билан олинганidir. Манфий шифра E вектор потенциал энг тез ортаб борадиган томонга тескари (яъни потенциал энг тез камайиб борадиган томонга) йўналтирилган кўрсатади.

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

$$[E] = \frac{B}{H}$$

1 вольт тақсим метр $\left(\frac{B}{H}\right)$ — кучланганлик чизги бўйлаб бир-биридан 1 м узоқликда жойланган икки нуқтаининг потенциаллар фарқи 1 В бўлган бир жинсли электр майдон кучланганлигидир. Бундай майдонга киритилган 1 Кл зарядга 1 Н куч таъсир этиди. Ҳақиқатан,

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

11 БОБ

ДИЭЛЕКТРИКЛАРДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

1- §. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши

Шу вақтгача вакуумдаги электр майдон тўғрисида мулоҳазалар юритилган эди. Агар электр заряд вакуумда эмас, балки барор диэлектрик муҳитда жойланган бўлса, ушбу муҳитда жатган электр майдонини вакуумдаги электр майдондан фарқи бўладими? Агар фарқи бўлса, нима учун? — деган саволлар туғилиши табиий, албатта.

Бу саволларга жавоб бериш учун мода тупамини тўғрисидаги тазанишга асосан, атом диаметри $\sim 10^{-10}$ м бўлган ядро ва диаметри $\sim 10^{-16}$ м бўлган электрон қобидан иборат эканлигини эслайлик. Ядронинг ўлчами электрон қобидининг ўлчамидан 10^6 марта кичик. Шунинг учун ядрони электрон қобидининг марказида жойлашган нуқта деб ва уни мусбат зарядларнинг маркази деб ҳисоблайлик.

Электрон қобидининг ўзи эса бери орбитадаар бўлиши ядронинг катта тизилкалар билан ҳаракатланувчи манфий зарядланган электронлардан иборат. Бу электронларнинг таъсири худди уларнинг барчасини қандайдир бир нуқтага тўплагандиги таъсирга эквивалент бўлади. Бу манфий нуқтаини манфий зарядларнинг маркази дейилади. Диэлектрикнинг атом ёки молекуласидаги барча мусбат зарядлар манфий зарядларга нисбатан жуда кичик вақтда тенг бўлади. Бу ҳолда молекулаини электронейтрал система деб қараш мумкин. Агар мусбат зарядларнинг маркази манфий зарядларнинг маркази билан устма-уст тушса, молекулаини қутбсиз, аксинча, зарядларнинг



Қутбсіз молекула электр майдон таъсир аймағунда электр моментта өга бұлмайди (чунки $l = 0$). Демек ташқи электр майдон таъсирида қутбсіз молекула мусбат зарядларининг маркази майдон йўналышында, манфий зарядларининг маркази эса майдонга қарама-қарши йўналышда сызжийди. Демек, ташқи майдон таъсирида молекула қутбланади ва унинг электр моментти қутбловчи майдон кучланганлигыга пропорционал (чунки $l \sim E$) бўлади. Диэлектрикдаги барча молекулалар электр моментларининг йўналышлари бир хил бўлиб, E га параллел бўлади. Бу қутбланган электрон орбиталарининг ядрога нисбатан сызжийи (яъни деформация) туфайли содир бўлаётганлиги учун деформацион қутбланган ёки электрон қутбланган деб аталади. Бу қутбланганнинг характерли хусусияти унинг температурага боглиқ эмаслиги.

Қутбон моделуламалардан иборат диэлектрикни ташқин электр майдонга жойлаштирилса, ташқин майдон томонидан

маржазлари бер-биридан l масофа узоқликда жойлашган бўлса, бундай молекулаи кутбли молекула дейилади. Умуман миқдоран тенг, лекин қарама-қарши номурин, бер-биридан l масофа узоқликда жойлашган $+q$ ва $-q$ зарядлардан иборат системани (2.1-расм) электр диполь дейилади. Иккита заряд орқали ўтаётган тўғри чизик диполь ўқи, l — диполь елкаси, $p_e = ql$ катталигини эса дипольнинг электр моменти деб аталади. Дипол

Бундай қутбланиш температурга тесқари пропорционал-
дир, чўнки температура орғини билан дилоаларнинг хаотик
ҳаракати кўчаиб, уларнинг майдон бўйлаб тартибли жой-
лангушини булади.

2- §. Кутбдониш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик
на унинг температурага боғлиқлиги

Диэлектрикнинг қутбланишига даражасини характерлаш учун қутбланиш вектори деб аталадиган катталик бўла-
нади. Қутбланиш вектори (P) деганда диэлектрикнинг
бирлик таъминдаги барча диполлар электр моментлари-
нинг вектор йиғиндиси тушунилади. Диэлектрикнинг қутб-
ланиш бир жиғили бўлмаган ҳолларда диэлектрикнинг не-
талган бирор нуқтасидаги қутбланиш вектори тўғрисида
фикр кўришни мумкин. Бунинг учун шу нуқта атрофида
ҳайван элементир ҳажм ΔV ни ажратиб олайлик. Бу ҳажм
ичидagi барча диполлар электр моментларининг вектор йи-
ғиндиси ΔV ҳажмга нисбатан, яъни

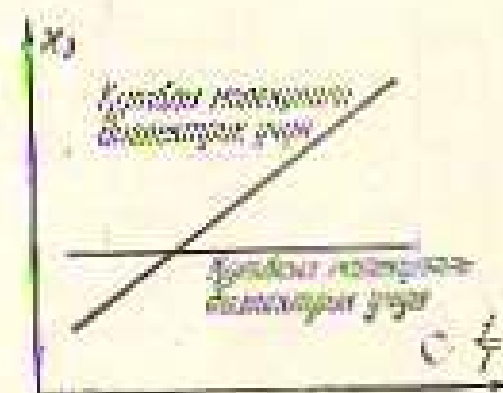
$$p = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_i \Delta V_i}{\Delta V} \quad (2.1)$$

диэлектрикнинг айни нуқтадаги қутбланиш векторини ifodalaydim. (2.4) даги p_n — i диполининг электр моменти.

Тақрибларнинг кўрсатишича, изотроп дисефектларда кутбалини бектери билан майдон муҳаллиғи орасида қуйидаги муносибат ўринли экан:

$$P = \kappa_{eff} E \quad (2.2)$$

Бу нфодида κ_0 — диэлектрик қабил қилувчанлик. У майдон кучлангандаги E га боғлиқ эмас. Қутбиз молекулалардан иборат диэлектрик учун (2.3-расм) κ_0 температурага боғлиқ эмас. Лекин диэлектрик қутбли молекулалардан иборат бўлганда температура ортгани билан (расмда

2.3. **PROH**

$\frac{1}{T}$ нинг камакка мисал келадиган) икенчидең харакаати молекула-
ларни электр майдон буйлаб йўналишга тўсқинлик қи-
лди. Шунинг учун бу ҳолда κ , нинг қиймати T га тескари
пропорционал экан. κ , нинг ўлчов бирлиги тўғрисида ах-
борот олиш учун (2.2) ифодадан q ни томондаги P нинг ва
ўнг томондаги $\epsilon_0 E$ нинг ўлчов бирликлариини солиштирай-
лик. Қутбланиш векторининг СИ даги ўлчов бирлиги (2.1)
ифодага асосан,

$$[P] = \frac{K\lambda \cdot m}{m^2} = \frac{K\lambda}{m^2}.$$

Иккинчи томондан, q зарядининг электр майдон ку-
чанлиги

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

бундан

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

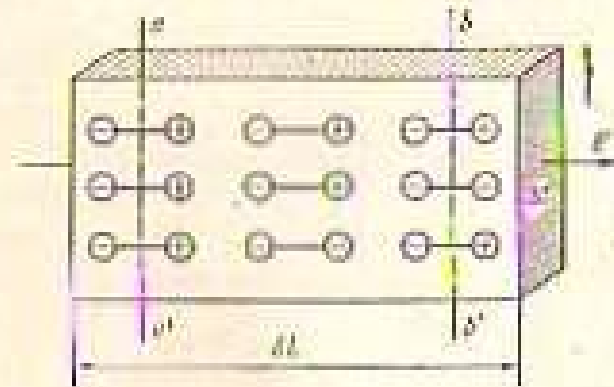
Шунинг учун

$$[\epsilon_0 E] = \frac{K\lambda}{m^2}.$$

Шундай қилиб, P нинг ва $\epsilon_0 E$ нинг ўлчов бирликлари
бир хил бўлганини учун κ , — ўлчамсиз катталик, деган
хулосага келамиз.

3- §. Богланган зарядлар

Параллелепипед шаклидаги бир жисман диэлектрик бў-
лагини электр майдонга жойлаштирайлик. Диэлектрикнинг
қутбланиш натижасида динолар майдон буйлаб
йўналишга. 2.4-расмдан кўринишича, диэлектрик
парчасининг икки қатлам-
ларида майдон йўнали-
шидаги қўшни динолар-
нинг қарама-қарши зар-
длари бир-бирини нейтра-
лайди. Лекин диэлек-
трикнинг чап томонидаги
сиртида жойлашган ди-



2.4- расм

ноларнинг манфий заряди ва ўнг томондаги сиртида жой-
лашган диноларнинг мусбат заряди компенсацияланмай қо-
лади. Боманида айтганда, диэлектрикнинг ташқи майдон ку-
чанлигиқ чиниқлари кирадиган сиртида манфий зардлар
ва кучанлигиқ чиниқлари чиқадиган сиртида эса мусбат
зардлар вужудга келар экан. Бу зардлар диэлектрикнинг
қутбланиш туфайли вужудга келгани учун боғланган
(квандашувон) зардлар дейлади. Иккинчи томондан, бу
зардлар диэлектрик молекулалари билан боғланган бўлиб,
бу молекуладан ташқарига кўча олмайди. Шунинг учун
уларни боғланган зардлар деб атайдик ва q' ҳарфи билан
белгилейлик. Икки жисм бир-бирига тегишганда бир жис-
дан иккинчи жисмга ўта оладиган зардларини, боғланган
зардлардан фарқ қилиш мақсадига эркин зардлар деб
атаймиз. Боғланган зардларнинг сирт зичлигини σ' , зард-
лар вужудга келадиган сирт юзани ΔS ва диэлектрикнинг
ўзунлигини ΔL деб белгилейлик. U ҳолда қутбланган бир
жисман диэлектрикни саксисининг ўзунлиги ΔL , зардлари
 $\sigma' \Delta S$ бўлган катта диноль деб ҳисоблаш мумкин. Бу катта
динолнинг электр моменти $\sigma' \Delta S \Delta L$ га тенг бўлади. Ди-
электрикнинг ҳажми $\Delta V = \Delta S \cdot \Delta L$ бўлгани учун қутбла-
ниш векторининг қиймати, (2.1) ифодага 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. $\sigma' = \frac{q'}{\Delta S}$ эсанлигини ҳисобга олсак, (2.3) ни қўйи-
лган кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

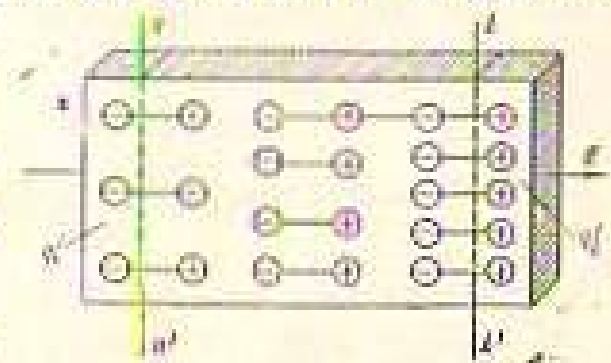
$$P = \frac{q'}{\Delta S},$$

бундан

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

Демак, бир жисман қутбланган диэлектрикнинг сир-
тида вужудга келувчи боғланган зардларнинг мақдори шу
сирт юзи билан қутбла-
ниш вектори қийматининг
кўпайтмасига тенг экан.

Энди бир жисман бў-
лагини диэлектрик пар-
часини (2.5-расм) электр
майдонга қирайлик. Диэлектрик молекула-
ларининг компенсациялан
майдон йўналишида ор-



2.5- расм

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

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

Иккинчи томондан, P векторининг 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 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 ортқча заряд шу ҳажмидаги боғланган зарядларнинг алгебраник йиғиндисига тенг:

$$q'_{\text{ҳажм}} = \sum q'.$$

Натижада (2.7) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

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

Демак, диэлектрик ичида олинган ихтиёрий ёниқ сирт орқали қутбланиш векторининг оқими шу сирт билан чегараланган ҳажмидаги боғланган зарядлар алгебраник йиғиндисининг тескари нишора 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 манбаи эркин зарядлардир.

Эркин зарядлар туфайли вужудга келидиган электр майдон кучланганлигини E_0 билан, боғланган зарядлар туфайли вужудга келидиган электр майдон кучланганлигини E' билан белгиласан, 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 алгебраник 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 қуйидагича 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 қуйидаги белгиланиш киритайлик:

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

D электр индукция (электр силжиси) вектори деб аталади. Изотроп муҳитларда D нинг йўналиши E ва P ларнинг йўналиши билан бир хил. (2.13) асосида D нинг ўлчови бирлиги ҳақида хулосага келиш мумкин. 2-§ да $\epsilon_0 E$ ва P ларнинг ўлчови бирликлари Кл/м^2 эканлиги кўрсатилган эди. Демак,

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

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

Электр майдонни график тасвирлашда электр индукция везирларидан фойдаланилади. Бу чизиқларни ҳам кучланганлик чизиқларини ўтказишда фойдаланилган тартиб асосида ўтказилади. Юқоридagi белгиланишдан фойдаланиб, (2.12) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

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

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

рининг ихтиёрий ёшиқ сирт орқали оқили шу сирт тегида жойланган 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 TI .

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

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

Бу ифодада $1 + \chi_s = \epsilon$ белгиланг киритдик. ϵ ни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги деб аталади. χ_s каби ϵ ҳам ўлчамсиз катталик. ϵ нинг қиймати турлича, лекин бирдан катта. Фақат вакуумда $\epsilon = 1$, чунки вакуумда $\chi_s = 0$. Натюжада вакуум учун (2.15) ифода

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

кўриништа келади. Бу ифодани (2.15) га бўлсак,

$$1 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon E} \quad \text{ёки} \quad \epsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Демак, муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ электр майдонга киритилган диэлектрикдаги майдон вакуумдаги майдон кучланганлигига нисбатан неча марта сусайишини ифодалайди. Шунинг учун диэлектрах сингдирувчанлиги ϵ бўлган муҳитдаги нуқтавий q заряд майдонининг бу заряддан r узоқликдаги нуқтада 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 ϵ бўлган муҳитда бир-биридан $|r_{12}| = r$ масофада жойланган 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 ϵ марта кичик куч билан таъсирлашади.

Диэлектрикдаги электр майдоннинг сусайишини сират жиҳатдан қўйидагига тушунтириш мумкин: электр майдон таъсирида диэлектрикнинг қўтбланиши туфайли боғланган зарядлар вужудга келади. Боғланган зарядларнинг электр майдон ташқи қўтбловчи жайдонга қарши йўналган. Шунинг учун боғланган зарядларнинг электр майдон ташқи майдонни сусайтиради, лекин уни бутунлай йўқотолмайди.

Шундай қилиб, электр майдонни характерланди кучлан-

ганлик вектори E ёхуд индукция (сигналь) вектори D дан фойдаланилади.

Электр индукция векторидан фойдаланишининг босқичи нимада?

Бу саволга жавоб бериш учун қўйидаги мисол билан танишайлик: икки қарама-қарши шпорали, лекин миқдор жиҳатидан тенг зарядлар билан зарядланган ўзаро параллел текисликлар орасида вужудга келган бир жинсли электр майдонга диэлектрик сингдирувчанлиги $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$ бўлган диэлектрикларни параллел қатламлар шаклида жойлаштирайлик (2.6-расмга қаранг). Бу расмдаги қатламлардан бири вакуумдан иборат. Вакуумдаги электр майдон кучланганлиги E_0 бўлсин. Диэлектрик қатламларда эса электр майдон сусайди (2.17 га асосан). Шунинг учун бу қатламларда электр майдон кучланганлиги мос равишда

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

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

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

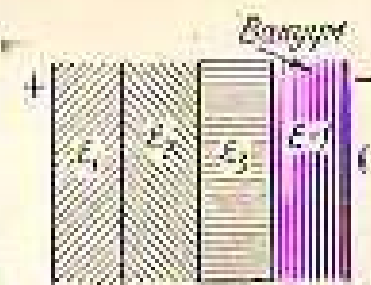
$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{E_0}{\epsilon_2} = \epsilon_0 E_0$$

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

ларга тенг бўлади. Демак, электр майдон кучланганлиги турли диэлектрикларда турлича қийматларга эга бўлса, электр индукция эса турли диэлектрикларда ҳам, вакуумда ҳам бир хил қийматга эга. Шунинг учун электр майдонни граффик усулда таъсирланганда диэлектрик сингдирувчанликлари турлича бўлган муҳитлар чегараларида кучланганлик чизиқларининг шиддатини ўзгаради, индукция чизиқларининг эниги эса ўзгарибди. Демак, электр индукция вектори вакуумдаги электр майдон кучланганлик вектори E_0 дан ϵ_0 марта катта бўлиб, ундан фойдаланиши турли муҳитдаги электр майдонларни ҳисоблашда қулайлик туғдиради. Хусусан, нуқтавий q заряд майдонининг заряддан r узоқликдаги нуқтадаги электр индукция вектори

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

бўлади.



2.6-расм

5-§. Сегнетоэлектриклар

Юқорида диэлектрикларнинг қутбланишга оид музоҳазалар юритганимизда, ҳатто қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектрикда ҳам диполлар тартибсиз жойланганлиги туфайли ташқи электр майдон таъсир этмигунча қутбланиш вектори нолга тенг бўлади, деган эдик. Ахсари-ят диэлектриклар учун ўрилан бўлган бу ҳол сегнетоэлектриклар деб аталувчи моддалар гуруҳаси учун истиснодир. Бу гуруҳанинг биринчи кимси — сегнет тузидир, шунинг учун ҳам бу гуруҳа ҳоддаларини сегнетоэлектриклар деб атаган.

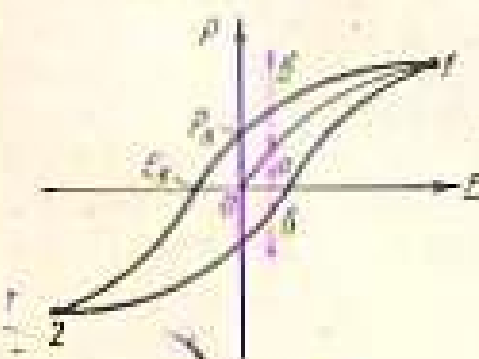
Сегнетоэлектриклар учун характерли бўлган хусусиятлар қуйидагилардан иборат:

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

2. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ташқи майдон куччанганлигига боғлиқ. Шунинг учун қутбланиш вектори P нинг E га боғлиқлиги чизиқли эмас (2.7-рәсмадаги 01 қисми).

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

Сегнетоэлектрикларнинг бу характерли хусусиятлари уларда доменлар деб аталувчи екинган (ёз-ўзганди) қутбланиш соҳалари мавжудлиги билан тушунирилади. Ташқи электр майдон таъсир этмигунча ҳам доменлар таркибидagi барча диполлар бир томонга йўналган бўлади. Лекин турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йўналганлиги (ориентациячанатанлиги) учун бир-бирини компенсациялайди. Шунинг учун сегнетоэлектрик тирмак қутбланмаган бўлади. Ташқи электр майдон таъсирда ҳар бир домендаги барча диполлар худди яхлит диполдек майдон йўқалишига ҳос равишда жойланади. Ташқи электр майдоннинг сифор қийматда барча доменлар майдон йўқалишига мосланади, натижада қутбланиш векторининг тўйиниши содир бўлади. Агар электр майдонни камайтириб борсак, P нинг камайиши 162 эгри чизиқ бўйича рўй беради. $E = 0$ да сегнетоэлек-



2.7-рәсма

трикда қутбланиш P_0 га тенг бўлади. Бу қиймат қолдиқ қутбланиш деб аталади. Қолдиқ қутбланишнинг қутбланишнинг бутунлай йўқотиши учун сегнетоэлектрикка тескари йўқалишдаги E_0 майдон таъсир этини керак. Майдоннинг бу қиймати (E_0) *коэрцитива куч* деб аталади. E ни давраий равишда ўзгартирсак, сегнетоэлектрикдаги P нинг ўзгариш графиги *гистерезис сиртмоғи* (162f) деб аталадиган берк эгри чизиқдан иборат бўлади (гистерезис грекча сўз бўлиб, «кечкилик» деган маънони англатади).

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

Бошқача қилаб айтганда, сегнет тузининг 258 К дан 298 К гача бўлган температуралар оралиқдасида сегнетоэлектрикларга ҳос хусусиятлари содир бўлади.

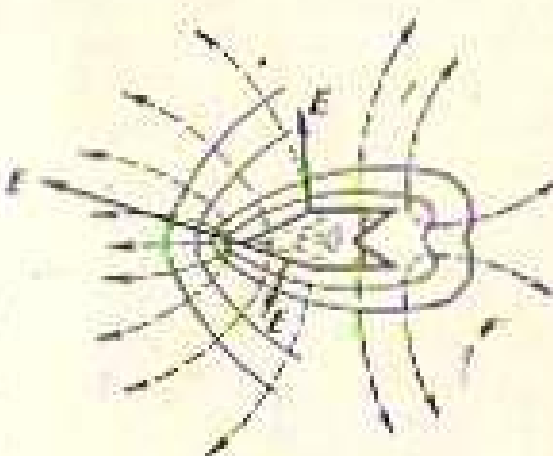
III Б O B

ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ УТКАЗГИЧЛАР

1-§. Утказгичда зарядларнинг тақсимланиши

Аниқло, зарядланган қаттиқ металл ўтказгичларнинг хусусиятлари билан танишайлик. Утказгичларнинг диэлектриклардан асосий фарқи уларда заряд ташувчилар концентрацияси бажарушни эркин электронларнинг мавжудлигидир. Утказгичнинг таркибидagi мусбат ва манфий зарядлар тенг бўлса, бундай ўтказгични *зарядланмаган* дейилади. Зарядланган ўткизгичда эса, зарядланган усулдан қатъи назар, мусбат ва манфий зарядларнинг тенг-лиги бузилган бўлади. Турли шаклдаги металл ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланишини текшириш асосда қуйидаги ҳулосаларга келишимиз (3.1-рәсма):

1. Утказгичлардаги ортоқча заряд унинг ташқи сиртлари бўйлаб шундай тақсимланадиган, бунда ўтказгич ташқи сиртнинг эркин каттироқ бўлган қисмларида зарядларнинг сирт



3.1-рәсма

адианги σ каттароқ ва, акениги, кичикроқ бўлган қисмларда эса кичикроқ бўлади.

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

Юқоридаги хулосаларни бундай тушуниш ҳам бўлади: ўтказгичдаги ортиқча заряд адианги σ айниқса, ўтказгич сиртининг бўртиб чиққан жойларида, учликларида катта қийматларга эга бўлади. Чуккурчалар яқинида эса σ нинг қиймати камийиб бориб, чуккурчанинг ичида нолга тенг бўлади. Шунинг учун ортиқча заряд фақат сферик сирт бўлаётганига тежас тарқалган бўлади.

Ўтказувчи жисмга барор q заряд берилса, бу заряд ичидан қисқа вақт ичида ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланиб бўладики, натижада зарядларнинг мувозанати вужудга келади. Ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда қуйидаги нэртлар бажариланди:

1. Майдон кучланганлигининг қиймати ўтказгич ичидати нуқтааларда нолга тенг ($E = 0$).

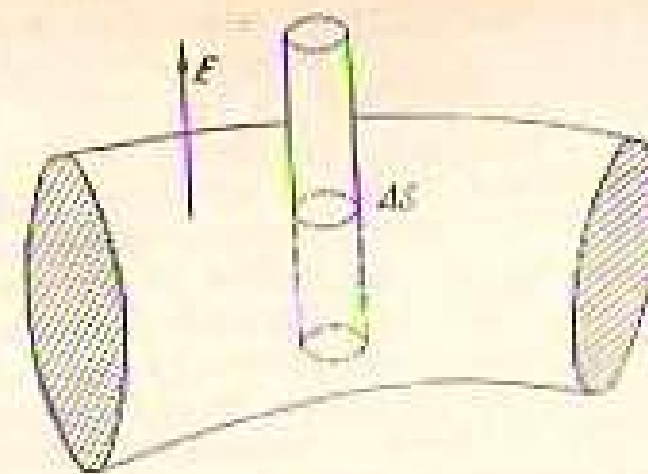
2. Ўтказгичнинг ташқи сиртига яқин иктиёрий нуқтада электр майдон кучланганлик вектори ўтказгич сиртига ўтказганга нормаль бўйлаб бўналган ($E = E_n$).

Кучланганлик векторининг бўналиши ўтказгич сиртига ўтказганга нормальга параллел бўлмаган таъдирда E векторини сиртга перпендикуляр бўлган E_n ва сирт бўйлаб бўналган E_t ташқи этувчиларга ажратилиш мумкин бўларди. E_t ташқирида ўтказгич сиртидаги зарядлар ҳаракатланиб, уларнинг мувозанати бузылган бўларди.

3. Ўтказгичнинг ичидати ва сиртидаги барча нуқтааларнинг потенциаллари бер хил бўлади. Агар ўтказгичдаги турли нуқтааларнинг потенциаллари бер-бирдан фарқ қилса, зарядлар потенциал юқорироқ нуқтадан потенциал пастроқ нуқта томон ҳаракатланилар, натижада ўтказгичнинг зарядлар мувозанати бузылган бўларди.

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

Ўтказгич сирти ичиндаги электр майдон кучланганлиги билан зарядларнинг сирт адианги орасидаги боғланишга тоғайлик. Бунинг учун ўтказгич сиртидан, хаёлий, доғрича шаклдаги ΔS юзани ажратиб олганиз (3.2-расм) ва асослари шу юзанига тенг бўлган, ён томонлари эса ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлган иктиёрий Δl узунликдаги цилиндрнинг шундай ўтказгичлики, бу цилиндрнинг бер қисми ўтказгич ичида, иккинчи қисми эса ўтказгич ташқарида бўлсин.



3.2-расм

Электр индукция векторининг шу цилиндрча сирти орқали оғзанин тоғайлик. E ва D векторлар бер хил бўналгандаги векторлар бўлгани учун D вектор цилиндрнинг ён томонларига параллел. Шунинг учун D векторининг цилиндрча ён томонлари орқали оғзани нолга тенг бўлади. Цилиндрча ён томонлари орқали оғзани нолга тенг бўлади. Цилиндрнинг ўтказгич ичида жойланган асоси орқали оғзани ҳам цилиндрнинг ўтказгич ичида жойланган асоси орқали оғзани $D \Delta S$ нолга тенг, чунки ўтказгич ичида $E = 0$ эди. Демак, D векторининг цилиндрча орқали оғзани фақат цилиндрнинг ўтказгич ташқарида жойланган асоси орқали оғзани $D \Delta S$ га тенг бўлади. Иккинчи томондан, цилиндрча ичида жойланган ўтказгич сиртидаги заряд миқдори $q = \sigma \Delta S$ бўлгани учун Гаусс теоремасига асосан $D \Delta S = \sigma \Delta S$ ёки

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

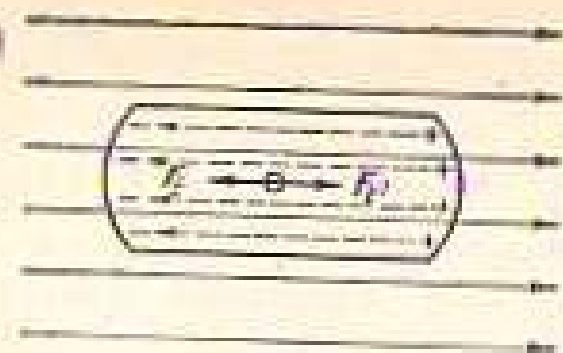
Электр майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги боғланиш $D = \epsilon_0 \epsilon E$ дан фойдаланиб (3.1) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

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

ёки

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

Демак, ўтказгич ташқаридаги ушнинг сиртига яқин бўлган нуқтааларда электр майдон кучланганлиги ўтказгичдаги ортиқча зарядларнинг сирт адианги σ га тўғри пропорционал. Шунинг учун ўтказгичнинг қиррали уйлари яқинида (яъни σ нинг қиймати катта бўлган жойларда) электр майдон кучли бўлади.



3.3-расм

2-§. Электростатик индукция. Ван-де-Граф генератори

Барор металл ўтказгичини кучланганлиги E бўлган электр майдонга олиб кийиланк (3.3-расм). Ўтказгич таркибидagi эркин электронларга майдон томонидан $F_E = -eE$ куч таъсир

қилади. Бу кучнинг йўналиши майдон йўналишига қарама-қарши, чунки электрон манфий зарядли зэррадир. Бу куч таъсирда электрон E га қарши йўналишда силжиди ва ўтказгичнинг чап томонидa ортқиқа манфий заряд, ўнг томонидa эса ортқиқа мусбат заряд вужудга келади. Натижадa ўтказгич ичидa ички электр майдон вужудга келади. Ички электр майдоннинг кучланганлиги E' (E' чинафларини нуқталар билан ифодаланган) ташқи электр майдон кучланганлиги E га қарама-қарши йўналгандир. Шунинг учун ўтказгичнинг ичидagi эркин электронга $F_E' = -eE'$ куч таъсир қилади. F_E ва F_E' кучлар антипараллел. $F_E > F_E'$ тенгсизлик бежарилганда ўтказгичнинг ички четидa қарама-қарши шоралар ортқиқа зарядларнинг тўпланиши дaвом этаверади, бу эса ўз навбатида ички майдоннинг кучланганлиги ва бу майдон томонидан эркин электронга таъсир этаётган F_E' кучнинг ортқиборини сабаб бўлади.

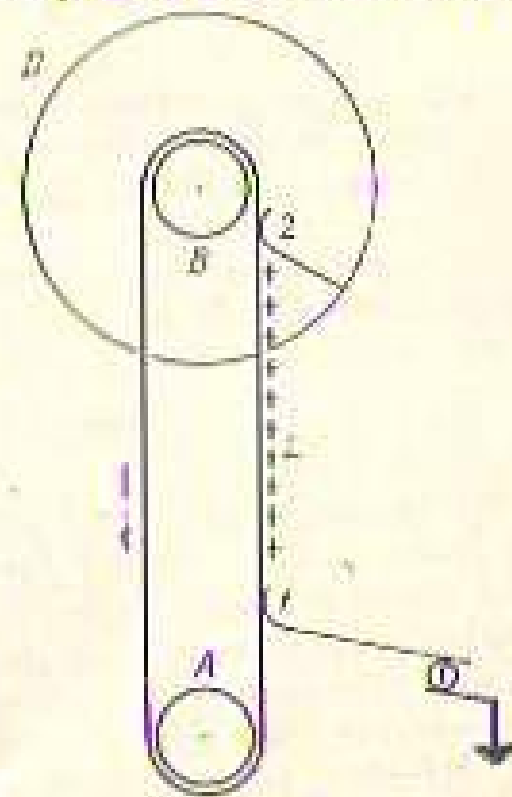
Барор муддатдан сўнг ташқи ва ички майдон кучланганликлари ҳамда мос равишда F_E ва F_E' кучлар тенглашди. Натижадa ўтказгич ичидa натижавий майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, яъни ташқи электр майдонга кийрилганда ўтказгичдa зарядларнинг қайта тақсимланиши тугалланади ва зарядлар мувозанати вужудга келади. Юқоридa қайд қилинган ҳодиса, яъни ташқи электр майдонга кийрилган ўтказгичнинг учларида қарама-қарши шоралар зарядларнинг вужудга келиши электростатик индукция ҳодисаси дейилади. Вужудга келган зарядларни эса индукцияланган зарядлар дейилади. Электростатик индукция ҳодисасини асосий тупунтириш мумкин бўлган қуйидаги мисол билан танишайлик.

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

тарҳида электр майдон мавжуд бўлиб, унинг кучланганлиги Ер сиртига яқин фазо соҳаларида $\sim 130 \frac{B}{m}$ га тенг. Бундай электр майдонда вертикал ҳолатда турган бўйи 1,8 метр бўлган одамнинг боши ва оёғи турган нуқталарининг потенциаллар фарқи 230 В га тенг. У ҳолда олма учун бундай кучланган туфайли «ток уриши» деб аталадиган, одам организмни учун хавфли бўлган ҳодиса соялмайди? Бунинг сабаби — одам организмни ўтказгич эканлигидадир. Электростатик индукция ҳодисаси туфайли Ернинг электр майдонидagi одамнинг сиртга эквипотенциал сирт бўлади, яъни боши ва оёғи жойланган нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келмайди.

Биринчи марта Ван-де-Граф томонидан қурилган учун, олдидa, Ван-де-Граф генератори деб аталадиган электростатик генераторда ички ҳаволи ўтказгичга берилган ортқиқа заряд бу ўтказгичнинг ташқи сирти бўлиб жойланиши ҳодисасини ўз аксини топган. Бу генераторнинг ишлайиш принципини 3.4-расмда кўрсатилган. Барор диэлектрик материалдан исалган L лента икки A ва B роликлар ёрдамида ҳаракатланиб туради (роликлар эса бирор электромотор ёрдамида айлантирилади). Лентанинг бир қисми (B роликдан айланиб ўтаётгани) D металл шар ичига киради. Лентанинг иккинчи ўчи электр машина ёрдамида аяредаланади. Лента ҳаракат жариёида металл шар ичига кийиб боради ва лентадagi заряд тароқ 2 оққали шарга берилади. Бу заряд шу заҳотиёқ шарнинг ташқи сирти бўлиб тақсимланади. Шу тариқа шарга узлуксиз равишда заряд уағтиллаверади.

Шардаги заряд индукциянинг кўпайиши потенциалнинг ортқиқага сабаб бўлади. Шар потенциалининг ортқиқаи шарни ўраб турган ҳавода электр заряди вужудга келиши туфайли оққиб кетадиган заряд миқдори билан оққиб келётган заряд миқдори тенглашгунича дaвом этади. Шундай усул билан шар ва Ер орасида бир неча миллион вольт потенциал



3.4-расм

лар фарсаи вуҷудга келтириш мумкин. Ван-де-Грифф-генератори заряди зарраҳои тасвиршуда кенг қўлаанилади.

3-§. Ўтказгичнинг электр ситими. Конденсаторлар

Бошқа жисмлардан етаранча узоқ жойлашган ўтказгич остиб, унга q заряд бериш мумкин. Бу заряд миқдори ўтказгичнинг сирти бўйлаб унинг шаклига боғлиқ равишда тақсимланади, яъни бу зарядланган ўтказгичда зарядлар мувожазати вуҷудга 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 потенциалы ортади, аяббатта. Таҷрибаларнинг кўрсатишича, ўтказгичдаги заряд миқдори q билан бу заряд туфайли вуҷудга келган ўтказгичнинг потенциалы φ орасида тўғри пропорционал боғланиш мавжуд:

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

Бу ифодадаги C ўтказгичнинг электр ситими деб аталади. U ўтказгичнинг шакли, ўлчамлари ва табиқии шароитлари (масалан, ўтказгични ўраб турган муҳитга) боғлиқ катталикдир. (3.3) ифодадан

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

шаклида ўзгартириб ёзиш мумкин. Бундан электр ситимнинг физик маъносини келиб чиқадиган экканлигини ўтказгичнинг электр ситими шу ўтказгичнинг потенциалини бир бирлигига етириши учун жамъ бўладиган заряд миқдори билан харақтерланувчи физик катталикдир. (3.4) ифодадан фойдаланиб СИ да электр ситимнинг ўлчов бирлигини ҳисоб қилиш мумкин:

$$[C] = \frac{[q]}{[V]} = \Phi.$$

Бу бирлик фарад деб аталади. Демак 1 фарад шундай ўтказгичнинг электр ситими экканки, бу ўтказгичга 1 Кл заряд берилганда унинг потенциалы 1 В га ортади.

Электр ситимнинг ўлчамлиги $[C] = L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$.

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

сигнариувчанлиги ϵ бўлсин. Агар бу шарни ўтказгичга q заряд берилса, унинг потенциалы

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

бўлади. (3.4) ифодадаги φ 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, шарни ўтказгичнинг электр ситими шарнинг радиусига ва бу шарни ўраб турган муҳитнинг диэлектрик сигнариувчанлигига тўғри пропорционал экан.

(3.6) ифодадан $\epsilon_0 = \frac{C}{4\pi R}$. Шунинг учун электр ситимий $\frac{\Phi}{4\pi}$ зарда ҳам ўлчанлиги.

Нағари ниср эснатган адабиётда электр ситимининг сантиметр (см) деб аталган бирлиги ҳам учрайди. Фарад ва сантиметр орасида қуйидаги муносабат ўринли:

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

Демак, вакуумда жойлашган радиуси $9 \cdot 10^{11}$ см бўлган шарнинг электр ситими 1 Ф бўлар экан. Ер шарининг радиуси $6,4 \cdot 10^8$ см, яъни Ер шарининг ситими $0,7 \cdot 10^{-4}$ Ф га тенг. Шунинг учун, одатда электр ситимларни фараднинг ўлчамларида ифода қилиш:

$$\begin{aligned} 1 \text{ микрофарад (мкФ)} &= 10^{-6} \Phi \\ 1 \text{ нанофарад (нФ)} &= 10^{-9} \Phi \\ 1 \text{ пикофарад (пФ)} &= 10^{-12} \Phi. \end{aligned}$$

Энди бир-биридан диэлектрик билан ажратилган, шарларни қарама-қарши, тенг миқдорлари тенг заряд (q) билан зарядланган икки жамъ параллел пластинкадан иборат системани кўрайлик (3.5-расм). Бундай қурулма электротехникада кенг қўлаанидиган жамъ конденсаторлар.

Таҷрибаларнинг кўрсатишича, конденсаторнинг электр ситими унинг қоллаҳаси (конденсатор пластинкасининг қоллаҳаси деб ҳам аталади) даги заряд миқдорининг қоллаҳаси орасидаги потенциаллар фарқида бўлган нисбатига тенг, яъни

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



Бошқача қилиб айтганда, конденсаторнинг электр сигими унинг қопламалари орасидаги потенциаллар фарқини бир birlikка ошириш учун зарур бўлган электр заряд билан характерланувчи kattalikдир. Техникада энг кўп қўлланиладиган конденсаторлар ясси конденсаторлардир. Унинг қопламалари ясси пластинкалардан iborat. Конденсатор қопламаларининг ўлчамлари бу қопламалар орасидаги масофа (d) га нисбатан анча катта бўлиши керак. Бу шарт bajarилганда вужудга келадиган электр майдон фақат қопламалар орасида мутасаммалашган бўлади (чунки қарима-қарин инерали, лекин миқдоран тенг зарядларга эга бўлган икки ясси параллел текислик тешқарисидagi электр майдон кучланганлиги нолга тенг эди) ва бу майдонни бир жинсли майдон дейиш мумкин. У ҳолда конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқи $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ ва қопламалар орасида вужудга келган бир жинсли майдон кучланганлиги E орасида қуйидаги муносабат ўринлидир:

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

Иккинчи томондан, қопламалар орасидаги майдон кучланганлиги

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

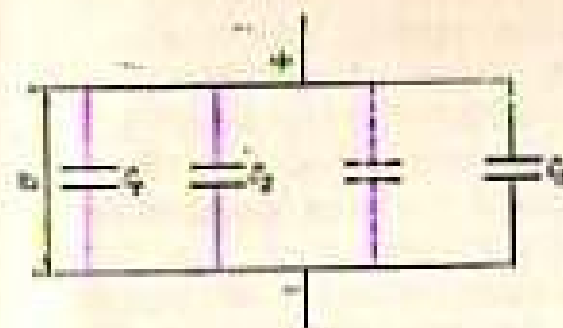
Бу ifодада S — қопламанинг юзи, σ — қопламадаги заряднинг сирт zichлиги, ϵ — қопламалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. (3.10) ни фойдаланиб, (3.9) ни қуйидагича ёзамиз:

$$U = \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon S}, \quad (3.11)$$

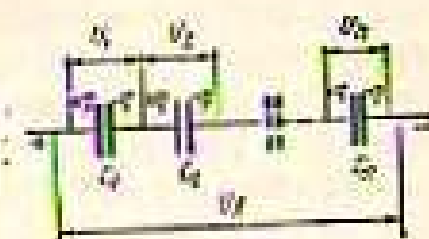
U нинг бу қийматини (3.8) ifодага қўйиб, ясси конденсаторнинг электр сигимини толамиз:

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

Бу ifодадан ясси конденсаторнинг электр сигими каттароқ бўлиши учун, қопламаларининг юзини каттароқ олиш, қопламаларни мумкин қадар яқинроқ жойлаштириш ва қопламалар орасига диэлектрик сингдирувчанлиги каттароқ бўлган диэлектрик жойлаштириш лозим, деган хулосага келишимиз. Қопламалар орасидаги диэлектрик инкифти пайфидани бажаради. Биринчидан, диэлектрик қўтбланади ва хусусий электр майдон вужудга келтиради. Шунинг учун қоплама-



3.6- расм



3.7- расм

лар орасидаги электр майдон сустаяди. Натijasиний майдоннинг сустайиши эса ўз навбатида қопламалар орасидаги потенциаллар фарқини камайтиради (чунки $U = E \cdot d$) ва конденсаторнинг электр сигимининг сипишга сабаб бўлади. Иккинчидан, диэлектрик зарядларни бир қопламада иккинчисига ўтишга тўсқинлик қилади, яъни ўзининг изоляция хусусиятларини намойиш қилади. Лекин конденсаторларда қўлланиладиган диэлектриклар учун шундай бир чегаравий кучланиш мавжудки, агар конденсатор қопламалари бу чегаравий қийматдан орттиқ кучланишгача зарядланса, бир қопламадаги заряд диэлектрикни тешиб иккинчи қопламага ўтиши мумкин, яъни конденсаторнинг диэлектрик oққали ра зарядланиши кузатилади. Бундай конденсаторни бошиқа шилатиб бўлмайди.

Баъзан керакли электр сигимни ҳосил қилиш мақсадида бир неча конденсаторларни бир-бирига улашади, яъни конденсаторлар батареяси ҳосил қилинади. Барча улашилларини параллел ва кетма-кет улашилларга бўлиш мумкин.

Конденсаторлар параллел уланганда (3.6-расм) барча конденсаторлардаги кучланишнинг қиймати (U) бир xил, лекин батареянинг умумий заряди (q_0) эводини конденсаторлардаги зарядлар (q_i) нинг йиғиндисига тенг:

$$q_0 = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i. \quad (3.13)$$

Бу ifодадан фойдаланиб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг умумий сигимини толамиз:

$$C_0 = \frac{q_0}{U} = \sum C_i. \quad (3.14)$$

Конденсаторлар кетма-кет уланганда (3.7-расм) эводини 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 сым оралиги туташтирилган) мос равишда $-q$ ва $+q$ индукцион зарядлар вужудга келади. Иккинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида $+q$ заряднинг мавжудлиги ўз натижасида иккинчи конденсаторнинг иккинчи қопламаси ва учинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида (яъни 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 сийимига боғлиқ, яъни

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

Батарейанинг 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 ифода ни қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

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

(3.17) нинг чап томонидаги ифода конденсаторлар батареяси электр сийимининг тескари қиймати дур. Ҳажватан:

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

Шунинг учун (3.17) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

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

4 §. Электростатик майдон энергияси

Заряди q , сийими C , потенциални φ бўлган ўтказгич сиртига текисликдан dq зарядни кўчариш учун мазкур зарядланган ўтказгич атрофидаги фазо соҳасида мавжуд бўлган электр майдон кучларига қарши

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

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

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

Бу ифода ўтказгич потенциалини $d\varphi$ қадар ортириш учун бажарилиши лозим бўлган ишни ифода қилади. Зарядланган (яъни потенциални ноль бўлган) ўтказгич потенциалини φ га етказиш учун бажарилиши керак бўладиган иш эса қуйидаги интегрални ёрдамида аниқлабмиз:

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

Зарядланган ўтказгич энергияси шу ўтказгични зарядлаш учун бажарилидиган иш билан аниқланади. Zero, зарядланган ўтказгич энергиясини қуйидагича ифода қилиш мумкин:

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

Зарядланган конденсатор энергиясини тоғиш учун қуйидагича мувоҳаза юритамиз. Конденсаторни зарядлаш деганда унинг бир қопламасидан q зарядни иккинчи қопламасига кўчариш тушунилади. Натижада эркин электронларнинг йўқотган қоплама мусбат зарядланиб қолади. Иккинчи қопламада эса эркин электронлар ортққа, шунинг учун у манфий зарядланган бўлади. Зарядланган конденсатор қопламалари орасида U кучланиш мавжуд бўлган ҳолда бир қопламидан иккинчи қопламга dq зарядни кўчаришда бажаришган иш

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

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

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

Мазкур ифодани интегралласак, зарядланмаган (яъни $U = 0$ бўлган) конденсаторни зарядлаш (яъни унинг қопламалари орасида U кучланиш вужудга келтириш) учун бажарилидиган иш (яъни зарядланган конденсатор энергиясини) тоғиш бўлавики:

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

(3.22) ва (3.25) ифодалар билан аниқланувчи зарядланган ўтказгич ва зарядланган конденсатор энергияси ўтказгичдаги ёки конденсатор қопламаларидаги зарядлар энергиясини ёхуд мазкур зарядлар туфайли вужудга келган электростатик майдон энергиясини? Ассало, шунинг қайд қилайликки, элек-

тростатик майдон ва унинг манбаи — қўзғалмас электр зарядлар бир-бири билан узун бўлиқ. Бошқача айтганда, қўзғалмас электр заряд атрофидаги фазо соҳасида электростатик майдон вужудга келади ёки электростатик майдон мавжуд бўлса, ушунинг вужудга келтирилган қўзғалмас электр заряд ҳам мавжуддир. Шунинг жани, қўзғалмас электр заряд ва электростатик майдонни бир-биридан ажратган ҳолда тасаввур этиб бўлмайди. Шунинг учун электростатикага оид баъзиларига таъинган ҳолда юқоридаги саволга узил-кўсил жавоб бера оламиз. Кейинчалик, электромагнит майдон билан тапширма. Электромагнит майдоннинг фазода электромагнит тўлқинлар тарқиди тарқидини ва бу тўлқинлар билан биргаликда энергиянинг қўшни электромагнит майдоннинг энергияга ағалигини кўрсатади. Зеро, юқорида қайд қилинган энергиялар ((3.22) ва (3.25) ифода) ва қў электростатик майдонлар энергиясидир, деб ҳисоблашганимиз мумкин.

Яси конденсаторнинг электр ситими $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ ва унинг қопламалари орасидаги қўшаниш $U = E d$ эканлигини фойдаланиб яси конденсатор қопламалари орасида муҳасамматини электростатик майдон энергияси (W_s) илалашувчи (3.25) ифодани қўидагича ёзи оламиз:

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

Қопламалар орасидаги ҳажм $V = S \cdot d$. Шунинг учун (3.26) ифода V ҳажмдаги электр майдон энергиясини харахтерлайди. Агар (3.26) ифодани V га бўлсак, бирлик ҳажмга тўғри келувчи электр майдон энергиясини тонамиз. Бу натижа электр майдон энергиясининг ағалиги дейиладди:

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

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

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

бўлади. Электр индукция (D) ва қўбланиш (P) векторлари орасида $D = \epsilon_0 E + P$ бўлишини мавжуд эди. Шунинг учун

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

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

энергия ағалигини, $\frac{EP}{2}$ ҳад эса диэлектрик муҳитининг бирлик ҳажмининг қўбланиш учун сарфланадиган энергияни харахтерлайди.

Конденсатор пластинкалари орасидаги майдон бир жиислидир. Шунинг учун бу майдон энергиясининг ағалиги ҳам майдоннинг турли соҳаларида доимий қўидагича эа. Электростатик майдон ағалиданган ўтказгич туфайли вужудга келган ҳолда эса майдоннинг турли соҳаларида энергия ағалиги ҳам турлича, чунки заряддан узоқ бўлаган соҳаларда майдон кучсироқ, кўчироқ бўлаган соҳаларда эа майдон кучсироқ да.

5-§. Пондеромотор кучлар. Ҳзаро таъсир назариялари

Яси яси конденсатор нисолга қайтайлик. Конденсатор пластинкаларидаги зарядларнинг нисоллари қарама-қарши бўлагалиги учун бу пластинкалар бир-бирига тортилади. Зарядланган диэлектрик жиислар орасида вужудга келувчи бундай механик кучлар пондеромотор кучлар (F_n) деб аталади. Пондеромотор кучлар нисолда конденсатор пластинкалари Δd нисолга нисоланса, бунда бажарилган иш

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

га тенг бўлади. Бу иш электростатик майдон энергиясининг қўидагича ҳисобга бажарилган. Шунинг учун

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

Яси конденсатор орасидаги электростатик майдон энергияси эа ($q = \text{const}$ ҳол учун), (3.25) ва (3.12) ифодалар асосида

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

бўлади. Бундан электростатик майдон энергияси қўидагича ағалигини

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

га тенг.

(3.30) ва (3.31) ларни солиштириб, қўидагича формулани ҳисоб қиламиз:

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

Бу ифодадаги минус ишораси F_n куч тортишни характерига аълоғина, нани қопламалар орасидаги d масофани қай-райтиришга интиқилини аниқлатади.

Демак, зарядланган жисм конденсатор пластинкалари бир-бири билан пластинкалардаги зарядлар оғиш кучини σ нани қад-ратига пропорционал бўлган куч билан ўзаро таъсирланади.

«Таъсирланади», «таъсирлануви» сўзларидан кўп фойдалани-дик, лекин таъсирлануви нани ўзи нани?

Зарядланган жисмларнинг таъсирлануви (Кулон қонуни), умуман ҳар қандай жисмларнинг таъсирлануви (бутун олам тортишиш қонуни) тўғрисидаги қонуналар таъсирлануви куч-ларнинг математик ифодаси тоғида. Таъсирлануви нани табиати тўғрисидаги мулоҳазалар эса кейинчалик ривожланади. Бу мулоҳазалар асосида қийинлиги икки назарни яратилади.

Иккинчи назар назарияга асосан, икки жисм орасидаги ўзаро таъсир бу жисмлар орасидаги моддий муҳит орқали ўтилади. Масалан, ҳаракатланаётган автомобилни ҳайдагчи тўхтагани жўрдада тормоз иккалик босади. Наттижада тинчларак диккага ярағ ҳалқасимон пластинканинг тегиши туфайли тормозлашни вужудга келади. Бу миколда тормоз педалига берилган таъсир ярим ҳалқасимон пластинкага най-чалар орқали оқуви суяқлик ёрдамида ўзатилади.

Демак, ақини таъсир назарияга асосан, жисм бевоқифа моддий муҳитга таъсир қилади. Бу муҳит эса иккинчи жисмга таъсир кўрсатади.

Лекин зарядланган конденсатор пластинкалари орасида вакуум бўлганда ҳам конденсатор кучлар нани бўлади-ку! Самовий жисмлар орасида ўзаро тортишиш, бу жисмлар ор-алини ҳавосиз фано бўлишига қарамай, мавжуд-ку! Бунга қандай тушунмоқ керак?

Бу муаммо асосдан таъсир назариясини вужудга келатишга сабабчи бўлади. Бу назарияга асосан, таъсир бир жисмдан ик-кинчи жисмга улар оралида ҳеч қандай муҳит бўлмаганди ҳам бир оғида ўзатилади.

Фанининг ривожланиши оғида таъсир тўғрисидаги фикр асосини эквивалентни кўрсатади. Майдонлар тўғрисидаги таъсир-нурларни фанга қаритилиши иккинчи таъсир қилиш назария-си тоғида кескин бурилиш илади. Бу тасаввурларга асосан, бутун олам тортишиш қонунида аке этган, икки жисм ор-алидаги таъсирлануви ўзатуви майдонни тортишиш майдонни дейилади. Кулон қонунида ўз аксини тоғида, бир қўзғалғач электр заряднинг иккинчи қўзғалғач электр зарядга таъсир-ини ўзатуви хайдоғи электростатик майдон билан эса од-дийлигида электр майдон деб аталади.

Юдорида электростатик майдон энергияга билан танишдик. Бу эса ўз нанибатида электростатик майдон — объектни бор-лиқ аниқлиғини тасдиқловчи далиллардан биридир. Ахир йўқ нарсани энергияга эса бўла олмади-да!

IV БОБ

ЭЛЕКТР ТОКНИНГ ҚОНУНЛАРИ

1-§. Электр ток ва унинг асосий характеристикалари

Электр ток деганда зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракати тушунилади. «Тоғи сўзини ўзбек тилига айна-таржимаи оғида» дик. Демак, электр ток — электр заряд-ларнинг оқимидир. Электр токнинг асосий белгиси — ҳара-катдаги зарядлар туфайли пайда бўлувчи магнит майдоннинг мавжудлиғидир. Бундан ташқари электр ток модда орқали ўтганда иссиқлик, оптик ва химиявий ҳодисалар кузатилади.

Ўткирилчилардаги электр токни қимматлилик ток деб аталади. Лекин электр токни бундай тор мазмода тушуниш керак эмас. Масалан, бирор зарядланган жисм фазонинг бир нуқтисидаги наничи нуқтасига қўйрилиётган бўлсин. Бу жисм билан биргаликда ундаги заряд ҳам фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтаси тоғида ҳаракат қилади. Демак, электр ток вужудга келади. Лекин бу ток зарядланган жисмнинг ҳаракати билан боғлиқ. Бундай токни бонга тур-даги тиклардан фарқ қилиш жўрдада қимматлилик ток деб аталади.

Электр токнинг йўналиши сифатида муқабил зарядлар-нинг тартибли ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Электр токни характерловчи асосий катталиқ — ток кучидир. Куза-тилиётган бирор S кўз орқали ўтуви электр токнинг кучи деганда, шу кўз орқали берилган вақт иккада ўтаётган заряд миқдори билан характерланувчи оқимлар катталиқ тушунилади. Асар кузатилаётган кўз 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 ўз-гармаси, бундай токни ўзгармас ток дейилади. Заряд та-шурилчиларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган биринчи нанига мос келуви ток кучига ток эквивалент деб ата-лади:

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

Ток зичлиги мусбат ток ташувчиларнинг тартибдан ҳаракати йўналишидаги вектор қатъалик бўлиб, унинг миқдори ток йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юз орқали бирлик вақтда оқиб ўтувчи заряд миқдори билан характерланади. Агар ток иккида ишорали зарядларнинг тартибдан ҳаракати туфайли вужудга келмаётган 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 сон), u^+ ва u^- эса уларнинг тартибдан ҳаракатидаги ўртача тезликлари.

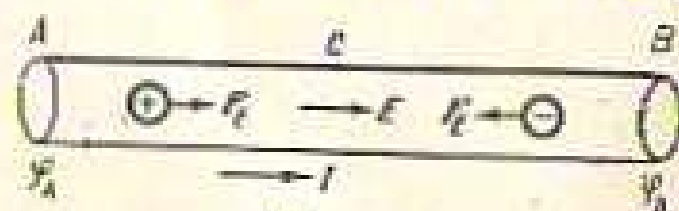
СИ да ток кучининг ўлчиш бирлиги — ампер (А) бўлиб, у асосий бирлик сифатида қабул қилинган. Бу бирлик тўғрисида тоқларнинг ўзаро таъсири билан таъинланган тўхта-ламин.

Ток зичлиги бирлиги — ампер тақдирга метр кўларат (A/m^2) бўлиб, у кучи 1 А бўлган ампер ток ўтказгичининг 1 m^2 кўндалиги кескми бўйича тежис тақсимланган ҳолидаги ток зичлигини ифодалайди.

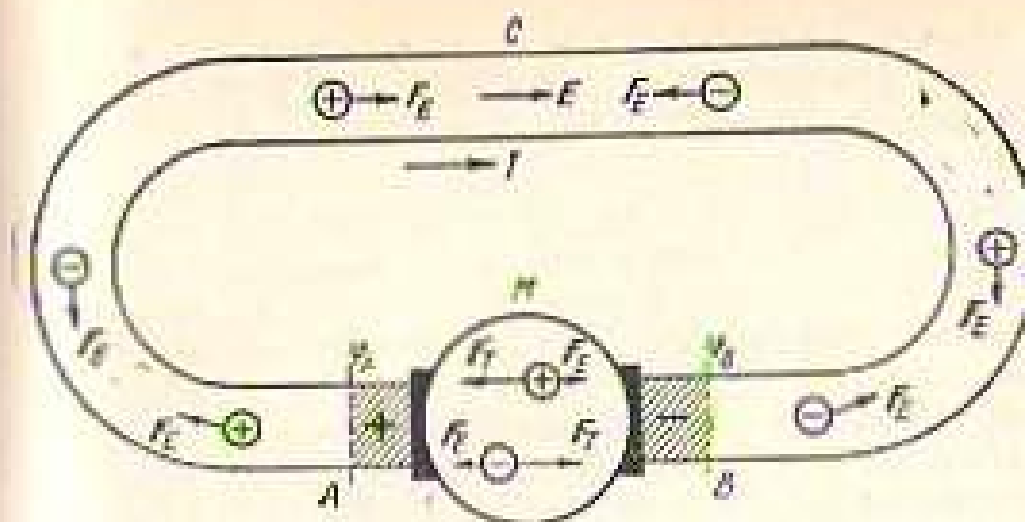
Электр ток зичлигининг ўлчамлиги — $L^{-2} I$.

2-§. Электр юритувчи куч ва кучланиш

Бирор ўтказгичнинг (4.1-расм) A унда ортинча мусбат заряд, B унда эса ортинча манфий заряд мажжуд бўлса, бу ўтказгич бўйлаб унинг потенциаллари кўчирок (φ_A) қисмидан потенциаллари кўчирок (φ_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 тартибдан ҳаракатга келади, яъни ўтказгич бўйлаб электр ток ўтади. Натижада қарам-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 ушбу равишда электр ток мажжуд бўлиши учун бу ўтказгични ўз ичига олган берк занжирда



4.1-расм



4.2-расм

шундай мажжус қурилма (4.2-расм) M деб белгиланган илабб турини керакки, бу қурилма мушталам равишда қарам-қарши ишорали зарядларни ажратиб турини ва ўтказгичнинг A учини мусбат заряд билан, B учини эса манфий заряд билан дегисий равишда таъминлаб турини керак. Натижада, ўтказгич учларида ҳар дегис потенциаллар фарқи мажжуд бўлиб, ушбу равишда электр ток вужудга келишига шарт яратилган бўлади. Бундай қурилмани электр токнинг мажжус дейилади. Ток манбаида зарядларнинг ажратилиши 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 ажратиб ва қўяриши учун ташқи кучлар бажарган иш ток манбаи энергиясининг сифатлиги ҳисобига (масалан, генератор роторин айлантириши учун сарф бўлаётган механик иш ҳисобига ёки аккумулятор ва гальваник элементларда электродларнинг электролитларда эриши жараёнида ажралаб чиқадиган энергия ҳисобига ва ҳоказо) содир бўлади.

Демак, берк занжирнинг BMA қисмида, яъни ток манбаи (M) иши ишда бошқа турдаги (масалан, механик ёки химиявий) энергиялар ҳисобига электр энергия олинади. Занжирнинг ACB қисмида эса электр энергия сарфланади, яъни бошқа турдаги энергияга айланади. Берк занжирда зарядга ҳам ташқи кучлар, ҳам электр майдон кучлари таъсир этади. Аммо электр майдоннинг q зарядни берк занжир бўйлаб қўяришида бажарган умумий иш нолга тенг. Шунинг учун берк занжирда бажарилган умумий иш фарқ

танці кучлар манбанын энергияси ҳисобиға ток манбаи ичида содир бўлади. 4.2-расидаги берк занжир бўйлаб q зарядин кўчиришда танқи кучлар A , иш бажарган бўлса, у ҳолда

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

китталик ток манбанын электр юригувчи кучи дейилади. Бояқча қилиб айтганда, ток манбанын электр юригувчи кучи танқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядини манбаиға ўз ичига олган берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарилган иш билан характерланади. (4.4) ифодадан электр юригувчи куч (яъне ЭОҚ) потенциал ўлчов бирликларида ўлчилади, деган ҳудосига келамиз, чунки потенциал ҳам бирлик зарядин кўчиришда бажарилган иш билан характерланади.

Демак, СИ да ЭОҚ берлиги қилиб вольт (В) қабул қилинади: 1 В — шундай ток манбанын электр юригувчи кучи (ЭОҚ) ки, бу манбаи ўз ичига олган берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядин кўчиришда 1 Ж иш бажарилди. q зарядга таъсир этаётган F_z танқи кучини

$$F_z = qE_z \quad (4.5)$$

кўчиришда ифодалиш мумкин. Бунда E_z бастин танқи кучлар майдонининг кучланганлиги белгиланди. У ҳолда q зарядин берк занжир бўйлаб кўчиришда танқи кучлар бажарган иш

$$A_z = \oint F_z dl = q \oint E_z dl$$

бўлади. Шунинг учун (4.4) ифодаға асосланиб

$$\mathcal{E} = \frac{A_z}{q} = \oint E_z dl \quad (4.6)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Демак, берк занжирда таъсир этувчи ЭОҚ ни танқи кучлар майдонини кучланганлиги векторининг паржуваниниси тарзда ифодалиш мумкин.

Агар занжирини ушак, яъни ACB ўтказгичини олиб ташлаб ошқ занжир ҳосил қилсак (4.3-расм), танқи кучлар таъсирида BMA қисмда зарядларнинг кўчили туфайли A нуқтада мушбат, B нуқтада эса манфий зарядлар йиғилиб, бу нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудға келади. A ва B нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи зарядларга таъсир этувчи электр ва танқи кучлар тенглангувчи ортиб боради. Бу кучлар тенгланганда $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ максимал қийматта

эрилади. Ошқ занжирдаги ток манбанын ЭОҚ манбанын кутбларидаги потенциаллар фарқиға тенг:

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



4.3-расм

Экин кучларини тушунчан билан танишамиз. Электростатикада A ва B нуқталар орасидаги кучларини дегинда A ва B нуқталардан электр майдон потенциалларининг фарқи тушунилар эди. Занжирнинг BMA қисмдаги кучланганлиги тушунин ёки оддийгина кучларини (U_{AB}) дегинда Кулон (электр) кучлари ва танқи кучлар, яъни $F_k + F_z = q(E + E_z)$ таъсирида бирлик мусбат зарядин занжир бўйлаб A нуқтадан B нуқтаға кўчирилса бажарилган ишм бўлаётган иш билан характерланувчи физик китталик тушуниланди:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left(\int_A^B F_k dl + \int_A^B F_z dl \right) = \int_A^B E dl + \int_A^B E_z dl.$$

Кулон кучлари таъсирида бирлик мусбат зарядин A дан B га кўчиришда бажариландисан иш A ва B нуқталар потенциалларининг фарқи $\varphi_A - \varphi_B$ га тенг. Танқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядин занжирининг текширилётган қисмида кўчиришда бажарилган иш занжирининг шу қисмидаги манбанын электр юригувчи кучи $\mathcal{E}_{AB}$ га тенг. Шунинг учун

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

Демак, занжирининг текширилётган қисмида ЭОҚ таъсир этмайдиган хусусий ҳолда (яъни $\mathcal{E}_{AB} = 0$ бўлганда)

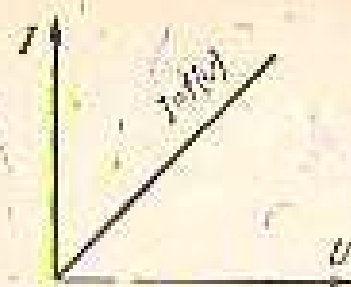
$$U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$$

бўлади.

Кучларини ҳам, худди ЭОҚ каби, потенциалнинг бирликларида, яъни вольт (В) да ўлчилади.

3-§. Ом қонуни

Ом қонуни занжирининг бир қисмидаги ўтаётган ток кучини шу қисмининг учларидаги кучланганлиги боғлиқлигини ифодалайди. Агар занжирининг текширилётган қисмида ЭОҚ таъсир этмаса занжирининг бир жиқли қисми билан, аксинча, ЭОҚ таъсир этса занжирининг бир жиқли бўлмаган қисми билан иш тутаетган бўламиз. Ом қонуни тажрибалар асосида кишир этилган қонунлар. Унинг тўғрилиги кўпинча тажри-



балар жессида неботланди. Бу қонун-
нинг маънати қуйидагидан иборат: бир
экинчи металл ўтказгич орқали ўтаёт-
ган электр тоқнинг кучи ушбу ўтказ-
гичнинг учларидаги қучлашнинг тўғри
пропорционал:

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

Ток кучининг кучланишига боғлиқлик $I = I(U)$ графиги металл ўтказкичлар учун (4.4-расм) координата босхидан ўтувчи тўғри чизикдан иборат бўлар экан. Бу тўғри чизикнинг U ўқи билан ҳосил қиёган бурчаги (4.9) ифодалаги R га боғлиқ. R — ўтказкичнинг электр қаршилиги, у зарядларнинг тартибсиз ҳаракатига ўтказкич кўрсатадиган қаршиликни ҳарактерлайди. Ўтказкич қаршилигининг бирлигини (4.9) ифодадан фойдаланиб топиш мумкин: шунинг учундаги кучланиш 1 В бўлганда 1 А тоқ ўтадиган ўтказкичнинг электр қаршилиги бирлик сифатида қабул қилинган ва унга 1 Ом деган ном берилган.

Электр қаршылықка тескари бұлган $\frac{1}{R}$ катталикин электр ўтказувчанлик деб аталади, унинг ўлчов бирлиги сиенс (См): 1 См — электр қаршылиги 1 Ом бўлган ўтказувчанлигидир.

Электр қарынлиқининг ұлчамлығы — $L^2 MT^{-3} I^{-2}$, электр ұтказуучанлықынанки эса $L^{-2} M^{-1} T^3 I^2$ бөладн.

Ўтказгичнинг қаршилиғи унинг ўлчамларига ва текли тузиллигига боғлиқ катталик. Агар ўтказгич цилиндрсимон шаклда бўлса, унинг қаршилиғи узунлиги l га тўғри ва кўندаланган қесими S га тесқари пропорционал:

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

бу ерда ρ — ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилиги. У ўтказгич материаллининг ички хусусиятларига ва ташқи шароитларга боғлиқ. Солиштирма электр қаршиликка тес-карли бўлган.

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

катталыкни ўтказгычнинг солиштирма электр ўтказувчанлыгига
деб аталади.

Солнитирма электр қаршылыкның ұлжса бирлиги — Омметр (Ом·м): 1 Ом·м — кўндазаныт кесими 1 м², узунлиги 1 м булганда 1 Ом электр қаршылыкка эга буладиган ұтказғының солнитирма электр қаршылыгыдир. Солнитирма электр ұтказуычанлыкның ұлжса бирлиги сисмен тақсым метр (См/м): 1 См/м — кўндазаныт кесими 1 м², узунлиги 1 м булганда 1 См электр ұтказуычанлыкка эга буладиган ұтказғының солнитирма электр ұтказуычанлыгыдир.

Соединяя же элементарные уравнения, получим для L и T соотношения

Нагари наипр этилган адабиётда солиштирма электр қаршиликнинг Ом-килжиметр квадрат тақсим метр (Ом·мм²/м) деб аталган бирлиги ҳам учрайди:

$$\left| \frac{O_M - M_{\text{NS}}}{M} \right| = 10^{-9} \cdot O_M \cdot M.$$

Бу бериққан азизда фойдаланилмайдми.

Утқынч қаршының температурасы 300⁰ К-ға дейін қайта қайып болуының бәрінен қорқарды.

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

бундаги R_0 ва R — мос равишда 0°C ва $t^\circ\text{C}$ ва температуралардаги қаршиликнинг қийматлари; α — қаршиликнинг температура коэфффициенти, у $1/\text{K}$ га иситилганда ўтказиш қаршилигининг нисбий ўзгаришига миқдоран тенг катталиқ, соф металллар учун $\alpha \approx \frac{1}{273}$ град $^{-1}$. Термодинамик темпера-

$$R = \alpha R_s T, \quad (4.13)$$

Электр занжир ўзаро уланган бир неча қаршиликлардан иборат бўлиши мумкин. Электр занжирнинг $R_1, R_2, R_3, \dots$ қаршиликлар кетма-кет уланган қисмининг умумий қарши-
лиги $(R_1 \times \dots)$ айрақ қаршиликлар йиғиндисига тенг бўлади:

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

Қариндешлікleri $R_1, R_2, R_3, \dots$ бўлган ўтказишларни параллел узини тузайди вужудда келган занжир қисмининг умумий қариндешлигига тесқари миқдор айрим қариндешліклерга тесқари бўлган миқдорлар йиғиндисиғига тенг:

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

Таблиця, R_{Σ} ініт кріматі айрім қаршылықтарның әк қығғыдан ҳам қығғык бұлады.

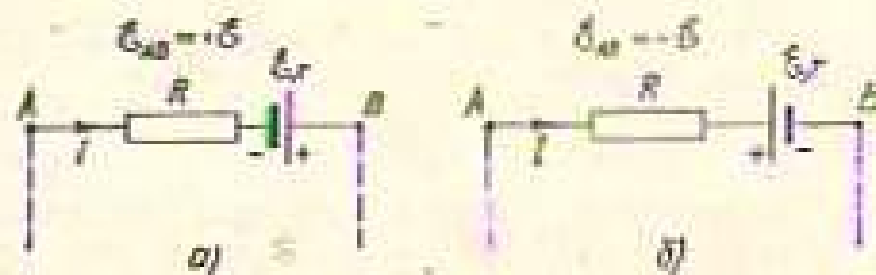
Әнді, занжирның бір жиселі бұлмағын қисмн учун Ом қонунн билин танытпайлық. Бу ҳалда кучылығы $\mathcal{E}_{AB}$ (4.8) ифода бұйығы анықланад. Бундан тапқарн, занжирның умумий электр қаршылығы (R_{Σ}) ни ҳисоблаётганда ток майбаноннн ички қаршылығы r ни ҳам ҳисобга олиш керек. Натикада занжирның бір жиселі бұлмағын қисмн учун Ом қонунн қуйыдағы кўринишда ифодаланады:

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

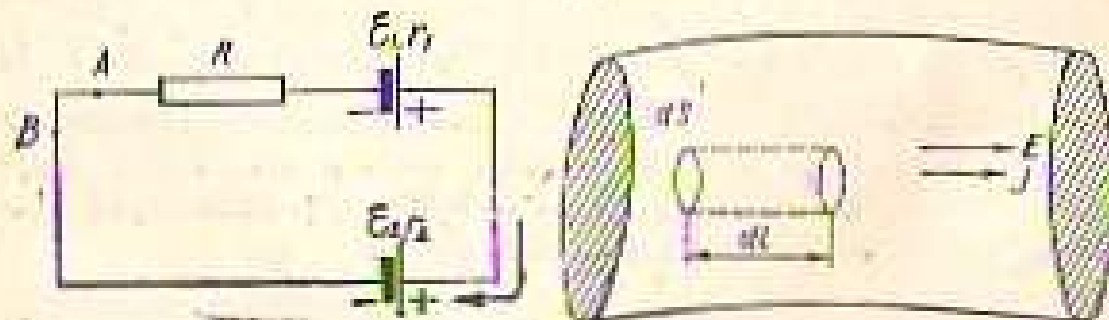
Мазкур ифодада I ва $\mathcal{E}_{AB}$ алгебраик катталықлар эканлығын назарда тутыпсыз керек. Текширалаётган занжир қисмнда $\varphi_A > \varphi_B$ бұласн (4.5-расм). У ҳалда токның A дан B томон йўналышыни мусбат деб, B дан A томон йўналышыни эса манфий деб қабул қыламыз. Шунга ўхшаш $A \rightarrow B$ йўналишда таъсир этувчи ЭЮК ни мусбат, $B \rightarrow A$ йўналишдагыни эса манфий деб оламыз. (4.16) ни, одатда, Омнинг умумлашган қонунн деб ҳам атады, чунки уни электр занжирның икитерий қисмн учун қўлалш мумкин.

1. Занжирның текширалаётган қисмнда ток манбақ бұлмаган ($\mathcal{E}_{AB} = 0$) ҳалда (4.16) занжирның бір жиселі қисмн учун таълауқли (4.9) га айланады.

2. (4.16) ни берк занжир учун қўлалш мақсадиди занжирдағы A нуктаны (4.16-расм) қўятырасдан B нуктаны A нукта



4.5-расм



4.6-расм

4.7-расм

бизни устма-уст тушугучи занжир бұйлаб сурайлық. У ҳалда (4.16) дағы $\varphi_A - \varphi_B$ нолга тенг бұлып, берк занжир учун Ом қонунның ифодасы қуйыдағы кўринишга келады:

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

бундағы $\mathcal{E}$ — берк занжирдағы барча ЭЮК ларның алгебраик йитиндиси, $R + r$ эса занжирдағы умумий қаршылық.

Ом қонунның дифференциал кўринишда ёзаш мумкин. Бунинг учун ўтказгыч ичнда бирор нуктаны танлаб олайлық. Бу нукталарни ток ағылы j ва электр майдон кучланганлығы E бұласн. Бу нукта атрофида асоси dS , ясовачисининг умумянги dL бұлган хаёлий элементор цилиндрни шундай аяратайлықки (4.7-расм), бу цилиндрның ясовачислари j га перпендикуляр бұласн. Бу цилиндрның икки асоси орасыдағы кучлангыч $U = EdL$, асосидан ўтаётган токның кучи

$I = j dS$. Цилиндрның қаршылығы эса $R = \rho \frac{dL}{dS}$. Шунинг учун бу цилиндрда Ом қонуннн қўлаб, қуйыдағы ифоданы ёза оламыз:

$$j dS = \frac{dS}{\rho dL} EdL. \quad (4.18)$$

Агар j ва E векторларының йўналишлари бер хил эканлығын ҳисобга олсак,

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

бұлады. Ўтказгыч материалынинг сомыштырма қаршылығы ρ га тескари бұлган катталықни, яъни $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ни материалынинг сомыштырма электр ўтказуучылығы деб атағандык. Zero (4.19) ифода қуйыдағы кўринишга келады:

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

Бу ифода занжирның бір жиселі қисмн учун Ом қонунның дифференциал кўринишдир. Агар занжирның текширалаётган қисмн бір жиселі бұлмаса, у ҳалда занжирда Кулон кучлари бизни бир қаторда тапқы кучлар ҳам таъсир атыётган бұлады. Шунинг учун занжирның бір жиселі бұлмаган қисмн учун Ом қонунның дифференциал кўринишн қуйыдагыча ёзалады:

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

бундағы E_T — занжирның текширалаётган қисмндағы ток

майдонда таъсир этаётган ташқи кучлар майдонининг кучланганлиги.

4-§. Жоуль — Ленц қонуни

Занжирнинг бир экисла қисмидаги U кучанини туфайли бузқудга келган электр майдон ўтказгичнинг қўндалини кесимидан dt вақт давомида $I dt$ зарядни кўчиради. Электр тоқнинг dt вақт давомида бажарган иши:

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

бўлади. Электр тоқнинг қуввати эса қўндалидаги аниқланади:

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

Электр тоқнинг иши жоуль (Ж) ларда, қуввати эса ватт (Вт) ларда ўлчилади. Лекин, амалда, электр тоқнинг системага оид бўлмаган ватт-соат (Вт·соат) ва киловатт-соат (кВт·соат) деб номланган бирликларида 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 тоқ қўзғалмас металл ўтказгичдан ўтаётган ҳолда тоқнинг бажарган барча иши шу ўтказгичнинг ички энергиясининг ортишига, яъни иссиқлик энергиясига айланади. Жоуль ва Ленц аниқлаган қонунга асосан, ўтказгичда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ўтказгичнинг қаршилик-ига, тоқ кучининг квадратига ва вақтга пропорционал, яъни:

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

Бу қонунидан фойдаланиб, 4.7-расуда фойдаланган элементар шпиндрда dt вақтда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдорини тоқайлик:

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

Агар $dt \cdot dS = dV$ — шпиндрнинг ҳажми эканлигини ҳисобга олган,

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

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

вақтда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини характерловчи катталикни тоқайлик. Бу катталик тоқ иссиқлик қувватининг *қисми* деб аталади:

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2. \quad (4.26)$$

(4.19) ва (4.20) ифодалардан фойдаланиб (4.26) ни қўнда-
лиш ҳам ёзиш мумкин:

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

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўрини-
шидир.

5-§. Кирхгоф қондалари

Кирхгоф қондалари тармоқланган мураккаб занжир қисм-
ларини ҳисоблашда қўлланилади.

Электр занжирининг камида учта ўтказгич туташган нуқ-
таи *муҳим дейилади*. Одатда, туғунга келаятган тоқларни
муқбат шпора билан, кетувчи тоқларни эса маъфий шпора
билан олилади. Кирхгофнинг биринчи қондасига асосан, *ту-
ғунда ўйнашувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга
тенг* ёки *туғунга келувчи тоқларнинг арифметик йиғин-
диси туғундан кетувчи тоқларнинг арифметик йиғинди-
сига тенг* бўлади.

4.8-расмдаги электр туғун учун Кирхгофнинг биринчи
қондаси қўндалини кўринишда ёзилади:

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

ёки

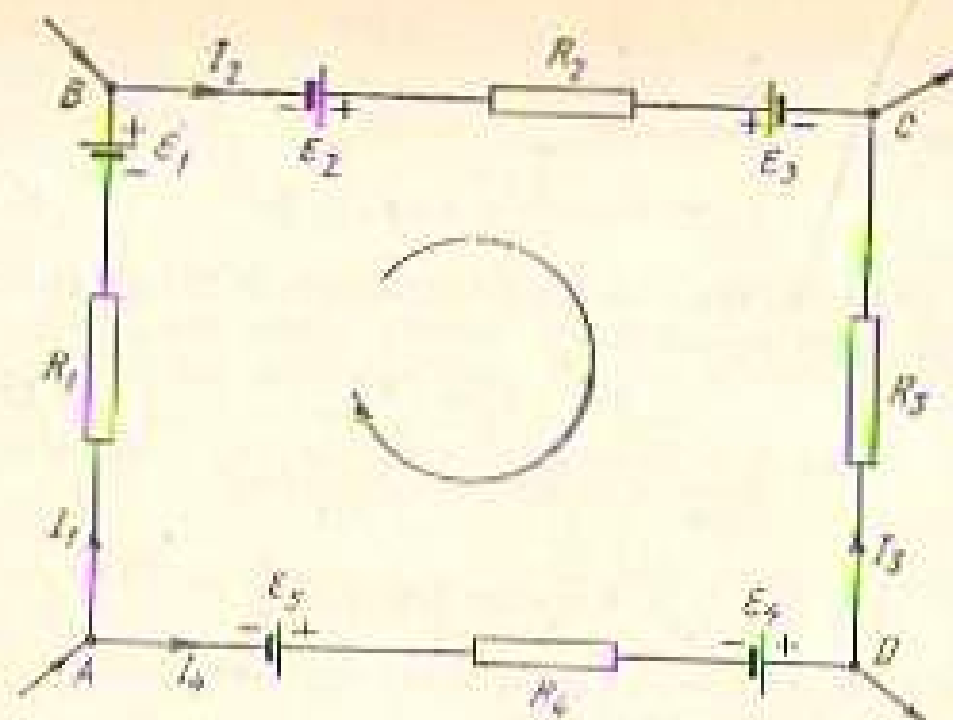
$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5.$$

Кирхгофнинг иккинчи қондасини аналитик кўринишини кел-
тириб чиқариш учун бирор мураккаб тармоқланган электр
занжирдан ихтиёрӣ $ABCD A$ берк контурни ажратиб олай-
лик (4.9-расм). Бу контурни ихтиёрӣ йўналишда айланиганда
қўшни тусулар орасидан
занжир қисмлари учун Ом
қонуни (4.16) ни қўлайлик.
Буида қўндалини шартларга
риоя қилиш керак:

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



4.8-расм



4.9-расм

ташки қаринисликлар ва ток манбалари икки қаринисликларнинг йўғиндиси 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 қутбга томон юрши контурни айланиш йўналиши билан мос тушса, манбанинг ЭЮК мусбат шора бўлади, акс ҳолда манфий шора 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:

$$\sum_l I_l R_l = \sum_l \mathcal{E}_l, \quad (4.30)$$

Бу нотада Кирхгофнинг иккинчи қонунининг аналитик кўринишидир: тармоқланган электр занжирдаги иккинчи даражадаги контур учун бу контур айрим қисмларидаги ток кўчаларининг мос қисмларидаги қаринисликларга кўпайтмаларининг алгебраик йўғиндиси шунбу контурдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йўғиндисига тенг.

(4.30) тенгламалар системасидан ва тугунлар учун ёзилган (4.28) тенгламалардан фойдаланиб ҳар қандай мураккаб электр занжир параметрларини ҳисоблаш мумкин.

УБОБ

ТУРЛИ МУҲИТЛАРДАН ЭЛЕКТР ТОҚНИНГ ЎТИШИ

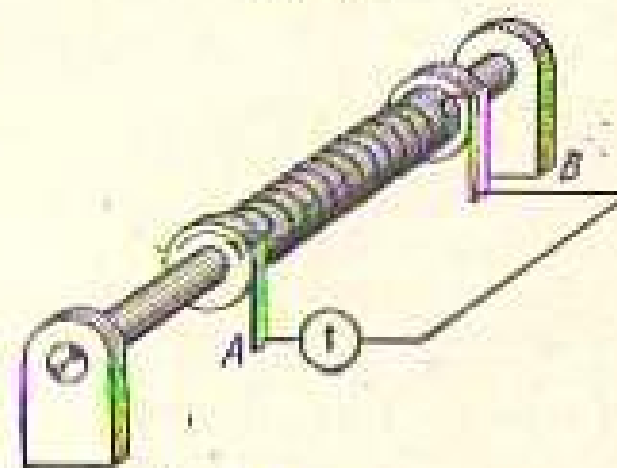
1-§. Металлардаги ток табиувчилар — электронлар

Металларда ток табиувчилар вазифасини шима бажаради? Маъжур саволга жавоб қилириб ахлга сонриятини биринчи таъриба — Рикке таърибаси (1901 й.). Бу таърибада (5.1-расм) ассаларни бир-бирига жопеланиб кетма-кет уланган мис — алуминий — мис цилиндрлардан бир йил давомида электр ток ўтказилади. Сўнг цилиндрлар ажратилиб текнириганда ток ўтиш жараёнида металл молекуалари кўчиб бир-бирининг ичига сингиб бораётиганини аниқлашди.

Зеро металлларда ток табиувчилар вазифасини металл молекуаларнинг бўлакларини эмас, балки барча металллар таркибида мавжуд бўлган қандайдир ширалар бажариши керак. Деган хулосага келинди. Кейинчалик, Мандельштам ва Паначекси (1913 й.) ҳамда Толмен ва Стюерт (1916 й.) таърибларида металлларда ток табиувчилар вазифасини электронлар бажариши аниқланди. Бу таъриблар қуйидаги фикрга ассаланган эди. Асар ме-



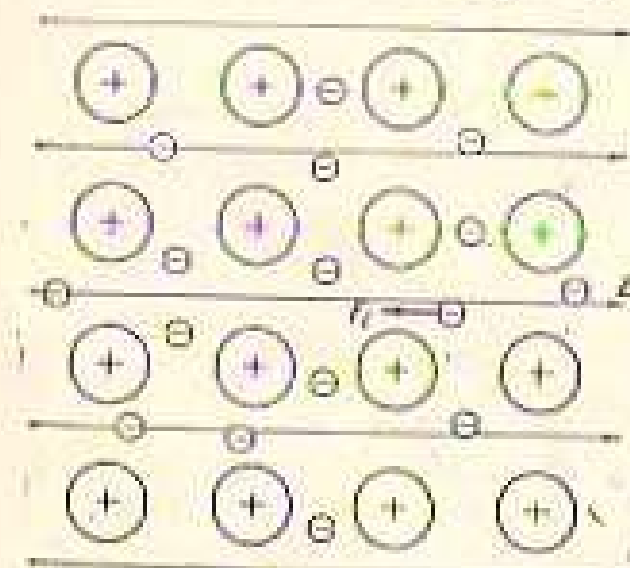
5.1-расм



5.2-расм

тала ўтказгичларда ток такувчилар кассасини металл бўй-
лаб енгил кўча салдиган эркин зарядлар бажарса, бу
эркин зарядлар инерция қонунига бўйсуниши керак. Бош-
қача айтганда, тез ҳаракатланётган металл ўтказгични
кескин (барданига) тўхтатсан, эркин зарядлар бир вақт
инерцион ҳаракатини давом эттириши керак. Шунинг
учун металл ўтказгич барданига тўхтатилганидан кейин ун-
дан қисқа вақт давомида бир томонга қароб эркин заряд-
лар ўтиши, яъни қисқа муддатли электр ток кузатилиши
лосим. Бу токнинг йўналиши эркин зарядларнинг ишораси
ҳақида, токнинг миқдори (кучи) эса эркин зарядларнинг бер-
лик массига мос келувчи заряд миқдори (созилтирма заряд)
 $\frac{q}{m}$ ҳақида ахборот беради. Тажрибадор қўйидагича амалга
сонилади. Цилиндрик диэлектрикка узун металл сым ўра-
ган (5.2-расм). Бу симнинг икки учи металл ҳалқалар (А ва В)
ларга уланган. Бу ҳалқаларга тегиб турган графит
паястинкалар сезгир гальванометрға уланган. Сым гальван-
электродитгатель ёрдамида айланма ҳаракатга келтирилади
ва барданига тармоқланади. Вужудга келадиган қисқа му-
датли ток гальванометр билан қайд қилинади. Тажрибалар
эркин зарядларнинг ишораси маънавий ва улар учун $\frac{q}{m}$ нинг
қиймати электроннинг созилтирма зарядига инҳоят яқин
эканлигини кўрсатади. Шу тарзда металлларда электр ток та-
шувчилар — электронлардир, деган хулосага келинди.

2-§. Металлар классик электрон назариясида Он қонунини тушултирилиши



5.3-расм

Металлар классик элек-
трон назариясида П.
Друде асос солган (1900
й.), Х. Лорентц мажкур
назарияни тасоҳхиланти-
риб ривожлантирдан (1904
й.). Назарни билан тапи-
чилиши металл тузилани-
дан бошлайлик. Кристалла
шижаранинг туғуларида
(3.3-расм) валент элек-
тронларидан ажралган
атом қоялқлари (ионлар)
жойланади. Валент элек-

тронлар бирер атомга тегишан эмас, балки металл ширасида-
ги бирер N та атомга тааллуқандир. Шунинг учун бу электрон-
ларни эркин электронлар деб аталиди. Абсолют нуқилан фарқ-
ли температураларда металллардаги ионлар ҳам, эркин электрон-
лар ҳам тўхтовсиз кесиклик ҳаракатини қатнашқан. Ионлар-
нинг кесиклик ҳаракати мувозанит вазини атрафиндаги теб-
ришма ҳаракатлардан иборат. Эркин электронлар эса металл
шижаранинг сирти билан сетаараланган ҳамда эркин ҳаро-
катланади, яъни турли йўналишлар бўйлаб турлича тезлик-
ларни эса бўлади. Уларнинг бу хаотик ҳаракати идеал газни
келатилади. Шунинг учун ҳам эркин электронларни идеал газ
молекулаери учун ўринан бўлаган тушултиришни ва форму-
ларни қўланиш мумкин. Эркин электронлар идеал газ мо-
лекулаеридаги шу билан фарқлинидики, улар ўзаро эмас,
балки кўпроқ кристалла шижаранинг туғуларида жойлашган
ионлар билан тўқнашади. Идеал газ молекуласининг кесик-
лик ҳаракат ўртача тезлиги формуласидан фойдаланиб, уй
температурасида ($T \sim 300 \text{ K}$) металлдаги эркин электрон-
ларнинг ўртача тезлиги $v_{\text{ср}} \sim 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ эканлигини аниқлаш

мумкин. Эркин электронларнинг бундай катта тезликлар би-
лан ҳаракатлангани бутунлай тартибсиз бўлаганини учун их-
тиёрли йўналишда ҳаракатланётган электронлар сони,
қарама-қарши йўналишда ҳаракатланётган электронлар сони-
га тенг бўлади. Бошқача айтганда, электронларнинг ихтиёлик
ҳаракати тамоман хаотик бўлаганини учун барча йўна-
лишлар тенг эҳтимолийдир. Шунинг учун металл ўтказгичи-
нинг ихтиёрли қўйидаги кескин оққили кўчиётган заряд
миқдори нолга тенг бўлади. Демак, эркин электронларнинг
кескинлик ҳаракати туғайли ўтказгичда электр ток вужудга
келмайди.

Ўтказгичнинг икки ушга бирер $\Delta \varphi$ потенциаллар фар-
қини қўйиш натижасида металл ишида кулланганлиги E бўла-
ган электр майдон вужудга келтирайлик. Бу майдон ҳар
бир электронга миқдори eE , йўналиши эса майдон йўнали-
шига қарама-қарши бўлаган (чунки электроннинг заряди ман-
фай) куч билан таъсир этади. Бу куч таъсирида «электрон
газ молекулаларининг» электр майдонга қарама-қарши йўна-
лишдаги тартибли ҳаракати вужудга келади, яъни металл
ўтказгичда электр ток пайдо бўлади. Лекин электр майдон
таъсирида эркин электронлар фақат тартибли ҳаракат қила-
ди, деб тушуниш керак эмас. Электронлар худди электр
майдон бўлаган вақтдагидек катта тезликлар билан турли

йўналишларда ҳаракат қиливеради. Лекин бу ҳаракатта металл ичидаги электр майдон тўғрисида ўтказгич бўлаб йўналган тартибلى ҳаракат тезлиги қўшқилиди.

Эркин электронларнинг ҳатто етарлича катта ток анчиқларида ҳам $(j = 10 \frac{\Lambda}{\text{см}^2})$ тартибلى ҳаракат ўртача тезлиги $(u_{\text{ор}} \approx 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}})$ иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигига қараганда нисбатан кичик: $u_{\text{ор}}/u_{\text{те}} \approx 10^6$ марта.

У ҳолда нисбатан узоқ масофаларга металл ўтказгичлар орқали электр сигналларининг бир лаҳзада узатилишининг босқичи нисбатан? Бу саволга жавоб бериш учун металлларда электр майдон $e = 3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{с}} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}}$ тезлик билан тарқалишини ҳисобла олиш керак. Шунинг учун металл ўтказгичининг узунлиги бир неча миң сантиметр бўлганда ҳам унинг барча қисмларидаги эркин электронлар бир вақтда ҳаракатга келади деб ҳисоблашга бўлади.

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

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

таъсирини олади. Эркин электрон кристалл латтицасининг тутунида жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашнинг орқалида ўтган вақтни τ босқич, босиб ўтган масофани (эркин югуриш йўлини) l ва l билан белгилейлик. Соқдлаштириш мақсадида барча эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезликлари бир хил деб фарз қилишимиз ва унга v билан белгилейлик. У ҳолда τ , 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 тартибلى ҳаракат тезлиги юмша тенг бўлади. Шунинг учун электр майдон таъсирида бу электрон кавбатдаги ион билан тўқнашгунча текис тезланишини ҳаракат қилади. Бу ҳаракатининг тезланиши (5.1) ифода билан аниқланади. Ҳарбатдаги тўқнашнинг охиридан электроннинг тартибلى ҳаракат тезлиги максимал қийматга эришади, яъни

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

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

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

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

$$j = e n u_{\text{ор}} \quad (5.5)$$

Бу ифодада e — электроннинг заряди, n — металл ўтказгичининг бир хил ҳажмидаги эркин электронлар сон. (5.5) даги $u_{\text{ор}}$ ўрнига унинг (5.4) ифодадаги қийматини қўйсак,

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

Ом қонунининг дифференциал қўринишини ҳосил қиламиз. Бу муносабатдаги

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

солиштирма электр ўтказувчанлигини ифодалайди: металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги металлнинг барлик ҳажмидаги эркин электронлар сонини n га, бу электронларнинг кристалл латтицага нисбатан жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашув орасида босиб ўтган масофаси l га пропорционал бўлади. Демак, электронларнинг ионлар билан тўқнашув — худди электронлар ҳаракатини тормозлашга интилуви бирор шикаланмиш кучлик таъсир кўрсатади. Тўқнашнинг вақтида электрон ионга ўз энергиясини (электр майдон таъсирида тежаланиб эришган энергиясини) берибгачлиги учун металл латтицасининг икки энергияси ортади, яъни металлнинг қиймати кузатилади.

3-§. Видеман — Франц қонуни

Видеман — Франц қонунининг маҳини қуйидагидек иборат: барча металллар учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини k ининг электр ўтказувчанлик коэффициентини σ га бўлган нисбати тахминан бир хил, агар металлнинг температураси ўзгарса, унга монанд равишда $\frac{k}{\sigma}$ нисбат ҳам ўзгаради.

Классик электрон назарияда эркин электронлар бир атомдаги идеал газ молекулларида ўхшатилаётганлиги учун «электр

трон газ» иңг есептік ұтказуычанлык ксэффицентти куйи-
дагн ифода болан аниқларини керек.

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

бу ерда ρ «электрон газ» иңг аниқти, n — эркин элек-
тронлариниң ксцентратсияси ва m — электрониниң массеси бұ-
либ, улар $\rho = n \cdot m$ мунасабатда боланган, c_p — бир атомни
идеал газиниң ұзармас хажмниң ксцентратсияси есептік си-
песи, у $\frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m}$ га теги (буида k — Больцман дегеніси). На-
тикада (5.8) куйидагн кўринишга келеди:

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

Эрда, σ иңг (5.7) орқалт ифодаланган кийматидан фойда-
ланиб, $\frac{\kappa}{\sigma}$ нисбатин тонайдиқ:

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

Агар m массали молекуланиң есептік харақати ұртада
кинетик энергеси елиниң абсолют температурасига пропор-
ционал эканлигини, яғни $\frac{m v^2}{2} = \frac{3}{2} k T$ эканлигини хисобса
олақ:

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

Бу ифодадагн k ва e ұзармас катталықлар бұласынан
учун, ұзармас температурада $\frac{\kappa}{\sigma}$ хам ұзармас бұлади, кыш
металлиниң турига болық бұлайды. Агар металлиниң темпе-
ратураси ұзарса $\frac{\kappa}{\sigma}$ хам унга тўғри пропорционал равнида
ұзареди. Демек, металларда есептік ұтказуычанлык эреси
электронлар хисобига одар бұлади.

4- §. Металлар классик электрон назарисиниң камчылықлари

Друде тоқонидан яратылган классик электрон назариде
эркин электронлариниң есептік харақат тезлиги бир хыс деб
қабул қилинган. Аслида молекулалар-кинетик назарига асо-
сан, газ молекулалариниң есептік харақат тезликлари тур-

лича кийматларга эса бұлиб, у Максвеллиниң тезликлар
тиспастети қонунига бұйсунади. Лоренти бу қонунни «элек-
трон газ» га татбик эгиб, металлариниң классик электрон
назарисиниң тақомиллаштыран. Нاتيқара Лоренти хетле-
риниң электр ұтказуычанлык ксэффицентти ушуи куйидагн
ифодани келтириб чикерди:

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

буида $\left(\frac{1}{v} \right)_{av}$ эркин электронлар есептік харақат тезликла-
рига тескари катталықлариниң ұртада киймати.

Видеэки — Франц қонун эса тақомиллаштырылган Ло-
ренти назарисиниң аслида куйидагн кўринишга келди:

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

(5.13) га k ва e лариниң кийматларини қўйсақ,

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 1,47 \cdot 10^{-6} T \quad (5.14)$$

ифодагн хисап қиламиз. $T = 300 \text{ K}$ учун $\frac{\kappa}{\sigma} = 4,4 \cdot 10^{-6}$

$\frac{\text{Ж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$ бұлади. Хонг температурасида ($T \sim 300 \text{ K}$) ұтказы-
мни тажрибаларда $\frac{\kappa}{\sigma}$ иңг кийматлари кўргосини 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 тоныды. Демек, $\frac{\kappa}{\sigma}$ иңг тажриба ва назарий киймат-
лари 1,5 марта фарк қылади. Бу мис келмаслик классик на-
зария камчылықлардан хыш эканлигини кўрсатди. Бундан
тешкари классик назария тажрибалардан аниқланган бир қатар
хыссыларни тунгустырында қайытсылықларга дуч келди. Бу
қайытсылықларни ассыбдари икелти. Биринчи қайытсылық
куйидагидан иборет: назарията кўра [(5.7) ва (5.12) ифода-
ларни ассын] металлариниң электр ұтказуычанлиги $\propto T$ га
тескари пропорционал бұлиди керек, чунки есептік хара-
қат тезлиги v температураниң $1/2$ даражасыга тескари про-
порционаллыр. Тажрибалар эса металлар электр ұтказуычан-
лиги температураниң биринчи даражасыга тескари пропор-
ционал эканлигини кўрсатди. Бундан тешкари, ишхот шет
температураларда σ иңг кескин ұсаруыни хам (ўта ұтка-

зурчинлик ҳодисаси) классик назария тушунтириб беришга қодир эмас.

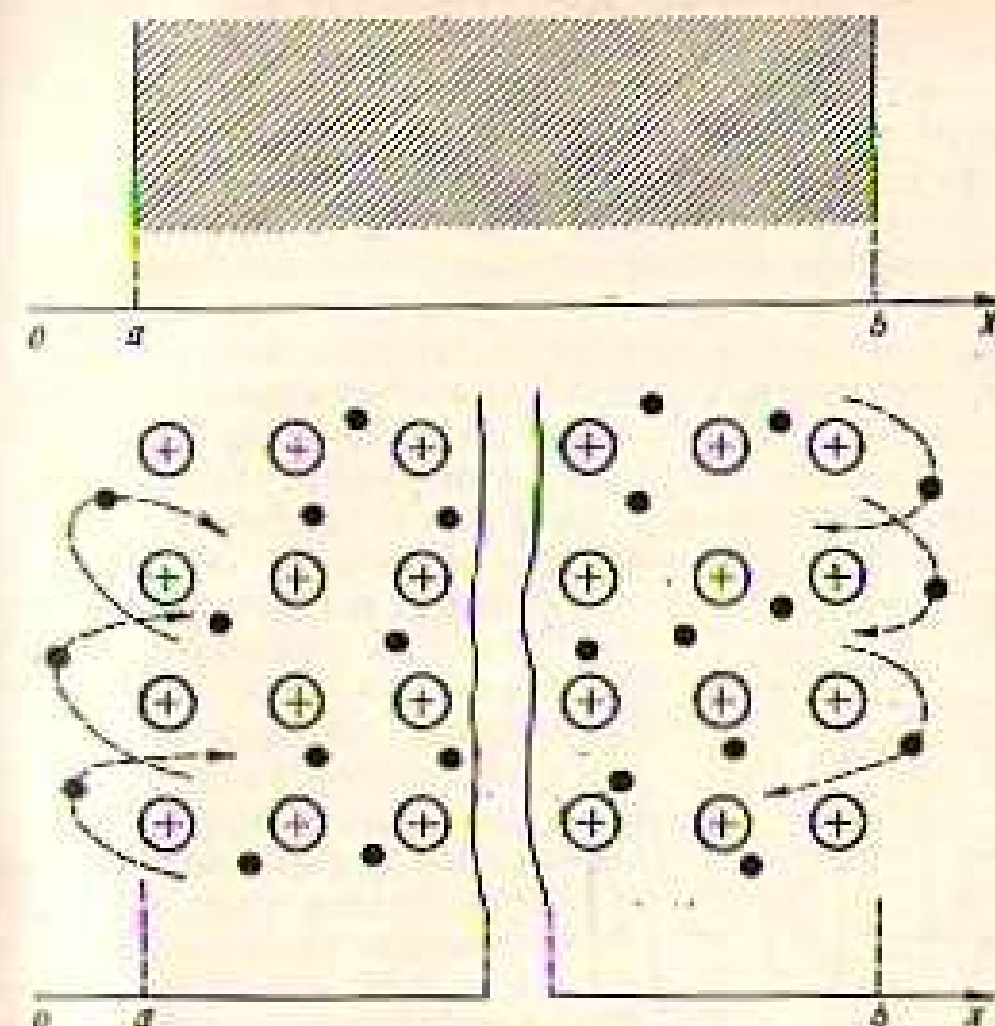
Иккинчи қийинчилик металлларнинг иссиқлик сирғимини ҳисоблашда вузқудга келади: металлларнинг иссиқлик сирғими панжаранинг иссиқлик сирғими (бу катталик $3R$ га тенг) ва электрон газининг иссиқлик сирғими йиғиндисидан иборат. Назарияга асосан, электрон газ бир атомга иссиқ газ молеку- лаларининг барча ҳуусиятларига эга. Шунинг учун электрон газининг моляр иссиқлик сирғими $\frac{3}{2}R$ га, металлнинг иссиқлик

сирғими $3R + \frac{3}{2}R = \frac{9}{2}R$ га тенг бўлиши керак. Тажри- балар эса металлларнинг иссиқлик сирғимини металл бўлмаган кристаллларнинг иссиқлик сирғимидан сезиларли фарқ қилмас- лигини кўрсатади (бу катталик $\sim 3R$ га тенг). Бу мос кел- маслигини тушунтиришга ҳам классик назария сикқалик қилиди.

5-§. Электроннинг металдан чиқиши иши

Бирор идидаги газ молекуллариининг идиидан ташқар- рига чиқишга шу идиининг диворлари тўсиқчилик қилади. Ер атмосфeраси ва Ернинг тортиш майдони туфайдан ушлаб туради. Агар бир парча металл бўлакчаси билан иш тута- диган бўлсак, бу металлдан электронлар ўз-ўзиндан металл ташқарисига чиқиб кета олмайдн. Бунинг сабаби нимада?

5.4-расмда тасвирланган металл бўлакчасининг ён сирт- ларига перпендикуляр қилиб Ox ўқини ўтказайлик. Металда идида, яъни x нинг қийматлари a дан b гача ўзгарганда электронларга панжаранинг туғууларидидаги ҳусбат жонлар томонидан тортишнинг кучлари тўсиқ эгадн. Бу куч элек- тронлар орасидидаги ўзаро итаришнинг кучлари билан мувозанит- ланиб туради. Шунинг учун x ўқига перпендикуляр бўлган ихтиёрний қатлашни текширсак, бу қатламдаги ионларнинг ҳусбат заряди йиғини вақтда шу қатламда жойланган эркин электронларининг манфий зарядларига миқдоран тенгдир. Яъни металл идидаги ($a < x < b$) қатламлар электронейтралдир. Энди металл сиргига идидагн қатлаш ($x = a$ ёки $x = b$) қатламларини текширайлик. Агар сирт қатламдаги электрон- ларининг бир қисми металдан ташқарига чиқса, бу сирт қат- лам ҳусбат зарядланиб қолади. Металл ташқарисига чиққан электронларини бу, сирт қатлам узоққа қўйиб жоборамдн, уларини ўзи томонига тортади. Натнжанда электронлар сирт қатламдан ташқарига чиқадилар, лекин ундан унчалик узоқ- ланимай яна идиарига қайтади. Шунинг учун металл сиргн



5.4- расм

димо электронлар булуви билан қолмиган бўлади. Де- мак, металдан ташқарига чиқётган электронга сирт қатлам томонидан тортиш кучи таъсир қилади. Бу иккала куч ҳам металл идиарисига қараб йўналган бўлиб, электроннинг ме- талдан чиқишига тўсиқ (барьер) бўлади. Шунинг учун ме- талда идидаги эркин электрон металл сиртларида вузқудга жонган тўсиқлар (барьерлар) билан ўралган чукдураниди (ора- да) жойланган экан, дейиш мумкин. Одатда тўсиқ (барьер) нинг қалинлиги бир неча атомлараро масофадан (тахминан 10^{-9} м) ортмайди. Бу тўсиқни енгиб металл ташқарисига чиқиш учун электрон бажаришн жонан бўлган ишнинг миқ- дорига тенг иштатликин электроннинг металдан чиқиш иши (A) деб аталади.

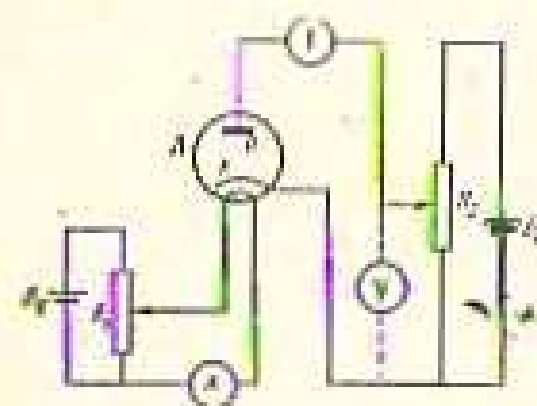
Чиқиш иши, одатда, электрон-вольт (эВ) ларда ўланиади:

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

Металллардан электроннинг чиқиш нисси металлнинг химиявий табиатига, металл сиртининг тошанигига боғлиқ.

6-§. Термоэлектрон эмиссия ва унинг қўлланилиши

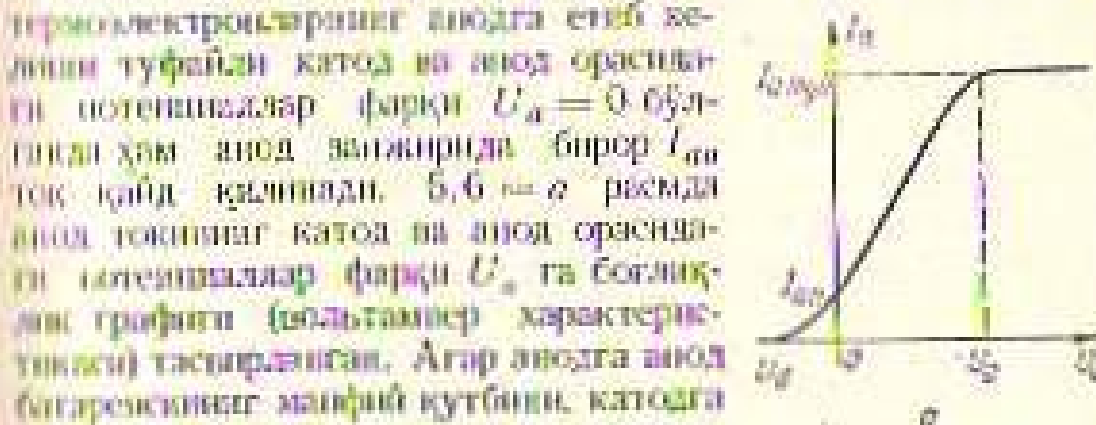
Қизибрилган металллардан электроннинг ажралиб чиқиши ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси билан схемаси 5.5-расмда тасвирланган қурилмани фойдаланиб таъминлаймиз. Ҳодиса сўриб олинган экини (P) нисси икки электрод киритилган. Электродларнинг бири B , батареянинг манфий қутби билан, иккинчиси эса батареянинг мусбат қутби билан уланган. Одатда, биринчи электродни катод (K) деб, иккин-



5.5-расм

чи экини анод (A) деб аталади. Катод ва анод орасини ҳавосиз бўшлиқ (вакуум) дан иборат бўлганлиги учун занжирга (бу занжирга анод занжирга дейилади) уланган вольтанометр занжирдан электр ток ўтмаётганлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, катод билан анод орасида электр занжир урилган. Шунинг учун катод билан анод орасига суяний равишда заряд тапшувишлар киритилса, анод занжирга орқали электр ток оқа бошлайдик, яъни вакуумда электр ток кузатилади. Заряд тапшувишларни эса термоэлектрон эмиссия ҳодисасидан фойдаланиб кўжудга келтириш мумкин. Бунинг учун катодни қиздириш керак, яъни катод остида жойлаштирилган қиздириш спиралидан электр ток ўтказиш керак. Бу вазифани қиздириш батареяси (B), амперметр (A) ва қиздириш спиралидан иборат бўлган қиздириш занжирга бажаради. Бу занжирдаги қаршилик (R_1) ёрдамида қиздириш спиралидан ўтмаётган тоқни ўзгартириш мумкин. Натикада катод температурасини ўзгартириб туриш (қиздириш анжонияти туғилади. Катод қиздирилмаган ҳолда (қиздириш занжирдан электр ток ўтмаганда, яъни $I_A = 0$) анод занжирга ҳеч қандай электр ток қайда қилинмайдик. Бундан, ҳола температурасидаги металлларда кинетик энергиялари чекли нисдан каттароқ бўлган электронлар деярли бўлмас экан, деган хулоса чиқарилади.

Какода температураси оширилган эки электронларнинг кинетик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Энергиялари чекли нисдан каттароқ бўлган электронлар катод материалдан ажралиб чиқа олади. Бир қисм электронларини йўқотган катод сирти эса мусбат зарядланиб қолади. Бу заряд катод сиртинини ажралиб чиқаётган электронларни ушқира қўйиб қолдирмайди. Натикада катод ва анод орасидаги ҳажмда электр булут ҳосил бўлади. Бу электр булутни ҳажмий зарядлар деб ҳам аталади. Ҳажмий зарядлар туғайли кўжудга келган электр майдон E_{hajm} катоддан чиқиб келаётган электронларга тармақли таъсир кўрсатади, электрон булутини ёриб ўтиб анод томон ҳаракат қилаётган электронларга эса тармақли таъсир кўрсатади. Катоднинг муайян температурасида ажралиб чиқаётган термоэлектронлар нисси анча катта кинетик энергияга эга бўлганлари ҳам етарли эканлиги, бу термоэлектронларнинг анодга етиб келиши туғайли катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи $U_A = 0$ бўлганда ҳам анод занжирда бирер I_{an} ток қайда қилинади. 5.6-а расмда анод тоқининг катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи U_A га боғлиқлиги графиги (вольтампер характеристикаси) тасвирланган. Агар анодга анод батареясининг манфий қутбинини катодга эса мусбат қутбинини улаб катод ва анод орасида электр майдон (E_{hajm}) ни ҳосил қилсак, бу майдоннинг йўналишини ҳажмий электр майдоннинг йўналишини билан бир хил бўлади. Шунинг учун алтижаъбий электр майдон ($E_{hajm} + E_{hajm}$) нинг катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларга тармақли таъсир янада кўчирди. U_A нинг бирер қийматида ҳатто эки катта кинетик энергияли термоэлектронлар ҳам анодга етиб кела оламидик. Шунинг учун I_A нисси тенг бўлади. U_A нинг бу қийматини беркитувчи потенциаллар фарқи (U_A) дейилади. 5.6-а расмдаги графикнинг $U_A > U_A > 0$ интервалга тегишли қисмини вольтампер характеристикасининг беркитувчи қисми дейилади.



5.6-расм

Эки анод батареясининг манфий қутбинини катодга, мусбат қутбинини эса анодга улашмиз. Электродлар орасида кўжудга келадиған электр майдон (E_{hajm}) электронларининг кўчирок қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эки катод ниссидаги электрон булутининг сифраклашувида сабаб.

Эки анод батареясининг манфий қутбинини катодга, мусбат қутбинини эса анодга улашмиз. Электродлар орасида кўжудга келадиған электр майдон (E_{hajm}) электронларининг кўчирок қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эки катод ниссидаги электрон булутининг сифраклашувида сабаб.

чи бўлади. Демак, катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқини оширганимиз сари ҳажмий электр майдон ($E_{\text{катод}}$) тусқиб боради, анод янжиридан чиқётган токнинг қиймати эса ортиб боради. Ушбулик катта бўлмаган U_a лар учун

$$I_a = \alpha U_a^2 \quad (5.15)$$

қонуният ўринли. Бу боғланиш Лангмюр ва Богуславский формуласи деб юрилади. Бунда α — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашшига боғлиқ бўлган коэф. фициент.

Агар электродлар оралиғидаги потенциаллар фарқини яна да ошириб борсак, потенциаллар фарқининг барор ($U_a = U_0$) қийматида катод янжиридан натижавий электр майдон ($E_{\text{катод}} + E_{\text{катод}}$) нолга тенг бўлиб қолади. Натижада катоддан ажралиб чиқётган барча электронлар ҳеч қандай тўсиқликка учрамай анодга етиб боради. Шунинг учун анод токи маъсумал қийматга эришади. U_0 нинг янада ошиши анод токига ҳеч қандай таъсир қилмайди, азбатта. Анод токнинг бу қийматини, одатда, тўйиниш токи деб аташади. Демак, тўйиниш токи катоддан бирлик вақтда ажралиб чиқётган барча термоэлектронларнинг зарядига тенг, дейиш мумкин. Юқоридаси мулоҳазалар катоднинг барор ўзгармас температураси учун ўринли эди. Тажрибалар эҳсосида, катод температураси ортисини натижада тўйиниш токи қийматининг янаҳолт тез ўсиши аниқланди (5.6-б-рәсҳа қ.). Тўйиниш токи эҳсоси- нинг температурага боғлиқлиги қуйидаги ифода билан аниқ- ланади:

$$I_{\text{та}} = BT^2 e^{-\frac{A_e}{kT}}; \quad (5.16)$$

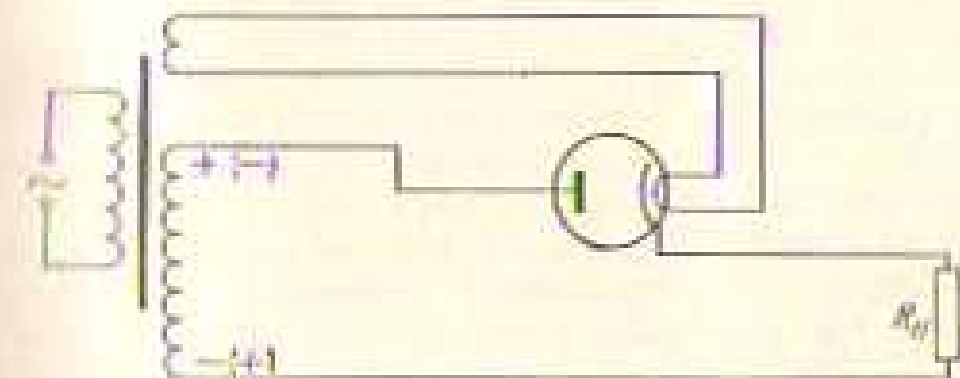
бу ифодада B — катод материалга боғлиқ бўлган кон- станта, T — катоднинг абсолют температураси, A_e — катод- дан электроннинг чиқши иши, k — Больцман доимийси. (5.16) ифодани Ричардсон-Дэвисан формуласи дейилади. Бу фор- муладан кўриниб турибдики, катод температураси қиччалик юқари бўлса ва катоддан электроннинг чиқши иши қиччалик юқик бўлса, тўйиниш токнинг эҳсоси шунчалик катта бў- лади. Ҳақиқатан, соф вольфрамдан ясалган катод темпера- турасини 1000 К дан 3000 К гача кўгаритишни натижада тўйиниш токнинг эҳсоси деярли 10^{11} марта ортади.

Агар вольфрам сиртининг иезий билан қопласак, катоддан электроннинг чиқши ишини уч марта камайитириш мумкин. Бу эса катод температураси 1000 К бўлган ҳолда тўйиниш

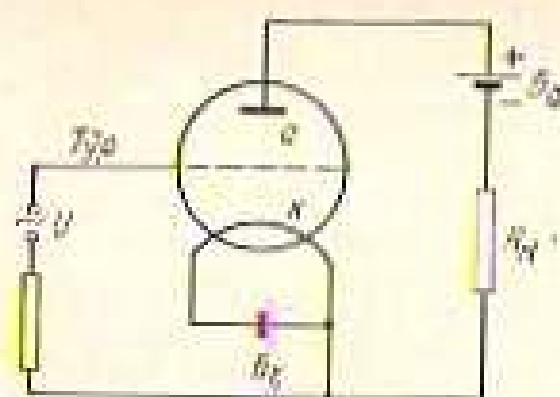
токи эҳсосини тахминан 10^{14} марта ошириш имконини бе- ради.

Банаан, радиолампалар ёки кинескоплар катодларининг эҳсослики ёмғиринишгани учун яроқсин бўлиб қолади. Бу ҳолларда катод температурасини ошириш йўли билан термо- электрон эҳсосини қайта текдеш имконини ҳам бор.

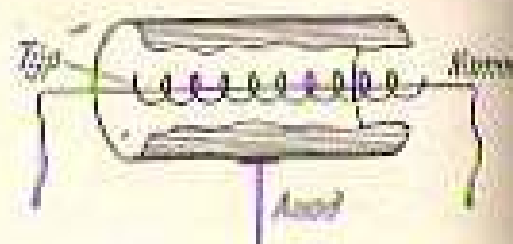
Термоэлектрон эҳсоси радиотехникада қурилмалари- нинг энг асосий элементлари бўлган электрон лампаларда нинг қўлланилади. Электрон лампалар ҳавоси сўриб олинган бўлмаган иборат бўлиб, қолганин янги электродлар жой- лаштирилади. Ҳар қандай электрон лампанинг асосий элект- родларидан бири — катодлар. Катодлар бевосита ва билик- сита қўлланили катодларга бўлилади. 5.5-рәсҳа схемаси тилифранган электрон лампадаги катод билансита қўлланили катодлар. Бевосита қўлланили катодларда эса катод бўлиб қимат қилушчи сиртининг ўндан электр ток ўтиши натижа- нинг у қисқили. Параграф бошида текширидан қурилма — иш олдий икки электродли электрон лампадир. Одатда, уни диод деб аташади. Диоднинг асосий хусусияти — электр токни фақат бир йўналишда ўтказишдир. Диодда анод ка- тодга инебатан мусбат потенциалга эса бўлганлиги катод- дан анод томон электронлар оқрини ўтади. Токнинг йўнали- ши эса электронлар оқринининг йўналишига тесқаридир (ток- нинг йўналиши оғғатили мусбат заряд тилифранганин ҳа- рикет йўналиши қабул қилинганинг эҳсоси). Шунинг учун аноддан ўзгарушчан тоқларни тўғрилаш мақсадда фойдала- ниш мумкин. 5.7-рәсҳа диодни тўғрилаганинги схемаси тас- вилинган. Тоқ ярим диодларда аноднинг потенциал мусбат, катодини эса манфий бўлади. Шунинг учун лампа ордан электр ток ўтади. Жуғи ярим диодларда эса аноднинг потен- циали манфий, катодини мусбат бўлганлиги учун лампа



5.7-рәсҳа



5.8-рәс.



5.9-рәс.

берк бұлады, яғни электр тоқын ұтказмайды. Демек, диод оқидай фақат бір йўналиштағы электр ток ўтады.

Учын электрод бўлаган лампаны триод деб атавады. Учын электрод (5.8-рәс.) катод билән анод орасыда (катодга яқын масофәда) жойлантырылған тўрдағы иборат бұлады. 5.9-рәс. триодның әнг кўп қўланыладыған конструкциасы тәсвирленген.

Бу лампада белосита қўдирмаладыған катод қўланылған. Катод атрафыдағы сирғал тўр вәзифәсини ўтайды. Катод на тўрда ўраб турған хеталл шындыр эса анод бўлып хизмәт қылады.

Тўрға турған қиймәтән ўзгәрүчән қушланыш берәш мумкин. Агар тўрға аяқ катта ханфий қушланыш берәлсә, у катоддан ажралып чықатқан термоэлектронлардың оқасына қайтарып юборыды. Натыйкада лампаның анод анжиредағы ҳәч қандай ток ўтмайды, яғни $I_a = 0$. Агар тўрға берилгән ханфий қушланышны кәмәйтсәк, катоддан ажралып чыққан термоэлектронлардың бир қисми тўр оралиғидан ўтып анодга етип борады эа анод анжиредағы электр ток оқшыға сәбаб бўлады. Тўрның қушланышны ноль бўлған лақта эса тўрның ҳәч қандай аҳамияти қолмайды. Шунның учун бу ҳәлдә лампада диод бўлып хизмәт қылады.

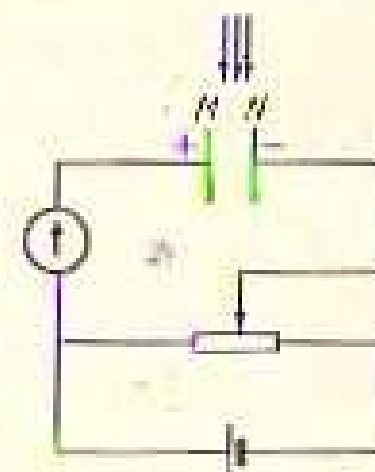
Әнәк тўрға мусбат қушланыш берәйди. Бу ҳәлдә тўр на катод орасыда аўжудға келгән электр майдон термоэлектронларға тәзәтүш тәсир кўрсатады. Тўр анодға қарағанда катодга аяқ яқын бўлғанлығын учун тўрдағы қушланышның оқшы ўзгәрәшән анод токның аяқ ўзгәрәшән сәбаб бўлады. Демек, тўрға берилгән қушланышны ўзгәртәш йўлы билай тўрның анод анжиредағы токны бәләшәш мумкин.

Радиолампалардан ташқари термоэлектрон эмиссия әлсә

трон-нур трубкалар (кинескоплар) да на, умумән, электронлар оқшы ҳәлдә қылаш әлсәм бўлаган құралларда кең қўланылады.

7- §. Газлардан электр токның ўтиши

Газлар оқидай электр токның ўтишини текшириш учун 5.10-рәс. тәсвирленгән схема әсasında электр анжир туғайды. Бу анжирның бир қисми, яғни M ва N пластиналар (электродлар) орасыдағы қисми бирер саадан иборат бұлады. Схемдағы гальванометр анжир бўлап электр ток оқшығанын кўрсатады, қушқи оқдай пароктларда газда заряд ташуычлар бўлмайды. Демек, анжир M ва N электродлар орасыда ұнаған бұлады. Шунның учун анжир оқидай электр ток оқшығаны тәсвирленгән бўлсәк, электродлар орасыдағы заряд ташуычлар киритиш йәк бирер усул билән электродлар орасыдағы газда заряд ташуычлар аўжудға келтириш керәк. Газда заряд ташуычлар аўжудға келтиришның берәш усулларын икки группага ажратыш мумкин:



5.10-рәс.

а) газдағы заряд ташуычлар ташқар факторлар туғайды аўжудға келгән натыйкада қушлығидан электр токны номуқтақла тәк рәсәдә дейилады;

б) M ва N электродлар орасыдағы электр майдон тәсирини аўжудға келгән заряд ташуычлар туғайды қушлығидан электр токны номуқтақла тәк рәсәдә дейилады.

Номуқтақла газ разряд. Агар M ва N электродлар орасыдағы газда қыдырған йәк α , β , γ , рентген, ультрафиолет нурлар билән аўралытсәк, газ молекулаарының ионлануы оқшы бўлады. Ионлану процессиниң мохити қушлығидан иборат. Ташқар факторларда оқшы энергия туғайды газ молекулаарыдағы бир йәк бир неча электрон молекуладан ажралып чықиды. Натыйкада молекула мусбат аяқланған ионға айланып қалады. Ажралып чыққан электронларның бир қисми нейтрал молекулаар билән барланып манфий зарядланған ионларға аўжудға келтириды. Шунның учун ҳәк газдағы ионлану процесси сәбаб бўлған ташқар факторны ионизатор (ионлаштыруыч) деб аталады.

Ионизацион процесси билан бир қаторда таъди рекомбинация процесси ҳам содир бўлади. Рекомбинация ионизационга тескари процесс бўлиб, бунда мушбат ва манфий ионларнинг ёки электрон ва мушбат ионнинг туқилишуви натижасида нейтрал молекулалар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, таъдирда ионизацион процессида манфий заряд ташувчилар (электронлар ва манфий ионлар) ҳамда мушбат заряд ташувчилар (мушбат ионлар) тенг миқдорда ҳосил бўлади, рекомбинация процессида эса тенг миқдорда бўқолади.

Ионизатор таъсиринда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда n_+ донга мушбат ва n_- донга манфий заряд ташувчилар вукудга келатган бўлади. Одатда $n_+ = n_-$ бўганилиги учун, оддийгина қилиб, n жуфт заряд ташувчилар вукудга келати, дейлик.

Рекомбинация процесси туфайли $\Delta n'$ жуфт ион камаяган бўлади. Электр майдон туфайли мушбат заряд ташувчилар манфий зарядлиги N электродга, манфий заряд ташувчилар эса мушбат зарядлиги M электродга тортинлади ва уларда нейтралланади. Бунинг натижасида $\Delta n''$ жуфт ионлар камаяган бўлади. Δn ҳолда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда камаяган ионларнинг умумий сон

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

ифода билан аниқланади. Бу ифодадаги қўшилувчиларнинг ҳиссавлари электр майдонга боғлиқ. Икки чегаравий ҳолини кўрайлик.

1. Электродларга берилган қўшиланининг анча кичик қийматларида, яъни кучсиз электр майдонларда ионлар асосан рекомбинация туфайли камаяди ($\Delta n' \gg \Delta n''$). Лекин бир қисм ионлар электр майдонга туфайли қарама-қарши зарядлигиан электродларга етиб бормади ва кучсиз электр токини вукудга келишига сабабчи бўлади. Электр майдон таъсиринда мушбат ва манфий заряд ташувчилар мос равишда қўидаги тезликлар билан ҳаракат қилад:

$$\begin{cases} v_+ = u_+ E, \\ v_- = u_- E, \end{cases} \quad (5.18)$$

бу ифодада E — электр майдон кучлигилиги, u_+ ва u_- лар эса мос равишда мушбат ва манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатчиликлари. Ионнинг ҳаракатчилиги — кучланганлиги l D бўлган электр майдон таъсиринда ион эришган тезлик билан ҳаракатликиб, турли газлар учун турлича қийматларга эга бўлади.

(5.18) ифода билан аниқлигуви тезликлар билан тартиб-ди ҳаракат қилуви ионлар Δt вақт ичда пластиналарга қўидаги зарядларни етказилад:

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

бунда Q_+ ва Q_- — мос равишда манфий ва мушбат зарядлиган электродларга ионлар тилиб етказатган заряд миқдорлари, q — ионнинг заряди, S — электроднинг юзи. Электр майдонга томониди қўирилган умумий заряд миқдори

$$Q = |Q_+| + |Q_-| = q n (n_+ + n_-) E S \Delta t \quad (5.20)$$

ифода билан аниқланади. Бирлик вақт орқали бирлик вақтда қўирилган заряд ток аниқлиги I ни ифодалар эди. Шунинг учун

$$I = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = q n (n_+ + n_-) E, \quad (5.21)$$

бу ифодадаги q , n_+ , n_- — лар айни таъриба шартини учун доимий катталиқларлар, n эса умумий катта бўлганга электр майдонлар учун ўзгариш ҳисобланади. Демак, кучсиз электр майдонларда (5.21) ифодадаги $q n (n_+ + n_-) = \sigma$ қўиштувчинини ўзгариш катталиқ деб ҳисоблаш мумкин. Δ ҳолда (5.21) ифода газлар орқали ўтувчи электр ток учун Ом қонунини ифодалийд:

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

2. Энди M ва N электродларга берилган қўишанини етарли катта бўлган ҳолини кўрайлик. Бу ҳолда электр майдон таъсиринда ионлар анча катта тезликларга эришад. Шунинг учун ионизатор таъсиринда вукудга келатган ионларнинг даярли ҳажми рекомбинациялигида уатурмасдинок ионизаторларга етиб олади.

Ионизатор таъсиринда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда n жуфт ион вукудга келди, деб ҳисобланган эди. Δ ҳолда бир-биредон l уатурмасдинок ионизатор S юзи ионлар электр орасиди ҳам $S \cdot l$ га тенг бўлганлиги учун, бу ионлар электр орасидида Δt вақт ичда умумий заряд

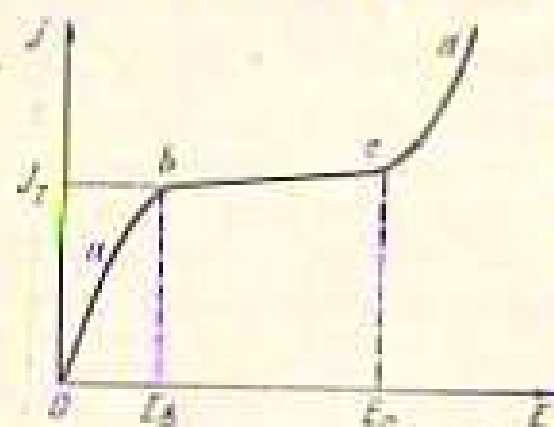
$$Q = q n S l \Delta t \quad (5.23)$$

бўлган ионлар вукудга келди. Бу ионларнинг ҳаммаси ток қўишанида қўишаётганлиги учун газ орқали ўтаётган электр

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

$$I_{\text{ог}} = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qnI, \quad (5.24)$$

5.11-расмда мустақил газ разрядда электр майдон қучланганлиги қийматида боғлиқ равишда ток эҳсолининг ўлчовининг таъсирдорлиги график кўрсатилган. Графикнинг Oa қисми кучни электр майдонга мос келади. Бундай майдонларда зарид тўшувчилар киник тезликлар билан ҳаракатланиб, қўйинча электродларга етиб бормасдан, рекомбинацияланади. Лекин электр майдон кучайган сари ионлар тезлиги ортиб уларнинг рекомбинацияланув эҳтимолини камайтириб боради. Бу эса токнинг ортишига сабаб бўлади. Бу соҳада I ва E орасидаги боғлиқлиги Ом қонунига бўйсунмайди. ab қисмида эса I нинг E га қийинча боғлиқлиги бузилади. Графикнинг бу қисmini оғзаки соҳа ёки ўзини соҳаси дейилади. bc қисми тўйиниш токига мос келади. Майдон қучланганлиги



5.11-расм

$E_b \leq E \leq E_c$ бўлганда ионизатор таъсирида вужудга келган ионларнинг ҳаммаси ток ташувчи қатнашади. Лекин майдон қучланганлиги E_c дан ортиганда заридан ионланмиш тўйибди ток кескин ортиб кетаяди (расмдаги cd қисми).

Мустақил газ разряд. Типик ионизатор таъсир қилмаса ҳам, шўхот кучни электр майдонлар таъсирида зарид тўшувчилар вужудга келиши мумкин. Зарид ташувчиларнинг вужудга келишини таъминловчи асосий процесслар қуйидагилардан иборат.

1. **Заридан ионланмиш.** Оддий шаронлардаги газда турли сабаблар туфайли вужудга келган электронлар ва ионлар мавжуд. Лекин уларнинг сонга шўхот даражада кам бўлганлиги учун оддий шаронлардаги газ амалда электр токни ўтказмайди, дейиш мумкин. Қучланганлиги E бўлган электр майдонга q зарядли ток ташувчи (ион ёки электрон) га qE куч таъсир этиди. Бу куч таъсирида ток ташувчи икки кетма-кет тўқнашув орасида эркин босиб ўтганга l йўлда

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

кинетик энергияга эришади. Агар бу энергия газ молекуласининг ионланмиш учун бажарилаши лозим бўлган A_i ишдан катта бўлса, яъни

$$W_e > A_i \quad (5.26)$$

катор бажарибса, ток ташувчининг нейтрал молекула билан тўқнашдан натижасида молекула икки қисмга — эркин электронга ва мусбат зарядланган ионга ажралади. Бу процесс заридан ионланмиш дейилади. Янги вужудга келган ток ташувчилар ҳам ўз навбатида электр майдон томонидан тезлантилади. Шунинг учун узар яна ионланмишга сабабчи бўлиши мумкин. Шу тариқа газда ионланмиш шўхот катта қийматларга эришади. Бу ҳодиса тоғлардаги қор кўчкисни ҳисобга. Маълумки, қор кўчкиснинг вужудга келишига бир енгилликка қор сабабчи бўлиб олади. Шунинг учун қорда баён этилган процесс ионлар кўчкиси (кукуни) дейилади.

2. **Иккиламли электрон эмиссия.** Газдаги мусбат зарядли ионлар электр майдон таъсирида анча катта энергияларга эришган, манфий электродга урилгани натижасида электроддан электронлар ажралаб чиқади. Бу ҳодисани иккиламли электрон эмиссия дейилади.

3. **Антиэлектрон эмиссия.** Бу ҳодиса шўхот кучни электр майдонларда ($E \sim 10^6$ В/см) содир бўлади. Бунда шўхот кучни электр майдон метаалардан электронларни келиб (тортиб) олади, дейиш мумкин.

4. **Фотоионланмиш.** Заридан ионланмиш натижасида вужудга келган ион уйғошлаган ҳолатда бўлиши мумкин (уйғошлаган ҳолатдаги системанинг энергияси лоссий ҳолатдаги қараганда каттароқ бўлади). Бу ион уйғошлаган ҳолатдан лоссий ҳолатга ўтаётганда қисқа тўлқин узунликла кур чиқиради. Бундай кур энергияси молекуласининг ионланмишга етарли бўлиб қолганда фотоионланмиш ҳодисаси рўй беради.

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

Мустақил газ разрядларнинг баъзи турлари билан таърифланган. Оддий оддий атмосфера босимларидаги газларда рўй берадиган разрядларни текшираймиз.

1. **Тоғ разряд.** Разряднинг бу тури вужудга келганда электродлар иқинида худди қуйи тежага ўхшаган вурланмиш

кузатилади. Ток разряд вужудга келиши учун ниҳоят кучли потекис электр майдон мавжуд бўлиши шарт. Масалан, катта кучланишли электр токларни ўтказувчи симларни қўрайлик. Сим ва ерни конденсаторнинг икки қонлажаси деб қарши мумкин. Бу конденсатордаги электр майдон потекис бўлиб, майдон кучланишлиги сим яқинида жуда катта қийматга эришади. Бу соҳадаги газ электр майдон таъсирида ниҳоят потекиса равишда ҳосилланади. Шунинг учун бу соҳада симни ҳар томондан ўраб олган нурланиш, яъни мушакли газ разряд кузатилади. Бу эса электр энергиянинг исроф бўлишига сабаб бўлади. Ток разряд фақат симлар атрофидагина эмас, балки кучли ва потекис 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 концентратсияси жуда ортиб кетади. Шунинг учун бу учлик атрофида нурланиш кузатилади. Ток разряд кема мачталарининг, дарахтларининг учларида ҳам кузатилади. Қадим вақтларда бу ҳодисаларни «ақниб Эълама чироқлари» деб аташган.

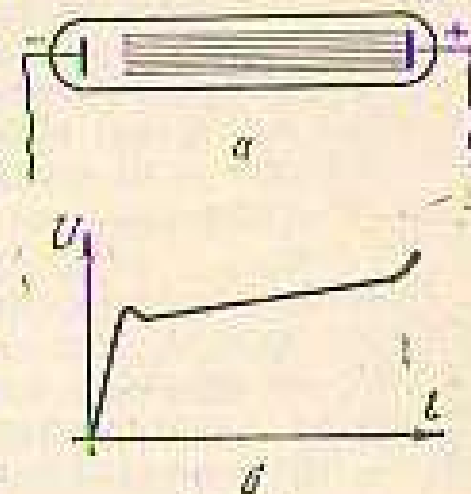
2. *Узқунли разряд (продол).* Конденсатор қонлажаларни ёки индукцион галтак тулғамининг икки уш орасидаги кучланиш ниҳоят катта ($3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}}$) бўлганда газнинг туртки равишда зарблан нурланиши натижасида қисқа вақтга разряд — учқун вужудга келади. Энг улкан учқун разряд — яшнидир. Яшн булутлар орасида ёки булут билан Ер орасида катта потенциаллар фарқи вужудга келиши натижасида пайдо бўлади. Учқун яқинидаги газ юқори температураларга кўтарилади ва кескин кенгайди. Бу эса ўз навбатида товуш тўлқинларининг вужудга келишига сабабчи бўлади. Яшннинг узунлиги 50 километргеча, ток кучи 20000 А гача етади. Шунинг учун ҳам яшн туфайли вужудга келадиган товуш, яъни жомакчалароқ жуда кучли бўлади.



5.12-расм

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

моэлектронлар электродлар орасидаги газни йонқатиради. Натижада электродлар орасида ёй шаклидаги кучли (қўзни қамқатирадиган даражада ёруғ) нуфла пайдо бўлади. Буни электр ёйи ёки Петров ёйи дейилади. Электр ёйи учқундан фарқли ўлароқ, узлуқсиз давом этади. Тажрибалар асосида ёй разряд унчалик катта бўлмаган кучланишларда ($\sim 40 \text{ В}$) содир бўлиши аниқлини. Лекин ток кучи катта ($\sim 3000 \text{ А}$) бўлиши мумкин. Электродларнинг температуралари ($2500 - 4000^\circ \text{C}$ гача) кўтарилади. Температуранинг бу қадар кўтарилиши металлларни электр пайвандлашда, кучли ёруғлик тарқатилиши эса ёй лампаларда фойдаланилади.



5.13-расм

Энди сийрақлаштирилган газларда кузатиладиган разряд билан танишайлик. 5.13-а расмда тасвирланган ишча кайчаннинг икки томонига металл электродлар қавқарланган. Бу пайча ишдаги газ босими 0,1 мм симоб устунига, электродларга берилган кучланиш бир неча юз вольтга тенг бўлганда пайчадаги газда мушакли разряд кузатилади. Разряд тузилишининг майда тафсилотлари билан қизиқмай, уш икки қисмдан иборат деб кўришимиз мумкин. Катодга яқин жойлашган нурланиш содир бўлмаётган соҳани катод қоронғи фазоси дейилади. Разряднинг қолган (анодга яқин) қисмида мийналаган нурланиш кузатилади. Разряднинг бу қисмини нурланувчи анод устуни дейилади. *Ёй разряд* деб номланган бу разрядда катод ҳамма вақт совуқлигида қолади. У ҳолда ноллар қандай вужудга келади? Бу саволга жавоб бериш учун катод билан анод орасидаги нуқталарда потенциалнинг ўзгариши билан танишайлик. 5.13-б расмда катод ва пайча ишдаги текширилмаётган нуқта орасидаги кучланиш U ни катоддан уш бу нуқтагача бўлган масофа l га боғлиқлик графиги тасвирланган. Бу графикдан кўришимиз, потенциалнинг асосий тушуни катод қоронғи фазосига тўғри келади. Шунинг учун ҳам уш катод потенциал тушуни деб аталади. Катод томон тортинмаётган мушбат ноллар бу соҳада катта энергияларга эришади ва катодга уришсач, ушдан бир неча электрон ажратиб чиқишига сабабчи бўлади. Бу электронлар ўз навба-

тида катод потенциал таъсирида тезлашиб газ молекулалари билан тўқнашганда зарбдан йонланганини вужудга келтиралай. Вужудга келган илги ионлар яна катод томон юзмайди, катод потенциал таъсирида яна тезлашади, катоддан электронларни уриб чиқаради ва ҳовқоқ. Демак, электронлар сра-лигида кучланган манжур бўлса, разряд узлуксиз давом эта-верди. Шунинг ҳам қайт қилиб ўтайликки, фанда электр-онлар билан биринчи танишуви юқорида боён атилган тажри-бадаги катоддан ажралиб чиқарилган электронлар оқинини текшириш натижасида рўй берган. Шунинг учун бу элек-тронлар оқини катод нурулари деб аталган. Катоддан элек-тронларни уриб чиқарилган мусбат ионлар эса анод нурулари деб аталган.

Найчадаги газни ўзгартирганда нуруланганининг ранги ҳам ўзгаради. Масалан, неон—қизил, аргон—кўк, гелий—са-риқ рангдаги нурулани беради. Ёқин разряднинг бу хусу-сиятларидан кундузги ёруғлик лампаларида, шприцларни ёритиш, беғаш мақсадларида фойдаланилади.

8- §. Плазма

Юқори даражада йонланган, лекин кичик макроскопик ҳақмда электронейтрал бўлган газ плазма деб аталади. Агар газнинг барча молекулалари йонланган бўлса, яъни йон-ланганини даражаси бирга тенг бўлса, тўлиқ йонланган плазма дейилади. Бошқа ҳолларда қисман йонланган плазма билан иш қўриқилган бўлади. Плазmani икки усул билан ҳосил қилиш мумкин:

1. Ўта юқори температурада қисқарилган газ моле-кулалари ($W \sim T$ эди) ўзаро тўқнашунинг туфайли йонланган содир бўлади. Масалан, $T \geq 10000$ K да ҳар қандай жасм плазма ҳолатида бўлади. Барча қолувлар, хусусан Қуёш ҳам, ана шундай юқори температурали плазмадан иборатдир.

2. Ҳаддан электр ток ўтиши (электр разряд) жараёнида ҳам плазма ҳосил бўлади. Газ разрядли плазма электронлар ва йонлар сиз разрядли вужудга келтирилган электр ток манбаидан доимо энергия олиб туради. Натижада йонлар ва электронларнинг температуралари кескин фарқ қилади, чунки электронлар электр майдонда кўроқ тезлашади. Ма-салан, ёқин разрядда электронлар температураси ~ 10000 K бўлса, йонлар температураси ~ 2000 K дан ортимайди.

Ернинг атмосферадаги плазма Қуёш нурулининг туфай-ли атмосферадаги газ молекулаларининг йонланганидан на-

тижасида вужудга келади. Шунинг учун плазманинг бу тури га разрядли плазмадан фарқ қилади.

Плазма зарралари, худди оддий газ молекулаларига ўх-шани бетартиб ҳаракатда бўлади. Лекин нейтрал молекула-лардан таққия топган оддий газдан фарқли равишда плазма радиотўлқинларини қайтаради. Бунинг сабаби плазманинг электромагнит майдон билан таъсирланганидир.

Плазманинг энг асосий хусусияти—унинг квазинейтрал-лигидир. Квазинейтраллик тушунчаси билан электронлар ва бир хил йонлардан иборат бўлган плазма микосида та-нишайлик. Бундай плазмада электронларнинг нисбатли ҳи-ранинг таълиқлари йонлариникидан каттироқ бўлади. Шунинг учун электронлар плазмадан тефроқ чиқиб кетиши ва нати-жада плазмада йонлар кичиклигининг ортиб кетиши туфайли электр майдон вужудга келиши лозим эди. Лекин плазмада катта электр майдонлар вужудга келмас экан. Бунинг са-баби қуйидагидек: плазманинг бирер қисмида йонларнинг тўқнашиб қолиши натижасида вужудга келган электр майдон чиқиб кетаётган электронларга тортиқловчи таъсир кўр-сатиши, сўнг узирин орқасига қайтаради. Шу тарада элек-тронларнинг тебранма ҳаракати вужудга келади. Бу тебра-нишларнинг частотаси ва амплитудасини топайлик.

Заррани n_e бўлган электронларнинг x масофага силжи-ши натижасида вужудга келган электр майдон (бу майдон-ни биринчи яқинлашууда яқин конденсатор пластинкалари ораларидаги электр майдонга ўхшатса бўлади) кучланганлиги

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

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 силжигиша пропорцио-нал ва силжиги йўналишига қарама-қарши бўлган. У гар-моник тебранишларни вужудга келтирувчи квазиэластик куч ($F = -kx$) га ўхшайдир. Шунинг учун бу куч таъси-рида электрон олдинга ва орқига

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{en_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5.29)$$

частота билан ҳаракат қилади. Бу ҳаракатни плазма теб-ранишлари, ω_{pe} ни эса плазма частотаси ёки ленгмор частотаси дейилади. Албатта, электронлар билан йонлар

тўқнашуви натижасида электроларнинг теbranma ҳаракати сўнади.

Плазма теbranншлари содир бўладиган масофани қуйидаги мулоҳазалар асосида топамиз: электр майдонда x масофага силжинган электрон

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

ни бажарилади. Бу ни шу электрон кинетик энергиясининг ўртача ўлғариши (тахминан kT_e га тенг) ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

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

Бундан

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

Бу кифода иссиқлик ҳаракати туфайли плазмада зарядлар фазовий ажраладиган масофанинг максимал қийматини аниқлайди. Одатда, уни *дебай радиуси* (λ_D) деб аташади:

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

Шундай қилиб, дебай радиуси зарядларнинг фазовий ажралаши масштабини, плазма частотаси эса зарядларнинг ажралаган ҳолатта қайғиши даврини, яъни плазманинг заряд жиҳатдан нейтраллангани тиклани даврини характерлайди. Бу икки катталик плазманинг асосий характеристикалари ҳисобланади.

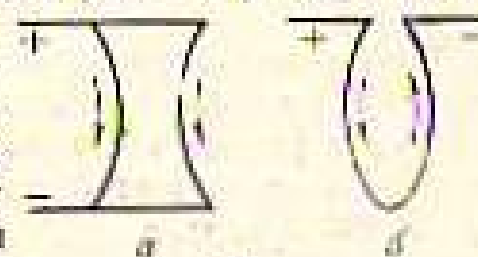
Хулоса қилиб айтганда, электронлар ва ионларни иборат газни, бу газ эгаладиган ҳажмининг четиқли ўлчамлари дебай радиусидан катта бўлгандagina (фақат шу ҳолатида квазинейтраллик шартни бажарилади) плазма деб аташи мумкин.

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

1-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси

Оддий магнит ҳолисаанр бизнинг эраимиздан катари ҳам маълум бўлган. Лекин электр ток ва магнит ҳолисалар орасида болалиши берилган тўғрисидаги фақатлар XVIII асрга келтирди. Француз физиги Араго «Момақаллироқ ва иссиқ» деб номланган китобда шунан урган ҳомадаги магнит қонунларининг илдин чиққилганини, яъни бу қонунлардан иккинчиси шимол ўрнига жанубни, бағтаси эса тарбни кўрсатадиган бўлиб қолганлигини ёзди. Шу китобда шунан урган уйдаги пўлатда исалган ичроқ, яъни каби буюмларнинг магнитлигиб қолганлиги тўғрисида ҳам ахборотлар бер. Ҳозирги вақтда ўрта мактаб физика курси ҳажмида маълумоти бўлган ҳар бир одам Арагонинг китобида боён утилган бу ҳолисаларни оддийгина тушуниши олади: шунан — газ орқали ўтувчи электр ток, исқорида боён этилган ҳолисалар эса электр токнинг магнит таъсиридир.

Лекин электр токнинг бу хусусияти фақат 1820 йида донишлик физик Эрстед томонидан аниқланди ва ўрганилди. Эрстеднинг бу кифаёти физика фанининг риважланишида катта турткилардан бири бўлди. Натижада Ампер, Био, Савар, Липлас, Фарадей каби олимлар электромагнетизм ҳолисаларини ўрганиб, муҳим кифаётлар қилдилар. Бу электромагнетизм ҳолисаларини ўрганишини бағрини: марта Ампер томонидан аниқланган параллел тоқларнинг ўзаро таъсиридан бошлаб. Агар икки параллел узун ўтказгичлардан ўтувчи тоқларнинг йўналишлари бир хил бўлса (6.1-а расм), бу ўтказгичлар бир-бири томон тортилади. Аксинчи, ўтказгичлардаги тоқларнинг йўналишлари қарама-қарин бўлса (6.1-б расм), бу тоқлар ўтказгичлар бир-биридан қочади. Тоқларнинг ўзаро таъсирига сабаб — тоқлар атрофидаги фазода алоҳида табиатан мажмун майдоннинг пайдо бўлишидир. Бошқача айтганда, тоқларнинг ҳар бири ўз атрофидаги фазода магнит майдон ҳолиа қилади ва бу майдон иккинчи тоқга таъсир кўрсатади. Иккинчи томондан, ҳар қандай электр ток электр зарядларнинг тортибоя ҳаракати деб қаралмоғи атом. Шунинг учун электр ток —



6.1-расм

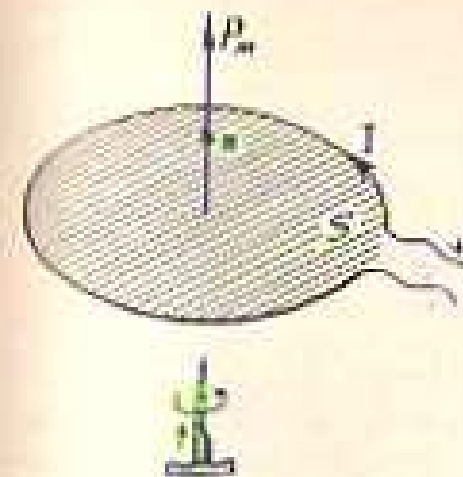
нинг барча турлари, яъни ўтказгич орқали электр ток, электронт ва газлардаги электр ток, вакуумдаги электр ток, конвекцион тоқлар атофаридаги фазода магнит майдон иujudга келди. Ҳақиқатан, 1901 йилда Эйхенвальд ўз тажрибасида зарядланган жисмларнинг ҳаракати туфайли содир бўладиган конвекцион токнинг магнит таъсири ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсирига эквивалент эканлигини тасдиқлади. 1914 йилда Иоффе вакуумда ҳаракатланаётган электронлар оқими устида таъриба ўтказиб, электронлар оқими ва ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсири бир хил эканлигини тасдиқлади. Магнит майдон, шунингдек, доимий магнитлар туфайли ҳам иujudга келди.

Магнит майдон, худди электр майдон каби, фазонинг қандайдир миқдорида ёки майдон шигори атрофида ҳам мавжуд бўливеради. Олдини ҳавоси бўлиб — вакуумдаги магнит майдон билан шугулланайлик.

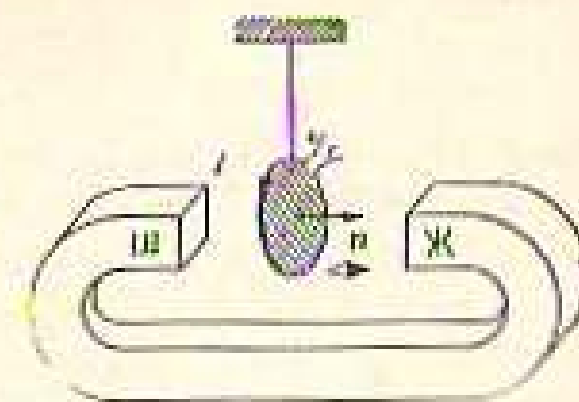
Электростатик майдонни текширишда, майдоннинг бирор текширилиши лозим бўлган нуқтасига киритилган нуқтавий «синнов заряд» дан фойдаланган эдик. Бу зарядга майдон томонидан таъсир этувчи куч майдоннинг ушбу нуқтасининг характеристикаси сифатида қабул қилинган эди. Магнит майдонни текширишда синновлик палифосини магнит стрелка (стрелка шаклидаги кичик доимий магнит) ёки «синнов контур» деб аталадиган токли берк контур (6.2-расм) бажаради. Синнов контурнинг ўлчамлари мумкин қадар кичик бўлиши, ундан ўтаётган ток кучи ҳам етарлича катта бўлиши керак, чунки синнов контур текшириладиган магнит майдон хусусиятларини осанилар даражада ўлгартирмаслиги лозим. Синнов контурнинг фазодаги вазияти унинг сиринга ўтказилган нормал билан аниқланади. Нормалнинг мусбат йўналиши тарафда контурдаги ток йўналиши билан ўнг винт қондаси асосида босилган йўналиши қабул қилинади. Бунинг учун контур сиринга ўтказилган нормал бўлиб ўнг винтнинг жойлаштирилиши ва уни контурдаги ток йўналишига бураш керак. Винтнинг палирилликлари ҳаракати мусбат нормал йўналишини кўрсатади.

Контурнинг характеристикаси сифатида (худди синнов заряднинг характеристикаси — унинг заряд миқдори q каби) контурдаги ўтувчи ток кучи I билан контур юзи S қўлаймаслиги миқдоран тенг бўлган ва контурнинг мусбат нормал бўлиб йўналган

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



6.2- расм



6.3- расм

вектордан фойдаланишдан, p_m ни контурнинг магнит моменти деб атамади. (6.1) даги n — мусбат нормал, йўналишидаги бирлик вектор.

Магнит майдон, масалан, доимий магнит қутблари орасида мавжуд бўлган магнит майдон (6.3-расм) бирор нуқтасини танитайлик. Бу нуқтага магнит моментлари турлича бўлган синнов контурларини навбатма-навбат киритиб ўтказилган кузатувлар асосида қуйидаги ҳулосаларга келимиз:

1) синнов контур магнит майдонда шундай мувозират вазиятига эга бўладики, бунда унинг мусбат нормалнинг йўналиши магнит майдонга киритилган магнит стрелка йўналишига мос бўлади. Бу йўналишни магнит майдоннинг текшириладиган нуқтасини йўналиши деб қабул қилимиз;

2) мувозират вазиятида қўйилган синнов контурга магнит майдон томонидан айланттирувчи момент M таъсир этадики, натижада контур мувозират вазиятига қайтади. Майдон йўналиши ва контурнинг мусбат нормал орасидаги бурирак $\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлган вазиятдаги контурса магнит майдон томонидан таъсир этувчи айланма момент модули максимумда қиймет $|M|_{\max}$ га эришади;

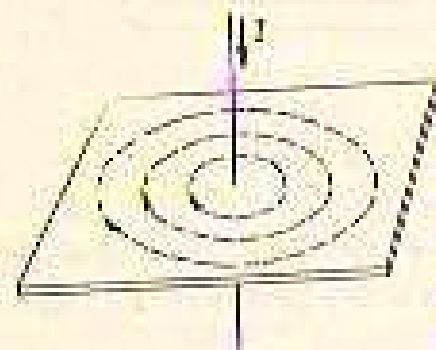
3) магнит майдоннинг ихтиёрий танлаб олинган нуқтада магнит моментларининг қийматлари $|p_m|$ турлича бўлган синнов контурларини навбатма-навбат киритсан, уларга таъсир этадиган айланттирувчи моментларнинг максимал қийматлари $|M|_{\max}$ ҳам турлича бўлади. Лекин, ҳар бир синнов контурса таъсир этувчи $|M|_{\max}$ нинг $|p_m|$ га нисбати магнит майдоннинг айни нуқтаси учун ўзгармас катталик бўлади. Магнит майдоннинг миқдорий характеристикаси ва-

вида бажарылган бу нисбат магнит индукцияси B деб аталадиган вектор катталигинин 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 катталиқ бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текширилаётган нуқта-сига киритилган синов контури-нинг мувозанат вазиятидаги мусбат нор-малнинг йўналиши билан, қиймати эса синов контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлан-тирувчи момент максимал қиймати-ни синов контур магнит моменти-нинг қиймати 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 индук-ция бирлиги шифатида магнит майдон шундай нуқта-сининг магнит индукция-кабул қилиниши керакки, бу нуқтага киритилган магнит моменти $1 A \cdot m^2$ бўлган ясси контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлантирувчи моменти-нинг максимал қиймати $1 N \cdot m$ га тенг бўлиши ло-зим. Бу бирлик тесла ($Tл$) деб аталади:

$$1 Tл = \frac{1 N \cdot m}{1 A \cdot m^2} = 1 \frac{N}{A \cdot m}.$$

Магнит индукциянинг ўлчамлиги — $MT^{-1} I^{-1}$. Магнит ин-дукциянинг гаусс ($Гс$) деб аталувчи истеъмолдан чиққан бирлиги ва $Tл$ орасида қуйидаги муносабат ўринли:

$$1 Гс = 10^{-4} Tл.$$

2-§. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш

Магнит майдонни график усулда тасвирлаш учун ма-гнит индукция чизикларидан фойдаланилади. Магнит ин-дукция чизикларини ўтказишда қуйидаги икки шарт бажарил-иши керак:

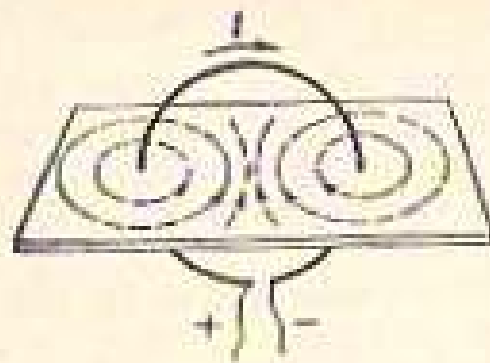
1. Магнит индукция чизигининг ҳар бир нуқтасига ўт-казилган уринма шу нуқтадаги магнит индукция вектори-нинг йўналиши билан устма-уст тушishi лозим;

2. Магнит индукция чизикларининг зичлиги (магнит ин-дукция векторига нормаль бўлган сиртининг бирлик юзи о-ридан ўтувчи магнит индукция чизикларининг сони) май-доннинг ушбу соҳасидаги магнит индукция векторининг қийматига пропорционал бўлиши лозим.

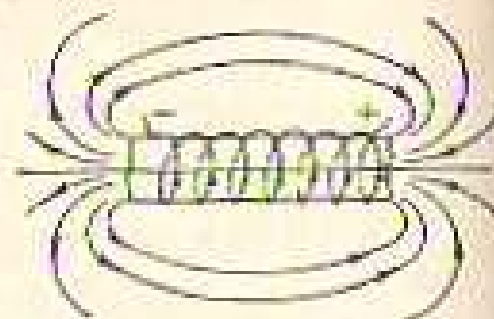
Тўғри ўтказгичдан ўтаётган ток (бундан кейин бу ток-ни оқийишга қилиб тўғри ток деб атаймиз) туфайли шу-жудга келаётган магнит майдоннинг график тасвирини қуйидаги тарзида кузатиш мумкин. Горизонтал текис-лик павканидаги картондан вертикал ўтказгич ўтказиш (6.4-расм) ва картонга юққа қатлам қилиб темир қипиқла-рини сезайлик. Агар ўтказгичдан электр ток ўтказсак, кар-тондаги темир қипиқлари ўтказгич атрофидаги берк чизиклар бўлиб жойлашади. Агар картонни юқорига ёки дастга сил-житсак, магнит индукция чизикларининг шакли ўзгармайди. Магнит индукция чизикларидан бирини танлаб олайлик ва бу чизикнинг турли нуқталарида синов контури-нинг мувозан-ат вазиятини кузатсак, ихтиёрий нуқтада контурнинг мус-бат нормаль магнит индукция чизигига ўтказилган уринма билан устма-уст тушиди. Шундай қилиб, тўғри токнинг магнит индукция чизиклари марказлари ўтказгич устида ёт-ган концентрик айланалардан иборатдир. Магнит индукция чизикларининг йўналишини аниқлашда ўнг винт қондасидан фойдаланиш керак: агар ўнг винтнинг илгариланма ҳарака-ти токнинг йўналиши билан мос тўшса, винт дастасининг айлан-иши йўналиши магнит индукция чизикларининг йўна-лишини кўрсатади.

Айлана шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган ток (бундай токни айланма ток деб атаймиз) туфайли шудга кела-ётган магнит майдоннинг график тасвири 6.5-расмда кўрсатил-ган. Расмдан кўришганича, магнит индукция чизиклари концентрик айланалар бўлмаса-да, лекин берк чизиклардан иборат. Бу ҳолда ўнг винт қондасидан қуйидагича фойда-ланиш керак: агар ўнг винт дастасини айланма ток йўна-лишида айлантирсак, винтнинг илгариланма ҳаракати айлан-ма ток павдаси магнит индукция чизикларининг йўналишини кўрсатади.

Энди, бир неча ўрмч изоляцияланган сымдан иборат га-ланини кўрайлик. Бундай галтанин соленоида деб аталади. Соленоидадан ўтаётган токни умумий ўққа эга бўлган ай-ланма токлар системаси деб қараш мумкин. Соленоида-нинг



6.5-рәс.



6.6-рәс.

магнит майдон 6.6-рәс.тә тәсвирләнгән халықта барады. Соленоидның икеи қисмдә магнит индукция чизикләри соленоид үңгә параллель булган тўғри чизиклар системасын тәшкил этады. Бу тўғри чизиклар соленоид ушарына йүнәлгән сәри эри чизикларга айлангн, соленоидның тәңкәрәсдә тутанады. Соленоидның икеи қисмдәги магнит майдон бир жинсәи майдонлар. Бу ҳәлдә магнит индукция чизикләрининг йүнәлгәнлиги, хуҗдә айланма токдагы кабы үңгә иңгә қондысәи асосидә анықланады.

Хуләсә қилиб айтқанда, магнит индукция чизикләри магнит майдонни вужудга келтирүүсәи тәкәи йүнәлгәнлигининг шакладан қатъи назар берк чизиклардыр.

3-§. Био — Савар — Лаплас қонуни

Био ва Савар турли шаклдаги токли йүнәлгичлар атрофидәги магнит майдонларни текширәи нәтижәсидә токли йүнәлгичдан r масәфә узақлыктаги нуқтадаги магнит индукциясәи йүнәлгичдаги ток күч I га тўғра пропорционал, r га эсә тәкәри пропорционал эсәиләгәнни анықлашлар. Қейинчәлик, Лаплас ихтиёрий шаклдаги токли йүнәлгич атрофидәги нуқталар үчүн магнит индукцияни анықлаш имконины берәлгән формулани тәкәиф этди. Буида Лаплас майдонлар суперпозициясәи принциpidән фәйдаланди. Бу принцип умумий ҳәлдә қуйналысма тәърифланады: бир неча токлар тўғрайли вужудга келәтгән майдонниң ихтиёрий нуқтадаги магнит индукциясәи (B) алоҳидә токлар вужудга келтирәтгән майдонларниң айан нуқтадаги магнит индукциялари (B_i) иңгә вектор йиғиндисига тенә булади. Яъни

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

Ихтиёрий шаклдаги токли йүнәлгични dl узунлыктаги элементар бўлаччалардан иборәт дейлик хушкн. Бу бўлачча узунлыгының уңдан йүнәтгән ток күч I га қунайгәнлиги, яъни ток оқидәгән томонга йүнәлгән вектор $I dl$ ни «ток элементи» деб аташ оқидәт бўлган. Шунинг үчүн ихтиёрий шаклдаги токли йүнәлгич ҳәсәл қиләтгән майдонниң бирәр нуқтадаги магнит индукциясәи ушбу токли йүнәлгичниң тәкәлибий қисмләри деб қараләтгән ток элементләри тўғрайли вужудга келәтгән асосий бўлган майдонлар магнит индукцияларниң вектор йиғиндисидән иборәт бўлишәи керәк, яъни

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

Ҳәр бир ток элементи (6.7-рәс.) вужудга келтирадигән майдонниң магнит индукциясәи

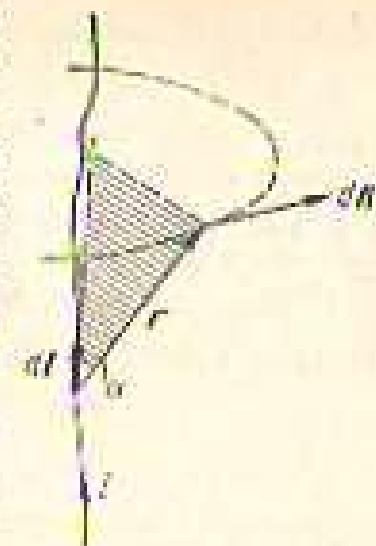
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl r}{r^3} \quad (6.6)$$

муносибат билән анықланады. dB иңгә модули үчүн қуйнадыи ифода ўринли:

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

Мажур муносибатлар Био — Савар — Лаплас қонунини ифодалайды. (6.6) ва (6.7) да r — ток элементидән магнит индукциясәи анықланадигән нуқтага йүнәлгән радиус-вектор; r — шу радиус-вектор модули; α — йүнәлгич элементи бўлаччасәи dl билән r оқидәги бурәк; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ В/А эсә магнит доимийсәи деб аталады.

dB иңгә йүнәлгәнлиги dl ва r векторлардан йүнәлгән текнонико перпендикуляр бўлады: үңгә иңгә dl йүнәлгәнлигида йүнәлгәнлигәи ҳарәкәтләнәишәи үчүн иңгә дағәсәи бурәлишәи доимий бўлган томон dB иңгә йүнәлгәнлиги кўрәтәди.

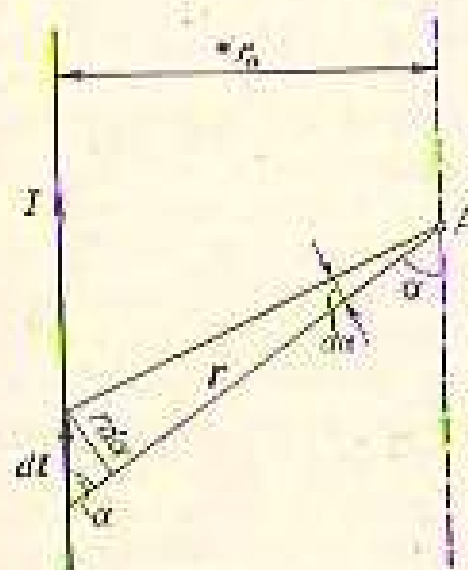


6.7-рәс.

4-§. Турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш

Бю—Савар—Лаплас қонунидан фойдаланиб турли шаклдаги токли ўтказгичлар майдонларининг магнит индукциясини ҳисоблаш мумкин. Мисол тариқасида бир печа хусусий ҳолатларни кўрайлик:

1. Чексиз узун тўғри қизил шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган I ток (тўғри ток) туфайли вужудга келган майдоннинг ихтиёрий A нуқтадаги магнит индукциясини ҳисоблайлик (6.8-рasm).



6.8- рasm

ток элементи вужудга келтирган магнит майдон индукциясининг модули (6.7) формула асосида топилади. Ҳозир бўлганлиги учун B нинг модулини ҳисоблаш операцияси қуйидаги кўрсаткичларга келтирилади:

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

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

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

эканлигини тоғайим. Шунинг учун

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

бўлади. Бу ифодада интеграллаш чегараларини 0 га π деб олинди, чунки чексиз узун тўғри токнинг барча элементлари учун α бурчак шу интервалда ўзгаради. Шундай қилиб, чексиз узун тўғри ток туфайли вужудга келадиган майдоннинг ихтиёрий нуқтадаги магнит индукцияси ўтказгичдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал ва индукцияси ўзгараётган нуқтанинг ўтказгичдан узоқлигига тескари пропорционалдир.

2. Радиуси R бўлган айлана шаклидаги ўтказгичдан I ток ўтаётган бўлсин (6.9-рasm). Шу айлананинг марказидagi магнит майдон индукциясини аниқлайлик. Айлананинг ҳар бир dl элементи н радиуси R орасидаги бурчак $d\alpha/2$ га тенг бўлганлиги учун Бю—Савар—Лаплас қонунига асосан:

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

Барча dB лар айлан бир хил йўналишда, яъни айлана марказидан ўтувчи мусбат нормаль бўйлаб йўналган. Шунинг учун интеграл майдоннинг айлана марказидagi 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 токли контурнинг магнит моментини

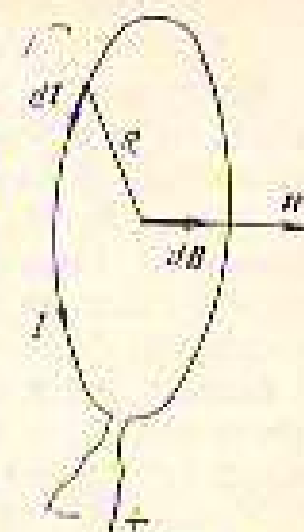
$$p_m = I \cdot S = I \pi R^2 \quad (6.12)$$

бўлганлиги учун (6.11) ни қуйидагича ўзгартириб ёзиш мумкин:

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

B ва p_m векторлар контурга ўтказилган мусбат нормаль n бўйлаб йўналган учун қуйидаги мусбат ўрнати бўлади:

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



6.9- рasm

5-§. Магнит индукция векторининг контур бўйича циркуляцияси

Маълумки, E векторининг чизиқлари (яъни электростатик майдон кучланганлик чизиқлари) ёхуд заряддан бошланар (аз-рияд мусбат бўлганда), ёхуд қарқдан тугалланар (аз-рияд манфий бўлганда) эди. Ҳеч вақт кучланганлик чизиқлари берк бўлмак эди. Электр зарядлар электр майдонни бужудга келтирувчи манбалар бўлиб, хизмат қилади. Шунинг учун ҳам зарядларни, бошлан, манбалар деб аталади.

Магнит майдонни тасвирлашда фойдаланиладиган магнит индукция чизиқлари эса донго берк бўлади. Берк чизиқлар ҳеч қарқдан бошланмайди ва ҳеч қарқдан тугалланмайди. Уларининг бу хусусияти бошлан B векторининг чизиқлари E векторининг чизиқларидан бутунлай фарқ қилади. Шунинг учун ҳам табиғатда электр зарядларга ўхшаш магнит зарядлар бўлмайди. Демак, магнит майдонни бужудга келтирувчи электр тоқлар уқрмасимон берк магнит индукция чизиқлари билан ўралган бўлади. Шунинг учун, магнит майдонни уқрмасимон майдон ёки уқрмалар майдони деб, бу майдонни бужудга келтирувчи электр токни эса уқрма деб аташ мумкин.

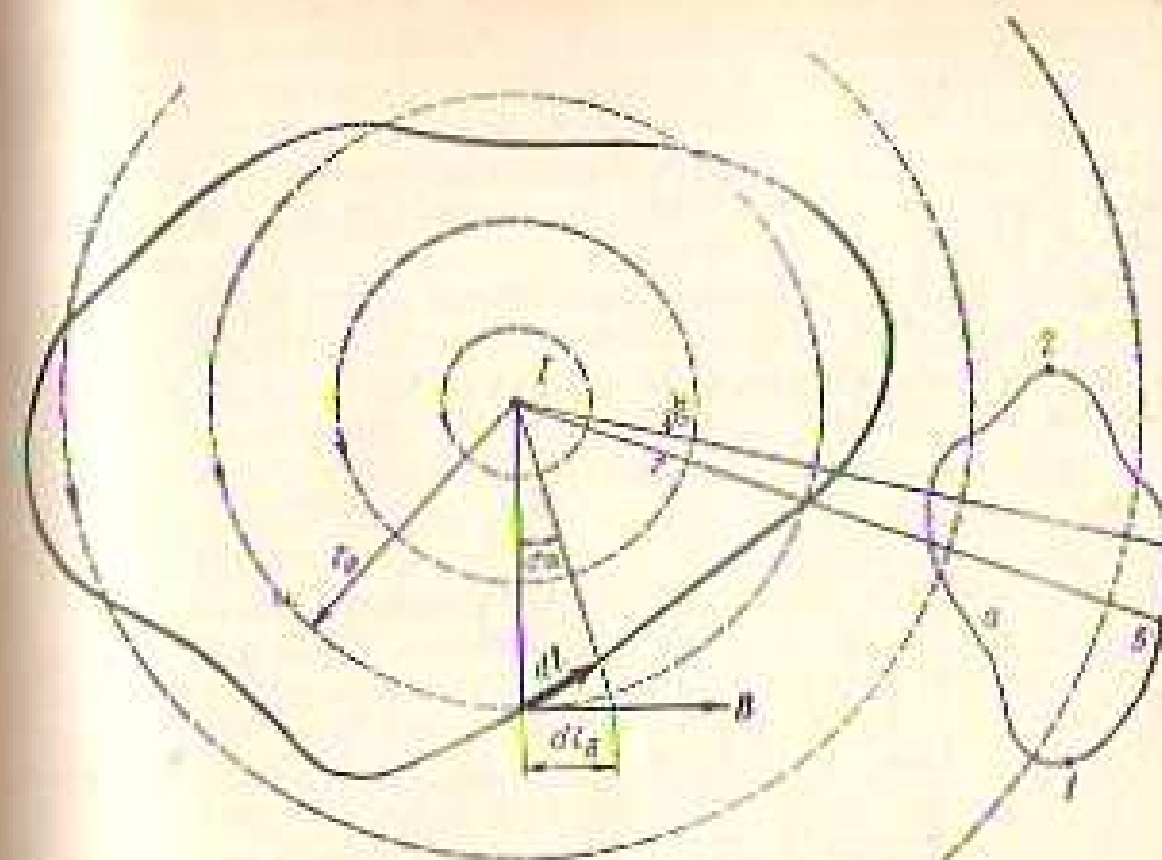
Электростатик майдон потенциал майдон эди. Шунинг учун, кучланганлик векторининг берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг эди:

$$\oint E, dl = 0. \quad (1.19)$$

Магнит майдон бу хусусиятга эгами? Бу саволга жавоб берип учун тексиз узун тўғри ток майдониданги ихтиёрий яқин берк контур бўйича B векторининг циркуляциясини, яъни $\oint B, dl$ нинг қийматини ҳисоблайлик. Тўғри ток 6.10-расмда чизма тексизлигига перпендикуляр, zero чизмада у нукта билан тасвирланган. Бу ток тўғрайди бужудга келган магнит майдонни тасвирлашчи B чизиқлари — марказлари контур тексизлиги ва ток кесилган нуктада жойланган концентрик айланалардир. Контурни хаёлан dl элементларга ажратайлик. Шу элементлардан бири жойланган нуктадаги B векторининг dl йўналишига проекциясини $B_{\parallel}$ деб белгилайлик ва векторларнинг скалар қўлайтмасининг хусусиятларидан фойдаланамиз:

$$B, dl = B dl = B dl \cos(B, dl) = B dl_{\parallel} \quad (6.15)$$

бунда $dl_{\parallel}$ — контур элементи (dl) нинг B йўналишига проекцияси, γ — r_0 радиусан айланана уриниш радиуси бўлганай.



6.10-расм

Ленин 6.10-расмдан кўринишича, унинг қийматини шу айлананинг ёни билан айлантирса ҳам бўлади, яъни:

$$dl_{\parallel} = r_0 d\alpha, \quad (6.16)$$

бунда $d\alpha$ — контур элементи (dl) га тиралган ва уни тўғри ток билан контур тексизлиги кесилган нуктада жойланган 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,

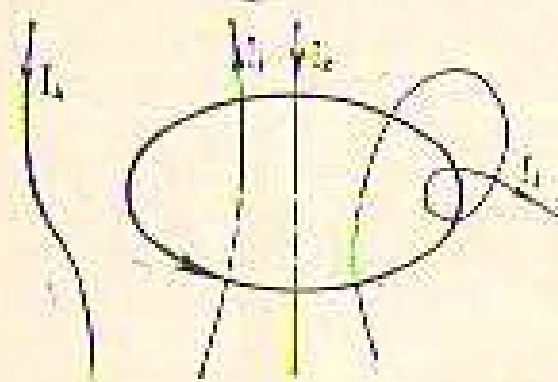
$$\oint B, dl = \oint B dl_{\parallel} = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} r_0 d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint d\alpha \quad (6.17)$$

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

даги интеграл нолга тенг бўлади. Демак, B векторининг тўри токни қамраб олган ихтиёрий шаклдаги яеси контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқи бўлиб, у ўтказгичдан ўтаётган ток кучига боғлиқ, яъни $\oint B_i dl = \mu_0 I$. Бу ифода турли шаклдаги тоқлар ва контур бир текисликда ёлмаган ҳолатлар учун ҳам ўринли эканлигини исботлаш мумкин. Бу исботларни тафсилоти устида тўхталмаймиз.

Агар контур бир неча токни қамраб олган бўлса, B нинг шу контур бўйича циркуляцияси контур ичидagi барча тоқлар алгебраик йиғиндисининг магнит доимийси μ_0 га кўпайтмасига тенг бўлади:

$$\oint B_i dl = \mu_0 \sum I. \quad (6.18)$$



6.11-расм

Вақсуудати магнит майдон учун тўлиқ ток қонунини ифодаловчи мазкур муносабатдаги текнинг шўрақини аниқлашда ўнг винт қондасидан фойдаланилади, яъни ўнг винт дастасини контурни айланиш йўналишида бураганимизда винтнинг нагаринишма ҳаракати мусбат тоқларнинг йўналишини кўрсатади. Тескари йўналишдаги ток эса манфий шўрақа билан олинади. Хусусан, 6.11-

расмда тасвирланган бир неча тоқлар турайми шўжудга келган магнит майдон индукцияси векторининг I контур (расмда қалин чизик билан тасвирланган) бўйича циркуляциясини ҳисоблашда тоқларнинг алгебраик йиғиндиси қуйидагича ёзмади:

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

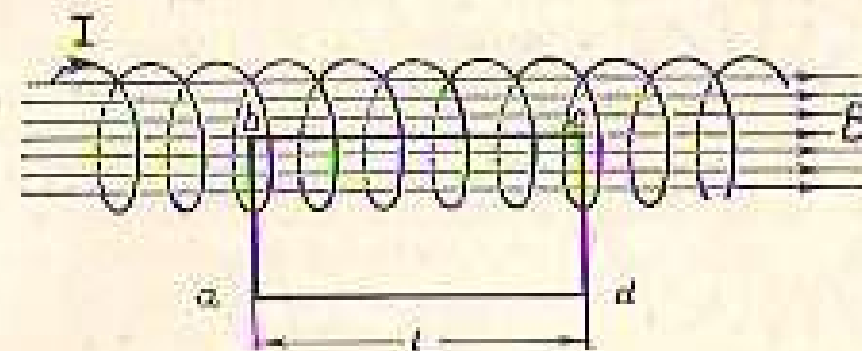
бунда I_3 ток кучи 2 га кўпайтирилганлигини сабаби шундаки, I_3 ни контур икки марта қамраб олган. I_1 токни эса контур мутлақо қамрамаган. Шунинг учун I_1 тоқлар алгебраик йиғиндисизда ҳисобга олинмади.

Юқорида қайи қилинган фикр ва мулоҳазалардан магнит майдоннинг, электростатик майдондагича ўхшаш, потенциал орқали характерлаб бўлишиди, деган хулосага келамиз: агар магнит майдонни характерловчи потенциал тушунчасидан фойдаланимоқчи бўлсак, майдоннинг ихтиёрий нуқтақининг потенциални ўраб турувчи контур бўйлаб бир марта тўлиқ

айланиб яна шу нуқтага қайтиб келинганда $\mu_0 \sum I$ қийматга ертиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, бундай потенциал бир қийматан бўлмайдиг.

6-§. Соленоид ва торондининг магнит майдони

Соленоид — марказлари умумий ўқда ётувчи бир-бири билан кетма-кет уланган айланма тоқлар йиғиндисидир (6.12-расм). Шу соленоид ичидagi магнит майдоннинг индукцияси B ни ҳисоблаш керак. B нинг йўналишини ўнг винт қондаси асосида топилади, текширилатётган ҳолда соленоид ичидagi соҳада B чизиклари чандан ўнг томон йўналган ўзаро параллел тўғри чизиклар бўлади. B нинг қийматиин магнит индукция векторининг берк контур бўйича циркуляциясини ифодаловчи (6.18) муносабатдан фойдаланиб толамиз. Бунинг



6.12-расм

учун чексиз узун соленоиднинг n дона ўрамини ўз ичига олган l узунлигини хаёлан ажратиб, унда $ab c d a$ берк контурни 6.12-расмда тасвирланганшдек ўтказайлик. Мазкур берк контур бўйича B векторининг циркуляцияси учун қуйидаги муносабат ўринли:

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

бундаги I — соленоиддан ўтаётган ток кучи, зеро $ab c d a$ контур қамраб олган тоқларнинг алгебраик йиғиндиси nI га тенг. Берк контурнинг ab ва cd қисмлари B чизикларига перпендикуляр бўлганлиги учун мазкур қисмларда $B_i = 0$. Контурнинг bc қисми жойланган соҳада эса $B = 0$ бўлганлиги учун B_i ҳам нолга тенг. Шунинг учун (6.19) даги тўртта интегралдан фақат биттаси поддан фарқи. Натижада (6.19) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint_l B dl = \mu_0 n I. \quad (6.20)$$

Контуриның ба қисми B га параллель бұлғыныс тудайын бу соҳада $B_t = [B] = B$ бұлады. Зеро (6.20) дағы интеграл

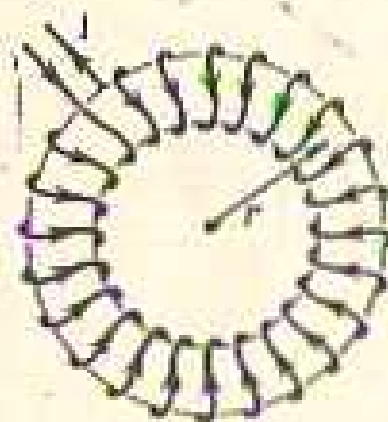
$$\oint_l B dl = \oint_l B dl = B \oint_l dl = B l \quad (6.21)$$

бұлады. (6.20) на (6.21) дери тақдосласак,

$$B l = \mu_0 n I$$

ёки

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



6.13-рәсәм

(6.13-рәсәм). Натыйжада торада деб аталдыган ҳалқасемен еагтак вуқудда келиди. Магнит майдон фақат торада ичиди мукассамлашган, B ни (6.22) формула ёрдамыда ҳисоблаш мүмкин:

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

Торада узунлыгы ($l = 2\pi r$) ҳалқаның ўрта чегини (6.13-рәсәм-дағы нуқтир чегин) бўйича ҳисобланады, яъни ҳалқаның ички ва ташқи айланалары орасыдағы фарқ эътиборга олынмайды.

7-§. Магнит индукция векторының сирт орқали оқими

B векторының dS сирт орқали оқимы ёки магнит оқим деганда

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

катталык тупунилади. Бу ифодадағы $B_n = B \cos \alpha$, у B векторының dS сирт-га ўтказылган муқабат нормаль n йўналышыга проекциясыны ифодалайды. α — сиртга ўтказылган муқабат нормаль на B вектор орасыдағы бурчак (6.14-рәсәм). B ичиг сирт орқали оқимы муқабат ($\cos \alpha > 0$ бұлғанда) ва манфий ($\cos \alpha < 0$ бұлғанда) қийматларға эга бұла олады.

Магнит индукция векторының ичигерий S сирт орқали оқимы эса

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

ифода ёрдамыда анықланады.

Бир жиксели магнит майдонда жекс сирт B векторга перпендикуляр тарада жойланган бұлас (яъни $B_n = B \cos \alpha$ бұлған ҳалда), (6.25) қуйыдағы кўрыншга эга бұлады:

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

Маэкур муносабатдап фойдаланып магнит оқимының СИ дағы бирлиги—вебер (Вб) ни анықлаш мүмкин: 1 Вб — магнит индукциясы 1 Тл бұлған бир жиксели магнит майдонда майдон йўналышыга перпендикуляр тарада жойланган 1 м² қимт жекс сиртти тешип ўтдыган магнит оқимдыр.

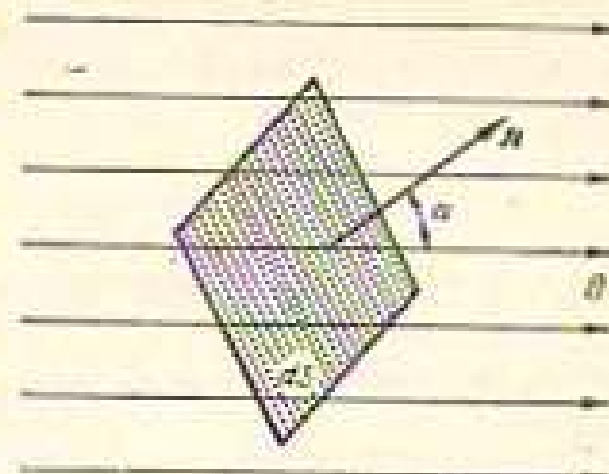
Магнит оқимының ўлчамасы — $L^2 M T^{-2} I^{-1}$.

Магнит оқимының максисела (Макс) деб аталған, СИ СЭВ 1052 — 78 га жексин, фойдаланылмастган бирлиги на B бора-сида қуйыдағы муносабат ўрынли:

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

B учун Гаусс теоремасы қуйыдағыча таърифланады: Магнит майдон индукциясы векторының ичигерий пакладасы берк сирт орқали оқимы нолга тенг:

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



6.14-рәсәм

Маскур теорема магнит индукция чизикларининг берк эканлигини, яъни берк сирт юзига қараётган B чизикларининг сонини сиртдан қараётган B чизикларининг сонига айлан тентлигини ифодалайди.

VII БОБ

МАГНИТ МАЙДОННИНГ ТАЪСИРЛАРИ

1-§. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари

Магнит майдонда жойлашган токли ўтказкичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси B га, ўтказкичнинг геометрик ўлчамларига ва ундан ўтаётган ток кучи I га боғлиқ. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказкич бир жиғили бўлаётган магнит майдон (B вектор ўзгарибс бўлаётган) да жойлашган бўлса, ўтказкичнинг ҳаёлий кичик элемент (dl) ларга қаратами. Ҳар бир элемент жойлашган соҳадаги магнит майдон индукциясига ўзгарибс деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказкичнинг dL элементига таъсир этувчи кучни

$$dF = I[dl \times B] \quad (7.1)$$

ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = I B dl \sin \alpha \quad (7.2)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди. (7.1) ва (7.2) ларда B — майдоннинг dL элемент жойлашган соҳадаги магнит индукцияси, α — dL ва B векторлар орасидаги бурчик (7.1-расм).



7.1-расм

Таъсир этувчи кучнинг (қандаш бу кучни Ампер кучи деб ҳам аталади) йўналиши ҳақ қўла қондаги бўйича топилади. Бунинг учун ҳақ қўлажани шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда B вектор қайтисига кирсин, узатишган тўртта бармоғимиз токнинг йўналиши билан мос тушсин. У ҳолда очилган беш бармоғимиз Ампер кучининг йўналишини кўрсатади.

Магнит майдоннинг характеристикаси бўлган B ни аниқлашда майдоннинг текширяётган нуқтага қаратилган ток-

ли сирт контурдан фойдаланишган эдик ва майдон томонидан унга таъсир этувчи айланма моментларининг қаймақлари тўғрисида мулоҳазадар юритган эдик. Энди Ампер қонунига асосланиб, магнит майдонга турли шаклларда жойлаштирилган токли контурларга майдоннинг таъсири билан батафсилроқ тинишимиз мумкин. Томонларининг узунликлари a ва b бўлган тўғри тўртбурчак шаклидаги токли контур билан ни кўрайлик. Контур xOy текисликида бўган бўлсин (7.2-а расм). B вектор контур текислигига перпендикуляр равишда йўналган хусусий ҳолини кўрайлик (7.2-б расм). Бу ҳолда, Ампер қонунига асосан, контурнинг қарима-қарини томонларига ўзаро тенг, лекин йўналишлари қарима-қарини бўлган $|F_a| = -|F_b| = |Bb|$ ва $|F_b| = |F_a| = IBa$ кучлар таъсир этади. Бу кучларнинг барчаси xOy текислигига ётади. Шунинг учун улар контурни қўлашга (кенгайтиришга) ҳаракат қилади, ҳолос. Агар магнит майдоннинг йўналиши текислигига ўзгарибс контур орқали ўтувчи ток йўналиши текислигига ўзгарибс, контур томонларига таъсир этувчи кучлар ҳам ўз йўналишларини текислигига ўзгартиради. Демак, бу ҳолда кучларнинг таъсири контурни сақинишга (торайтиришга) ҳаракат қилишдан иборат бўлади.

Иккинчи хусусий ҳолини кўрайлик (7.2-а расм). Магнит майдоннинг йўналиши Oz га параллел бўлсин. Бу ҳолда контурнинг a узунлигидаги томонларига майдон томонидан таъсир этувчи куч, (7.2) га асосан, юлга тенг, чунки бу томонлар ва B орасидаги бурчик синуси юлга тенгдир. Контурнинг b узунлигидаги томонларига эса $|F| = |F'| = IBb$ кучлар таъсир этади. Бу кучлар контур текислигига перпендикуляр, ўзаро тенг берк Oz билан бир хил йўналган, иккинчиси унга тексари йўналган. Бу кучлар — бир-биридан a масофа улоқларида ўтувчи кучларга қўйилган жуфт кучлардир. Маскур жуфт куч моментининг модули

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

бўлади. Лекин $|P_m| = IS = Iba$ эканлигини ҳисобга олиб, (7.3) ни қўйиладиганда ёза оламиз:

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

Бу момент токли контурни Oz ўқи атрофида бурнишга ҳаракат қилади.

Юқорида икки чегаравий хусусий ҳолатларни кўриб ўтдик. Энди, умумий ҳолда (7.2-г расм) B вектор Oz ва Oy ўқларига параллел ҳам эмас, перпендикуляр ҳам эмас. Магнит индукция чизиклари ва контурга ўтказилган мусбат нормаль

қиймати, (7.2) га жасан, кубиктегі $\sin \alpha$ мүннн (B_1 ва I_2 токнинг йўналиши орасидаги бурч $\alpha = \pi/2$ эканлигини ҳисобга олганда):

$$F_{21} = B_1 I_2 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_{12}} l \quad (7.8)$$

Худди шундай энкордаги куч билан I_2 ток туфайли бу жудга келган магнит майдон (мажкур майдон илҳулки B_2) ҳам I_1 токнинг узунлиги l бўлган қисмига таъсир этади (7.3-б-расм):

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

Демак, икки параллел чексиз узун тўғри тоқлар орасидаги ўзаро таъсир кучининг ўтказишининг l узунлигига тўғри келувчи қиймати ўтказишлар орқали ўтувчи ток кучларининг қўйилмасини тўғри пропорционал ва тоқлар орасидаги масофага тесқари пропорционал бўлади:

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

Бу ифодага асосланиб СИ даги асосий берилкларда бири-бирига таъсир кучининг бирлиги қабул қилинган: 1 ампер (А) — вакуумда бири-биридан 1 м масофа узунлида жойлашган, чексиз узун ва ўта кичик қўйилмалар кесимга эканлиги паравалла ўтказишнинг ўтказишига ҳар 1 м узунлигида $2 \cdot 10^{-7}$ Н таъсир ўзаро таъсир куч ҳосил қилганга ўзаро таъсир кучи.

Ампернинг бу таърифидан фойдаланиб келгил асосий μ_0 нинг қийматини аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан, $I_1 = I_2 = 1$ А ва $r_{12} = 1$ м бўлса, (7.10) га асосан, ўтказишнинг бирлик узунлиги ($l = 1$ м) га таъсир килувчи куч $2 \cdot 10^{-7}$ Н бўлиши керак:

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

будан

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

3-§. Лоренти кучи

Юқориди магнит майдондаги токни ўтказишга таъсир этувчи куч (Ампер кучи) билан таъсир этади. Бу кучнинг нуқсудга келганини Лорентц қўйилмасига тунунтириш: ўтказишда ток

ташувчи қатъийлаш тартибдан ҳаракат қилётган зардаларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зардалар ўтказиш тартибдан четерлашган ҳажм ишда ҳаракат қилётганликлари учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилётган кучларнинг йиғилмаси токни ўтказишга таъсир этувчи кучи шартан нанола бўлади. Шунинг учун Ампер кучини ифода қилиш (7.1) даи фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатланувчи зардалар таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказишдан ўтаётган ток кучининг қиймати

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

испанидан фойдаланиб, ток кучи I нинг ўтказиш элементини dV га қўйилмасини қўйилмаси кўринишида ёки:

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

(7.12) ва (7.13) ларда j — ток айлани, S — ўтказишнинг қўйилмаси кесими, n — ўтказишнинг бирлик ҳажмидаги зардалар таъсир кучининг сонини, v — зардалар таъсир кучининг тартибдан ҳаракат тезлиги, q — унинг зарда, $dV = S dl$ ўтказиш элементининг ҳажми. Агар $n \cdot dV$ ни, кун ўтказишнинг dV ҳажмидаги зардалар таъсир кучининг сонини dn деб белгиласак, (7.13) қўйилмаси кўринишига келади:

$$Idl = q n v dn \quad (7.14)$$

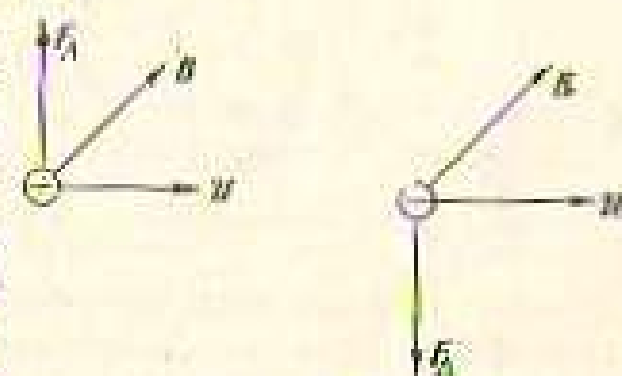
Бу ифодани (7.1) га қўйилас:

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

Мажкур ифода dn доға ҳаракатланувчи зардалар таъсир кучига магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучни харақаралайди. Шунинг учун бир доға зардалар таъсир кучига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, Лорентц кучи деб аталади:

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

Лорентц кучининг йўналиши ҳам уш қўйилмаси асосида топилади. Лекин бу йўналиш ҳисобат зардалар ($q > 0$) зардаларга магнит майдонда таъсир этувчи кучининг йўналиши бўлади. Магнит зардалар ($q < 0$) зардаларга 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 жиисли магнит майдонга u тезлик билан кирган зарядли зарранинг ҳаракати қандай бўлади? Мазкур саволга жавоб бериш учун, (7.16) муносабатга асосланиб, қуйидаги ҳолатларни муҳокама этайлик.

1. Зарядли зарранинг ҳаракати магнит майдон индукцияси чизиқлари бўйлаб содир бўлаётган ҳолда u ва B векторлар орасидаги бурчак 0 ёки π га тенг. Зеро, (7.16) формулага асосан, $F_{\perp} = 0$. 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 ($F_{\perp} = qvB$) ўзгармайди. Бундай куч таъсирида зарра айлана бўйлаб ҳаракатланади. Айлана радиуси R ни

$$qvB = \frac{mv^2}{R} \quad (7.17)$$

тенглангни ечиб топиш мумкин:

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

бундаги m — зарранинг массаси, q — зарранинг заряди.

Зарранинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақт

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{mv}{qB} = \frac{2\pi}{|q|mv} \quad (7.19)$$

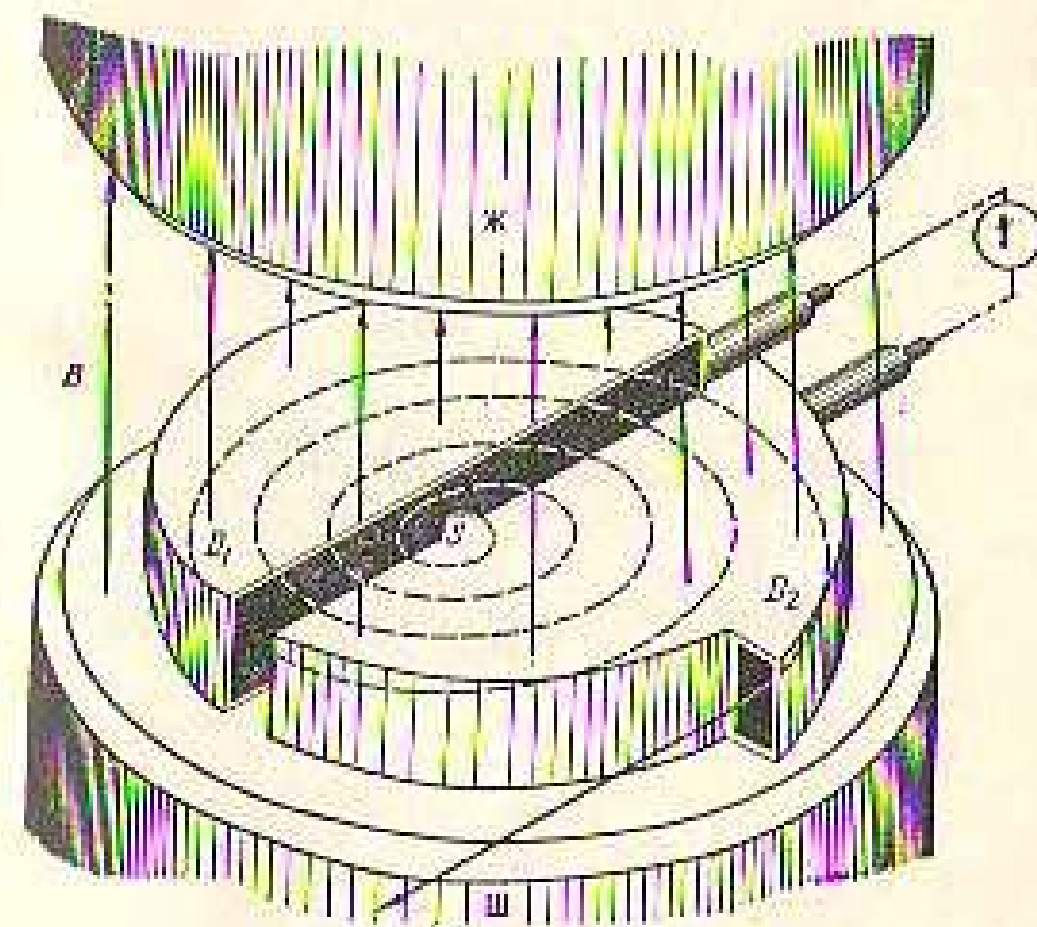
зарранинг айланиш даври деб аталади, у зарранинг солинтирма заряди ($|q|/m$) ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ, заряднинг тезлигига эса мутлақо боғлиқ эмас.

3. Зарра тезлиги магнит майдон йўналиши билан ихтиёрий α бурчак ташкил этсин (7.5-расм). Бу ҳолда тезлик вектори u ни икки ташкил итутинга — B бўйлаб йўналган u_1 ва B га перпендикуляр равишда йўналган u_2 га ажратиш мумкин. Зеро, зарядли зарра u_1 туфайли магнит индукция чизиқлари бўйлаб тўғри чизиқли текис ҳаракатда, u_2 туфайли эса майдонга перпендикуляр текисликда айлана бўйлаб текис ҳаракатда қатнашади. Бу икки ҳаракатнинг суперпозицияси (қўшилиши) зарра ҳаракатини тасвирлайди: ўқи магнит майдонга параллел бўлган спирал чизиқ бўйича зарра ҳаракатланади.

Ҳаракатланаётган зарраларга магнит майдон кўрсатадиган таъсирдан шислик тезлаткичлар (циклотрон, синхротрон, синхрофазотрон), магнитогидродинамик генераторларда фойдаланилади. Циклотроннинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишайлик. Циклотроннинг асосий қисми — кучли электромагнитдир (7.6-расм). Бу электромагнитнинг кутб-



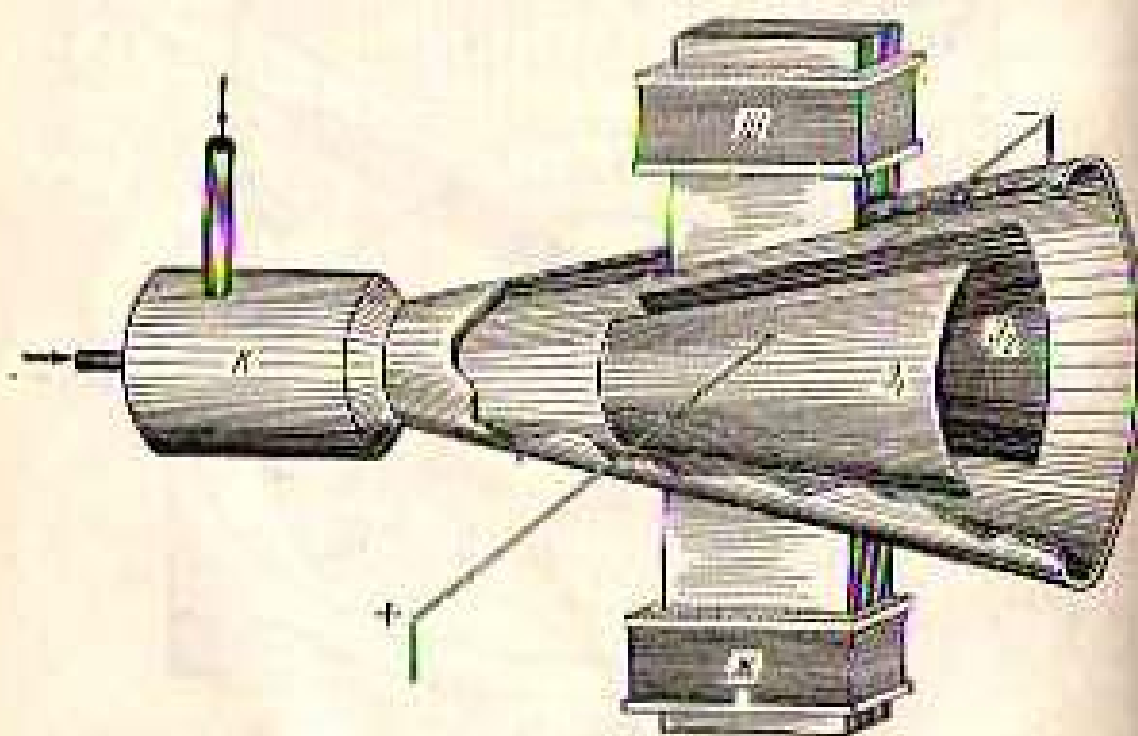
7.5-расм



7.6-расм

лара орасида ясен цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камера дуант деб аталадиган D -симон икки бўлак D_1 ва D_2 дан иборат. Дуантлар электродавр ваифосини ҳам ўтайди. Улар ўзгарувчан кучланишчи иккори частоталий генераторининг хутбасига улашган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат тох мусбат, тох манфий зарядланиб туради. Электр майдон фақат дуантлар оралигидаги тиркишдагина мавжуд бўлади. Тезланишчи лосим бўлган заридли зарралар камерага махсус қуралми (расми S деб белгиланган) орқали киритилади.

Камерага киритилган мусбат заридли зарралардан бирининг ҳаракатини кузатиблик. Зарра дарҳол манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичда зарранинг ҳаракати йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон заррани айланмасий орбита бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади (чунки бу ерда заррага Лорентц кучи таъсир қилади). Зарра ярим айланани босиб ўтган, яна дуантлар оралигидаги тиркишга етиб келади. Лекин ўтган вақт ичда электр майдон йўналишининг ўзгартирган бўлади. Шунинг учун зарра иккинчи дуант томон тортилиб тезланади. Иккинчи дуант ичда ярим айланани босиб ўтади ва яна тиркишга етиб келади. Бу ерда учинчи марта тезланади 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 зарид етациласлигига, яъни унда мусбат зариднинг вужудга келишига сабабни бўлади. Агар ток таъинишлар мусбат заридли зарралар бўлса, улар электр ток таъинишда қатъиниб j йўналиши бўйлаб ҳаракат қилишлари керак. Бу ҳаракат магнит майдонда одир бўлаётганини учун Лорентц кучи таъсирини зарралар пластинканинг ўнг қирраси томон оғади. Натикода пластинканинг ўнг қирраси мусбат, чап қирраси эса манфий зарядланиб қолади. Шу тариқа пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида электр майдон (бу майдон кучланилиши E , бўлса) вужудга келади. Бу электр майдонда заридга таъсир этувчи куч (qE). Лорентц кучига тескари йўналишан. Шунинг учун бу кучлар икклоран тенгликда мубозанат вазини вужудга келиб, зарралар оғмасини ток таъини ваифосини бажарайлади. Мубозанат вазинида пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида вужудга келган потенциаллар фарқи ($\Delta\phi$) ни Холл потенциаллар фарқи деб атаи одат тусига кирган.

Холл потенциаллар фарқини топиш учун илдукиенки B бўлган магнит майдонда n теслик билан ҳаракат қилиётган q заридга таъсир этувчи Лорентц кучи ва q заридга кучланилиши E , бўлган Холл электр майдон томондан таъсир этувчи кучлар модуларини тенглаштиразам, яъни

$$q n B = q E_c$$

бундан

$$E_c = n B$$

экинчилиги топиамиз.

Потенциаллар фарқи вужудга келган пластини қирралари орасидаги масофани d деб белгиласик,

$$\Delta\phi_c = E_c d = n B d \quad (7.20)$$

бўлади. Бундаги n ўринга ток аялини ифодаси ($j = q n v$) дан топиладиган

$$n = \frac{j}{q v}$$

қиймати қўйиб

$$\Delta\phi_c = \frac{1}{q v} j B d \quad (7.21)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодадаги

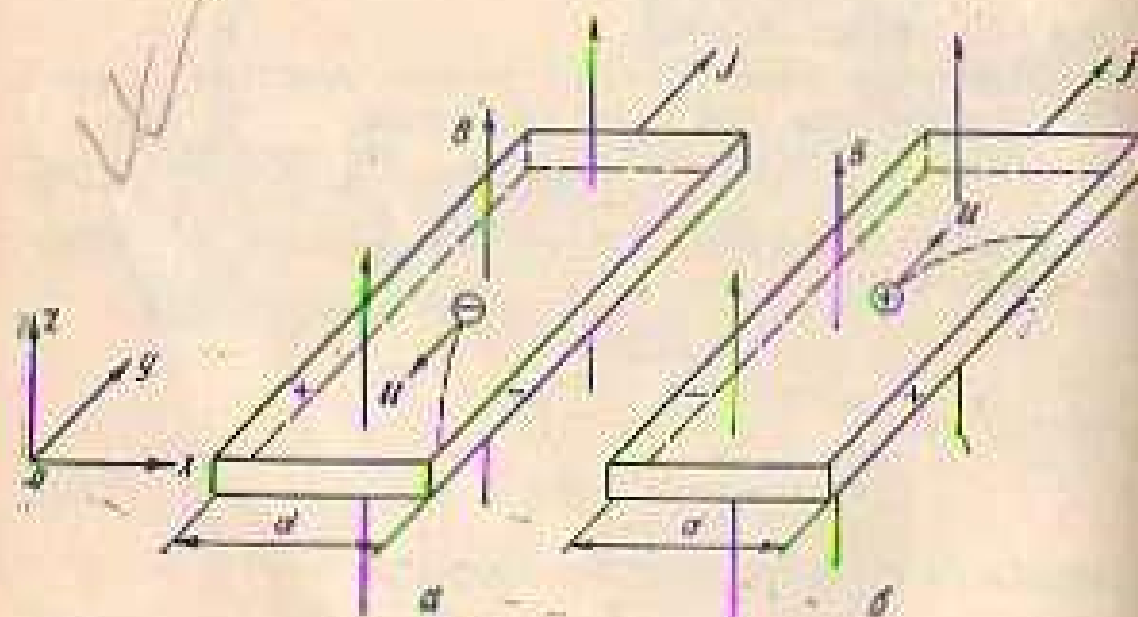
$$R = \frac{1}{q v} \quad (7.22)$$

да гунктир чиниқ билан тасвирланган) спиралсимон шаклда ёйилиб боради ва индукт зарра камера деборига оқиналанади. Бу ерда махсус қуралма оқалат зарралар танақарига чопариланади.

7.7-расмда магнитогидродинамик генератор (МГДГ)нинг схематик тузиллини тасвирланган. Ёниш камераси (К) да юксак даражада ионланган газ — плазма электродлар ($\mathcal{E}_1$ ва $\mathcal{E}_2$) оралигида ҳаракатлангани борасида магнит майдоннинг таъсирига учирайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Муебат ионлар $\mathcal{E}_1$ электродга, манфий ионлар $\mathcal{E}_2$ электродга урилиб уларни мос равишда зарядланнишига сабабчи бўлади. Электродларга танақи нарузжа (бирор R қаршилик) уланса, занжир бўлиб электр ток оқа бошлайди.

5-§. Холл эффекти

1880 йилда Э. Холл томонидан аниқланган бу эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: металл ёки ярим ўтказгичдаи везалган пластинкани (7.8-расм) магнит майдонга шундай жойлаштирайликки бунда магнит майдоннинг йўналиши Oz ўқига, пластинкадан ўтаётган токнинг йўналиши эса Oy ўқига мос бўлсин. Y ҳолда ток ҳосил қилмаётган зарраларга Лорентц кучи таъсир қилиб, уларни Ox йўналишида оқдиради. (Агар ток таъсирчилар манфий зарядли зарралар бўлса, улар I га тескари йўналишда ҳаракат қилганликлари учун пластинканинг ўнг қирраси томонига қараб оқади. Натижада ўнг қиррада ортиқчи манфий заряд

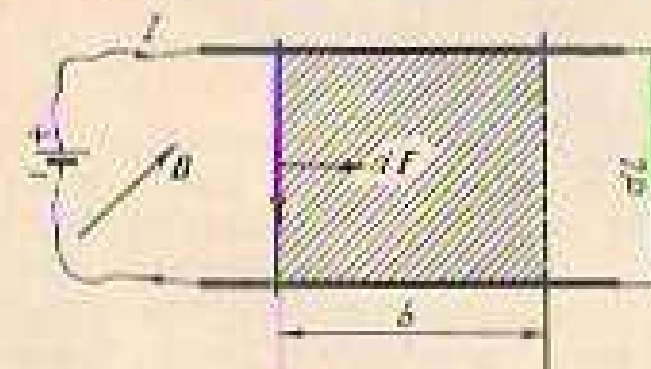


7.8- расм

Холл деимийси деб аталади. Холл деимийси пластинка материалига боғлиқ. Y бўлиш молдзлар учун муебат, баъзилари учун эса манфий қийматга эга бўлади.

6-§. Токли ўтказгични ва токли контурни магнит майдонда кўчиринида бажарилаган иш

dl узунликлари токли ўтказгичи бир жинсли магнит майдонда эркин кўчи олин ижконига эга бўлсин. Бундай тажрибани амалга ошириқи учун икки металл стерженини (7.9-расм) ток манбанга улайлелик. Стерженлар устига кўндаланг қилиб жойлаштирилган dl узунликлари ўтказгичдан контур



7.9- расм

нинг қўзғалтувчи қисми сифатида фойдаланиши мумкин. Бу токли ўтказгичга чинма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томо идан таъсир отувчи Ампер кучининг қиймати

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

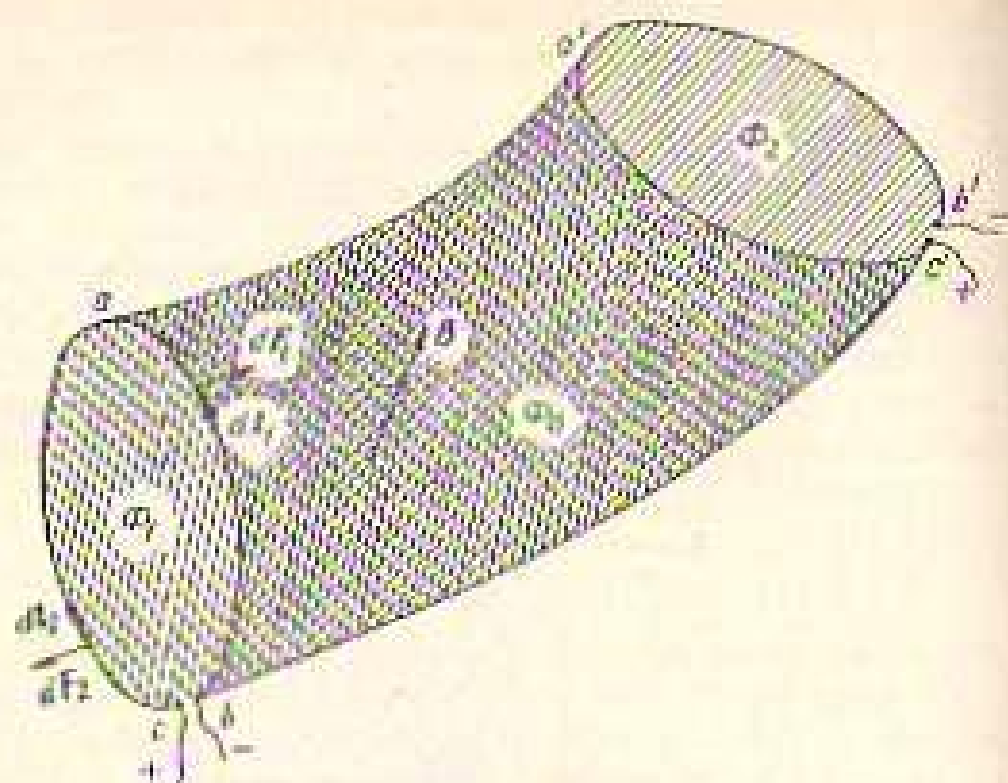
бўлади. Бу кучнинг йўналиши dl элементининг кўчини йўналиши билан мос тушганлиги учун бажарилаган иш

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

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

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

Бу ифодадаги $d\Phi$ — контур юзининг dS ўзгариши туфайли контур юзини тилиб ўтаётган магнит оқимининг ўзгаришидир. Босқичча айтганда, контурнинг қўзғалтувчи dl элементи кўчини ларомиди кесиб ўтган магнит оқимидир.



7.10-рәсә

Әндә (7.25) дән фәйәләнәб токән контуриң бүтүнлә-
бәсә күчирәдә бәжәрәдәнән ишәп хисәбләйәләр.

7.10-рәсәдә тәсвирләнгән токән берк контур (abca) нә-
мә текисләнәдә күчәлгән бәләнә. Магнит мәйдән индүк-
ционән өзгәрәләрә нәмә текисләнәгә перпендикуляр рәвистә
күнәлгән. abca берк контуриң хәлән ab һә һә үткәзгән-
ләргә әжрәтәйәләр. Әрә токән берк контуриң магнит мәй-
дәдә күчирәдә бәжәрәлгән ишә (dA) мәжһүр контур тәр-
киби қисмәләр — ab һә һә токән үткәзгәнләриң күчирәдә
бәжәрәлгән dA₁ һә dA₂ ләриңгә йиғиндәсә тарихдә ән-
дәләншә мумкин:

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (7.26)$$

Контуриң ab қисмәдәгә ток элементләриңә тәсвир
әтүвә күчләр (7.10-рәсәдә dF₁ һә магнит мәйдән төмө-
дән тәсвир әтүвә dF₂ күчә қ.) һә ab иңг күчирәлән
йүнәләнләриң орасидәгә бурчак үткәз бәлгәнләнә үчүн dA₁
иш мәүбәт, үнәң қиймәти, (7.25) гә әсәсән, контурдән
үтәйгән ток күч бәлән күчирәләншә жәрәһидә ab үткәз-
гән кәсәб үтәдәнә магнит оқм (бу оқм ad'c'da юз ор-
қәдә үтүвә dΦ₁ һә a'b'c'a' юз орқәдә үтүвә dΦ₂ магнит
оқмләриңгә йиғиндәсәдәр) күнәйтмәсигә тәңг.

$$dA_1 = I(dΦ_1 + dΦ_2) \quad (7.27)$$

Контуриңгә һә қисмәдәгә ток элементләриңә тәсвир
әтүвә күчләр (7.10-рәсәдәгә dF₂ һә магнит мәйдән төмө-
дән тәсвир әтүвә dF₁ күчә қ.) һә һә иңг күчирәләншә
йүнәләнләриң орасидәгә бурчак үткәз бәлгәнләнә үчүн dA₂
иш мәүбәт, үнәң қиймәти әсә I ток бәлән күчирәләншә дәр-
жидә һә үткәзгән кәсәб үтәдәнә магнит оқм (бу оқм
adca юз орқәдә үтүвә dΦ₁ һә ad'c'da юз орқәдә үтүвә
dΦ₂ магнит оқмләриңгә йиғиндәсәдәр) күнәйтмәсигә тәңг:

$$dA_2 = -I(dΦ_1 + dΦ_2) \quad (7.28)$$

(7.27) һә (7.28) ләр әсәсидә (7.26) иш қуиңдәсигә бәл ола-
нәр:

$$dA = I(dΦ_2 - dΦ_1). \quad (7.29)$$

Дәмәк, магнит мәйдәдә токән берк контуриң күчир-
әдә бәжәрәлгән ишә шу контурдән үтәйгән ток күч
(I) бәлән контур ишә орқәдә үтүвә магнит оқм үзгәрүвә
(dΦ₂ - dΦ₁) иңг күнәйтмәсигә тәңг.

(7.29) мунәсәбәт иштиәриң шәхсәдәгә токән берк кон-
туруңгә һәр қисмәдә магнит мәйдәдәгә түрән күчиләри
үчүн ҳам үтәйәләр.

VIII БӨВ

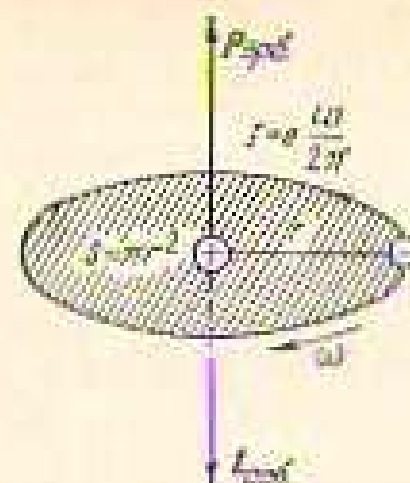
МОДЕЛЛАРИНИҢ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

1-§. Модданиң магнитләнәшә

Оқмәңгә тәртәпәләрәдә әнүүхдәгә магнит мәйдәнләриң
тәсвирләләр. Агар магнит мәйдәдә бәрәр мәддә олаб қир-
са, бу мәддә магнитләнәб хусуси магнит мәйдән B' иш
пәжүдә кәлтирәдә. Шунәң үчүн тәкшириәлгәнлә мәддә-
иш индукционән магнит мәйдән индукционән B тәшәққәт мәйдән
индукционән B₀ һә мәддәниңгә хусуси мәйдән индукционән
B' ишә вектор йиғиндәсидә әжрәт бәләрә:

$$B = B_0 + B' \quad (8.1)$$

Күнәрсә, B' иш инди мәйдән индукционән дәр ҳам ата-
дәләр. Қуиңгә мәддәдә қисмә мәддәдә ләкәләр тәшәққәт магнит
мәйдән тәсвирдә орақ әкә күнәрсә магнитләнәшә нә-
бәлгәнләләр. Шу сәбәбәк мәддәләр иңгә магнит хусусиәтләр
иңгә үзгәрәләр жәннә, бәрәкә мәддәләр үчүн «магнетик» дәр-
гәл тәриңиңишә ишләтәләр. Магнетикләриңгә хоссаләри улар-



8.1-рәсәм

ның атомдары тармагында мавжуд булган элементлар адронлар-электронлар, протонлар ва нейтронлар билән аниқлашып алам. Хәзер катан, атом хусуыт зарядланган ядро ва уның атрафында берк орбиталар буйлап хәрәкәт қилувчи электронлардан иборат. 8.1-рәсәмдә r радиуслы орбита буйлап ω тезлик билән хәрәкәтләвәткен электрон тәсвирланган. Бу электронның бурчак тезлиги $\omega = \frac{v}{r}$ булада. Демәк,

1 секунд давомида ядро атрафында

$\frac{v}{2\pi}$ марта айланаётган электронның бу хәрәкәти ток кучи

$$I = e \frac{\omega}{2\pi} \quad (8.2)$$

булган айланма токка эквивалентдыр (токның йүнәлиши электронның хәрәкәт йүнәлишигә тескарислиғын унутмың). Бундай микро айланма ток магнит моментиниң модули қуйдагыча табылады:

$$P_{orb} = I \cdot S = e \frac{v}{2\pi} \pi r^2 = \frac{evr^2}{2} \quad (8.3)$$

Бу магнит момент электронның орбита буйлап хәрәкәти тудырып вужудга келәтгәнлиги учун уны орбитал магнит момент деб атадык ва башқа магнит моментлардан фарқ қилып учун P_{orb} деб белгиләдик.

r радиуслы орбита буйлап ω тезлик билән хәрәкәт қиләткен электрон қыймати

$$L_{orb} = mvr = m\omega r^2 \quad (8.4)$$

ға тенг булган орбитал механик моментга ҳам әсә булада. Бу ифодада m — электронның массасы. Орбитал механик моментиниң йүнәлиши орбита текислегигә перпендикуляр булып, электронның айланма йүнәлиши билән үңк әһәт қойдырып әсосыда боғалыган. Демәк, P_{orb} ва L_{orb} ларның йүнәлишләри қарама-қаршы. (8.3) һәм (8.4) ға нисбәти электронның орбитал гиромангнит нисбәти дейиладә ва G_{orb} деб белгиләнады:

$$G_{orb} = \frac{P_{orb}}{L_{orb}} = \frac{e}{2m} \quad (8.5)$$

Орбитал гиромангнит нисбат орбита радиусыгә боғалып амас. Умумән, G_{orb} эллиптик орбиталар учун ҳам үрипәли.

Орбитал механик моментдан ташқари электрон хусусий механик момент — спин (L_{sp}) ға, ҳамда унга мос рәвистә хусусий магнит момент (P_{sp}) ға ҳам әсә. Электрон спининиң абсолют қыйматы қуйдагы ифода билән аниқланады:

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (8.6)$$

бу ерда $\hbar$ — Планк димийәси булып, уның қыйматы $1,05 \cdot 10^{-27}$ Ж·с ға тенг.

Электрон хусусий магнит моментиниң (оладә, спин магнит момент деб йорғисылады) абсолют қыйматы әсә

$$P_{sp} = \sqrt{3} \frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{3} \mu_B \quad (8.7)$$

ифода билән аниқланады.

Бу ифодадагы

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Ж}}{\text{Тл}} \quad (8.8)$$

— Бор магнетони деб аталады. Электронның спин адромангнит нисбәти

$$G_{sp} = \frac{P_{sp}}{L_{sp}} = \frac{e}{m} \quad (8.9)$$

орбитал гиромангнит нисбатдан икки марта катта.

Шуни ҳам қайда қилыйласың, спин тунгунчасының киритишигә электрон — үзләнәт хусусий үңк атрафында айланувчи иерәкә деб тәсвир қилынып сәбәп булган. Шунинг учун ҳам электронның хусусий механик моментини спин (инглисча «to spin» — айланмас) деб аталган. Электрон зарядланган зарра булганлиги учун уның айланма нәтижәсидә айланма электр ток вужудга келәди. Бу әсә спин магнит моментиниң вужудга келәшигә сәбәпчи булада, деб тунгунтирилады. Кейинчәлик, спинниң бундай модел потүргәлиги аниқланды. Хәзерги вақта электрон (8.6) ва (8.7) ифодалар билән аниқланувчи хусусий механик ва магнит моментларга әсә экәнлиги исбат қилинган. Бу катталыклар, худди электронның заряды ва массасы кабы уның ажралмас хусусиәтләридыр. Башқача айтганда, заряд, масса, спин ва спин магнит момент электронни хәрәкәтләвчи катталықлардыр. Электрон спининиң ажойиб хусусиәти шуылдан иборатки, у магнит майдонда фақат икки йүнәлишигә аға булада:

1. Магнит индукция вектори B га параллел. Бу ҳолда спин аз спин магнит моментларнинг B йўналишига проекциялари мос равишда,

$$(L_{sz})_n = +\frac{1}{2}\hbar, \quad (8.10)$$

$$(p_{sz})_n = -\mu_B \quad (8.11)$$

қийматларга эга бўлади:

2. Магнит индукция вектори B га антипараллел. Бу ҳолда

$$(L_{sz})_n = -\frac{1}{2}\hbar, \quad (8.12)$$

$$(p_{sz})_n = +\mu_B. \quad (8.13)$$

Атом ядросининг таркибидagi протон ва нейтронларнинг магнит моментлари электроннинг спин магнит моментидан тахминан минг марта кичик бўлганлиги учун, атомнинг магнит momenti атом таркибидagi электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг вектор йўналишидан иборат деб ҳисоблан мумкин, яъни

$$p_{sz} = \sum p_{sz} + \sum p_{sz} \quad (8.14)$$

Танаф магнит майдон таъсирига учрамаган магнетик атомларнинг магнит моментлари тартибга йўналган. Шу сабабдан магнетик тарқаланишнинг йўналиши магнит momenti нолга тенг бўлади. Танаф майдон айрим атомлар магнит моментларининг йўналишларини тартибга солади (танаф майдон таъсирида вужудга келадиган жарошларнинг таъсири билан кейинроқ танишамиз), натижада магнетик бирер натижалар магнит моментга эга бўлиб қолади, яъни магнитланади. Танаф майдон таъсирида магнетиклар турлича магнитланадилар. Магнетикларнинг магнитланганлик даражасини характерлаш учун магнитланган вектори J дин фойдаланилади.

$$J = \frac{\Delta p_{sz}}{\Delta V} \quad (8.15)$$

бунда ΔV — магнетикнинг магнитланган вектори аниқланган ҳажми атофислиги элементар ҳажми.

Бир жонсиз магнитланган магнетик учун магнитланган вектори биринчи ҳажмдаги атомлар магнит моментларининг вектор йўналишига тенг.

СН да магнитланган векторининг сирати —

$$|J| = \frac{|p_{sz}|}{|V|} = \frac{\Lambda \cdot n^2}{n^2} = \frac{\Lambda}{n}$$

йўналиши эса $L^{-1} J$.

2. §. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси

Магнетиклардаги магнит майдонни ўрганишда икки хил ток билан иш тутамиз. Токларнинг сирати тур — ўтказувчанлик токдир. Уни макроток деб атаёмиз. Бу ток учун одатдаги белгишани, яъни I ни сақлаб қолишимиз. Иккинчи ток эса микроток деб атаёмиз, бу ток магнетикнинг атомлари, ионлари ва молекулаларидаги электронларнинг ҳаракати туфайли мавжуддир. Микроток учун I_n белгини ишлатаёмиз.

Вакуумда магнит майдон фазат макротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун B векторининг кичирини берк контур бўйла циркуляцияси (8.18) ифода билан аниқланиб, у контур ўраб олган берча токларнинг (макротокларнинг) алгебраик йўналишини μ_0 га кўпайтасанга тенг эди. Магнетикдаги магнит майдон эса ҳам макротоклар I туфайли вужудга келади. Шунинг учун магнетикдаги натижалар майдон индукцияси B нинг берк контур бўйла циркуляцияси олинганда контур ўраб олган берча макротокларини ҳам, микротокларини ҳам ҳисобга олиш керак, яъни

$$\oint B_i ds = \oint (B_n + B')_i ds = \mu_0 \sum I + \sum I_n. \quad (8.16)$$

Моддадаги магнит майдон учун тўлиқ ток қолуни деб атайдиган бу ифодадаги иккинчи йўналиш, яъни микротокларнинг йўналиши магнетикнинг магнитланган вектори билан қўйиладиган боғланган:

$$\sum I_n = \oint J_i dL. \quad (8.17)$$

(8.16) ифодани μ_0 га тақсимлаб, (8.17) дин фойдалансак:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint B_i dL = \sum I + \oint J_i dL$$

ёки

$$\oint \left(\frac{B}{\mu_0} - J \right)_i dL = \sum I. \quad (8.18)$$

Бу ифодада

$$\frac{B}{\mu_0} = I + H \quad (8.19)$$

белгилан киритсак, (8.18) қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint H dl = \sum I \quad (8.20)$$

(8.19) ифода билан аниқланувчи H вектор магнит майдон кучланганлик вектори дейилади. (8.20) дан кўринишча H векторининг ихтиёрый берилган контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макротокларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Вакуумда $I = 0$ бўлганини учун, (8.19) қуйидаги кўринишга келади:

$$H = \frac{B}{\mu_0} \quad (8.21)$$

Бундан, вакуумдаги магнит майдонининг кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналишдаган, лекин ундан μ_0 марта фарқ қиладиган вектордир, деган хулоса келиб чиқади.

(8.21) ифодани фойдаланиб ва (7.11) ни ҳисобга олган ҳолда магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигини аниқлаш мумкин:

$$[H] = \frac{[B]}{[\mu_0]} = \frac{\frac{H}{A \cdot m}}{\frac{H}{A^2}} = \frac{A}{m}$$

μ_0 ning son qiymati $4\pi \cdot 10^{-7}$ ga teng. Shuning uchun magnet maydon kuchlaniligidening barchasi sifatida vakuumdagi magnet maydon shunday nuqtasining kuchlaniligidin olinishi kerak-ki, bu nuqtda magnet induktsiya $B_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Tl bulishi kerak. Boshqacha qilib aytganda, vakuumdagi magnet maydon barcha nuqtasining kuchlaniligi $1 \frac{A}{m}$ bulsa, uning induktsiyasi $B_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Tl buladi. Uzun solenoiddagi magnet maydon kuchlaniligidening qiymatini (8.21) va (6.22) lardin foydalanib aniqlaymiz:

$$H = \frac{\mu_0 n I}{\mu_0} = n I. \quad (8.22)$$

SHUNDA H birligining tatzirini mazkur munosabatga asoslangan tekis taqsimlangan uramlardan $1/\mu_0$ amper tok kuchi

ustidagi (bu erda n — solenoidning 1 m tr uzunligidagi uramlar soni) uzun solenoid markazidagi magnet maydon kuchlaniligi — 1 amper taqsim metr $\left(\frac{A}{m}\right)$ dir.

Magnet maydon kuchlaniligidening o'lchamligi — $L^{-1}I$.

3- §. Magnet qabul qiluvchanlik va magnet singdiruvchanlik

Tajribalarning kўrsatishicha, izotrop muhitdan iborat bulgan magnetikning ixtiyoriy nuqtasidagi J va H vektorlar quyidagicha bog'lanishga ega:

$$J = \chi_m H, \quad (8.23)$$

bu ifodada χ_m — magnetikning magnet xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bulib, uni magnet qabul qiluvchanlik deyiladi.

J va H larining o'lchov birliklari bir xil bulgani uchun χ_m o'lchamsiz kattaligidir. χ_m musbat va manfiy qiymatlarga ega bu la oladi. Demak, magnetlanish vektorining yonalishi bilan magnetiklar uchun H ning yonalishiga mos kelga, ikkinchi xil magnetiklar uchun qarama-qarshi yonalgan buladi. (8.23) ni (8.19) ga qo'yib:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \chi_m H$$

bu

$$H = \frac{B}{\mu_0 (1 + \chi_m)} \quad (8.24)$$

bunday

$$1 + \chi_m = \mu \quad (8.25)$$

— muhitning magnet singdiruvchanligi deyiladi. (8.25) belgilash asosida (8.24) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} \quad (8.26)$$

Demak, izotrop muhitda magnet maydon kuchlaniligi vektor magnet induktsiya vektorini bilan bir xil yonalishga ega modul jihatdan undan μ marta kichik buladi. Magnetikning magnet singdiruvchanligi μ o'lchamsiz kattalik u magnetdagi magnet maydon vakuumdagiga nisbatan necha marta farqlanishini ifodalaydi.

Барча магнетиклар ўзларининг магнит қабул қилувчиликларининг нисбаси ва қийматларига қараб уч сифга бўлинади:

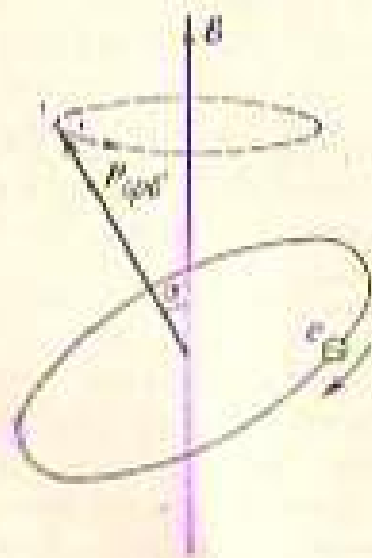
1) **диамагнетикларда** $\chi_v < 0$ бўлади. Бу сифга суд бўлган моддаларда, масалан, фосфор, селенитурт, сурма, утаеро, сикоб, патин, күкүрт, ник каби элементлар суя ва кўчаклик органик бирикмаларда магнит майдон бир оз су-сиди ($\mu = 1 + \chi_v < 1$);

2) **парамагнетикларда** $\chi_v > 0$ бўлади. Бу сифга ки-рувчи кўсасрод, алит, алюминий, платина, полифрен каби элементларга магнит майдон бир оз кучаяди ($\mu = 1 + \chi_v < 1$);

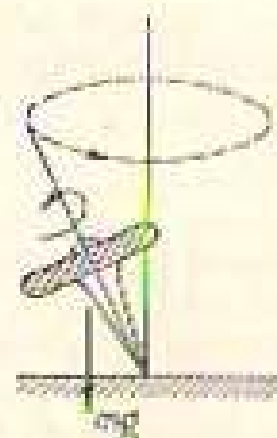
3) **ферромагнетикларда** $\chi_v > 0$ бўлади. Бу сифга ки-рувчи темир, никель, кобальт каби металлларда ва уларнинг қосиқчаларини магнит майдон жуза зўрайиб кетади.

4- §. Диамагнетизм ва парамагнетизм

Магнетиклар атомларининг таркабидаги электронларга ташқи магнит майдон қандай таъсир кўрсатади? Бу савалга жавоб бериш учун r радиусли орбита бўйлаб ω бурчак тез-лик билан ядро атрофида айланаётган электронга магнит майдонининг таъсирини текширайлик (8.2-расм). Электрон-ни орбитал ҳаракати туфайли бужудга келётган токнинг магнит моменти ва ташқи майдон йўналишига орайдиги бурчак α бўлади. Электроннинг магнит майдондаги бу ҳа-ракати, худди Ернинг тортини майдонда айланаётган шпа-дироқнинг ҳаракатига ўхшайди. Маълумки, оғирлик кучи (mg) таъсирини янароққд ўқи (8.3-расм) шизма текислигида

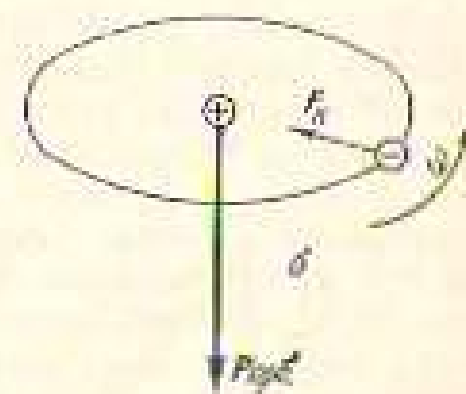
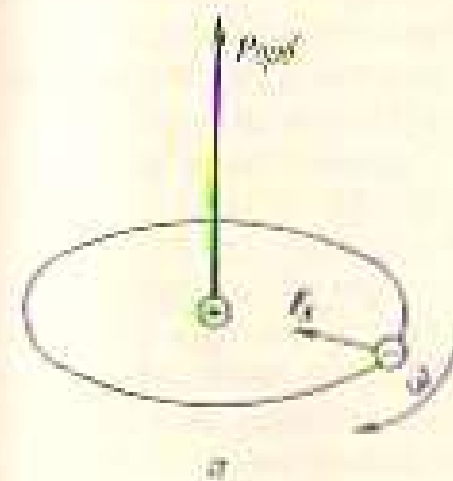


8.2- расм

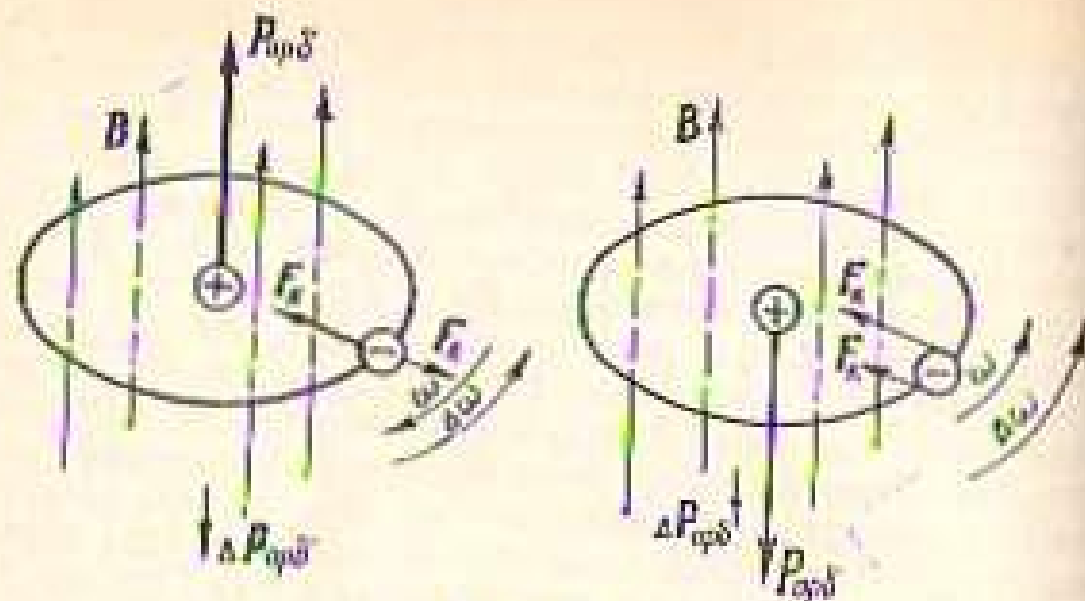


8.3- расм

расм томонга ҳаракат қилиш ўрнига вертикал йўналиш ат-рофида айланиб эди. Бу ҳаракатни прецессия ҳаракати деб атайлик эди. Прецессия ўқининг прецессия ҳаракатига сабаб — оғирлик кучи туфайли янароққд таъсир этувчи айланиш-руви моменти бужудга келгани эди. Худди шунга ўх-шани, индукцияси B бўлган магнит майдонда орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электронга $M = (p_{orb} B)$ айлантирувчи моменти (7.5-формулага қаранг) таъсир этади. Натижада p_{orb} векторининг индукция вектори B атрофида прецессия ҳа-ракати бужудга келади (8.2-расм). Прецессия ҳаракатининг йўналиши (расмда стрелка билан кўрсатилган) электроннинг орбитал ҳаракати йўналишига тескари. Шунинг учун прецес-сия электроннинг орбитал ҳаракати туфайли бужудга кел-ётган токнинг қийматини бир оз камайтиради. Бу эса ўз навбатида электрон магнит моментиининг камайишига сабаб бўлади. Агар электрон прецессияга тескари бўлган йўналишда айланиб, унинг магнит моменти p_{orb} магнит майдон йўнали-шига қарши йўналишда бўлади. Бу ҳолда ташқи майдон электроннинг магнит моментиини охишига сабабчи бўлади. Буни қуйидаги хусусий ҳол устидан мулоҳазалар асосида осонгина тушуниб олиш мумкин. 8.4-а расмда r радиусли ор-бита бўйлаб ω тезлик (ω бурчак тезлик) билан соат стрел-касиини ҳаракати йўналишида ядро атрофида айланаётган электрон таъсирланган. 8.4-б расмда эса барча параметр-лари олдинги ҳолатидек, лекин соат стрелкасининг ҳар-кати тескари йўналишда айланаётган электрон таъсирлан-ган. Бу расмлардан зўранишига, ташқи магнит майдон таъ-сир этмаганда (ҳар иккала ҳолда ҳам) электронга таъсир этувчи марказга интилма куч — электроннинг ядрога тортин-лиг Кулон кучидир, яъни F_k дан аборатдир.



8.4- расм



8.5-рисунок

Орбита текислигига перпендикуляр равишда айналган магнит майдон туфайли электронга орбита радиуси бўйлаб Лоренц кучи таъсир этади. Биринчи ҳолда (8.5 а-рисунок) F_L нинг айланishi F_L га тескари, иккинчи ҳолда эса (8.5 б-рисунок) F_L ва F_D ларнинг айланishiлари бир хил. Шунинг учун биринчи ҳолда марказга иттилова куч камайса (яъни $F_L - F_D$ га тенг бўлса) иккинчи ҳолда орталай (яъни $F_L + F_D$ га тенг бўлади).

Иккинчи томондан, марказга иттилова кучнинг миқдори электроннинг айланishi частотаси ω га тенг проационал. Демак, биринчи ҳолда электроннинг айланishi частотаси $\Delta\omega$ га камайди, иккинчи ҳолда $\Delta\omega$ га ортади. Бошқача қилиб айтганда, соат стрелкасининг ҳаракати айланishiда айланаётган электронга ҳам раседа тасвирланган айланishiдаги магнит майдонининг таъсири — соат стрелкасининг ҳаракатига тескари айланishiда $\Delta\omega$ айланishi частотаси билан характерланувчи қўшимча ҳаракатни вужудга келтиришдан иборат. Бу қўшимча ҳаракат туфайли электрон қўшимча ΔP_{orb} магнит моментга эришади, унинг айланishi магнит майдон айланishiга тескари бўлади. Бу хулоселар фақат бир ҳусусий ҳол — магнит майдонининг айланishi электрон орбитасининг текислигига перпендикуляр бўлган ҳол учунгина эмас, балки 8.2-рисунокда тасвирланган умумий ҳол учун ҳам ўриналиди. Шундай қилиб, орбита бўйича айланша ҳаракат қилаётган электрон ташқи магнит майдон таъсирида B векторга қарама-қарши айналган қўшимча магнит момент ΔP_{orb} га эришади. Бу ҳолни *диамагнит эффект* деб аталади.

Диамагнит эффект атомларининг магнит моментлари нолга тенг бўлган моддаларда кичири бўлади. Ташқи магнит майдон бўлмаган тақдирда бундай моддалар атомлари таркибидagi электронларнинг магнит моментлари ўзаро бир-бирини компенсациялайди. Магнит майдон таъсирида эса диамагнит эффект туфайли атом таркибидagi айрим электронлар эришадиган қўшимча магнит моментларнинг қўшимча пайвастасида атомда ташқи майдонга тескари айналган 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 қайди қилмоқ лозимки, диамагнетикларда майдоннинг сусайиши ниҳоят даражада кам бўлади. Масалан, энг кучли диамагнетик ҳисобланган вольфрам учун $\chi_d = 1,4 \cdot 10^{-6}$ га тенг.

Парамагнит эффект деб аталувчи ҳодисанинг моҳияти қуйидагидан иборат: ташқи майдон бўлмаган тақдирда модда атомларининг магнит моментлари нолдан фарқ қилса, магнит майдон бундай модда атомларининг магнит моментларини майдон бўйлаб айланishiрига ҳаракат қилади. Насиблик ҳаракат эса, аксинча, атомлар магнит моментларининг тартибдан жойлашувларини бўлинига ҳаракат қилади. Магнетикнинг температураси қичмаик юқори бўлса, атомлар магнит моментларининг ташқи майдон таъсирида тартибга тушушни интузалик сустроқ бўлади. Демак, парамагнит эффект содир бўлмаган моддаларда ташқи магнит майдоннинг кучайиши кузатилади. Лосин бу кучайиши температурага тескари пропорционал бўлади. Бундай моддалар *парамагнетиклар* деб аталади. Парамагнит ҳолдаларда ҳам диамагнит эффект вужудга келади, лекин унинг ҳиссаси парамагнит эффектга ишбатан кичири. Шунинг учун парамагнит моддаларда диамагнит эффект учиник сезиларли бўлмайди. Парамагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг температурага бағлиқлиги Кюри қонуни деб юришулган қуйидаги формула билан ифодланади:

$$\chi_d = \frac{C}{T} \quad (8.27)$$

бунда C — айни модда учун константа бўлиб, уни Кюри дағлиқси дейилади. Жуда кист температураларда Кюри қонундан четга чиқиб содир бўлади.

Металларда атом билан бағлиқ бўлган электронлардан ташқари эркин электронлар ҳам мавжуд. Эркин электрон-

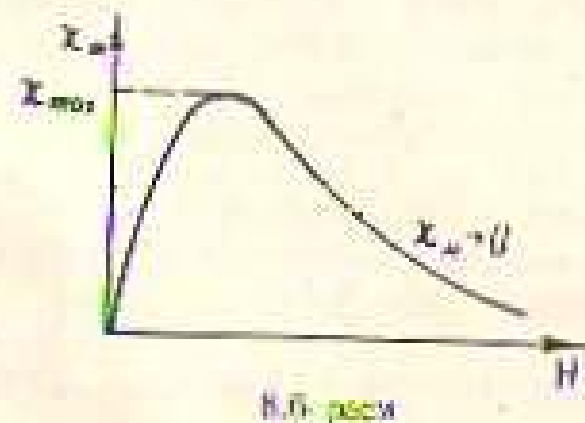
лар магнит майдон таъсирида берк траекториялар бўйича ҳаракат қилади. Бу эса қўшмача диамагнетизмнинг пужудга келишига сабаб бўлади. Бу диамагнетизмни *Ландау диамагнетизми* дейилади. Иккинчи томондан, эркин электронлар спин магнит моментга эга бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида спин магнит моментлар майдон бўйлаб йўнالاди. Бунинг натижасида пужудга келувчи қўшмача парамагнетизм *Паули парамагнетизми* дейилади.

5- §. Ферромагнетиклар

Магнетиклар ичда бир гуруҳдан ўларнинг магнит хусусиятлари билан бошқа моддалардан кескин ажратиб туради. Бу магнетикларни *ферромагнетиклар* деб аташ одат бўлган. Бу ном латинча *Ferrum* (темир) деган сўздан келиб чиққан, чунки ферромагнетиксиз хусусиятлари боғичан марта темир ва унинг рудаларида эниқланган. Ферромагнетикларнинг асосий хусусиятлари қуйидагилардан иборат:

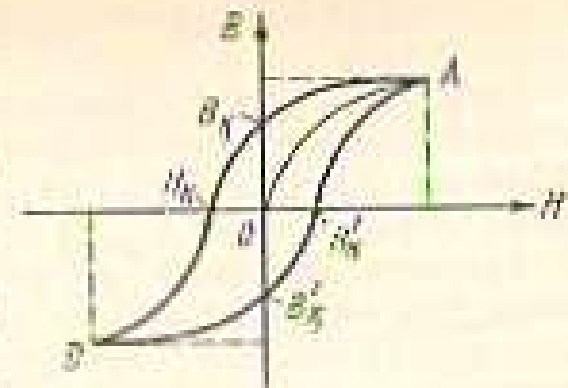
1. Ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m ташқи магнит майдонга боғлиқ, χ_m нинг H га боғлиқлиги езу билан характерланади (8.6-расм). H ортгани билан χ_m дastлаб тез сур'ят билан ўсади. Максимумга эришган, H нинг янада ортгани билан χ_m қийматининг камайиши кузатилади. Ташқи майдоннинг нисҳоят катта қийматларида эса χ_m нолга интилади.

2. Ферромагнетикдаги магнит майдон индукциясининг ташқи майдон қучланганлигига боғлиқ равишда ўзгариши 8.7-расмдаги OA эгри чизик бўйлаб содир бўлади. Шундан кейин H ни камайтира бошласан, ферромагнетикдаги B нинг қиймати AO чизик бўйлаб камаймасдан, балки янги AB_0 эгри чизик бўйлаб камади. $H = 0$ бўлганда ҳам ферромагнетикдаги магнит майдон йўқолмайди. OB_0 кесма билан ифодаланувчи қолдиқ индукция сақланиб қолади. Бошқача айтганда,



8.6-расм

3. Ферромагнетикни магнитловчи ташқи майдон қисқари бутунлай тўхтатишда ҳам ферромагнетикдаги индукциянинг векторининг қиймати нолдан фарқи бўлади. Бу қийматни олтида қолдиқ магнитловчи деб ҳам аталади. Қолдиқ индукция B_0 ни йўқотиш учун магнитловчи майдон H нинг қўшмачасини тескари томонга ўзгариши керак. $H = H_0$ да қолдиқ индукция бутунлай йўқолади. H_0 нинг қиймати (расмда OH_0 кесма билан ифодаланган) *коэрцитив қуч* дейилади. Тескари йўналишдаги магнитловчи майдон H нинг орттирилганда ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси B ҳам тескари йўналишда $H_0 D$ эри чизик бўйлаб ортиб борилади. Шундан кейин магнитловчи майдонни янада ўзгариши натижасида B нинг H га боғлиқлиги DB_0H_0A эри чизик бўйлаб содир бўлади. Қўрииб турибдики, ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси B нинг қиймати магнитловчи ташқи майдон H нинг ўзгаришига мўъна равишда ўзгарибсиз, балки ферромагнетик буздан олдинги пайтларда магнит майдоннинг таъсирига учраганлигига ҳам боғлиқ. Бу ҳодисани *магнит гистерезис* деб аталади («гистерезис» — кечикни, орқда қолди деган маънони англатади).



8.7-расм

H нинг H га боғлиқлигини ифодаловчи ADA ёниқ чизик эса *гистерезис сиртими* деб аталади. Шундай қилиб, ферромагнетиклар қолдиқ магнитловчи эга бўлади.

4. Ҳар бир ферромагнетик *Кюри нуқтиси* (T_c) деб аталган аниқ бир температурада ўзининг ферромагнетиксиз хусусиятларини йўқотади. Темир учун T_c нинг қиймати 1043 К, никель учун эса 631 К га тенг. T_c дан юқори температураларда ферромагнетик оддий парамагнетикка айланиб ва магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги

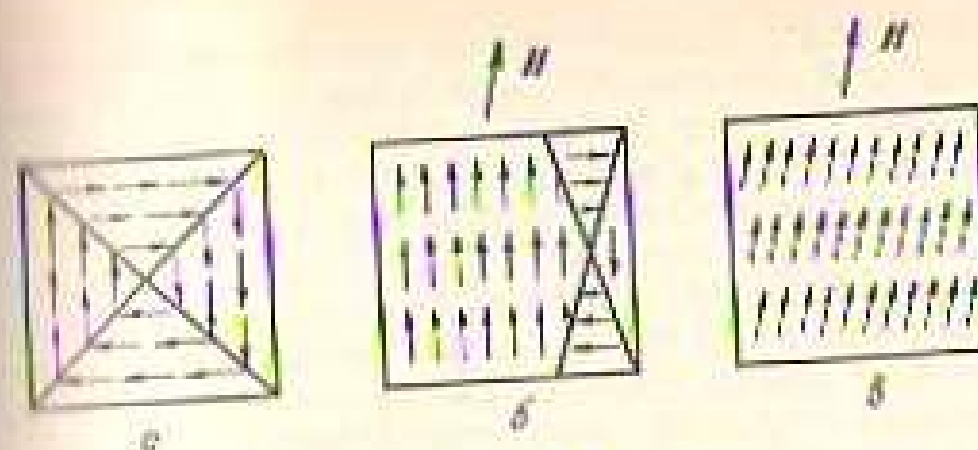
$$\chi_m = \frac{C}{T - T_c} \quad (8.28)$$

формула билан ифодаланади. Бу формуланинг (8.27) га ўхшашлиги бор, фақат «келиб чиққан ферромагнит бўлган парамагнетик» учун температура тушуниш 0 К дан эмас, балки T_c дан бошланганлиги дast.

6-§. Ферромагнетизмнинг табиати

Нима учун солишти параграфда баён этилган ферромагнетикларнинг хусусиятлари бошқа магнетикларда содир бўлмайди? Боянча айтганда, ферромагнетикнинг табиғи жиҳадан иборат?

Бу саволларга жавоб қидиришда билин тажрибалар натижаларига мурожаат этилди: 1) Ферромагнетикларнинг шундай қол қолган темирнинг гасимон ҳолатдаги атомларида ферромагнетик хусусиятлари эмас, балки диамагнетиклик ёки кузалишга параманетиклик хусусиятлари кузатилади. Демак, ферромагнетизм фақат қаттиқ ҳолатдаги темирнинг яъни темир кристаллининг хусусиятидир; 2) Ферромагнит элементлар атомларининг магнит моментларининг ўлчан натижасида, уларнинг қайси параманетик элементлар атомларининг магнит моментларидан деярли фарқ қилмаклиги аниқланди. Ниҳоят кучли майдонларда параманетик жуда си магнитланади, ферромагнетик эса ўлчан кучли бўлмаган магнит майдонларда ҳам катта магнитланишга эришади. Демак, ферромагнетизмнинг табиатини параманетик эффект туғайти тушуниқиб бўлмайди; 3) Эйнштейн ва де Гаас ҳамда Ноффе ва Каниш томонидан ўтказилган тажрибаларда ферромагнит жисмлар учун механик ва магнит моментлар орасида боғлиқлик мавжудлиги аниқланди. Бу тажрибаларда топишган параманетик нисбатининг қайси электроннинг орбитал параманетик нисбати Γ_{orb} дан икки марта катта бўлиб чиқди. Тажриба натижасини тушунишнинг усту сони тушуниш киришди. Ҳақиқатан, тажрибаларда топишган қаймат электроннинг спин параманетик нисбати Γ_{sp} га тенг. Бундан, ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари бу моделлар таркибдаги электронларнинг орбитал магнит момент билан эмас, балки спин магнит momenti билан боғлиқ бўлган экан, деган ҳақиқатга келиш мумкин.

[illegible]

8.3 1994

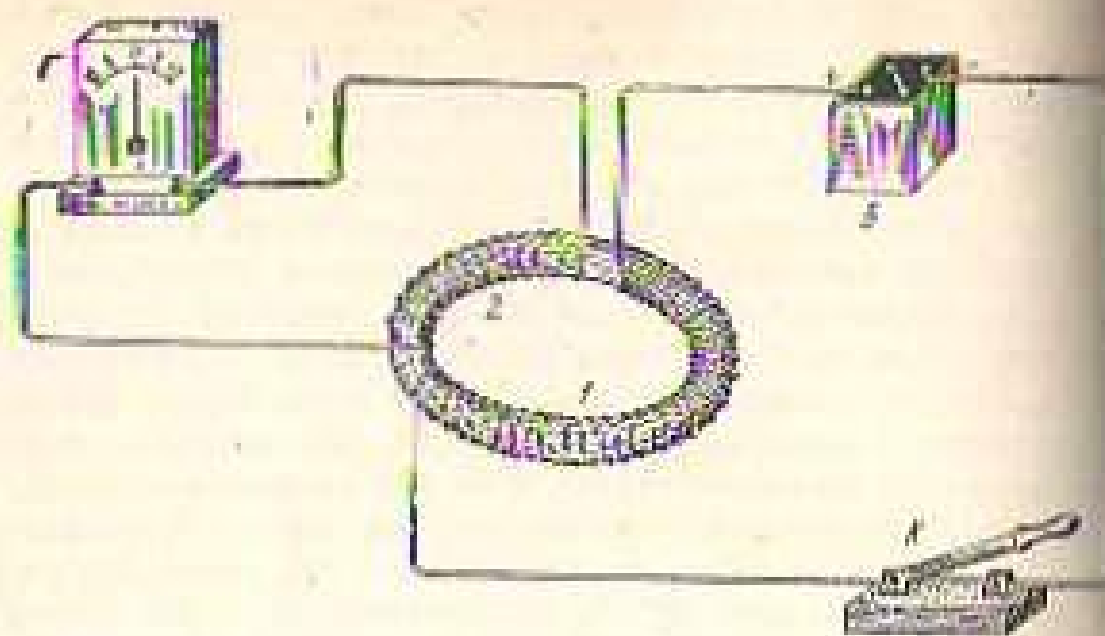
нитлари ўзаро параллел joylashadi. Natijada ferromagnitlik o'rnida shunday soxachalar mavjud bo'ladi, bu soxachalardagi spin magnet momentlar $\vec{\mu}_s$ (spintan momentlari) bir tomonga joylashgan bo'ladi. Bu soxachalarning o'lchamlari deb ataladi. Domenlarning o'lchamlari $10^{-3} - 10^{-4}$ m bo'lgan bo'ladi. Turli domenlarning magnet momentlari turlicha joylashgan bo'lsa, ularning magnet momentlari ferromagnit materialdagi barcha domenlar magnet momentlarining vektor yig'indisi nolga teng bo'ladi (8.8-a rasmda ko'rsatilgan). Shuning uchun har bir domenning magnet momentlari juda kuchli bo'lganiga qaramaydin ferromagnitlik o'rnida magnetizatsiya bo'lmagan bo'ladi.

Энди ташқи магнит майдонининг ферромагнетикка таъсири билан таълифланди. Ташқи майдон кучлантирилган учовлик катта бўлганда, доменлар чегараларининг енидаги содиқ бўлиди. Бунда магнит моментларининг йўналишлари ташқи майдон йўналишига яқинроқ бўлган доменлар бошқа доменлар ҳисобиغا катталаниди (8.8-б расмга қараңг).

Талдан магнит майдонни ортирсак, доменлар чегарасининг ўзгаришидан ташқари доменларнинг шундай бурлиқни содир бўладики, натижада доменларнинг магнит моментлари ташқари майдон бўлиб йўналиб қалади (8.8- расмга қarang). Бу натижани магнитлашнинг техник тўғиниши деб аталади. Техник тўғиниши содир бўлган, магнит майдоннинг энди оқинини натижада магнитлашнинг бир оз ортиши кўрсатилади. Бу процессни парадокс деб аталади. Техник тўғиниши процессда кристаллдаги барча доменларнинг магнит моментлари ташқари майдон йўналишида жойлашиб қолган бўлса, тарапроцесс қандай сабаблар туфайли нуқсудга келадими?

8.8. -я распада схематик тарзда тасвирланган техник тўйиниш ҳақиқий маънасидаги биринчи кристаллизацияга таъсирidir, chunki ҳар бир домендаги барча спин магнит моментларининг мутлақ бир томонга йўналаниши, яъни домендаги спинган магнитланишининг максимал қийматида эришганини билдиради. 0 K дагина еодир бўлиши. Ҳақиқатан, 0 K дан фарқли температураларда спиннинг ҳаракат энергияси нолга тен бўлмайди. Шунинг учун спиннинг ҳаракат энергиясининг «бузулиши» таъсири туфайли доменлар ичиндаги барча спин магнит моментлар танафус майда йўналишга интилариди. Йўналиш қандай (спин магнит момент танафус магнит майдада) фақат икки йўналишнинг, яъни таралган ёки антипаралел йўналишнинг эгаллиши мукаммаллигини билдиради. Демак, 0 K дан фарқли температураларда спиннинг таътиққан магнит momenti, яъни спинган магнитланишининг максимал қиймати (тўйиниш) га эришмайди. Температури ортган сари спиннинг ҳаракатининг «бузулиши» таъсири илди қуяни. Температура T_c (Кюри нуқтаси) га тенг бўлганда доменларининг спинган зағантланиши бутунлай йўқолади. Битирини айтаганда, ҳар бир домен ичиндаги таралган ёки антипаралел спинлар сон тенгалиши қулади.

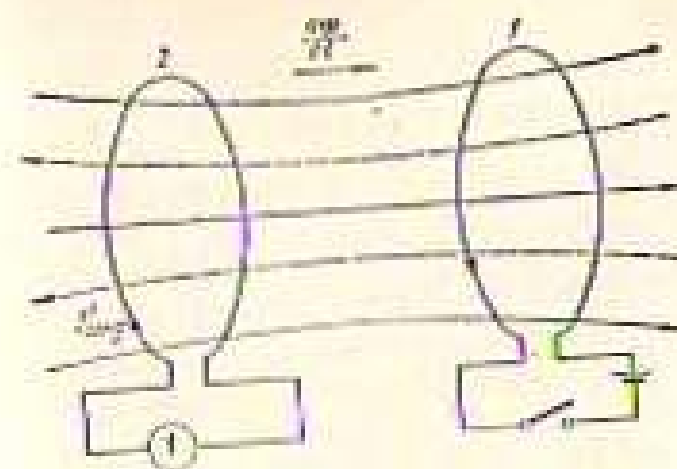
ни йўқолишини ўзгартиришни натижада антиферромагнетикнинг хагитлалини содир бўлади. Антиферромагнетикнинг ҳусусиятлари бирор температурадан юқори температурага йўқолади. Бу температуранинг антиферромагнетикнинг Кюри нуқтаси деб аталади. Агар антиферромагнетикнинг янри (яъни бир-бирининг орасига қирғай биринчи ва иккинчи) аниққареларининг хагитт моментлари тенг бўлмаса, антиферромагнетикнинг умумий хагитт momenti нольга фарқли бўлиб, унинг қиймати ферромагнетик хагитт momentининг, қийматига қиймаланиб қоллади. Бундай моделларни ферри-магнетикалар ёки оддийгина ферромагнетиклар деб аталади. Ферритлар осимўткачилар бўлиб, уларнинг солиштирма электр қаринашлари метадди ферромагнетикларникига қараганда анча катт бўлади. Масалан, темирнинг солиштирма қаринашлиги $8.5 \cdot 10^{-4}$ Ом-м бўлса, ферритларнинг солиштирма қаринашлиги 10^4 дан 10^7 Ом-м гах ўзгаради. Ўзларининг бу ҳусусиятлари туфайли ферритлар ҳақир техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.



9.1- расм

дан ўтаётган ток кучини реостат ёрдамида ўзгартириш, ўрамлирини бир-бирига нисбатан ҳаракат қилдириш, ўрамлирини бир-бирига нисбатан буриш оқдани ҳам электромагнит индукция ҳолатинини кузатиш мумкин бўлади. Бундан ташқари Фарадей биринчи ўрам ўрамага ушун стержень шаклидаги доимий магнитдан ҳам фойдаланган. Доимий магнитнинг галтак (ўрам) ичида ҳаракатлантирилганда ўрам учларида уланган гальванометр индукцион ток вужудга келганлигини қайда қилган. Фарадей ўз тажрибасларини таҳлил қилиб қуйидаги хулосага келди. Бирс контур билан чопарилганган юзга қилиб ўнгориш магнит оқимининг ўзгариши (бу ўзгариш қилиб усул билан амалда сингиланишини қатъий назор) натижасида контурда индукцион ток вужудга келади. Токнинг қиймати магнит оқимининг ўзгариш тезлиги $\frac{d\Phi}{dt}$ га боғлиқ.

Индукцион ток йўналишининг бу тоқни вужудга келтирувчи сабабга, яъни магнит оқимининг ўзгаришига боғлиқлигини Ленц теҳниқдан ва қуйидаги қондан аниқладик. Индукцион ток шундай йўналган бўладики, унинг ҳарқий магнит оқими бу тоқни вужудга келтирилган (индукцияланган) магнит оқимининг ўзгаришига тўғрисиқ қилади. Бу қонун Ленц қондаси деб аталади. Фарадейнинг тажрибасидаги индукцион ток йўналишига бу қонда асосида таҳлил қилайлик. Биринчи ўрамни, маъбага улаш жараёнида

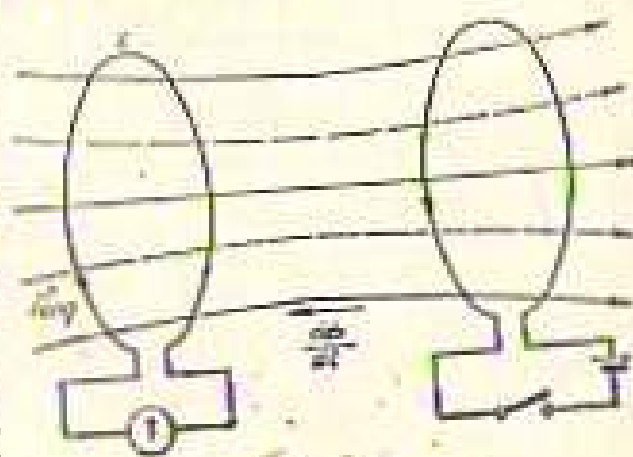


9.2- расм

ток кучининг қиймати нолдан 1 гача ортиб боради (9.2- расмда қаранг). Шунинг учун ушун вақтида магнит оқимининг ўзгариши 0 дан Φ гача ортиб боришдан иборат. Бу ҳолда магнит оқимининг орттирмаси Φ мусбат қийматга эга бўлганлигини учун, одатда $\frac{d\Phi}{dt}$ нинг йўналишини Φ нинг йўналиши

(расмдаги ушуксиз чизиқлар) билан бир хил деб қарайлик. Иккинчи ўрамда вужудга келадиган индукцион ток (I_{ind}) нинг йўналиши шундай бўлар эканки, бу ток туфайли вужудга келадиган магнит оқим (Φ_{ind}) нинг йўналиши (расмдаги ушуксиз чизиқлар) биринчи ўрамдаги ток вужудга келтирилган магнит оқимга қарши йўналган бўлади. Энди, биринчи ўрамни маъбадан ушун жараёнида қўрайлик (9.3- расмда қаранг). Бунда ток кучи 1 дан 0 гача камийди. Шунинг учун ушун вақтида магнит оқим Φ дан 0 гача камийди. Бу ҳолда магнит оқимининг орттирмаси маъриф бўлади.

Ушун учун, $\frac{d\Phi}{dt}$ ва Φ йўналишлари тесқаридир. Иккинчи ўрамда вужудга келадиган индукцион ток (I_{ind}) нинг йўналиши шундай бўладики, бу ток вужудга келтирилган магнит оқим (Φ_{ind}) биринчи ўрамдаги ток туфайли вужудга келган магнит оқимининг қийминини



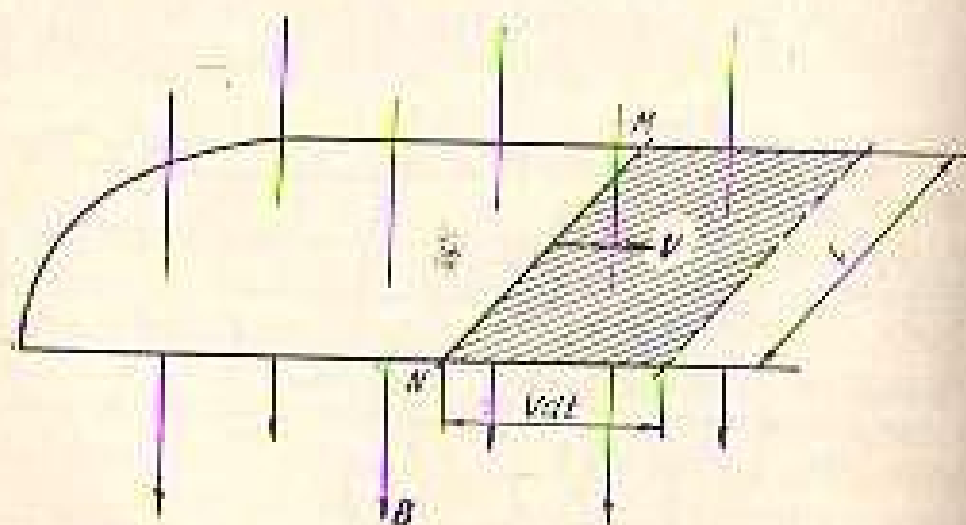
9.3- расм

тўллришга ҳаракат қилади, яъни $\Phi_{\text{инд}}$ ва Φ 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 қонунини мазкур ҳоллардаги таърифга зид бўлмаган, лекин қуйидаги қушайрон шаклда таърифлаш ҳам мумкин: Берқ контурда ҳосил бўлган индукцион ток шундай йўналганки, индукцияловчи магнит оқим қўлайишганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришга ва аксинча, камайтирилганда уни қўлайишга интилади.

2- §. Индукция электр юритувчи кучи

Электроманит индукция ҳолатида туфайли бирор берқ контурда электр ток қайд қилинаётганлиги, шу контурда индукция электр юритувчи кучи таъсир этаётганлигидан алоқат берилади. Индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши билан таъминлилик. Оқим бир хусусий ҳолга қараб чиқамиз. Йўналиши ва катталиги ўзгариб бўлган магнит майдонда бирор берқ контур жойлашган бўлсин (9.4-расм). Контурни тегиб ўтувчи магнит оқимининг ўзгариши контур билан чегараланган юзнинг ўзгариши туфайли, яъни контур бирор қисмининг ҳаракати туфайли содир бўлиётган бўлсин.



9.4- расм

Агар контурнинг қўйилуви қисми ҳаракат қилмаса, электромагнит индукция ҳолатида бўй бермайди. Демак, ушбу текширилатган ҳолда индукция электр юритувчи кучи контур қўйилуви қисмининг ҳаракати туфайли, аниқроқ айтганда, магнит индукция чизиқларини кесиб ўтиши туфайли вужудга келиши, дейишнинг мумкин.

Шунинг учун қўйилган l бўлган ўтказгичнинг магнит майдонда v тезлик билан ҳаракатланиши текширайлик (9.5-расм). Магнит майдон ўтказгич ҳаракатланиётган текисликка перпендикуляр бўлсин. Ўтказгич билан биргаликда унинг таркибидagi эркин электронлар ҳам v тезлик билан ҳаракатланади. Шунинг учун бу электронларга Лорентц кучи таъсир этади:

$$F_L = evB. \quad (9.1)$$

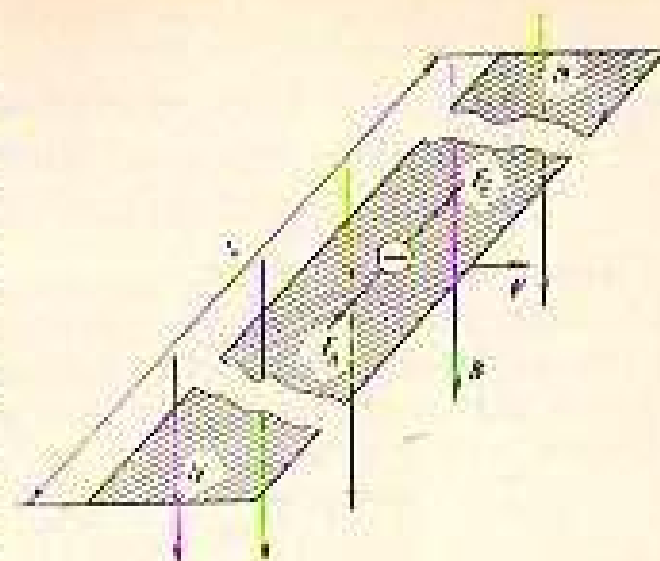
Лорентц кучи таъсирида электронлар ўтказгичнинг M ушдан N уш томон силжийди. Бу эса ўтказгичнинг M ушда электронларнинг егишмаслигига, яъни мусбат зарядланишига ва N ушда ортиқча электронларнинг тўланишига, яъни манфий зарядланишига сабабчи бўлади. Натижада кучланиш:

$$E = \frac{\Phi_M - \Phi_N}{l} \quad (9.2)$$

бўлган электр майдон вужудга келади. (9.2) да Φ_M ва Φ_N лар мос равишда ўтказгичнинг M ва N ушларининг потенциаллари. Бу майдон туфайли электронларга шундай

$$F_E = eE \quad (9.3)$$

бўлган электр куч таъсир этади. Электр ва Лорентц кучларининг бўйлашлари қарома-қарш. Шунинг учун уларнинг шиддатлари тенгланганда мувозанат вазияти вужудга келади, яъни:



9.5- расм

бунасан

$$eE = -\epsilon vB,$$

$$E = -vB.$$

(9.2) ва (9.4) дари таъқосили матноксиди

$$\psi_M - \psi_N = -vBl$$

(9.5)

шаклини топилади. Демак, магнит майдондаги контурнинг ҳаракатлануви қисқини ток манбаи деб қараш мумкин. Бу ток манбаи электромагнит индукция ҳодисаси туфайли вужудга келгалиги учун, унинг электр юритувчи қуввати индукция электр юритувчи кучи деб аталади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -vBl.$$

(9.6)

Бу ифодада dl га қўйишарайлик ва бўлайлик:

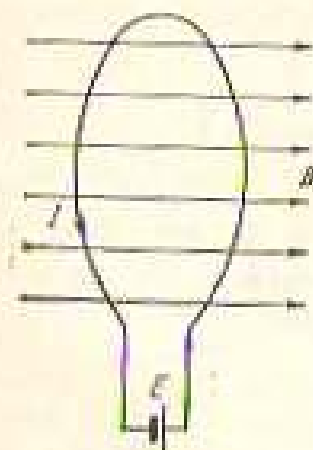
$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -B \frac{dS}{dt} = -B \frac{d\Phi}{dt}$$

буна $dS = ldl$ контур билан чегараланган қисмни dl вақт ичидаги ўзгариши. Агар контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимининг dl вақт девомидаги ўзгариши $d\Phi = B dS$ эканини ҳисобга олган, индукция электр юритувчи кучи қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

(9.7)

Бу ифодадаги минус шари индукция электр юритувчи кучи ва $\frac{d\Phi}{dt}$ нинг йўналишлари қол егити қондаси асосида



9.6-расм

боғланганлигини билдиради. (9.7) ифода Фарадей — Максвелл қонуни деб аталади. Демак, Фарадей — Максвелл қонунига асосан индукция электр юритувчи кучи контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимининг ўзгариш теъдига $\frac{d\Phi}{dt}$ га боғлиқ ҳолда.

Энди, умумийроқ ҳолни кўрайлик. Магнит майдонда жойлашган ихтиёрли шаклдаги контур электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ бўлган манбага уланган бўлсин (9.6-расм). Бу манбаининг dl вақт ичида бажарган ту-
лиқ иши

$$dA = \mathcal{E} Idt \quad (9.8)$$

бўлади. Бу ишнинг бир қисми электр қаршилиги R бўлган контурдан жоуль иссиқлиги (dQ) шаклида ажралиб чиқади:

$$dA_1 = dQ = I^2 R dt, \quad (9.9)$$

Қолган қисми эса магнит майдондаги токни контурни бир пайванддан иккинчи вазиятга кўчариш учун сарф бўлади. Буна баъқарилган иш (7.29) га асосан:

$$dA_2 = Id\Phi. \quad (9.10)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$dA = dA_1 + dA_2$$

буна

$$\mathcal{E} Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (9.11)$$

Тенгламанинг икки томонида Idt га бўласан:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt}$$

бунада

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (9.12)$$

Демак, магнит майдонда токни контур вазиятини ўзгариши бу контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришига сабабчи бўлаётган бўлса, контурда қуйидаги электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу электр юритувчи куч — индукция электр юритувчи кучидир:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (9.13)$$

Шундай қилиб, Гельмгольд томондан энергиянинг сақланган қуввати асосан таърифланган индукция электр юритувчи кучининг ифодаси (9.7) ифода билан бир хил бўлиб чиқади. Шунинг учун Фарадей — Максвелл қонуни контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимининг ҳар қандай ўзгариши учун ўринлидир.

Индукция электр юритувчи кучининг СИ даги бирлигини топилайлик:

$$[\mathcal{E}_{\text{инд}}] = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{B\delta}{c} = \frac{T \cdot m^2}{c}$$

Демки

$$\mathcal{E}_1 = \frac{N \cdot \dot{\Phi}}{A \cdot \mu^2} = \frac{N}{A \cdot \mu^2} \cdot \frac{A \cdot B \cdot c}{\mu^2} = \frac{B \cdot c}{\mu^2}$$

Шуниң учун

$$|\mathcal{E}_{\text{соз}}| = \frac{B \cdot c}{\mu^2} \cdot \frac{\mu^2}{c} = B$$

келиб чықди. Демак, контур изи орқали ўтувчи магнит оқим Φ Бус тезлик билан ўзгарса, контурда аявсудей келатган индукция электр юригувчи кучи $\mathcal{E}$ га тенг бўлади.

3-§. Ўзіндуқция ва ўзароиндукция

Контурдан оқибатган ток кучи ўзгарса, бу ток вужудга келтириватган магнит оқим ўзгаради. Бу ўзгаришдан магнит оқим худди шу контур юзиди тегиш ўтаётди. Электрмагнит индукция ҳолатининг асосий қонунини асосан, контур изи орқали ўтаётган магнит оқим ўзгариш бирга ҳолатда индукция электр юригувчи кучи вужудга келиши дейим. Шуниң учун контурдан оқибатган ток кучининг ўзгариши натижасида худди шу контурининг ўзиди электрмагнит индукция рўй беради. Бу ҳолатни ўзароиндукция дейилади.

Масалан, контурини (радагини) ўзгаришас ток манбасида уланш ёки узаш вақтида шу контурининг ўзиди ўзіндуқция ҳолати кузатилади. Ўзгаришдан ток манбасида уланган контурда ҳам ўзіндуқция содир бўлади.

Контурдан ўтаётган ток тўғрисида вужудга келатган магнит оқим ток кучига пропорционал, яъни:

$$\Phi = LI, \quad (9.14)$$

бу ерда L — контурининг индуктивлиги, у контурининг шакли ва ўлчамлари, ҳамда муҳитининг магнит ситидирувчанлиги билан катталык. Контур жойлашган муҳитининг магнит ситидирувчанлиги ўзгаришаса, ани контурининг индуктивлиги ҳам ўзгаришас катталык бўлади. СИ да индуктивлигининг бирлиги *генри* (Γ) деб аталади:

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = \Gamma.$$

Демак, 1Γ шундай электр занжирининг индуктивлиги, бу занжирдан 1А ўзгаришас ток ўтганида вужудга келатган магнит оқим 1Вб бўлади. Индуктивлигининг ўлчамини $L[MT^{-2}I^{-1}]$.

Мисол тариқасида, узунлиги l , ўрашлар сони n бўлган соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблайлик. Агар соленоид тўрага узун бўлса, унинг ичиндаги магнит майдон индукцияси $B = \mu_0 n I \cdot \frac{n}{l}$ га тенг. Соленоиднинг ҳар бир ўраши орқали ўтаётган магнит оқим $\Phi = B \cdot S$ бўлганлиги учун соленоиднинг барча n ўраши орқали ўтувчи бўла оқим

$$\Phi_c = n\Phi = n\mu_0 n I \cdot \frac{n}{l} S = \mu_0 \frac{n^3}{l} S \cdot I$$

га тенг бўлади. Бу натижада (9.14) билан таққослаш натижасида соленоиднинг индуктивлиги

$$L_c = \mu_0 \frac{n^3}{l} S \quad (9.15)$$

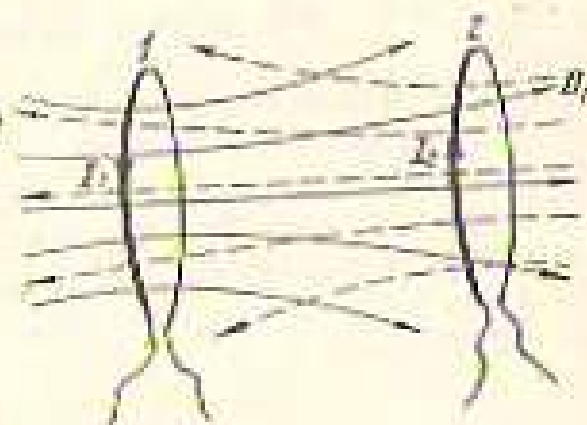
натижада билан аниқланади.

Ўзіндуқция электр юригувчи кучининг қийматини топиш учун, Фарадей — Максвелл қонунига асосан, (9.14) дан оқибат бўлиши ҳисоб олинш керак. Контурининг индуктивлиги ўзгаришас бўлган ҳол учун ўзіндуқция электр юригувчи кучи

$$\mathcal{E}_{\text{ўзін}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - L \frac{dI}{dt}$$

натижада билан аниқланади.

Демак, индуктивлиги L контур бўлган контурдан оқибатган ток кучи I содирда L генрига ўзгаришаса, контурда L вольт ўзіндуқция электр юригувчи кучи вужудга келади.



9.7-расм

Иккита контур солашлик (9.7-расм). Биринчи контурдан оқибатган ток кучининг dI_1 га ўзгариши иккинчи контур ҳали

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \quad (9.16)$$

га ўзгаришала. Бу эса ўз натижасида иккинчи контурдан

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = - L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (9.17)$$

индукция электр юригувчи кучини вужудга келтиради. Худди шуниңдек, иккинчи контурдан оқибатган ток кучининг

dI_1 га ўзгариш туғайди биринчи контур юзига кесиб ўтган магнит оқим

$$\Phi_{12} = L_{12} dI_1 \quad (9.18)$$

га ўзгаради. Натижада биринчи контурда

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_{12}}{dt} = - L_{12} \frac{dI_1}{dt} \quad (9.19)$$

индукция электр қиртувчи кучи пужудга келади. Маъмур ҳодиса, яъни контурлардан бири оққални ўтаётган ток кучининг ўзгариши натижада иккинчи контурда индукция электр қиртувчи кучининг пужудга келиши ёқиро индукция деб, L_{12} ва L_{21} лар контурларининг ўзаро индукциялиги деб аталади. Тақрибаларда ҳам, назарий йўла билан ҳам

$$L_{12} = L_{21}$$

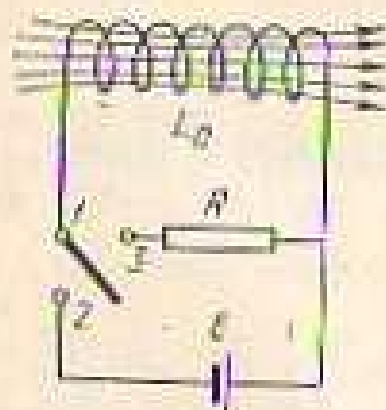
эқанлиги исбот этилган. Контурларнинг ўзаро индукциялиги контурларнинг гесметрий шакли, ўлчамлари ва уларнинг бир-бирига нисбатан қизилтига, ҳамда контурларни ўраб турган муҳитнинг магнит сиздирувчанлигига боғлиқ бўлади.

Ўзаро индукциялигининг ўлчам бирлиги, худди индукциялигини қабл, генири (Гн) дур.

4-§. Магнит майдон энергияси

Магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун сдемаси 9.8-расида тасвирланган энжирдан фойдаланиламиз. Қалит билан 1 ва 2 клеммаларни туташтирсак, электр қиртувчи кучи $\mathcal{E}$ бўлган ток манбаи ва индукциялиги L_0 бўлаган соленоиддан иборат энжир пужудга келади. Бу энжирдан ўтаётган ток кучи I бўлаганда соленоид ичидаги магнит майдон индукцияси

$$B = \mu_0 n I \quad (9.20)$$



9.8-расм

ифода билан аниқланар эди. Бунда n — соленоиддаги ўрамлар сонини, l — соленоиднинг узунлигини.

Агар 1 ва 2 клеммалар орадаги контактни ўзиб 1 ва 3 клеммаларни улашсак, индукциялик L_0 ва иктив қиртиллик R дан иборат берк контур пужудга келади. Ток манбаини энжирдан ажратини проделасида (1 ва 2 контактни ўзиб) ў-

индукция электр қиртувчи кучи ($\mathcal{E}_{\text{индукция}}$) бирор чекланмиқт диланмида L_0 ва R дан иборат берк контурда I дан иборат қалмайиб борувчи токнинг оқиб туриниши таъминланми. Бу ток туғайди dt вақт ичида боқарилган иш

$$dA = \mathcal{E}_{\text{индукция}} I \cdot dt = - \frac{d\Phi_0}{dt} I dt = - I d\Phi_0 \quad (9.21)$$

ни тенг. Лекин соленоиддан ўтувчи тўла оқимнинг ўзгариши $d\Phi_0 = L_0 dI$ бўлагалиги учун

$$dA = - L_0 I dI \quad (9.22)$$

Бу ифодадан ток кучининг ўзгариши чегараларидан, яъни I ни 0 гина бўлган интервалда интегралласак, энжирни узун вақтда йўқолаган магнит майдон энергияси ҳисобига бақарилган ишини, яъни қолма қолганга айланган энергияни топиламиз:

$$A = \int_0^I dA = - \int_0^I L_0 I dI = - \frac{L_0 I^2}{2} \quad (9.23)$$

Бу иш боқарилганда соленоид билан боғлиқ бўлган магнит майдонини йўқолади. Демак, магнит майдон энергияси

$$W_A = \frac{L_0 I^2}{2} \quad (9.24)$$

ифода билан аниқланмиши қалсак. Бу ифодадаги соленоиднинг индукциялиги L_0 ўрнига узунинг (9.15) ифода билан аниқланмиш қийматини ва I ўрнига (9.20) дан топиладиган

$$I = \frac{B}{\mu_0 n}$$

қийматини қўйсам:

$$W_A = \mu_0 n^2 \frac{S}{2l} \left(\frac{B \cdot l}{\mu_0 n} \right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0} S \cdot l = \frac{B^2}{2\mu_0} V \quad (9.25)$$

Еттиқини узун соленоиднинг магнит майдонини ҳақат соленоид ичидаги $V = Sl$ ҳажмда муқим қаллиниган деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун (9.25) ифодани соленоид ҳажми V га бўласак, бирлиқ ҳажмга мос келувчи магнит майдон энергиялигини ифодали қалиб чиқамиз:

$$w_A = \frac{W_A}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (9.26)$$

Бу ифода, одатда, магнит майдон энергиясининг зичлиги деб аталади. Магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги ўзлари

$$B = \mu_0 \mu H$$

ифода орқали боғланганлиги учун магнит майдон энергиясини зичлигини аниқловчи (9.26) ифода қуйидаги кўринишларга ҳам соялаши мумкин:

$$w_m = \frac{B \cdot H}{2} \quad (9.27)$$

ёки

$$w_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (9.28)$$

9.5. Уярмавий электр майдон. Уярмавий тоқлар

Электр-магнит индукция ҳолатининг бир хусусий ҳолатини кўрайлик. Контур қўзғалмас бўлсин. Контур билан чегараланган ко орқали ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши вақт давомида ўзгариувчан магнит майдон туфайли содир бўлсин. Умуман, магнит майдон индукцияси B вақт ко координатининг функциясида. Контур қўзғалмас бўлганлиги учун (яъни контурни бирор санок системадаги ўринин белгиловчи координаталар вақт ўтиши билан ўзгаришмас бўлганлиги учун) магнит майдоннинг ўзгариши магнит индукция векторидан вақт бўйича олнинган ҳосил $\frac{\partial B}{\partial t}$ орқали характерланади. Шунинг учун кўрилатган ҳолда контурда вуқудга келадиган индукцион электр юритувчи куч ҳам $\frac{\partial B}{\partial t}$ орқали ифодаланиши мумкин. Ҳарқатан, контур юзи S дан ўтувчи Φ магнит оқим магнит майдон индукцияси (B) орқали

$$\Phi = \int_S B_n dS$$

шаклда ифодаланганидан фойдаланиб, индукцион электр юритувчи кучнинг ифодасини қуйидагича ёзи оламиз:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (9.29)$$

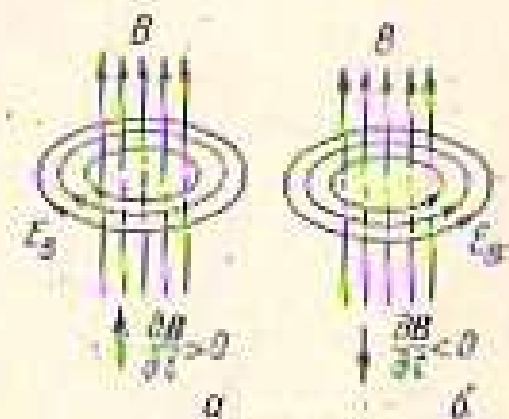
Иккинчи томондан, магнит майдон фақат қўзғалувчи зарядларнинг таъсир қилар эди. Биз текшираётган ҳолда контур қўзғалмас бўлганлиги учун контур таркибадаги ток табиқиятга (контур ўтказгичдан юзлган ҳолда ток табиқиятлар — электронлардан) хагинг кучлари таъсир этмайди. Лекин ўтказгичдан юзлган контурда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг юзида унинг эркин электронларини маълум йўналиш бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этувчи куч вуқудга келганлигидан далолат беради.

Демак, магнит майдоннинг ўзгариши натижасида фойдали индукцион электр майдон вуқудга келади ва у фойдалилиги эркин электронларни тартибдан ҳаракатга келтирилади, деган хулосага келамиз. Бу майдон кучланганлик вектори E_n нинг берк контур бўйича циркуляциясини бу контурда вуқудга келадиган индукцион электр юритувчи кучга тенг, яъни:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint_C (E_n)_l dl. \quad (9.30)$$

Бу ифода ўзгариувчан магнит майдон туфайли вуқудга келадиган электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари қўзғалмас заряд электр майдонининг кучланганлик чизиқларидан фарқли равишда, берк жамиятидан далолат беради. Бундан аниқланди, индукцион электр майдон, худди магнит майдон сингари, уярмавий характерга эга бўлади. E_n чизиқлари $\frac{\partial B}{\partial t}$ билан чин синт қосиқан асосида боғланган (9.9-а ва б-и расмларга қаранг). Шунинг учун, одатда, бу майдонни уярмавий электр майдон дейилади. Шунинг ҳам қайи қилибдики, уярмавий электр майдон фазонинг ўрғанилатган қисмида контур бўлиши бил бўлмасангидан қатъи назар вуқудга келтирилади. Лекин бу майдоннинг ҳосил бўлиши учун ўзгариувчан магнит майдон бўлиши шарт. Фазонинг айди қисмида контур юзлганлиги бўлса, у вуқудга келган уярмавий электр майдоннинг мажбурийлигини сезишга ёрдам беради, ҳатто:

(9.29) ва (9.30) ифодаларини таққослаш натижасида қуйидаги муносабатни оламиз:



9.9-расм

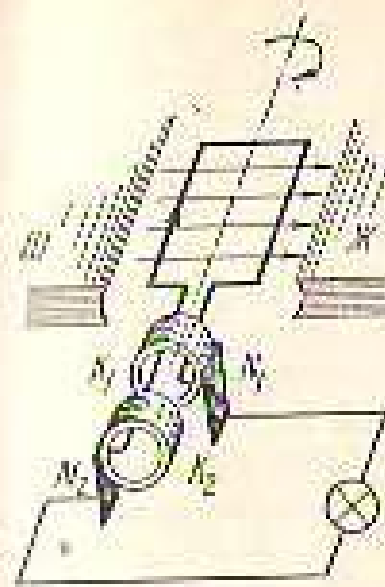
$$\oint (E_B)_l dl = - \int \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (9.10)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчи магнит майдон туфайли юз-жудга келган уярманий электр майдон кучлашганлигини ихтиёрий берк контур бўйига циркуляцияси магнит индукция векторининг вақт давомида ўзгаришани характерловчи $\frac{\partial B}{\partial t}$ векторининг шу контурга тирайган ихтиёрий сирт орқали оқимининг тескари шора билан олнинган қийматига тенг бўлади.

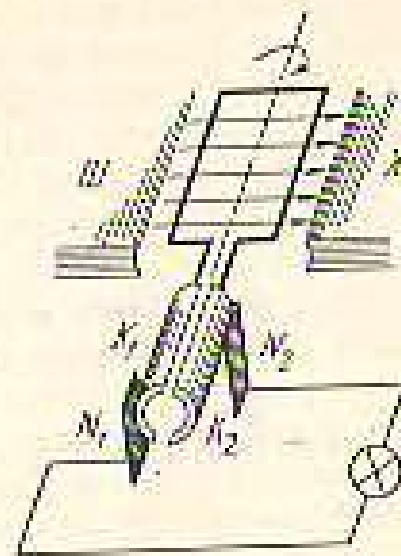
Фазонинг уярманий электр майдон мавжуд бўлган қий-мига яхлит ўтказгич парчаси жойлаштирилганда ҳам уяр-маний тоқлар пайдо бўлади. Бундай уярманий тоқлар учун ни текширган соғим шарафига *Фуко тоқлари* деб ҳам ата-лади. Яхлит ўтказгичнинг қариндиси кичик бўлганлиги учун Фуко тоқлари шайрат катта қийматларга эришани мумкин. Бу эса ўтказгичларнинг қизилига сабабчи бўлади (жонли иссиқлиги ток кучининг квадратига пропорционал эди). Фуко тоқларининг жонлиқ таъсиридан электрометаллур-гияда металлани эритишда фойдаланилади. Бунинг учун индукцион печканинг ўраш шора частотали ўзгарувчи ток манбаига уланади. Ўрам ичига жойлашган металл шуд қотишмада вужудга келган Фуко тоқларининг иссиқлик таъ-сире хатто қийин эрийдиган қотишмаларни эритиш учун ҳам етарли бўлади. Бироқ Фуко тоқлари таъсириде ўтказгичлар-нинг қичиш кўл ҳошларда зарар келтиради. Масалан, ўрам-ларидан ўзгарувчи ток ўтадиган вазтах шуддеги ферромаг-нетик ўзакларнинг қичиш трансформаторлар, турли хилдаги электромагнит ашаратлар ва меканизмларнинг фойдали иш-коэффицентининг камайишига сабабчи бўлади. Бу зарарнинг олдини олиш учун ўзаклар бир-биридан Фуко тоқларининг йўналишига гермедикуллар қилиб жойлаштирилмадиган юз-изолацияловчи қатламлар билан акратилган пластинкалар-дан қатлам-қатлам қилиб ясаади.

Асриманинг иккинчи қримдан бошлаб ферромагнетик ўзаклар ўрнида солиштирма қариндиси катта бўлган фер-ритларнинг қўлланилиши Фуко тоқларининг иссиқлик таъ-сирини кескин камайитириш ижтимоиятини берди. Бироқ фер-ритларнинг қариндиси шу даражада каттали, уларда Фуко тоқлари деярли вужудга келмайди.

Дени қондасига асосан, Фуко тоқлари шундай йўналиш-бўладиги, уларнинг хусусий магнит майдонини Фуко тоқлари-ни вужудга келтираётган сабабга қаринлиқ кўрсатади. Ма-



9.10- расм



9.11- расм

салли, Фуко тоқлари ўзгармас магнит майдонда ҳаракатла-навган яхлит ўтказгичда пайдо бўлаётган бўлсин. Бу ҳол-да Фуко тоқларига ташқи магнит майдон тоқонидан таъсир-тувчи Ампер кучлари яхлит ўтказгичнинг ҳаракатига қар-инлиқ қилади.

Бу ҳодисадан гальванометр стрелкаларини тезроқ тити-лиштириш, яъни мувокалат вазитига тезроқ қайтариш учун фойдаланилади.

Электромагнит индукцияси ҳодисаси билан таанишувимиз-нинг шайратда генераторлар устида қисқаи тўхтаб ўтай-лик. 9. 10-расмда генераторнинг схематик тузилиши таъсир-ланган. Магнит майдон қўзғалмас магнит шуд электромагнит (бу қисмини шайрат деб аталади) туфайли ҳосил қили-нади. Генераторнинг қўзғалувчи қисми ўтказгичлар ўрами-дан иборат бўлади ва якорь деб аталади. Расмда якорь сод-диштирилиб контур шифатида таъсирланган. Контур (якорь) магнит майдонда айлантивилса, контур юзидан ўтиётган магнит оқим ўзгариши натижасида контурда индукция электр-коритувчи кучи вужудга келади. Электр тоқни ташқи зап-корги улаш учун шайратувчи электр контакти таъминлай-диган ҳаақалар (K_1 ва K_2) ва чўткалар (N_1 ва N_2) дан фой-даланилади. Бу ҳолда вужудга келаетган токни ўзгарувчи ток дейилади, чунки индукция электр коритувчи кучининг қиймати ва йўналиши ўзгариб туради. Саносатнинг баъзи со-ҳаларида ўзгармас электр ток талаб этилади. Шу мақсадда ўзгарувчан токни тўғриланади. 9.11-расмда меканик тў-

рилант усулди кўрсатилган: контур уларни K_1 ва K_2 ари халқаларга уланади. Контур 180° га бурилганда ток йўлини тескарига ўзгаради. Дехин K_1 ва K_2 чўткалар қарама-қарши K_2 ва K_1 ари халқаларга тетади. Натисада ташқи занжирдаги ток ҳамма вақт бир хил йўналишга эри олади.

Х Б О Б

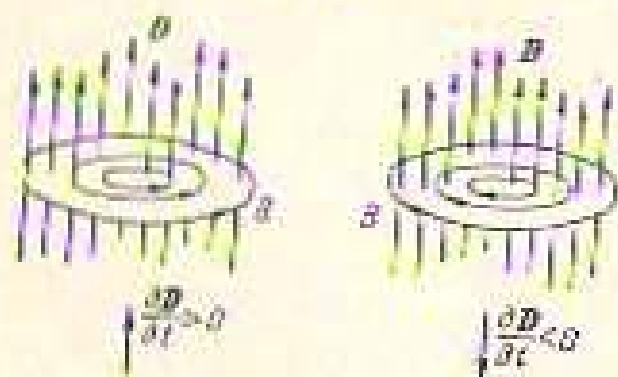
ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН УЧУН МАКСВЕЛД НАЗАРИЯСИНИҲ АСОСЛАРИ

1-§. Магнитоэлектр индукция ҳолисаси «сўлжнш ток»

Магнитоэлектр индукция электростатик индукцияга тескари бўлагн ҳолисас. Унинг муҳимги ҳудудегидан аборат: фазонинг бирор соҳасидаги электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши туфайли фазонинг шу соҳасида индукцияси магнит майдон пужудга келади. Магнит майдон индукцияси ченаларининг йўналиши шу майдоннинг пужудга келишига елибди бўлагетган электр майдон ўзгаришини характерловчи $\frac{\partial D}{\partial t}$ векторининг йўналиши билан ўнг шит қондаси левенди болаганган.

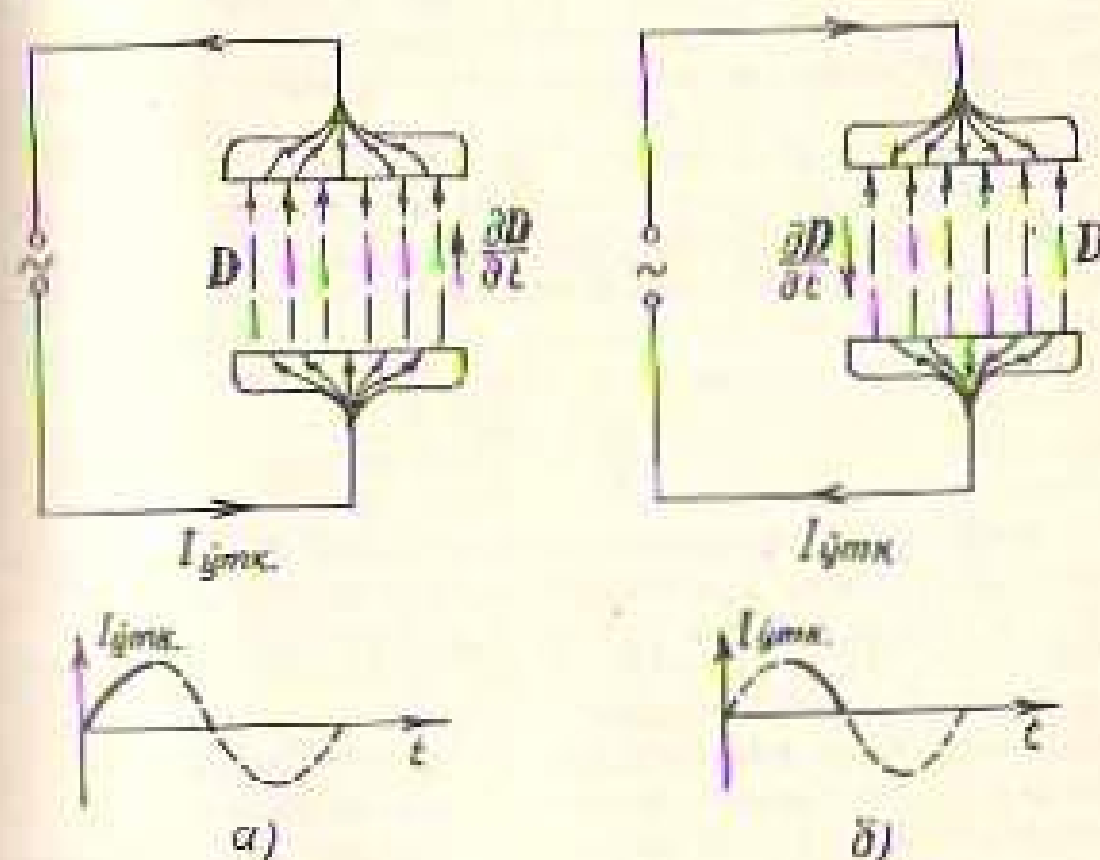
Электр майдон кучийиб бораётган бўлагн, D векторининг вақт ўлини билан ўзгаришини характерловчи $\frac{\partial D}{\partial t}$ векторининг йўналиши D векторининг йўналиши билан мос бўлагн. Ан сннча, электр майдон суелаетган бўлагн, $\frac{\partial D}{\partial t}$ векторининг йўналиши D векторининг йўналишига қарама-қарши бўлагн. Шунинг учун, бу паса ҳолада пужудга келаетган магнит майдон индукцияси ченаларини (10.1-расмга қаранг) нинг йўналишлари ҳам, ўнг шит қондасига асосан, бир-бирига тескари бўлагн.

Магнитоэлектр индукция ҳолисасининг мажжудлиги 1863 йекда Максвелл томонидан айтган гипотезада ўз асосини толади. Электр майдоннинг ўзгариши ва бу ўзгариш туфайли пужудга келаетган магнит майдон оқислиги миқдорини



10.1- расм

бўлагининг толиги учун Максвелл «сўлжнш ток» деб аталаган тушунчани киритган. Бу тушунча билан танишини миқсасида конденсаторан занжирдан квазистационар ўзгаришчан ток оқисада солиқ бўлувчи процессларни текширайлик. Электр ток конденсатор пластиникаларини бирлаштирувчи ўтказкичлар оқисада ўтлади, лекин пластиникалар орасидаги диэлектрикдан ўтмайдн. Натисада ўзгаришчан токнинг занжир бўлагн оқисада конденсаторнинг зардаланишлари (10.2-а расм) бўлагн оқисада конденсаторнинг зардаланишлари (10.2-б расм) нобрат бўлагн. Шунинг қилиб, ўтказувчанлик ток (занжирнинг ўтказкичдан нобрат қисқадан ўтаётган ток) нинг оқисадаги конденсатор пластиникаларининг бир-бирига қаратган оқисадаги ўзгариш қондаси. Дехин Максвелл бу сўлжнш қарама-қарши бўлагн толиги кирити суран. Унинг сўлжнш, ҳар қандай ўзгаришчан ток занжирдаги ҳам берк бўлагн. Фақат занжирнинг ўтказкич бўлагнни асосларини (снн текшираётган ҳолада конденсатор пластиникаларини о қисада) «сўлжнш ток» деб аталаганган ток оқисада. «Сўлжнш ток» деган терминининг келиб чиқиши таърихдан қуйидагича: XIX аср охирида бутун дунёни жаллаган ва ҳамма жисмлардаги ўта оладиган алоҳида бир муҳит мажжуд деб фараз қилинган ва бу муҳитни «эфир» деб аталаган. Май



10.2- расм

донлар, хусусан электр майдон, «эфир» зарраларини мувофиқат вазиятларидан силжиглади, деган фикр фанда кенг тарқалган эди. Шунинг учун конденсатор қонунчалари оралигида «силжнш ток» оқлади, деб ҳисобланган. Ҳозирги вақтда бу тасаввур бутунлай ўз аксини йўқотган бўлса ҳам, «силжнш ток» деган термин фанда сақланиб қолди. Лекин бу терминнинг маъноси ўзгача.

Занжирдан ўтаётган токнинг оний қиймати I бўлсин. Шу моментда конденсатор пластинкалари (пластинка-сирт 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

$$I_{\text{сирт}} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (10.1)$$

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 қаранг) пластинкалар оралигидаги электр майдон кучайиб боради. Бу вақтда $\frac{\partial D}{\partial t}$ вектор D векторга параллел бўлиб, унинг йўналишини занжирдаги ўтказувчанлик токнинг йўналиши билан бир хил. Аксинча, конденсатор разрядланганда (10.2-б расмга қаранг) электр майдон сустайиб боради. Бу вақтда электр индукция векторининг ўзгариш тезлигининг афдаловчи $\frac{\partial D}{\partial t}$ вектор D га антипараллел. Лекин бу ҳолда

қим $\frac{\partial D}{\partial t}$ векторнинг йўналиши ўтказувчанлик токнинг йўналиши билан бир хил. Демак, ҳамма вақт $\frac{\partial D}{\partial t}$ нинг йўналиши ўтказувчанлик токнинг йўналиши билан бир хил бўлади. (10.1) ва (10.3) ифодаларин солиштириши эса $\frac{\partial D}{\partial t}$ нинг 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, силжнш токнинг зичлигидир, яъни:

$$I_{\text{силжнш}} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (10.4)$$

Шундай қилиб, ёзгарречан ток занжирда ўтказувчанлардаги ўтказувчанлик токнинг чизиклари конденсатор пластинкалари оралигидаги силжнш токнинг чизикларига параллел кетади.

Силжнш ток ҳам, ҳудди ўтказувчанлик токига ўхшаш фазода уермий магнит майдонини вужудга келтиради. Шу тариқа, силжнш ток тунувчансини кiritиши билан магнито-электр индукция ҳодисасини тунувтиришига эришади.

2-§. Максвелл тенгламалари

Максвелл силжнш ток тунувчансини қўлиб электр магнитнинг ҳодисаларининг атома назариясини яратилишига муваффақ бўлди. Максвелл назариясининг асосини унинг номи билан аталган тўртта тенглама ташкил этади.

1. Қўзғалмас заряд q ўз atroфдаги фазода электр майдон вужудга келтиради. Бу майдон потенциал майдондир. Шунинг учун бу майдон кучланганлик вектори $E_{\text{ст}}$ нинг ихтиёрий берк контур бўйлаб циркуляцияси нолга тенг (1.19 формулага қаранг):

$$\oint E_{\text{ст}} dl = 0. \quad (10.5)$$

Электр майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи майдон ($\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$) мавжуд бўлган барча нуқталардан ҳам вужудга келади. Лекин бу электр майдон қўзғалмас зарядлар атрофида вужудга келувчи майдондан фарқли равишда потенциал майдон эмас, балки уярмалый электр майдондир. Уярмалый электр майдон кучланганлиги E_a нинг чизиқлари доимо берк. E_a векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли (9.31 формулага қаранг).

$$\oint E_a dl = - \int \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS, \quad (10.4)$$

Умумий ҳолатда электр майдон E_a ва E_b майдонларининг йиғиндисидан иборат бўлиши мумкин. Шунинг учун натижавий электр майдон кучланганлигини $E = E_a + E_b$ деб белгиләб, (10.5) ва (10.6) тенгламаларни қўйсак:

$$\oint E dl = - \int \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.7)$$

Бу ифодадаги чап томонидаги интеграл ихтиёрий берк контур бўйича, ўнг томонидаги интеграл эса шу контурга тиралган ихтиёрий сирт бўйича олинади. (10.7) ифода Максвеллнинг биринчи тенгламаси деб аталади.

2. Қўзғалмас заряд атрофидаги фазода электр майдон вужудга келади. Лекин бу заряд қўзғалган бўлса, унинг атрофида магнит майдон вужудга келади. Бошқача айтганда, ҳар қандай электр ток (ўтказувчанлик токи, кинешини ток, индукция токи) атрофида магнит майдон мавжуд бўлади. Магнит майдон кучланганлиги векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макроскопик тоқларнинг алгебралик йиғиндисига тенг (8.20 формулага қаранг):

$$\oint H dl = \sum I = \int j_n dS. \quad (10.8)$$

Лекин магнит майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон мавжуд бўлган барча соҳалардан ҳам вужудга келади (магнитоэлектр индукция ҳодисасини эсани). Ҳагарувчан электр майдон индукцияси векторининг ўзгариш теъшигини характерловчи $\frac{\partial D}{\partial t}$ катталасини силжии тоқининг эълагини $I_{\text{сильн.}}$ деб аталади. Ҳагарувчан электр майдонини ток деб аташганининг сабаби шунданки, бу майдон

уддан ток каби магнит майдон ҳосил қилади. Демак, умумий ҳолатда магнит майдон ўтказувчанлик токи ва силжии токи туфайли вужудга келган магнит майдонларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Агар ўтказувчанлик токи эълагини $I_{\text{сильн.}}$ ва силжии токи эълагини $I_{\text{сильн.}} = \frac{\partial D}{\partial t}$ ларининг йиғиндисидан иборат бўлган тўлақ ток эълагини I тушуновчасидан, унинг

$$I = I_{\text{сильн.}} + I_{\text{сильн.}} = I_{\text{сильн.}} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (10.9)$$

ни қўйилганда, (10.8) ифодани қўйилганда кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint H dl = \int \left(j_{\text{сильн.}} + \frac{\partial D}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.10)$$

Бу ифода Максвеллнинг иккинчи тенгламаси деб аталади, у магнит майдон кучланганлиги вектори H нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контурга тиралган ихтиёрий S сиртини теълаб ўтувчи макроскопик ва силжии тоқларнинг алгебралик йиғиндисига тенглигини кўрсатади.

3. Электр индукция вектори D нинг ихтиёрий берк сирт орқали оқини шу сирт ичиданги барча эркин зарядларнинг алгебралик йиғиндисига тенг:

$$\oint D dS = \int \rho dV. \quad (10.11)$$

бундаги ρ — берк сирт ичидан улуқиса равишда жойлашган зарядларнинг ҳақсий эълагини. Максвеллнинг учинчи тенгламаси деб аталадиган бу тенглама қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган потенциал электр майдон ва ўзгариувчан магнит майдон туфайли вужудга келган уярмалый электр майдонлар йиғиндисидан ташкил топган электр майдон учун ҳам ўринлидир. Ҳақиқатан, уярмалый электр майдон индукцияси чизиқлари берк бўлганлиги учун улар берк сирт орқали оқинга ҳисса қўшмайди. Аммо сирт ичиданги берк сиртнинг теълаб ташқарига иқса (оқинга мусбат ҳисса қўшади), шунинг учун сирт ичкарисига юради (оқинга манфий ҳисса қўшади). Шунинг учун, уярмалый электр майдон индукцияси чизиқларининг берк сирт орқали оқини нолга тенг. Натижада умумий майдон индукция векторининг оқини фақат қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон индукция векторининг оқинига тенг бўлади, у эса (2.14 формулага қаранг) берк сирт ичиданги эркин зарядларнинг алгебралик йиғиндисига тенг.

4. Магнит майдон қандай усул билан вужудга келтирилгандигидан қатъи назар магнит индукция чығаруулар доғи берк бўлади.

Шунинг учун умумий ҳолда

$$\oint B_n dS = 0 \quad (10.12)$$

бўлади. Бу ифода B вектор учун Гаусс теоремасидир. Уш Магнелининг теоремаси тенгламаси деб юритилади.

Бу тўртта тенглама интеграл кўринишдаги Максвелл тенгламаларидир. Максвелл тенгламаларида қатнашаётган каттликлар орасида қуйидаги муносабатлар ўринли (сегнетоэлектрик ва ферромагнетик бўлмаган муҳитлар учун):

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, \quad (10.13)$$

$$B = \mu_0 \mu H, \quad (10.14)$$

$$J_{\text{тек}} = \sigma E. \quad (10.15)$$

Мажбур муносабатлардаги ϵ_0 — электр доғий, μ_0 — магнит доғий, ϵ — муҳитнинг диэлектрик синглирунчанлиги, μ — муҳитнинг магнит синглирунчанлиги, σ — модданинг содиро тирма электр ўтказувчанлиги. Вектор-анализдаги Стокс ва Гаусс теоремаларидан фойдаланиб Максвелл тенгламаларини дифференциал кўринишда афодалаш мумкин:

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (10.16)$$

$$\text{rot } H = J_{\text{тек}} + \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (10.17)$$

$$\text{div } D = \rho, \quad (10.18)$$

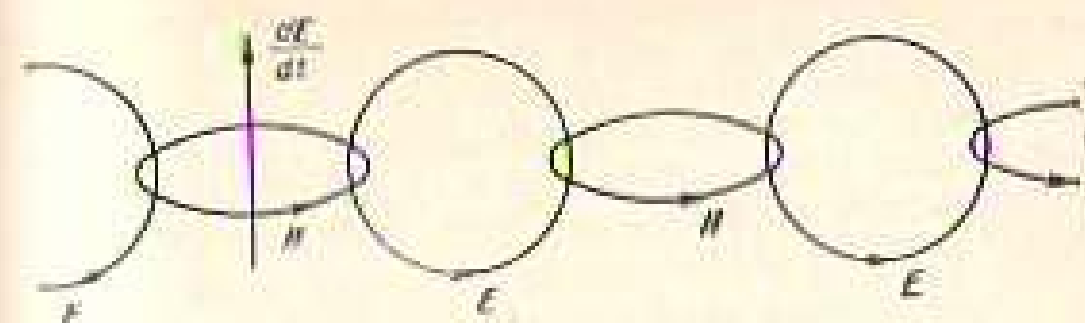
$$\text{div } B = 0. \quad (10.19)$$

Максвелл тенгламалари Ньютон механикасининг қонунари, термодинамика босқ қонунари каби катта аҳамиятга эга бўлган табиат қонунариданлир.

3-§. Электромагнит майдон

Максвелл томонидан қўрилган электромагнит майдон таърифи икки постулатга асосланади:

- 1) ўзгарувчан магнит майдон туфайли уярманий электр майдон вужудга келади;
- 2) ўзгарувчан электр майдон туфайли уярманий 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. Юқоридаси постулатларга асосан, бирлашми электр майдон кучайиб бораётган вақтда ($\frac{dE}{dt} > 0$) ўзгарувчан электр майдон кучайганлик чығаруу (10.3-расмда вертикал чығаруу шаклида тасвирланган) вужудга келаятган уярманий магнит майдон кучланганлик чығарууларни концентрик ўраб олган. Вужудга келган ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида уярманий электр майдонни вужудга келтирилади. 10.3-расмда буни H чығарууларини концентрик ўраб олган E чығаруулар мис келди. Бу электр майдон магнит майдонни, у эса мис электр майдонни вужудга келтирилади ва ҳоказо. Шу тариқа фазода бир-бирини вужудга келтирувчи электр ва магнит майдонлар кетма-кет содир бўлаверали. Бу майдонлар ўзаро бир-бири билан ушбу болашувчанлиги учун умумий майдонни электромагнит майдон деб аталади.

Табиатда «соф электр майдон» ва «соф магнит майдон» содир бўлаверми? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин: Агар бир саноқ системасидаги қурутувчи қўзғалмас электр заряд туфайли вужудга келаятган электр майдонни қайд қилса, бу системасидаги нисбатан ҳаракатда бўлган иккинчи саноқ системасидаги қурутувчи учун заряд ҳаракатланаётган бўлади. Шунинг учун иккинчи саноқ системасидаги қурутувчи электр ва магнит майдон келажуқлигини қайд қилди. Худди шунингдек, Биринчи саноқ системасидаги қурутувчи содирондан ўзгармас ток ўтиши туфайли вужудга келган ўзгармас магнит майдонни қайд қилади. Лекин иккинчи қурутувчи ўзгармас ток ўтаётган содиронда ҳаракатланаётганлиги учун фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзгарувчан магнит майдон вужудга келаятганлигини ва у, ўз нав-

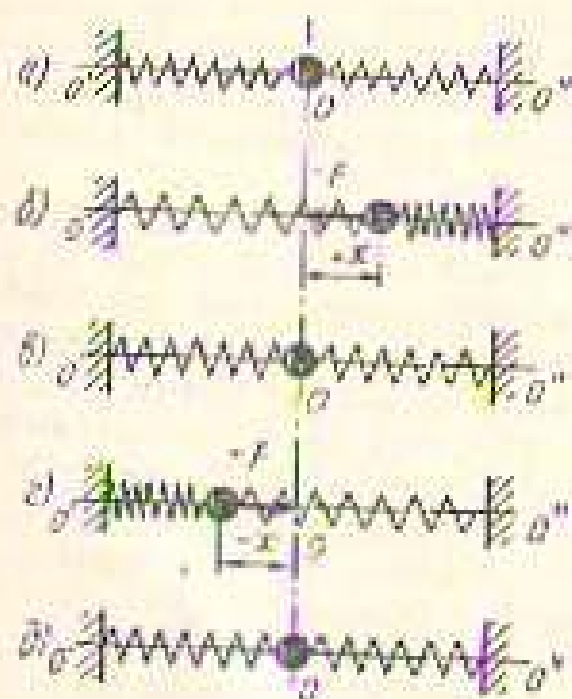
Бетидә, уырманың электр майдонны әүжүдә көлтүрәткән
линиһи қайда қылаһи.

Демек, «сф» майдон тушунчасы نسبий характерга эги. Zero бирар суюк системасыдагы «сф» электр майдон $\Phi_{\text{сф}}$ «сф» магнит майдон бошка суюк системаларда электр магнит майдонлар бугиндиси, яъни электромагнит майдон таргити нәмоён бўлады.

ХІ БОБ
ТЕБРАНИЦЛАР

1-§. Механизм тебранинлар

Жискининг мувоозанат назиятдан тоҳ бир томонга, тоҳ қарама-қарши томонга ҳаракатланганини диврий равишда таърифлашдан жараён тебранишга ҳаракат деб аталади. Тебранишларнинг энг оддий тури гармоник тебранишлар бўлиб, у билан қўйидаги тақрибاً асосда танишайлик. Бикрайти бир хил бўлган икки пружина орасидаги шарни стол устига шундай жойлаштирайликки (11, 4-расм), шарни столнинг горизонтал текислигида пружиналарнинг симметрия ўқи (расмдаги $O'O''$ тўғри чизик) бўлиб ҳаракатлантириш мумкин бўлади. Дастлабки, иккала пружина томонидан шарнига таъсир этган кучлар бир-бирини муқобиллаштираётгани учун



2.1.4. *Analysis*

Шарҳи қўялмай 0 ва-
зирда тураверди (11.1-
а расм). Ташқаридан би-
роҳ куч таъсир юмгуна
шарҳи мансур мувозинат
вазирини тарк эмайд.
Шарҳиқ ўнг томонга та-
жириб мувозинат вақти-
тидан шикрликлик (11.1-
б расмга қ.). Чондан ўнг
томон йўналиш қат-
лиларини мувобат ширҳи
бидан, аксинч, ўнгдан
чан томон йўналиш қат-
талиқларини йиқ манфий
ширҳи бидан олинга
ширҳилиб олабик. У
ҳолда шарҳининг муво-
зинат вақириндан ўнг то-
монга олақинини + у

[illegible]

Тебранима ҳаракат куйидиги қатъиянқар ёрдамда ҳарак-

1. Тебрийма ҳаракат қилмаётган жисмининг муқоссат ба-
нонлиқини четта чиқариб олсакми деб, сўзжисмининг махсусла
қиймати эса сўзжисмин ахлангулдиси ёки оддийгина, ахлангу-
лда деб аталади.

2. Жемининг битта тўлиқ тебраниши амалга ошгани учун
 четдан ишқ $Q_{\text{дв}}(T)$ деб аталади. Тебранишни жисм битта
 давр ичида тўрт амалатудая тенг йўлны босиб ўтади. Агар
 $Q_{\text{дв}}(T)$ n марта амалга ошса, n марта тебраниш бўлса, унинг даври

$$T = \frac{t}{\theta} \quad (11.4)$$

End Note

3. Бірлік уақт дауындағы тебранишлар саны

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (11.2)$$

яғын дәлрға тескарі бұлан қатталықын частота деб аталады. Дәлринг ұақов бірлігі — секунда (с), частотаның эа герц (Гц) $1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$.

Дәлринг ұақамангы — T, частотаның эа T^{-1} .

2-§. Электромагнит тебранишлар

Электромагнит тебранишларын кузатиш учун шундай куризмадан фойдаланыш асман. бунда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланш нәжонга эа бұлсин. Электр майдонни конденсатор қопламалары орасыда, магнит майдонни эа солононд ердында вужудга келтириш қулай. Шунинг учун куризмадан электр сызман C бұласи конденсатор ва индуктивлыгы L бұлан солонондан иборат занжыр сифатыда тузини мақсадга мувофақдар. Бундай занжирни тебраниш контури деб аталады.

Электромагнит тебранишлар содыр бұланишны актио қаршилсын R нәлге тенг бұлан идеал тебраниш контурида текширайлык. 11.2-расмда тасирыланган занжирдыгы 1 ва 2 клеммаларын ұлаб конденсаторны батарея B дан зарядлайыға. Конденсатор қопламаларыда q_m заряд тұлаанган (бунда конденсатордагы куылантанын қыйматы U_m га етәди), қалыт ринагыны чып томонға бурини бұлы билан 1 ва 2 клеммалар орасыдагы контактион ұзыб (бунда конденсатор батареядан ажратылады) 2 ва 3 клеммалар орасыда электр контакт қогыа қыламыа. Натияжада конденсатор солононд галтыги орқалы разрядланыа бошалады 11.3-а расмда конденсаторнын разрядланыш бошалаётган момент тасирыланган. Бу моментда конденсатор қопламалары орасыда электр майдон мажуд ва унын энергияси ұзыныа максимал қыйматига эа, яғни

$$W_e = \frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2 \quad (11.3)$$

11.2-расм

такт қогыа қыламыа. Натияжада конденсатор солононд галтыги орқалы разрядланыа бошалады 11.3-а расмда конденсаторнын разрядланыш бошалаётган момент тасирыланган. Бу моментда конденсатор қопламалары орасыда электр майдон мажуд ва унын энергияси ұзыныа максимал қыйматига эа, яғни

Солононд галтыги ичәда эа айны моментда магнит майдон вужудга келпирини бұқ, чунки 2 ва 3 клеммалар индуктивна ұланыа. Шунинг учун бу моментда контурдыгы энергияси эасыа электр майдон энергиясидан иборат бұлады. Конденсатор разрядланыш түбәйлы галтакдан электр ток ұта бошалады. Натияжада галтак ичәда ва унын атрофиды ұсыб борувин магнит майдон вужудга келә бошалады. Магнит майдоннын ұсыны конденсатор тұлаык разрядланышга қалар дәлрға кетиб, галтакда ұзындыкыа электр юритувин кучини вужудга келюныа сабулси бұлады. Ұзындыкыа электр юритувин кучи галтак орқалы оқайтган токнын ұсыныа қаршилсын күрестәди, лексин үш тұхтата олмайды. Конденсатор тұлаык разрядланыш моментда (яғни конденсатор қопламалары орасыдагы электр майдон бутуныаы бұқоалыныа) ток кучи ұзыныа максимал қыйматига $I_m = \frac{dq_m}{dt}$ га эришәди. Бу моментда (11.3-б расмга қарант) контурдыгы энергияси эасыа фәқат галтактын магнит майдон энергияси эифатыда нәжон бұлады ва унын қыйматига

$$W_m = \frac{1}{2} L I_m^2 \quad (11.4)$$

га тенг бұлады. Шундан сўнг магнит майдон сузыа бошалады. Бу эа галтакда ұзындыкыа электр юритувин кучини вужудга келтирады. Индукцион ток, Ленц қондыгыга асosan, магнит майдон кажюныа тўладиринш қарыкат қылады, яғни ұзындыкыа ЭОК нын бұланыш галтактын токнын амыалгы бұныкыны билан бир хәл бұлады. Натияжада конденсаторнын қайта зарядланыш содыр бұлады. Демәк, бу моментда магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланш бұлады, лексин бу ҳалда электр майдоннын бұланыш (11.3-а расмга қарант) бошаныш ҳалатдагы электр майдон (11.3-а расмда тасирыланган) бұланышга тескарі бұлады.

11.3-расм

Кейин яна конденсаторнинг разрядланиши ва контурда тескари бўйлашда электр токининг оқини кузатилади. Бу ток ғалтакдан ўтиб ўзини ичда магнит майдон ҳосил қилади. Магнит майдоннинг бўйлашда бу ҳолда (11.3-г расми қаранг) оқинини ҳосилдашга қарама-қариндир.

Шундан кейин магнит майдон энергияси ҳисобига ўзини дуқини токи вужудга келади ва конденсатор қошамлари орасида бошланғич бўйлашдаги электр майдон (11.3-д расмига қаранг) ҳосил бўлади.

Шу тариқа контурда битта тўлиқ тебраниш тугалланади. Кейинги процесслар ҳам шу тахлитда яна такрорланаверади.

3-§. Гармоник тебранишлар тенгламаси

11.1-расмда тасвирланган нисолда шарчага таъсир этувчи куч — эластик кучдир. Унинг миқдори силжиниға пропорционал, лекин шарчанинг мувозанат вазонга томон, қили силжиниға тескари бўйланган. Шунинг учун

$$F = -kx \quad (11.5)$$

ифода пружинанинг эластиклик кучи ва шарчанинг силжини орасидаги муносабатни ифода қилади. Бундаги k — пружинанинг биқриғи. У соғ жиҳатдан шарчани биқриғ узунига ка силжиниға сабабчи бўладиган куч билан ҳаракетланади. Иккинчи томондан, пружинанинг эластиклик кучи шарчанинг ҳаракатланишига сабабчи эканлигини ҳисобга олсак, Ньютоннинг иккинчи қонуни

$$ma = -kx \quad (11.6)$$

кўринишда ёзишнинг мумкин. Агар шарчанинг тезланиши силжини (x) дан вақт бўйича олтиган иккинчи тартибли ҳосилга тенгличини $\left(a = \frac{d^2x}{dt^2}\right)$ 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 катталиқлар бўлгандиқи тўғрйан уларнинг нисбатини бирер ω_0 катталиқнинг квадрати тариқда ифода қилишнинг 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 α — бошланғич шартлар асосида аниқланадиган доимий катталиқлар. Юқоридаги мулоҳизаларда жисм мувозанат вазиятидан чиқарилган, ўз ҳолига қўйиб юборилди. Бошқача айтганда, тебраниш жароёида жисмга бошқа жисмлар таъсир этмайдн. Жисм ўз-ўзига тебранади, унинг тебранишига ташқи кучлар (хусусан, муҳитнинг қаршилик кучи ҳам) таъсир кўрсатмайдн. Бундай тебранишларни *жисмнинг хусусий (эркин) тебранишлари* деб аталади. Ёнибсарики, (11.10) ифода хусусий (эркин) гармоник тебранима ҳаракатининг тенгламасидир. Ундаги ω_0 — тебранишнинг хусусий циклик частотаси деб аталади. Хусусий тебраниш даври (T_0) билан ω_0 нинг муносабати қуйидагича ифода қилади:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}. \quad (11.11)$$

Циклик частота 2π секунди давомидиги тўла тебранишлар оқинини аниқлатади, унинг қиймати (11.8) ифодага қ.1 фақат тебраниувчи система хусусиятларига, яъни k ва m га боғлиқ.

Гармоник тебранима ҳаракат тенгламасидиги косинуснинг аргументи, яъни $\omega_0 t + \alpha$ жисмнинг ихтиёрий 1 пайтдаги вазонини ҳаракетлайди. Уни тебраниш фазаси деб, α ни эа бошланғич фаза (яъни $t = 0$ дақтдаги фаза) деб аталади. Косинуснинг қиймати -1 дан $+1$ гача интервалда ўзгара олади, шунинг учун силжинининг қиймати $-A$ дан $+A$ гача интервалда ўзгаради. Силжинининг бу четки қийматларининг модули — амплитудадир.

Шунинг ҳаз қийд қилайликки, гармоник тебранима ҳаракат тенгламасини

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.12)$$

кўринишда ҳам олиш мумкин. Бу ҳолда бошланғич фазанинг қиймати (11.10) тенгламадагидан $\frac{\pi}{2}$ қадар фарқланган бўлади.

Энди, электромагнит тебранишлар устида мулоҳаза юргизайлик. Тебранишлар вақтида идеал контурда (яъни актив

қариндаси $R = 0$ бўлган, кўпинча, Томсон контури деб аталадиган контурда) электр ёки магнит майдон энергияларини ёмонга тур жергиларига айлангани содир бўлмайди. Тебранилар содир бўладиган вақтда контурга ташқи куч ланин берилмагачлиги учун конденсатордаги кучланиш ту шини $U_C = \frac{q}{C}$ ва индуктордаги кучланиш тушунини $U_L = L \frac{di}{dt} = L \frac{dq}{dt}$ нинг йитиладиган юмта тенг бўлиши лозим, яъни:

$$L \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (11.13)$$

Бу ифодани L га бўласак ва

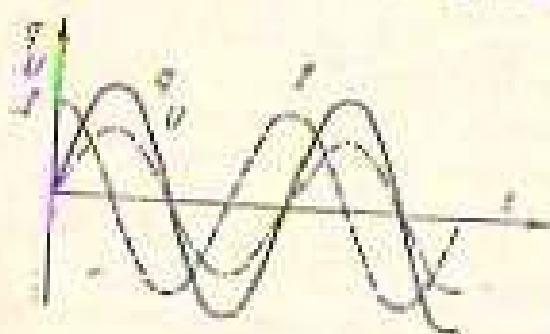
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (11.14)$$

белгилани киритсак, (11.13) муносабат қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (11.15)$$

Бу тенгламанинг ечили

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.16)$$



11.4-расм

кўринишдаги функция бўлади. Бу тенгламадан кўринишча, конденсатор қопламаларидаги заряд миқдорини гармоник қонун бўйича ўзгаради (11.4-расмда тугани эри чизиқ билан тасвирланган). Конденсатордаги кучланиш эса

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.17)$$

ифода билан виқланиб, у қопламалардаги заряд миқдорига мўъво равишда ўзгаради.

Запирдаги 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 зарф ва қушанишдан фаза бўйича $\frac{\pi}{2}$ га фарқ қилади.

Юқоридаги ифодалардан кўриниб турибдики, контурда зарф, кучланиш ва ток кучининг ўзгариши ω_0 частота билан содир бўлади. Бу частотани контурнинг хусусий частотаси деб аталади, унинг қиймати (11.14) ифода билан виқланади. Тебранилиш дэври учун қуйидаги формула ўринлидир:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (11.19)$$

Бу тенглама Томсон формуласи деб юригилади.

4-5. Маятниклар

Мувозират вазинти атрофида тебранишга ҳаракат қиладиган қаттиқ жисм маятник (тебрангич) деб аталади. Маятникларнинг қуйидаги турлари ёмон танишчаллик:

1. Пружинали маятник — бир уни маҳкамланган пружина ва унга осилган m массали юздан иборат системалар. Мувозират вазинтида (11.5-а расм) юкнинг оғирлик кучи (mg) ва пружинанинг эластиклик кучи ($F_{\text{эл}}$) миқдор жиқдиган тенг, лекин йўналишлари тескари. Ташқи таъсир бўлмаганда пружинали маятник шу мувозират вазинтига сақлабқаради. Агар юкни дастга тортиб уни мувозират вазинтидан чиқарсак (11.5-б расмга қ.), юкка таъсир этилган кучлар мувозирати ҳам бузилиб, юкнинг оғирлик кучи пружинанинг эластиклик кучидан кичик бўлиб қолади. Шунинг учун таъсир этувчи натижаллий кучнинг қиймати силжия (x) га пропорционал бўлиб, у мувозират вазинти томон йўналган. Бу эластик куч таъсирида юк мувозират вазинти томон тезланишга ҳаракат қилады. Мувозират вазинтига етган, инерсия туфайли ҳаракатини давом эттиради. Натижада пружина силжияди (11.5-в расмга қ.). Бу ҳолда юкка таъсир этувчи натижаллий куч яна мувозират вазинти томон йўналган бўлади. Шунинг учун юк яна мувозират вазинти томон ҳаракатланади ва ҳоказо. Шу тариқа мувозират вазинтидан чиқарилган пружинали маятникнинг тебранишлари давом этабқаради. Пружинали маятникнинг солишти қарағида муҳакама қилингандаки пружина ва улар орасига жойлаштирилган илридан иборат системадан фарқи шундаки, пружинали маятникда юкни кучдан бери пружинанинг эластиклик кучи, инкинчиси эса юкнинг оғирлик кучидир. Лекин оғирлик куч



11.5-рәс.м

чи ҳам худди эластичлык кучига $\vec{x}$ хисап кызылган бажарылат. Шунинг учун у квазиматик куч деб аталади. Пружиналык маятник үзүн ҳам оланган мизауасти формулалар үрнәл. Шу сәбабдан (11.8) ы (11.11) нфәдәлардан фәйдаләниб пружиналык маятникның тебраниш дәври үчүн

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (11.20)$$

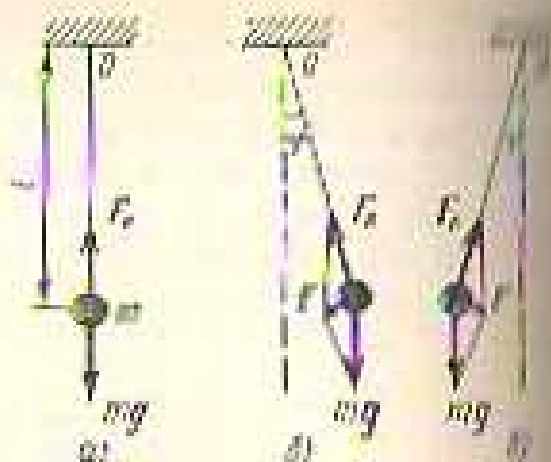
формуланн хәсәп қыламыз.

2. **Математик маятник, әсәслә, кәстрәт** түшүнәл чәдәрмайданган вәзирәт нисә осләган, осләләр кучи тәһсирләдә вертикал текисликдәги айланә ёйи бәйләб хәрәкәтләни осләлган моддәй нүқта математик маятник деб аталади. Шунинг үчүн ситилә үзүн ичиннә күйи үчүн бәйләнгән вәзирәт шарча шу ичиннә кәчәри үчн осләлән $\vec{x}$ түшүн $\vec{x}$ атрофидә әркин тебрана олсә (11.6-рәс.м), мәзкур системаны математик маятникның модел сифәтидә қабул қыламыз, чүнки:

а) шарчаның $\vec{r}$ мәзәкәри ичиннә үзүнлигинән аңсә күчән бәйләнгән үзүн шарчаны моддәй нүқта деб хисәбләш мумкин;

б) шарчаның массәсидән аңсә кәчәккән туфайлән аңсәләр массәсидән әктиборәл олмәсләк мумкин.

Математик маятникка әнд мұлоқаларын шу моделә әсәслә дикәм әтәйлик. Маятник нисә вертикал вәзирәтдә бәйләсә, шарчага тәһсир әтувчн осләләр кучи (mg) ичиннә тәрапсләк кучи (F_H) билән мұвоәзәләшәдн. Ләкин маятникни мұвоәзәләт вәзирәтидән сирәр φ бурчәккә олдрсәк, шарчаның осләләр кучи (mg) ы ичиннә тәрапсләк кучи (F_H) бир түгәри чинәкдә ётмәйдн. Натәкәдә уларның тәңг тәһсир әтувчнн $F = mg + F_H$ бәйләдн. F нинг қиймәти $mg \sin \varphi$ га тәңг.



11.6-рәс.м

11.8-рәс.мдә тебраниучн системаның снәжәләнн, кинетик ыа потенциал энергияларның мәкәттә бәйләк рәшәдә $\vec{x}$ әтәриәләнн тәһсирләвчн графикалар кәлтирәлән. Графикалардан кәрипәләшә, моддәй нүктаның тебраниш жәрәһидә инәбитмә-дәбәт кинетик энергияның потенциал энергияга ыа әксәсә, потенциал энергияның кинетик энергияга айланншы сәдир бәйләдн. Хусусән, маятникни мұвоәзәләт вәзирәтидән чәкәрсәниндә бәз уңа сирәр бәйләднәккә кәтәргән бәйләдн.

иңән маятникның потенциал энергиясын $\vec{x}$ әтәртәргән бәйләшә. Маятник мұвоәзәләт вәзирәт томон қайтәтгәндә тәһсирләвчн нүктәл хәрәкәт қыладн. Бундә уңнң потенциал энергиясы кинетик энергияга айланә бәйләдн. Мұвоәзәләт вәзирәтидән $\vec{x}$ тәһсирләвчн мәзәкәри кинетик энергиясы мәксәмәл қиймәттә ётгәндә маятникның кинетик энергиясы инәбитмә томон әркинәдн. Мұвоәзәләт вәзирәтидән $\vec{x}$ тәһсирләвчн маятник инәбитмә томон әркинәдн. Мұвоәзәләт вәзирәтидән $\vec{x}$ тәһсирләвчн маятник инәбитмә томон әркинәдн. Мұвоәзәләт вәзирәтидән $\vec{x}$ тәһсирләвчн маятник инәбитмә томон әркинәдн.

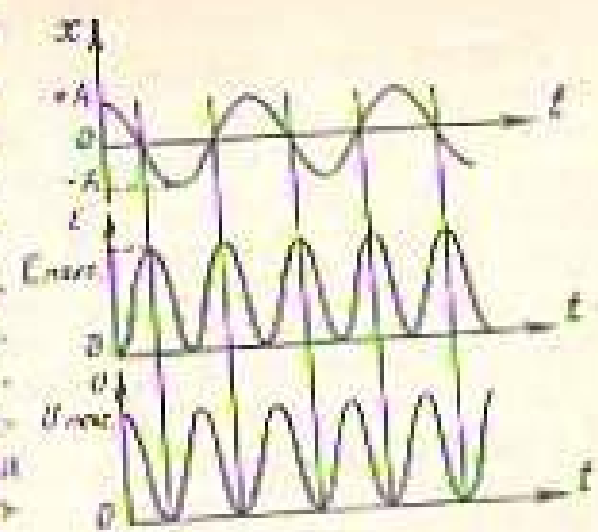
Тәһсирләвчн тебраниш хәрәкәт қылаётган моддәй нүктаның ичтиәрий вәзирәтидәги түләк энергиясы кинетик ыа потенциал энергиялар айланншыдан иборәт:

$$W = E + U = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha).$$

Тәкәдн $k = m \omega_0^2$ әдн (11.8) бәйләләншә қ.1. Шунинг үчүн

$$W = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha). \quad (11.38)$$

Бунн (11.36) ы (11.37) билән тәққәсләб қуйыдән хуләсәгә кәләләр: тебраниучн системаның ичтиәрий вәзирәтидәги түләк энергиясы $\vec{x}$ әтәртәргән (әдәбәттә, қаршылык кучлары тәһсирләвчн әтәртәргән хуләдә) ы у кинетик $\vec{x}$ хуләдә потенциал энергияның мәксәмәл қиймәтигә тәңг бәйләдн.



11.8-рәс.м

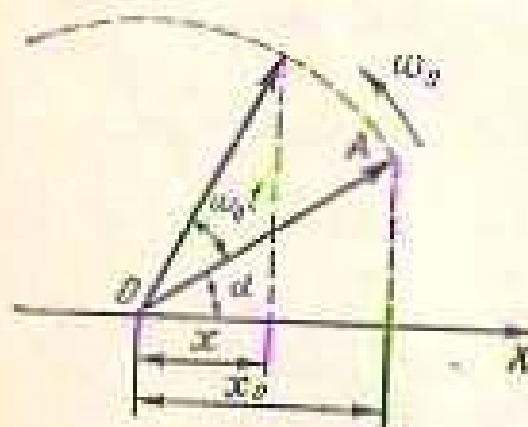
6-§. Бир хил частотали бир йўналишдаги тебранишларни қўшиш

Моддий нуқта бир лақтининг ўзиде икки ёхуд ундан кўпроқ тебранишларда қатнашишни мўмкин. Масалан, кемадаги маятник хўсусли тебранишлардан танқари, деиғиз тўйиқларига мўманда раиқилде кема билеи бергалиқда ҳам тебраниш хўракет қилади. Шўнинг учўн қўшмалмас саноқ системаси, хўсусли қирғоқ билеи боғалиқ бўлаган саноқ системасига нисбатан маятникнинг тебраниши кема билеи боғалиқ бўлаган саноқ системасига нисбатан тебранишидан фарқланади.

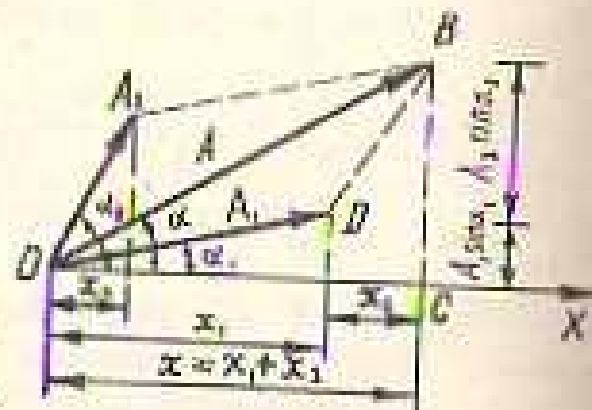
Умуман, бир неча тебраниш хўракетда қатнашиётган моддий нуқтанинг натижаллий сўлажиши плоқида тебранишлар туфайли моддий нуқта эришадиган сўлажишларнинг геометрик йиғилиқли таронди аниқланади. Хўсусли ҳолда, яъни тебранишлар бир йўналишда содир бўладиган ҳолда натижаллий тебраниш ҳақида маълўмет олиш учўн тебранишларни график тасвирлаш усулидан фойдаланиш қўлайлик яратади. Вектор диаграмма деб аталадиган бў усулининг мўхити қўйиласидеи исўрат: улўлиги тебраниш амплитудасининг модулига тенг бўлаган A векторли шўндай жойлаштирайликки (11.9-расмга қ.), у OX ўқ билеи тебраниш бошланғич фазиси (α) га тенг бурчак ҳосил қилади. Y ҳолда A векторнинг OX ўқда проекцияси —

$$x_1 = A \cos \alpha$$

тебраниётган моддий нуқтанинг бошланғич азимутидеи сўлажишига мўқдорли тенг бўлади. Агар A векторли соат стрелкасининг хўракетига тескарли йўналишда O нуқта атрофида ω_0 бурчак тезлик билеи айлантурсак, икхтерий t вақтдаги



11.9-расм



11.10-расм

сўнг A вектор OX ўқ билеи $\omega_0 t + \alpha$ бурчак ҳосил қилади. Шўнинг учўн A векторнинг OX ўқда проекцияси —

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

тебраниш хўракет қилаётган моддий нуқтанинг икхтерий t вақтдаги сўлажишини хўракетлайди.

Бадн этиқтил усулини фойдаланиб бир йўналиш бўйича бир хил частота билеи, лекин турлича амплитуда ва бошланғич фазилар билеи содир бўладиган икки тебраниш, яъни

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1), \quad (11.39)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2)$$

ларнинг қўшилиш туфайли вуқудда келадиган натижаллий тебраниш ҳақида маълўмет олишлик. Бўнинг учўн қўшилўчи тебранишларнинг вектор диаграммасини чизамиз (11.10-расм). Натижаллий тебранишнинг амплитуда вектори (A), векторларни қўшил қондиёига асосан, томонлари A_1 ва A_2 бўлаган параллелограмм диагонализир. A_1 ва A_2 векторлар бир хил ω_0 бурчак тезлик билеи O нуқта атрофида хўракетланадиган учўн 11.10-расмдаги параллелограмм худди абсолют қаттиқ жисмдек айланади, яъни унинг диагонали (A вектор) ҳам ω_0 бурчак тезлик билеи хўракетланади. Бўндан натижаллий тебраниш частотиси, худди қўшилўчи тебранишлар частоталари кели, ω_0 га тенг, деган хўласа келиб чиқайди.

A нинг қийматини эса косинўслар теоремасидан фойдаланиб топиш мўмкин. Ҳақиқатан, OBD учбўриакдаи ODB бурчаги қаринидаги томон (A) нинг квадрати қолган икки томонни квадратлари йиғилиқсидан шў томонлар билеи улўл орасидеи бурчак [яъни $\angle ODB = \pi - (\alpha_2 - \alpha_1)$] косинўсининг икхиланган қўпайтмасининг айрмалига тенг:

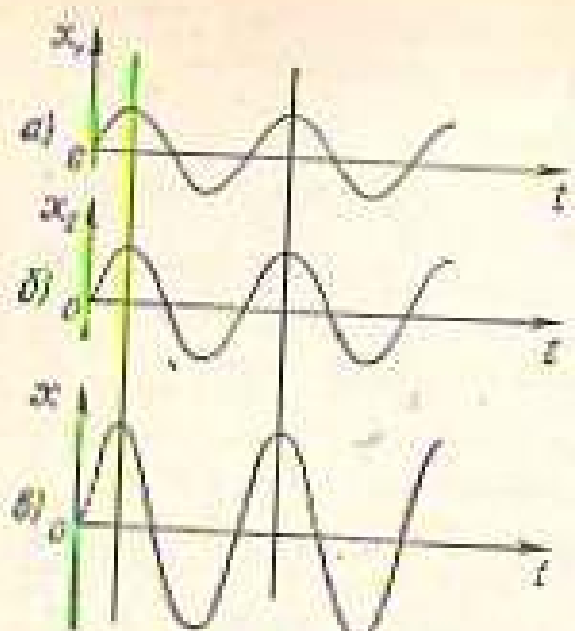
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (11.40)$$

α нинг қийматини OBC учбўриакдан аниқлаймиз:

$$\lg \alpha = \frac{BC}{OC} = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (11.41)$$

Шўндай қилиб, бир йўналишда бир хил ω_0 частота билеи содир бўладиган икки гармоник тебраниш хўракетли қатнашиётган моддий нуқтанинг натижаллий хўракетли ҳам ω_0 частота билеи қўшилўчи тебранишлар йўналишда амалда олиўчи гармоник тебраниш бўлади, унинг тенгламаси

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.42)$$



11.11-рәсә

бўлса, A нин α нинг қий-
мәтләри (11.40) нә (11.41)
и фәзәләр бәлән аниқлаһади.

Шунн алоқидә қайд қия-
моқ лозимки, нәтижәвий теб-
ранин амплитудәлән қўши-
лувин тебраниңлаар фәзәлә-
рининг айырмәси $(\omega_1 t + \alpha_1) -$
 $-(\omega_2 t + \alpha_2) = (\alpha_1 - \alpha_2)$ га
бәләнәк бўлади.

1) әгәр $\alpha_2 - \alpha_1 = 2n\pi$
($n = 0, 1, 2, \dots$) бўлса,
(11.40) и фәзә $A^2 = A_1^2 +$
 $+ A_2^2 + 2A_1 A_2 = (A_1 + A_2)^2$
кўренишга кәләди, нәти-
жәдә

$$A = A_1 + A_2 \quad (11.43)$$

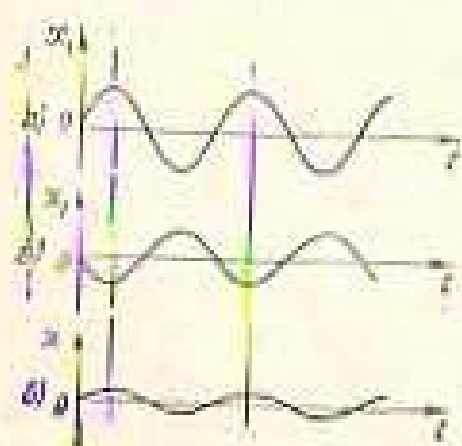
Мәлүм ҳәл бир хил фәзәдәги тебранинларнинг қўши-
ли деб хам аталади. 11.11-рәсминг а нә б қисмәләрдә
бир хил фәзәдә солар бўлаётган қўшилувин тебранинлар, в
қисмдә эса нәтижәвий тебранин тәсвирләнгән.

2) әгәр $\alpha_2 - \alpha_1 = (2n + 1)\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) бўлса,
(11.40) и фәзә

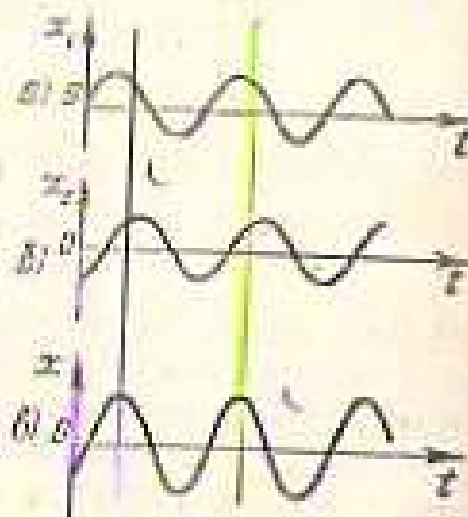
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 = (A_1 - A_2)^2$$

кўренишга кәләди, ундан

$$A = |A_1 - A_2|, \quad (11.44)$$



11.12-рәсә



11.13-рәсә

дәгән хәлсәгә кәлиһади. Бу хәлдә қарамә-қарим фәзә-
дәги тебранинларнинг қўшилувин (11.12-рәсмигә қ.) амалга
әшкәтгән бўлади.

$\alpha_2 - \alpha_1 = (n + \frac{1}{2})\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) шарт бәжари-
ла, (11.40) и фәзә

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

кўренишга бәләнәк нә ундан

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \quad (11.45)$$

ни ҳәсәл қияһиһа. Бу хәл 11.13-рәсмидә тәсвирләнгән.

Демәк, A нинг қиймәти $\alpha_2 - \alpha_1$ га бәләнәк рәвишдә
 $A_1 - A_2$ дан $A_1 + A_2$ гәвә бўлған интервалдә ўзгәрәди,
кәлән

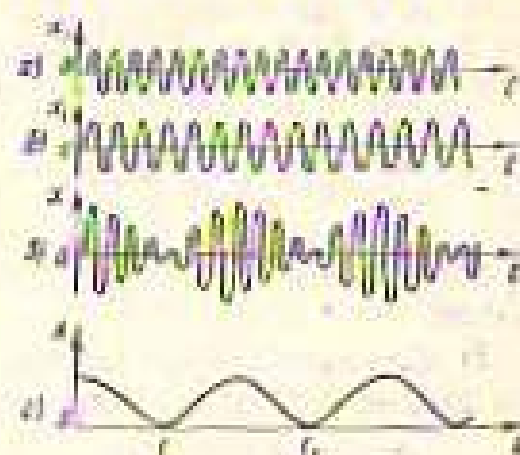
$$|A_1 - A_2| \leq A \leq |A_1 + A_2|. \quad (11.46)$$

7-§. Тенқили тебранин

Бир йўналишда солар бўлаётган частоталари бир хил
бўлмаған гармоник тебранинларнинг қўшилувин туғайли ю-
жудга кәләдигән нәтижәвий тебранин гармоник тебранин
эмәс, бәлқи қандайдиср мураккәб тебранин бўлади. У бәлән
фәқәт битта хусусий хәлдә тәвиһәләди.

Бир йўналишда солар бўлаётган икки гармоник теб-
ранинларнинг амплитудәләри тенг (кәлән $A_1 = A_2$), частоталари
эса бир-биридан кәч фәрқләнсә, кәлән $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ бўлсәни
(11.14-рәсминг а нә б ләригә қ.). Бу икки гармоник теб-
ранинла хам қатнашәдигән модәлий нүқтәләг тебранин 11.14-
а рәсмидә тәсвирләнгән. Бу

нәтижәвий тебраниннинг
вужудга кәлиш мәнзәрә-
сини қуйидагичә тәсвир
қияһиш мүмкән: амплиту-
дәләри тенг, частоталари
эса дәрри бир хил бўлған
бир йўналишдаги икки теб-
раниннинг фәзәләри күзә-
тини бошланғи нүқтәдә бир-
бирисә моә бўлсәни. Бу олдә
нәтижәвий тебранин ампли-
тудәси $A = 2A_1$ бўлади. Де-



11.14-рәсә

күн вақт ўтган сари қўшилувчи тебранишлар фазаларининг фарқи катталашиб боради ва бирор вақт (t_1) дан сўнг унинг қиймати π га етади. Бу лаҳзада қўшилувчи тебранишлар бир-бирини сўндирлади, шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси нолга тенг бўлади. Шундан сўнг фазалар фарқи янади катталашиб бирор t_2 вақтда 2π га етади ва натижавий тебраниш амплитудаси $2A_1$ га тенг бўлади. Шу тариқа натижавий тебраниш амплитудаси қийматининг ўзгариши даврий равишда синусоидаль равишда (11.14-г рясмига қ.). Бу тебраниш амплитудаси тебраниётган нуқтага даврий равишда тенги бериб турилганликл ўзгаришти. Шунинг учун уни тенглик тебраниши деб аталади. Тенглик тебранишининг амплитудаси

$$A = 2A_1 \cos \frac{\Delta\omega t}{2} \quad (11.47)$$

қонуниинг бўйича ўзгаради.

8- §. Ҳзаро перпендикуляр тебранишларини қўшини

Ҳзаро перпендикуляр йўналишларда содир бўлаётган бир хил частотали гармоник тебранишларда қатнашаётган моддий нуқтаниинг ҳаракати билан танишаёлик. Қўшилувчи тебранишларининг йўналишлари сифатида OX ва OY ўқларини синаёлик. У ҳолда тебранишларининг тенгламалари

$$\begin{aligned} x &= A_1 \cos (\omega_0 t + \alpha_1), \\ y &= A_2 \cos (\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (11.48)$$

қўрилишида бўлади. Бунда A_1 ва A_2 , α_1 ва α_2 —мос равишда биринчи ва иккинчи тебранишларининг амплитудалари ва бошланғич фазалари.

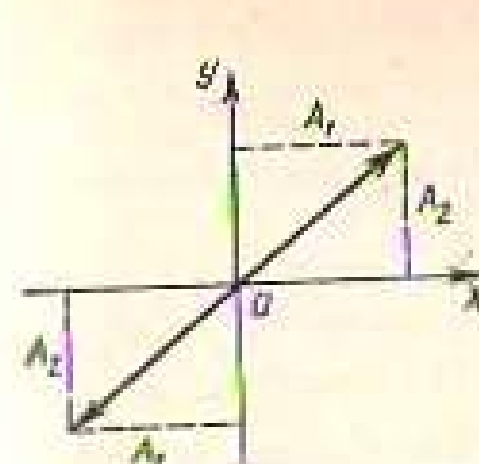
(11.48) тенгламалар устида бир қатор математик амаллар бажариб, t ни йўқотсак, моддий нуқта натижавий ҳаракати траекториясининг тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos (\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2 (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (11.49)$$

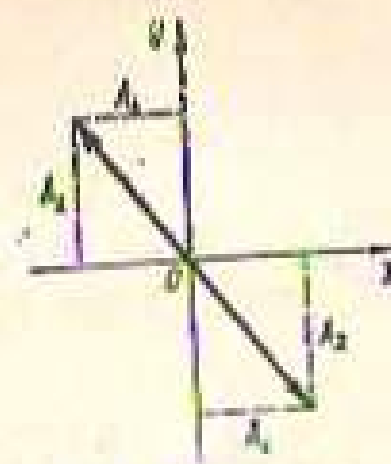
Бу тенгламани қўидаги хусусий ҳоллар учун муҳокама қилаёлик:

1) $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, яъни $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ бўлсин. У ҳолда (11.49) тенгламани қўидаги қўрилишида ёза оламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ ёки } \left(\frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0.$$



11.15- расм



11.16- расм

Бундан

$$y = \frac{A_2}{A_1} x \quad (11.50)$$

ифодади ҳосил қиламиз. У тўғри чизик тенгламасидир. Маъмур тўғри чизик координата бошидан ўтади (11.15-расм). унинг OX ўқ билан ҳосил қилган бурчатиининг тангенсини A_2/A_1 га тенг. Моддий нуқтаниинг натижавий ҳаракати ана шу тўғри чизик бўйича содир бўлади. Унинг мувокибат параметридан синаёлик

$$\begin{aligned} s &= \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 \cos^2 (\omega_0 t + \alpha) + A_2^2 \cos^2 (\omega_0 t + \alpha)} = \\ &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos (\omega_0 t + \alpha) \end{aligned} \quad (11.51)$$

муносабат билан аниқланади.

Демак, моддий нуқтаниинг натижавий ҳаракати ω_0 частота ва $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ амплитуда билан содир бўлувчи гармоник тебраниш ҳаракатдир.

2) $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \pi$ бўлсин. У ҳолда (11.49) ифода

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ ёки } \left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

қўрилишига келади. Бундан

$$y = -\frac{A_2}{A_1} x \quad (11.52)$$

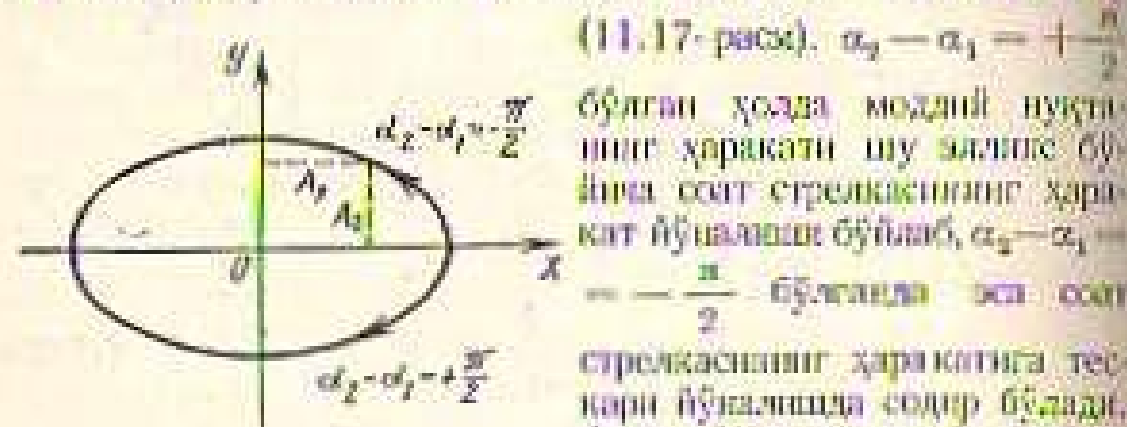
тенглама ҳосил бўлади. Бу тенглама 11.16-расмда тасвирланган тўғри чизик тенгламаси бўлиб, моддий нуқтаниинг

натискавий характеру шуні тугри чиніа буйча содир булади.

3) $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \frac{\pi}{2}$ булсин. 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) ОХ ва ОУ ўқлар буйича йўналган эллипсининг тенгламасидир



11.17-расм

натискавий ҳаракат траекторияси айланмадан иборат булади.

9-§. Сўнувчи механик тебранишлар

Эластик ёхуд квазиэластик кучдан бошқа кучлар таъсир этмаган ҳолда (шу вақтгача худди шундай ҳолатири тебраниш) моддий нуқта амплитудаси доимий ($A = \text{const}$) бўлган ва сўнмайдиған гармоник тебраниш ҳаракат қилади. Бундай тебранишларни хусусий тебранишлар деб ҳам атаганлик. Лекин реал шартларда ҳаракатланувчи жисмларга атраф-муҳит томонидан қаршилик кўрсатилади. Шунинг учун ҳар қандай тебранишнинг содир бўлиш жараёнида энергиянинг бир қисми муҳит қаршилигини енганга, танни ва осмалардаги инқилишишга сарфланади. Натижада тебраниувчи моддий нуқтанинг механик энергияси узлуксиз равишда камайиб боради, яъни тебраниш сўнувчи характерга эга булади.

Сўнувчи тебранишнинг характерийдиган тенгламада, яъни Ньютон қонунининг ифодасида, қаршилик кучини ҳам эътиборга олини керек. Моддий нуқтанинг қонуноқ муҳитдаги тугри чинқли тебраниш ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи куч тежикка пропорционал, лекин унга тесқари йўналган булади:

$$F_{\text{с}} = -rv = -r \frac{dx}{dt} \quad (11.54)$$

бундаги r — қаршилик коэффициенти. Натижада сўнувчи тебранишнинг характерийдиган тенглама

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \quad (11.55)$$

кўринишга ёзилади. Бу тенгламанинг иккита томонида m га бўласак ва

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\beta \quad (11.56)$$

белгилардан фойдалансак, қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (11.57)$$

Маъкур тенгламанинг ечими $\beta < \omega_0$ бўлган ҳолда қуйидагича булади:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \alpha), \quad (11.58)$$

бундаги ω_c — сўнувчи тебраниш частотаси, унинг қиймати

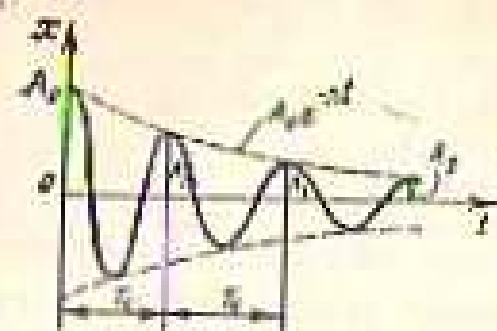
$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (11.59)$$

муносабат билан аниқланади. Фақат битта хусусий ҳолда, яъни $\beta = \frac{r}{2m} = 0$ бўлган ҳолдагина $\omega_c = \omega_0$ булади. Шунинг учун тебраниувчи системанинг қаршилик бўлмаган муҳитдаги тебраниш частотаси (ω_0) ни хусусий частота деб аталади. Реал шарт ($\beta \neq 0$) да сўнувчи тебраниш частотаси (ω_c) хусусий частота (ω_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 кўринишда (унинг графиги 11.18-расмда тасвирланган), эластик (ёхуд квазиэластик) куч таъсирда моддий нуқтанинг қаршилик маъсуд бўлган муҳитдаги тебранишларининг амплитудаси вақт ўтиши билан

$$A = A_0 e^{-\beta t} \quad (11.61)$$



11.18-рәс

өгә (яңа бер-берәдән битта да-
арға фарклануын) амплитудаларының кыйммәтләри

$$A_0; A_1 = A_0 e^{-\beta T_c}; A_2 = A_0 e^{-2\beta T_c}; \dots; A_n = A_0 e^{-n\beta T_c}; \dots$$

қатарын ташкил етади. Бундан қуындағы хуләсә келиб чи-
қади: сүнуәчи тебраныа амплитудаларының көчмә-көт-
әнгә махрәжәи $e^{-\beta T_c}$ бұлаган чексиз кәләмәвичи геометрик
прогрессияны ташкил етади.

Икки кетмә-кет амплитудалар нисбәти, яһан

$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 e^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 e^{-n\beta T_c}} = e^{-\beta T_c} \quad (11.62)$$

сүнуәчи декременты деб аталади. Икки кетмә-кет амплиту-
далар нисбәти натурал логарифмның модуль әсә сүнуәчи
ның логарифмик декременты деб аталади:

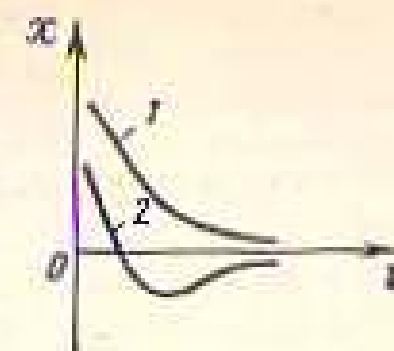
$$\delta = \left| \ln \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{T_m} T_c \quad (11.63)$$

Демак, сүнуәчи тебраныа амплитудасының камайыб бориш
жадалагынын ифодаласыңи кәтләлик—сүнуәчининг логарифмик
декременты қаршылық коэффициент (r) нинг қыймәтигә тәури
пропорционал, тебранаётған моддий нүқта массасыгә тесқари
пропорционалдыр.

Экспоненциал қосун бұйығы камәвичи кәттылықлар, ху-
сусан сүнуәчи тебранылар амплитудасын чексиз кәтгә ықт
ўтғандай сүнг болға теңг бұлашын ләзим. Ләкин, амалда,
чексиз ықтдан сүнг амплитудә болға теңг бұлыб қалды.
Тебраныа амплитудасы бәшләнгән қыймәтининг 0,01 улушын-
дан кәчик бұлыб қалғанда, одағда, тебранынын сүнгән деб
хәсәбләш мумкин.

Ағар $\beta = \omega$, ёки $\beta > \omega$, бұласа, моддий нүқтаның ҳар-
кәтдә тебрана ҳәрәкәтләргә онд аломәтләр йўқолады, у

мүмкинәт вазияти томон тебранимай
қайтади. Ызын ҳәлләрда моддий
нүқтаның мувозиәт ызынлығы қай-
тыш графиги 11.19-рәсдә тәсвир-
ләнгән 1 эри чәтәққә мөс кәлады.
Ағар моддий нүқтаның тәзләнги му-
возиәт вазиятидән ўтиб кәтәнгә
етәрли бұласа, у тесқари томонга
бир са чәтләшәди, сүнг мувозиәт
ызынлығы қайтади (11.19-рәсдәги
2 эри чәтәққә қ.). Нәдәрий про-
цесс деб аталадыған бундай ҳар-
кәтләрдә мувозиәт вазиятидән чәтгә сәмәжитилгән система
потенциал энергиясыни мухит бәлән шүқаланыш жараёныда
сарфләйди. Шунинг учун у тебранахсдан мувозиәт ызы-
нлығы қайтади.



11.19-рәс

10-§. Сүнуәчи элекромагнит тебранылар

Ҳәр қандий реал тебраны контури актив қаршылыққа
эга бұлады. Шунинг учун реал контурда конденсаторның
разрядланыш процессида электр майдон энергиясының фә-
қат бир қисми магнит майдон энергиягә айланади, қалған
қисми әсә актив қаршылықда жоуль ысықдығы сифатида әж-
ралиб чиқади. Худай шунингдек, конденсаторның қайта
зарядланышда магнит майдон энергиясының бир қисми электр
майдон энергиягә айланади, қалған қисми актив қар-
шылықда ысықдык энергиягә айланади. Демак, реал кон-
турдағы эрми тебранылар сүнуәчи бұлады. Сүнуәчи тебра-
нылар теңләмәсини ҳәсәл қыймәт учун системадағы кучланыш
тушыш $U_c = \frac{q}{C}$, гәлтәклагы кучланыш тушыш $U_L =$
 $= L \frac{dq}{dt}$ ва актив қаршылықдағы кучланыш тушыш $U_R =$
 $= RI = R \frac{dq}{dt}$ нинг ығиәдәсини болса теңләштириш керәк.
ныш:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (11.64)$$

Бу теңлиқин L га бұламыз ва қуындағы белгиләшдән фой-
даланымыз:

$$\beta = \frac{R}{2L}. \quad (11.65)$$

Натижада (11.64) тенглик қуйидаги кўринишга келад:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (11.64)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_{\text{max}} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.65)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда ω_c — сўнувчи электромагнит тебранишлар частотаси бўлиб, унинг қиймати қуйидагича аниқланади:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (11.66)$$

Zero, сўнувчи тебранишлар частотасининг қиймати контурнинг актив қаршилиги R камайган сари хусусий тебранишлар частотаси ω_0 га яқинлашиб боради. $R \rightarrow 0$ бўлганда юз $\omega_c = \omega_0$ бўлиб қолади. Конденсатордаги кучланни

$$U = \frac{q_{\text{max}}}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) = U_{\text{max}} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.69)$$

ва контурдаги ток кучи

$$I = \omega_c q_{\text{max}} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi + \psi) \quad (11.70)$$

ифозалар ориқали тонилади. Охириги ифозада

$$\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$$

бўлади, яъни реал контурда ($R \neq 0$) ток ва конденсатордаги кучланни фажи бўйича $\frac{\pi}{2}$ дан каттароқ қийматга фарқ қиладди.

Одатда, сўнувчи электромагнит тебранишларнинг сўнув даражаси сўнувнинг логарифмик декременти

$$\delta = \left| \ln \frac{q(t)}{q(t+T_c)} \right| = \beta T_c = \frac{R}{2L} T_c \quad (11.71)$$

бизан характерланади.

11-§. Мажбурий тебранишлар

Мувофиқат қилинидан четга ситкииб, сўнг ўз ҳолига қўйиб иборилган тебранишлар система муҳит қаршилиги ва система параметрларига боғлиқ равишда сўнувчи тебранишлар ҳаракат қилади. Сўнувчи тебранишларни ҳосил қилиш учун система қилинидан ташқари ўзгарувчан куч таъсир этиб

тўрғили элсин. Бу куч тебранишлар системага гоҳ бир томонга, гоҳ қарама-қарши томонга йўналиш таъсир этиб туради. У мажбурий тебранишлар моддий нуқта томонидан муҳит қаршилигини етказиға сарфланган энергия қилинидан қилиниб туради. Даврий равишда ўзгариб турадиган бундай ташқари кучни мажбурий таъсир кучи деб аталади. Қузғини боғланган пайтда мувофиқат қилинидан турган моддий нуқтага гармоник қонун бўйича ўзгарувчи

$$F = F_0 \cos \omega t$$

куч таъсир этили. Бунда мажбурий таъсир куч амплитудасини F_0 билан, частотасини эса ω билан белгиланган. Динамиканинг иккинчи қонунига элсин, моддий нуқтанинг мажбурий ҳаракат тенгламасини қуйидагича ёзилади:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

ёки

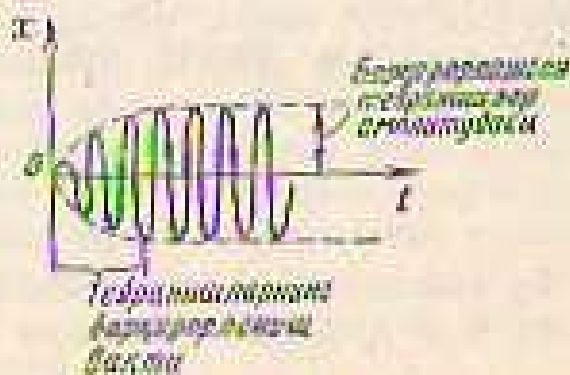
$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \cos \omega t. \quad (11.72)$$

Бу тенгламанинг умумий ечимини $x(t)$, математика курсида ис-сот қилинишда, ўнг таъсир кучга тенг бўлган ҳосилга (11.72) тенгламанинг умумий ечимини $x_1(t)$ ва (11.72) тенгламанинг хусусий ечимини $x_2(t)$ уни йиғиладди.

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t)$$

тарзида аниқланади. Бу йиғиладиган Сирини ҳд, яъни (11.72) тенгламанинг $F_0 = 0$ ва $\beta < \omega_0$ бўлган ҳолига ечимини (11.58) ифозага қўйиб тебранишлар моддий нуқтанинг хусусий сўнувчи тебранишларига элсин келди. Йиғиладиган иккинчи ҳд, яъни (11.72) тенгламанинг хусусий ечимини элсин мажбурий таъсир куч частотаси ω билан содир бўладиган тебранишларини элсин элтиради. Бу ис-котда тебранишлар моддий нуқтага мажбурий тебранишларга теб аталади (11.20-расм).

Моддий нуқтанинг хусусий тебранишларни мажбурий таъсир куч таъсир эти боғланган даражаси пайтда қузғини келди ва элсини



11.20-расм

тивал қонун бўйича тезгина (мажбурий тебранишларнинг барқарорлашган вақти давомида) сўниб бўлади. Шу вақтдан бошлаб моддий нуктанинг 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 янада янги ечими

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (11.73)$$

муносабат билан аниқланганини толамиз. 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 ҳисоблангани мумкин. α эса мажбурий этувчи куч ва мажбурий тебраниш фазаларининг фарқи, унинг қиймати

$$\lg \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11.75)$$

формула ёрдамида ҳисобланади.

Тебраниш контурига электр юритувчи кучи даярий равишда ўзгарувчи манба улабдиқ. Бу манба контурнинг атив қаршиликнида юсирлиқ эсергани сифатида ажраллиб чиқаётган энергия каммювнинг компетисинидаб турини туфайли тебраниш контурининг энергетик даярий сакланади. Бу эса, ўз натижасида, тебранишларнинг сўнмаслигига сабабли бўлади. Бундай тебранишларни мажбурий электромагнит тебранишлар дейилади.

Бу ҳолда контур элементларидаги кучланиш тушинишларининг йилидиқни юлга эмас ((11.4) ифодага қаранс), балки ташқи ўзгарувчи электр юратувчи куч $\delta_m \cos \omega t$ га тенг бўлиши юрдиқ, яъни

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \delta_m \cos \omega t. \quad (11.76)$$

Бу тенгламанинг ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди. У қуйидаги кўринишга эса:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi). \quad (11.77)$$

бунда

$$q_m = \frac{\delta_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (11.78)$$

$$\lg \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (11.79)$$

(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

$$I_m = \omega q_m = \frac{\delta_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.81)$$

Конденсатордаги кучланишни тоини учун (11.77) ва C га бўламиз:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \psi) = U_m \cos(\omega t - \psi), \quad (11.82)$$

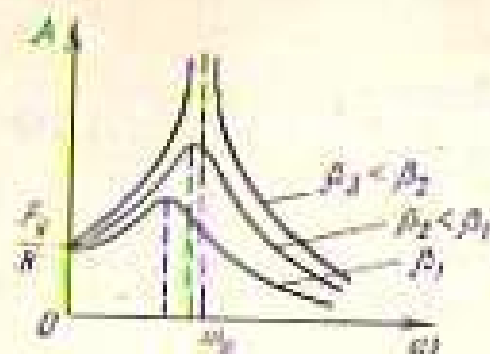
бунда

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\delta_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.83)$$

12-§. Резонанс ҳолисаси

Мажбурий тебранишлар амплитудасини аниқловчи (11.74) ифодага асосан, A нинг қиймати системанинг хусусий тебранишлар частотаси (ω_0) ва мажбурий этувчи куч частотаси (ω) орасидаги муносабатга, мажбурий этувчи кучнинг амплитудининг қиймати (F_0) га ҳамда сўниш кўрсаткичи (β) га боғлиқ. 11.21-расмда F_0 ва m ўзгармас бўлган ҳолда β нинг турли қийматлари учун A нинг ω га боғлиқлиқ графиклари тасвирланган. $\omega = 0$ бўлганда, яъни мажбурий этувчи кучнинг қиймати ўзгармаганда (11.74) ифодадан

$$A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}$$



тастанинг ёқир аниқ қийматида мажбурий тебранмалар амплитудасининг кээкин ортп кетини резонанс ҳодисаси деб аталади. Резонанс ҳодисаси амалга ошган ҳалдаги мажбур этурич кучининг частотасини резонанс частотаси деб, амплитудасининг максимал қийматини эса резонанс амплитудаси деб аталади. Резонанс частота қийматининг топши учун қуйидагича фикр юритамиз. Резонанс ҳодисаси рўй берганда (11.74) ифода максимал қийматга эришиб, яъни мажбур ифодасининг махражидан минимал қийматга эришининг асоси. Шунинг учун (11.74) нинг махражидан ω бўйича ҳосилла олиб уни нолга тенглашсаник:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

$$-(w_0^2 - w^2) + 2\beta^2 = 0,$$

Explan

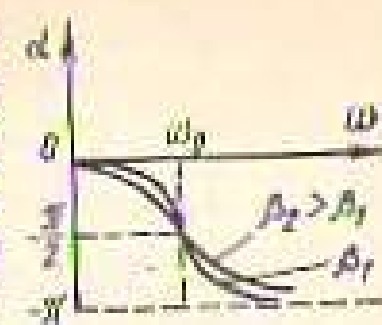
$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (11.84)$$

Резонанс частотаның бу қимyatына (41.74) га келуімен, резонанс амплитуда қимyatына теңеміз:

$$A_{\mu} = \frac{F_{\mu}}{2\pi\beta \sqrt{m_0^2 - p^2}} \quad (11.85)$$

Демек, резонанс частота да резонанс амплитуда β га боюнча, β камайган сари ω_p ортис боради да хуусий тебранишлар частотасын (ω_p) га яқинлашып борады. Хавардтан, 11.21-расмдин кўринишича, β энг кичикроқ қийматларига мос келушчи графикларда максимумлар кескинроқ да улар ω_p га яқинроқ частоталарга мос келады. $\beta = 0$ булган ҳолда эса резонанс амплитуданын қиймати чексиз катта бўлуши ке-

келиб чиқади. Шунинг учун (11.21) расмда βнинг турли қийматлари учун чизиқган графикларнинг бирчеси ордината ўқиини $\frac{F_1}{A}$ да кескитти. $\omega \rightarrow \infty$ да, (11.74)га асосан, амплитуда асимптотик равишда нолга яқинлашади. Расмдан кўринишича, ω нинг бирор бралок қийматинда амплитуда максимал қийматга эришади. Бу ҳодиса, яъни адаббон шунинки қўш



рак. Лентин ажада, резонанс амплитудаси чекли қийматга эга, чунки реал фронтларда тебранивчи системалар (оз бўлади-да!) қаршилик кучи таъсир этади. Шунинг учун β интегралда кичик қийматлари учун манбур агувчи дучиқил частотаси хусусий тебранишлар частотасига тенг бўлганда резонанс ҳодисаси амалга ошади, деб ҳисобланади.

Моддий нуқтанинг силжигин ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи (α)нинг ω га боғлиқлигини ((11.75) муносабат асосида ҳисобланган) 11.22-расмда тасвирлаган. $\omega < \omega_0$ қийматларида силжиги мажбур этувчи кучдан фаза бўлиши оқибатида қолади. Бу фарқ, аниқла, ларча кичик бўлади. Лекин $\omega \rightarrow \omega_0$ га катталашади. Резонанс ҳолатида силжиги бўлганда α нинг қиймати $-\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлади. $\omega \gg \omega_0$ да эса силжиги ва мажбур этувчи куч қарама-қарши фазаларда бўлади, яъни $\alpha = -\pi$.

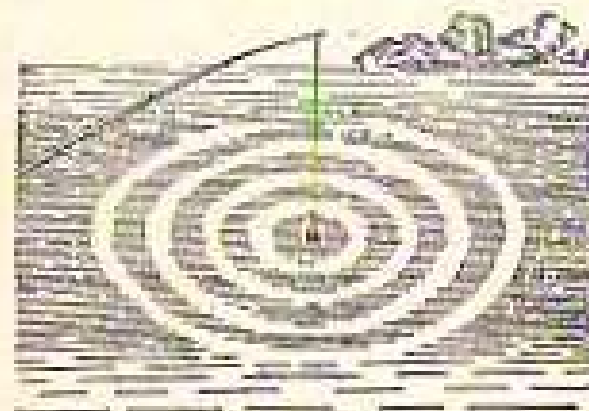
Силжанын на мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 эмас, балки $-\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлганда резонанс ҳодисасининг амалга ошishi таъати туюлади. Лекин силжаны на мажбур этувчи куч орасидаги фазалар фарқи $-\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлганда тебранаётган моддий нуқта тезлиги на мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 га тенг бўлади. Шунинг учун мажбур этувчи кучнинг иши моддий нуқта тезлигини (яъне энергетикни) оширади. Натияжада тебранинг амплитудаси кескин ошалади.

Мажбурий тебранишлар ва резонанс кўпчанлик физик жараёнларда ва техникада катта роль ўйнайди. Масалан, турли частотали тебранишлар йиғинидекдан маълум частотали тебранишнинг ажратишда резонанс ҳолатидан фойдаланилади. Баъзи ҳолларда эса резонанс жуда зарарли бўлади, чунки у катта деформацияларнинг пужудга келишига ва шишлооларнинг бузилишига сабабчи бўлади. Ёниобарин, турли машиналар ва шишлооларни лойиҳазам жараёнида резонанс эътиборга олинди.

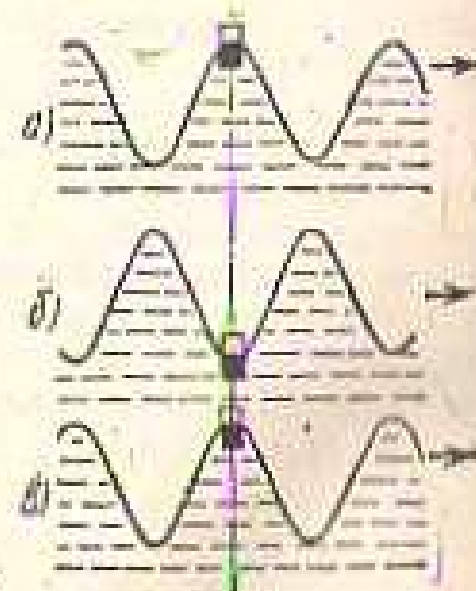
XII БОБ ТўЛқинлар

1-§. Тўлқинларнинг вужудга келиш механизми

Тўлқинлар билим таълиқнинг кунлик турмушда кўп кузатган ҳодисадан бошлайлик. Сува бирор жисм тапила-
сак, унинг сирти бўйлаб тўлқинлар тарқалади. Тўлқин мав-
баталиги айланасимон дўнгликлар ва чуқурликлардан ибор-
ат. Суя сиртининг бирор онаси манзарасига (яъни фото-
суратига) эътибор берсиниз (12.1-расмга қ.) ундаги айла-
насимон дўнгликлар ва чуқурликларнинг маркази тош туш-
ган O нуқта эканлигини аниқлаймиз. Бирор муддат тўлқин-
нинг тарқалиш жараёнини кузатсангиз, дўнглик ва чуқурлик
айланаларининг радиуслари катталаниб бораверади. Шунинг
қилиқки, кузатуени тасавиурида тўлқин тарқалиши туфайли
суя зарралари O нуқтадан ўзакланиётгандек, яъни қирғоқ
томонга кўчётгандек туюлади. Аслида суя зарралари кўч-
майди, балки тебранини этиб келган зарралар баларининг
мувофиқат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қи-
лодилар. Бушга шунинг ҳосил қилини мақсадда суя сирти-
нинг бирор нуқтасидаги кўкак ҳаракатини кузитайлик (12.2-
а расм). Кузатишларнинг кўрсатишича, кўкак тўлқин билан
биргалиқда қирғоқ томон ҳаракатланмайди, балки ўш жой-
лашган сўқадиги, суя зарралари билан биргалиқда навбатма-
навбат тоқ пастга (12.2-б расм), тоқ юқорига (12.2-в расм)
салажиди, яъни тебранади.



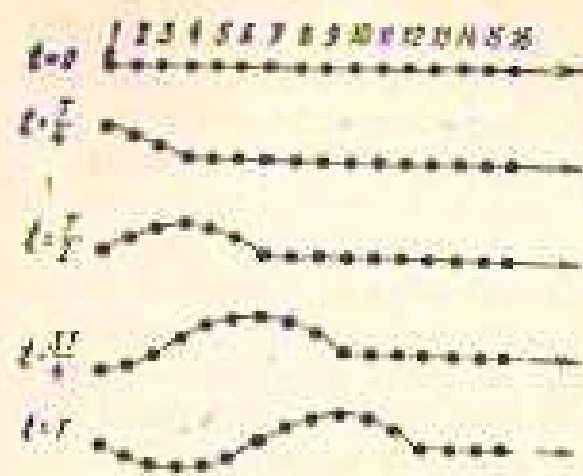
12.1- расм



12.2- расм

Умуман, ҳар қандай муҳитда тўлқинларни уйғотиш учун
тебранишнинг манба бўлиши лозим. Бу манба ўш жойлашган
сўқадиги муҳит зарраларини тебратеди. Лекин муҳит зарра-
лари ўзаро боғлиқ. Хусусан, юқориде баён этилган сўқ-
лик сирти бўйлаб тўлқинларнинг тарқалишида сўқлик сир-
тининг қўшни элементлари орасидаги ўзаро боғланган сирт
таранглик ва оғирлик кучлари туфайли амалга олади. Элас-
тик муҳитда эса зарралар орасидаги ўзаро боғланган кучлари
эластик характерга эа. Муҳит зарралари орасидаги бу ўза-
ро боғланган туфайли манба уйғотган тебранини бошда зар-
раларга ҳам эста сокин ушатилади. Бушда муҳитнинг тебра-
наётган ҳар бир зарраси ўшга қўшни бўлган заррага, у эа
қўшни бошда зарраларга мажбур этушчи куч билан таъсир
ишди. Шунинг учун муҳит зарраларининг тебранишлари
мажбур этушчи куч частотаси билан (яъни тўлқин манба-
нинг тебранини частотаси билан) содир бўзди.

Шундай қилиб, тўлқин деганда тебранишларининг муҳит-
да тарқалиш жараёнини тушуниш лозим. Тўлқиннинг тарқ-
алиш йўналиши нур деб, истиқрий i нуқтада тебранишлар этиб
келган муҳит зарраларининг геометрик ўришлари эа тўла-
қин фронти деб аталади. Бинобарин, тўлқин фронти му-
ҳитнинг тебранаётган зарраларини тебранишини ҳам бошла-
маган зарраларини ажратиб турушчи чегаравий сирт таранда
тасавиур қилиниши мумкин. Тўлқин фронтининг шакли му-
ҳит ҳосиллари, тебраниш манбанининг шакли ва ўлчамларига
боғлиқ. Бир жисман ва шотрон муҳитда жойлашган нуқта-
вий тебраниш манбадан тарқалётган тўлқинларининг фронти
сферик шикда бўлади. Бинобарин, мажкур тўлқинлар сфе-
рик тўлқинлар деб ном олган. Агар тебраниш манбаи те-
кислик шикда эа бўлса, манбага яқин соҳалардаги тўла-
қин фронти ҳам текислиқдан иборат бўлади. Шу сбабдан бу
тўлқинлар эси тўлқинлар деб аталади. Иккала ҳолда ҳам
нур тўғри чизик бўлиб, у тўлқин фронтига перпендику-
ляр бўлади. Агар муҳит зарралари нурга перпендикуляр
раввида тебранаётган бўлса, бундай тўлқинни кўндоланг
тўлқин деб, муҳит зарралари нурга параллел раввида теб-
раниётганда ҳосил бўлган тўлқин бўйлама тўлқин деб ата-
лади. Сўқлик сирти бўйлаб тарқаладиган тўлқинлар (юқ-
ориде баён этилган суя сиртидаги тўлқинлар) алоқиде сўқга
онд бўлиб, уларнинг тарқалиш жараёнида муҳит зарралари
вертикал текисликларда ёшадиган айланасимон эри чизиклар
бўйлаб тебранади. Бундай тўлқинларининг вужудга келиш
механизми ушда тўхталмаймиз. Биз фоқат бир шикли ва
шотрон эластик муҳитда тарқаладиган тўлқинлар ҳақида



12.3-расм

қўйиладиган тўлақин 1-заррага етиб келган бўлсин. Натيجида бу зарра T давр билан нур йўналишига перпендикуляр ра-
вишда тебраниш босилайди. У мувозанат вазиятидан юқорига қараб ҳаракатланиб ўзига қўйиш бўлган зарраларни ҳам иллатирилади. Чорак даврдан сўнг $(t = \frac{T}{4})$ 1-зарра юқорига
максимал силжинган бўлади, 2-зарра 1-заррадан бир оз кам-
роқ, 3-зарра эса ундан ҳам камроқ силжинган бўлади. Бу
вақтда 3-зарра томонидан иллатирилган 4-зарра юқорига
қараб эндиғина ҳаракатлана босилайди. Ярим даврдан сўнг
 $(t = \frac{T}{2})$ 1-зарра мувозанат вазиятидан паст томонга ўтиб
кетяпти, 2-ва 3-зарралар юқорига максимал силжиниб бўла-
ган, энди орқаса қайтяпти, 4-зарра юқорига максимал сил-
жиниб бўлади. 4-зарра томонидан иллатирилган 5-зарра ва
у иллатирилган 6-зарралар ҳам мувозанат вазиятидан бир оз
силжинган, 7-заррага эса тебаниш эндиғина етиб келади.
 $t = \frac{3T}{4}$ вақтдан сўнг 1-зарра пастга максимал силжиниб бў-
лади, 4-зарра мувозанат вазиятидан паст томонга қараб
ўтяпти 7-зарра юқорига максимал силжинган, 10-зарра юқо-
рига қараб эндиғина ҳаракатлана босилайди. Ниҳоят, битта
тўлақин даврдан сўнг $(t = T)$ 1-зарра мувозанат вазияти ор-
қали юқорига ўта босилайди, 4-зарра энг пастки вазиятга
егди, 7-зарра пастга ҳаракатланиш жараёнида мувозанат
вазиятидан ўтяпти. 10-зарра юқорига максимал силжиниб бўла-
ди. Бу вақтда тебраниш 13-заррага етиб келади. Шу та-
риқа қўйиладиган тўлақиннинг муҳитда тарқалиши содир бў-
лади.

Фикр қилишни лавом эйти-
раш.

Тўлақинларнинг нур
жудга келиши ва тарқал-
лиши механизми билан
таъинланади. Нур йўла-
лишидаги бир-бири бил-
ан эластик боғланган
бир қатор зарраларни та-
сирлаш қилайлик (12.3-
расм). Қўлаёлик мақсад-
ли зарраларни мақдани ўн-
га ортиб борадиган тар-
тибда номерлайлик. Қўй-
тиш босилганда $(t = 0)$

Қўйиладиган тўлақинларнинг тарқалиши жараёнида муҳит
қатламларининг бир-бирига нисбатан силжиниш, яъни сил-
жини деформацияси содир бўлади. Қатламларининг нисбий
силжинишга қаршилик кўрсатадиган эластик кучлар (бу куч-
лар туфайли муҳит зарралари тебранади) фоқат қаттиқ жисм-
ларда вужудга келади, чунки қаттиқ жисмлар ўз шакл-
ларини сақлашга интилади. Суюқлик ва газсимон муҳитлар-
да эса силжини деформацияси содир бўлмайди. Бинобарин,
уларда силжини қаршилик кўрсатуви эластик кучлар ҳам
вужудга келмайди. Шу сабабли суюқлик ва газларда қўй-
иладиган тўлақинлар вужудга келмайди.

12.4-расмда бўйлама тўлақинларининг тарқалишида муҳит
зарралари вазиятларининг бир-биридан $\frac{T}{4}$ вақт қадар фарқ-
ланадиган олардаги манзаралари тасвирланган. Бўйлама
тўлақиннинг тарқалиши жараёнида муҳит зарралари нур йў-
налишида ва унга тескари йўналишда силжини. Бино-
барин, муҳит зарраларининг
азимутини (расмда нуқ-
тир чимик билан ўралган)
ва сифраклаишлари вужуд-
га келади. Заманавийлар
вужудга келган соҳа-
да ҳам тораёди, сифраклаиш-
лар вужудга келган соҳа-
да эса ҳам кенгайди. Ҳажмининг ўзгаришига қариниш
кўрсатадиган эластик кучлар қаттиқ жисмларда ҳам, суюқ-
лик ва газларда ҳам вужудга келади. Шу сабабли бўйлама
тўлақинлар қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги муҳитларда содир
бўлади.



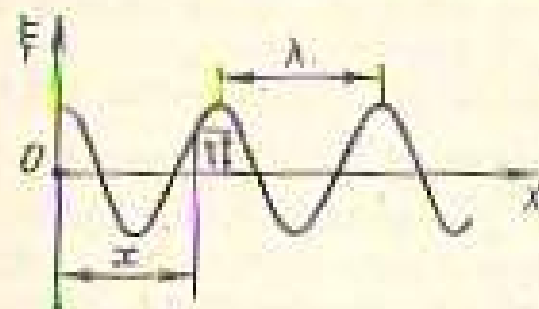
12.4-расм

2-§. Тўлақин тенглама

Фараз қилайлик, чексиз муҳитнинг бирор нуқтасида теб-
раниш система (манба) жойлашган бўлсин. У ҳолда сис-
тема ўзига бевосита тегиб турган зарраларга, улар эса ўа-
ларига қўйиш бўлган зарраларга тебраниш узатади. Шу та-
риқа тобора нарида турган муҳит зарраларининг тебраниш-
лари, яъни тўлақиннинг муҳитда тарқалиши содир бўлади.
Бу жараёнда манбадан тобора узоқроқда жойлашган муҳит
зарралари тебраниш босилайди. Бинобарин, назар жараёнда
тўлақин худди ўзини вужудга келтирган манбадан «отуриб
қолётгандек» туюлади. Шу бовсдан уни «отуриб» тўлақин
деб аталади.

Юғуруучи тўлқин тенгламасини ёзиш — муҳитнинг ихтиёрый зарраси учун сызиқинининг вақтга боғлиқ равишда ўзгаришини ифодаловчи муносабатни аниқлаш демакдир. Мазкур назарияни хусусий ҳол, яъни бир жансли ва изотроп муҳитда тарқалаётган кўндалчинг тўлқинлар учунгина бажарайлик. Муҳитнинг O нуқтасига жойлаштирилган тебранишлар манбаи $t = 0$ нуқтдан бошлаб

$$\xi = A \cos \omega t$$



12.5-расм

қонун бўйича гармоник тебраниш ҳаракат қилётган бўлсин. Манбаининг бу ҳаракати туфайли муҳит зарралари ҳам A амплитуда ва ω частота билан тебранади. Лекин муҳит зарралари манбадан қанчалик узоқроқ жойлашган бўлса, улар шунчалик кечиктироқ тебраниш ҳаракатини бошлайди.

Хусусан, манбадан x масофа узоқликда жойлашган (12.5-расмга қ.) зарфа O манбага бевосита қўшни бўлган заррага нисбатан

$$t = \frac{x}{u}$$

вақт қадар кечроқ тебраниш бошлайди. Бу ифодада тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги u ҳарфи билан (муҳит зарраларининг мумкин бўлган ҳар қандай агарифидан тебраниш ҳаракат тезлиги (ω) дан фарқ қилиш мақсадида) белгиланган. Шунинг учун O нуқтадан x масофа узоқликдаги зарранинг ихтиёрый t вақтдаги сызиқини манбага бевосита тегиб турган зарранинг $t - \frac{x}{u}$ вақтдаги сызиқинига тенг бўлади, яъни

$$\xi = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.1)$$

Бу ифода юғурувчи тўлқин тенгламаси деб аталади. У тўлқин тарқалаётган муҳит ихтиёрый заррасининг мумкин бўлган вақтдан сызиқини (ξ) ва вақт (t) ва зарранинг тебраниш манбадан узоқлиги (x) шунг функцияси тарзда аниқлайди.

Юғурувчи тўлқин графиги (12.5-расмга қ.) гармоник тебраниш графигига (11.8-расмга қ.) ўхшаш бўлса-да, уларнинг моҳияти турлича эканлиги алоҳида қайд қилинади. Тебраниш графиги бигга зарра сызиқинининг вақтга боғлиқ-

лигини ифодалайди. Юғурувчи тўлқин графиги эса тўлқин тарқалаётган муҳит барча зарраларининг айни бир вақтдаги сызиқинлари билан зарраларининг тебраниш манбадан узоқликлари орасидаги боғлиқлигини ифодалайди. Бошқача қилиб айтганда, юғурувчи тўлқин графиги тўб тўлқиннинг ошй фотосуратидир. Расмдан кўринишича, тўлқин графиги синусоидадан иборат. Бинобарин, бундай тўлқинни, яъни тебраниш гармоник қонун бўйича содир бўладиган манба туфайли тарқаладиган тўлқинни гармоник тўлқин ёхуд синусоидал тўлқин деб аталашининг сабаби ҳам шунда.

Сызиқини максимал қийматга ($\xi_{\max} = +A$) эришган нуқталарни тўлқин дўнгиллари деб, минимал қийматга ($\xi_{\min} = -A$) эришган нуқталарни эса тўлқин чуқурликлари деб аталади. Иккинчи қўшни чуқурлик (ёки дўнгил) орасидаги масофа тўлқин дўнгиллиги (λ) деб ном олати. Тўлқин узунлигининг бир хил фазода тебраниётган иккита энг яқин нуқталар орасидаги масофа тарзда ҳам аниқлаш мумкин, чунки бу нуқталарининг тебраниш фазалари 2π га фарқланади (маълумки, аргументи 2π га ўзгарганда косинус ана дастлабки қийматини тиклайди).

Демак, бигга давр (яъни T вақт) давомида u тезлик билан тарқалаётган тўлқин босиб ўтган масофа мазкур тўлқиннинг узунлигидир:

$$\lambda = uT. \quad (12.2)$$

Бу ифода ёрдамида (12.1) тенгламани ўзгаришиб ёзишмиз 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 белгиланади ва тўлқин сон деб аталади. У 2π метр узунликлари кесмала жойлашадиган тўлқин узунликларининг сонини ифодалайди. Натиклада юғурувчи тўлқин тенгламаси

$$\xi = A \cos(\omega t - kx) \quad \text{ва} \quad \xi = A \cos(\omega t + kx) \quad (12.3)$$

кўринишига келади. Иккинчи тенглама қарама-қарши йўналишда (яъни x шунг қаршига қараб) тарқалаётган тўлқин учун ўрилади. Бироқ (12.3) ифода ясен юғурувчи тўлқин, яъни фронти ясен тегишликлда иборат бўлган юғурувчи тўлқин учун чиқарилганлигини қайд қилилади. Агар муҳит-

Түрлі частоталы тұлқиндар — йнжидіңнің тұлқиналар группасын бірі тұлқин «пакет» деп аталады. Дисперсияға эга бұлған тұлқиналар үшін «пакет» хәрекетінің жарағанда деформацияланып «ейіліп» барады. «Пакет»-нің тезлігі уының тарихындағы тұлқиналардың сарфатасына ҳам тезлігіне мос келмейді. Бундай ҳолларда тұлқиналар группасы максимумының кўчы тезлігі тушунчасыдан фойдаланылады ва уың сарфатын тезлік деп аталады. Тұлқин узунлықтары λ дан $\lambda + d\lambda$ гаға бұлған тұлқин «пакет»-нің группалық тезлігі қуйындағыча муносабат билан анықланады:

$$u_g = u - \lambda \frac{du}{d\lambda}$$

Маакур муносабатдан кўринешича, группалық тезлігінің фазалық тезліктен фарқлашына фазалық тезліктенг узунлықка болықлыгының фойдаланышына ҳад $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ билан анықланады:

1. $\frac{du}{d\lambda} > 0$ бұлған ҳолларда (яғни узун тұлқиналар қисқа тұлқиналарға нисбатан тезроқ тарқалса) группалық тезлік фазалық тезліктен кичик бўлады. Бундай ҳолларын нормал дисперсия деп аталады.

2. $\frac{du}{d\lambda} < 0$ бұлған ҳолларда (яғни узунроқ тұлқиналар секинроқ тарқалса) группалық тезлік фазалық тезліктен катта бўлады. Бундай ҳолларын аномал дисперсия деп аталады.

3. $\frac{du}{d\lambda} = 0$ бұлған ҳол эса дисперсия кузатылмайдына ҳол учун тааллуқлыдыр. Бунда фазалық ва группалық тезліктер айлан бир хил қийматта эга ($u_g = u$). Бошқача қилиб айтганда, «пакет» тарихындағы барға тұлқиналар бир хил тезлік билан тарқалады.

4- §. Тұлқин энергиясы

Тұлқинның мухитда тарқалып жарағанда энергияның тарқалышы ҳам содыр бўлады. Бунн қуйындағыча тавсиф қилип мумкин. Тебраниш манбанга бевосита тегип турған зарралар манба энергиясы ҳисобига тебранады. Бу зарралар эса уақтан кейинги зарраларға энергия узатады ва ҳожаз. Шу тариқа тұлқин худда энергия «ташиётганда» бўлады. Бу энергия зарралар тебраниш ҳаракатының кинетик энергиясы ва эла-

стик деформацияланған мухитның потенциал энергиясыдан иборат.

Тұлқин энергиясы билан ω частоталы ясаи бўйлама тұлқинның бир жикелі изотроп мухитда тарқалып жасалына тавсифайык. Бўйлама тұлқинда мухит зарралары тұлқинның тарқалып йўналышында тебраниш ҳаракат қилады. Масалан, тұлқинның тарқалып йўналышына фойдаланып ОХ ўқ устиде жойланған икки зарралық мувозиат пазиятлары орасындағы масофа Δx бўлсын (12.7-расмга қ.). Бўйлама тұлқин тарқалып туғайлы бирер ол-п маакур зарралар мувозиат пазиятидан мос равниш ξ ва $\xi + \Delta\xi$ га елажыды. Бошқача қилиб айтганда, мухитның бир-биридан Δx узакыдағы икки зарралықның елажылары $\Delta\xi$ га фарқлашты. $\Delta\xi$ нинг Δx га нисбети σ мухитда (яғни $\Delta x \rightarrow 0$) ξ дан x бўйына олп-тан ҳисаабдыр. Бу нисбатны нисбай деформация деп ата-м-ды ва σ хәрфи билан белгиленеди ($\sigma = \frac{\Delta\xi}{\Delta x}$). Демак, нисбай деформацияның қиймати (12.1) дан x бўйына олп-тан ху-сусий ҳисаа билан анықланады:

$$\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{A\omega}{u} \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.8)$$

$\sigma > 0$ бұлған ҳолларда зарралар орасындағы масофа шу зарралықның мувозиат пазиятлары орасындағы масофадан катта бўлады. Бинобарин, бундай ҳолларда мухит зарраларының сифаклашына, яғни чўзанах деформациясы кузатылады. $\sigma < 0$ бұлған ҳолларда эса экинчи, сиканаш деформациясы (мухит зарраларының аңыланшы) содыр бўлады.

Деформацияланған эластик мухит элементар ҳажми (ΔV) нинг потенциал энергиясы

$$U = \frac{1}{2\rho} \sigma^2 \Delta V$$

муносабат билан анықланады. Бунда ρ — эластиклык коэф-фициенти бўлиб, уының қийматы мухит эласты (ρ) ва маакур мухитда тұлқинның тарқалып тезлігі (u) билан қуйындағыча болғанган:

$$\rho = \frac{1}{u^2}$$

Мазкур муносабат ва (12.8) ифодалардан фойдаланган, 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 ΔV ҳажмидаги ҳаракатининг кинетик энергияси

$$E = \frac{1}{2} \rho \Delta V \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) \Delta V \quad (12.10)$$

бўлади.

(12.9) ва (12.10) ифодаларини таққослаш натижасида қуйидаги хулосага келамиз: муҳитнинг текшириладётган ҳажмида кинетик ва потенциал энергиялар бир-бирига тенг бўлиб, уларнинг қийматлари бир хил фазода ўзгаради. Бу хусусияти билан тўлқин ҳаракат тебранма ҳаракатдан фарқланади (малълумки, тебранма ҳаракат қиладётган моддий нуқтанинг кинетик ва потенциал энергиялари қарама-қарши фазода ўзгаради, яъни кинетик энергияси максимумга эришганда потенциал энергияси минимал бўлади ва аксинча). Текшириладётган ҳажмининг тўлақ энергияси толиш 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 ΔV ҳажмга нисбати — муҳитнинг бирлик ҳажмида муҳассамланган энергиядир. W энергия дечаман деб аталади:

$$w = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.11)$$

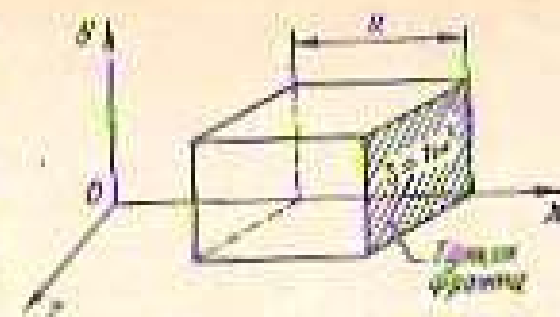
Демак, энергия zichлиги — ўзгарувчан катталик, ҳар бир онда тўлқиннинг турли нуқталарида унинг қиймати турлича бўлади. Синус квадратининг ўртача қиймати $\frac{1}{2}$ га тенг бўлганлиги учун тўлқиннинг ихтиёрий нуқтасидаги энергия zichлигининг вақт бўйича ўртача қиймати

$$w_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

ифода билан аниқланади.

Шундай қилиб, тўлқин тебраниш маъносида муҳитнинг узокроқдаги соҳаларига энергия «ташилади». Агар тўлқин йў-

лига ҳилан бирор сирт жойлаштирсан, бу сирт орқали тўлқин билан биргаликда энергия ҳам ўтади. Тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр равишда жойлаштирилган S сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия миқдори билан характерлинувчи 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 zichлиги деб аталади. Тўлқин ОХ ўқи йўналишида тарқалаётган бўлса (12.8-расмга қ.), у 1 м² юзли сирт орқали 1 с давомида кўчириб ўтадиган энергия миқдори (1) расмда тасвирланган параллелепипед ичида муҳассамланган энергиядир:



12.8-расм

$$j = w_{\text{ср}}, u = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u. \quad (12.12)$$

Тўлқиннинг тарқалиш тезлиги (u) — вектор катталик, унинг йўналиши тўлқиннинг тарқалиш йўналиши (демак, энергиянинг кўчиш йўналиши) билан мос тушади. Шунинг учун энергия оқимининг zichлигига ҳам вектор катталик маъносини бериш мумкин:

$$I = w_{\text{ср}} u. \quad (12.13)$$

Бу I векторини U дош вектори деб аталади. Унинг абсолют катталиги бўйича ўртача қиймати

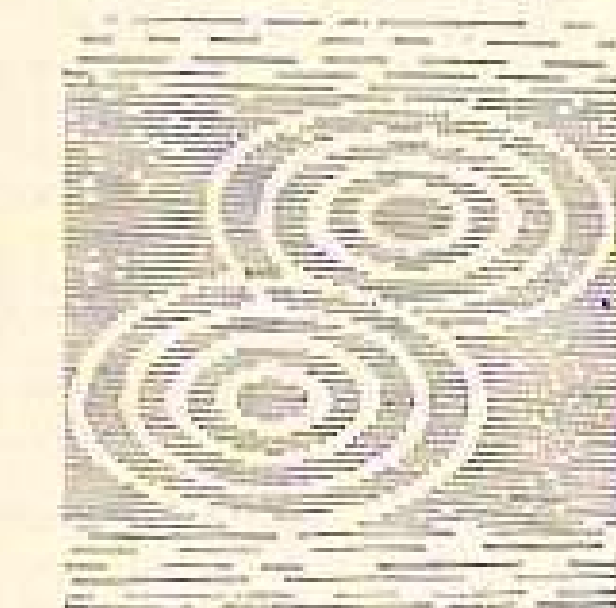
$$I = I_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u \quad (12.14)$$

тўлқин интенсивлиги деб аталади.

Демак, тўлқин интенсивлиги — тўлқин ўли билан биргаликда «элтаётган» энергия оқими zichлигининг ўртача қиймати. У Вт/м² ҳисобида ўлчанади.

5-§. Тўлақинлар суперпозицияси принципи. Тўлақинлар интерференцияси

Қўйчилик ҳолатларида муҳитда бир нақтанинг ўзидан бир неча тўлақин тарқайди. Масалан, суя сиртанинг икки жойидан икки тошни ташлади. Иккала тебраниш манбасидан тарқалётган сиртий тўлақинлар манзарасига эътибор берсанинг (12.9-расмга қ.). улар бир-бирлари билан учрашгандан сўнг ҳам худди ўзидан боника тўлақин мавжуд бўлмагандек тарқалишини давом эттираверди. Тўлақинларнинг тарқалишидаги бу мустақиллик бир нақтанинг ўзидан бир неча тўлақин мавжуд бўлган ҳол учун ҳам ўринали. Баён этилган тажриба тўлақинлар суперпозицияси принципининг янги таъбиришир. Маъжур принципти қуйидагича таърифланади: турли манбалардан тарқалётган тўлақинлар таъсирида муҳит заррасининг ихтиёрий ондаги силжанган алоҳида тўлақинлар маъжур нуқтада шу онда нужудга келтирилган тебранишлар туфайли содир бўладиган силжанганларнинг геометрик йиғилмасида иборат. Бонқача қилаб айтганда, тарқалиш жараёнида эътибор бир нуқтадан ўтадиган мустақил тўлақинлар қўйилади, лекин бир-бирини ўзаратирмайди. Бинобарин, бир-бирини кесиб ўтаётган тўлақинларнинг ажратилган кейинги тарқалишида содир бўлган учрашшанинг аломатлари мутлақо сезилмайди.



12.9-расм

Суперпозиция принципи бонча ҳолатларда ҳам бажарилавермайди. Хусусан, ортилиш жараёнида тарқалган зарб тўлақинларда муҳит зарраларининг патиқавий силжиклиги шу қадар катта қийметга эри бўладики, улар нужудга келтирилган деформацияни муҳит материалнинг эластиклик чегарасидан ошиб кетади. Бундай ҳолатлар учун Гук қонуни бажарилабайди. Шу сабабли, биз кичик амплитудали тўлақинларни текшириши билан чегараланамиз.

Тўлақинларнинг қўйилишида нужудга келадиган ҳолатда икки тўлақинлар интерференцияси деб аталади. Бу ҳодисада

икки ёки ундан ортиқ тўлақинларнинг устма-уст тушуши натижасида муҳитнинг баъзи соҳаларидаги зарраларининг тебранишлари кучаяди, баъзи соҳаларидаги зарраларининг тебраниши эса сусаяди (ёки бутунлай сўнади). Айниқсен, частоталари бир хил ва фазалар фарқи ўзгарибс бонган икки тўлақин туфайли нужудга келадиган манзари эътиборга лойиқ. Бундай тўлақинларни когерент тўлақинлар, уларни тарқатаётган манбаларни эса когерент манбалар деб аталади.



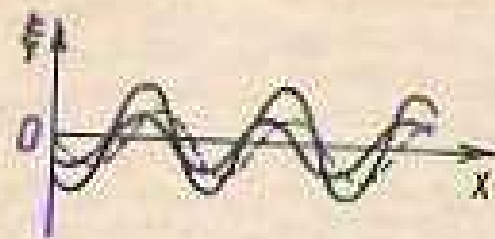
12.10-расм

Икки шарони (12.10-расм) бир нақтда суя сиртга тегизсик, худди суяга тош ташлагандек, тегин соҳаларидан ҳар томонга когерент тўлақинлар тарқайди. Бу тўлақинларнинг бир-бири билан учрашгани натижасида интерференцияи манзари кузатилади. Суя сиртанинг бир хил фазалиги тўлақинлар учрашадиган соҳаларида тебраниш амплитудаси кучаяди. Аксинчи, тўлақинлар қирма-қарин фазалиги учрашадиган соҳаларида эса тўлақинлар бир-бирини сўндириди, бундай соҳаларда суя сирти сокинлигини сактайди.

6-§. Турғун тўлақинлар

Икки тўлақин интерференцияланишига онд яна бир шарт: Амплитудаси ва частотаси бир хил бўлган икки ёки тўлақин бир-бирига қараб ҳаракатланганда учрашиб, натижада турғун тўлақин нужудга келади.

Хусусан, турғун тўлақиннинг содир бўлиши учун бирор тўлақин тушётган ва тўлақин ортида қайтаётган тўлақинлар учрашган лойиқ. Тўлақинларнинг бери ОХ ўқини нусбат йўналишида, иккинчиси эса ОХ ўқини манфий йўналиши бўйича тарқалаётган бўлсин. 12.11-расмда бу тўлақинларнинг бири илгариқ ушуксиз силжик билан, иккинчиси эса цунктир шилжик билан таърифланган.



12.11-рәсән

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 йиғиндисини формуласи асосида ўзгартىрёмиз:

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_1 + \xi_2 = A \left[\cos \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) + \cos \omega \left(t + \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= 2A \cos \omega t \cos \frac{x}{u}. \end{aligned}$$

Лекин $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ва $uT = \lambda$ эканлигини ҳисобга олсак, юқоридаги масофа ўсиридаги ифодани

$$\xi = 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos \omega t \quad (12.16)$$

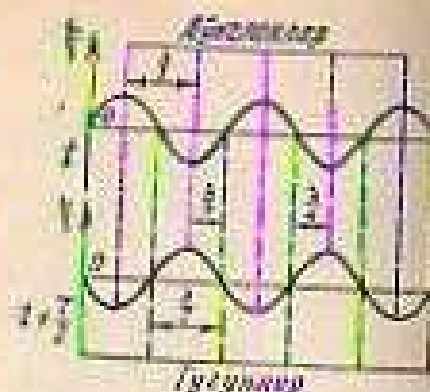
кўринишда ёза оламиз. Вужудга келган бу ифода турғун тўлқиннинг тенгламасидир. Унинг графиги 12.11-рәсмида кўроқ чизиқ билан тасвирланган.

Демак, турғун тўлқин частотаси уқришётган тўлқинлар частотасига тенг. Амплитудаси (яъни косинус олдидagi кўпайтманинг) турғун

$$2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (12.17)$$

вақтга боғлиқ эмас, бироқ муҳит зарраларининг ызығинини ифодаловчи x координатига боғлиқ (12.12-рәсән):

а) $[\cos 2\pi \frac{x}{\lambda}] = 1$ бўлган нуқталарда турғун тўлқин амплитудаси максимал қийматга — қўшилётган тўлқинлар амплитудасининг иккикратлиги ($2A$) га тенг бўлади. Бу нуқталар дўнгликлар деб аталади. Дўнгликлар



12.12-рәсән

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

рт бажарилган нуқталарда ҳосил бўлади. Бундан дўнгликларнинг координаталари учун

$$x = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.18)$$

одами 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

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm \left(2n + 1 \right) \frac{\pi}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

рт бажарилган нуқталарда ҳосил бўлади. Бундан тугунларнинг координаталари

$$x = \pm \left(2n + 1 \right) \frac{\lambda}{4} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.19)$$

ода билан аниқланишмиз. Икки қўшни тугун орасидаги масофани топамиз:

$$x_{n+1} - x_n = \left[2(n+1) + 1 \right] \frac{\lambda}{4} - \left(2n + 1 \right) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}.$$

тенг. Иккинчрой тугундан энг яқин дўнгликкача бўлган масофани топайлик:

$$\left(2n + 1 \right) \frac{\lambda}{4} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}. \quad (12.20)$$

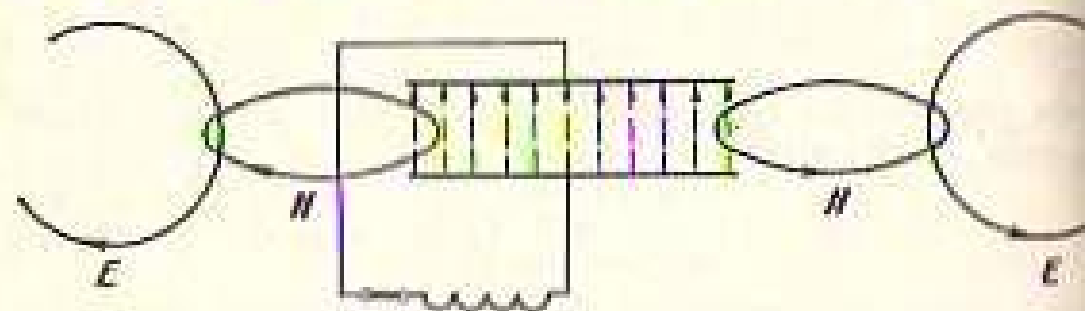
Дўнгликлар ва тугунлар бер-биридан тўлқиннинг чорак узунлиги қадар масофада жойлашади.

Югурувчи тўлқиндан фарқли равишда турғун тўлқиннинг энергия оқими нолга тенг. Бунинг сабаби шундаки, турғун тўлқинни вужудга келтираётган қўшилувчи тўлқинлар — тугунлаётган ва қайтаётган тўлқинлар қарома-қарши йўналишларда тенг миқдордаги энергияларини кўчиради. Бинобарин, турғун тўлқиннинг тугун нуқталар оралигида муамасамланган энергия энергияси ўзгаримай сақланади. Фақат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал энергиянинг кинетик энергияга айланиши.

гиянинг кинетик энергияга айланишлари содир бўлади. Доймо тинч вазиятда турадиган (яъни мувозанат вазиятидан сиржиқмайдиган) тугун нуқталар орқали энергия кўчмайди.

7- §. Электромагнит тўлақинларини тарқатиш ва қабул қилиш

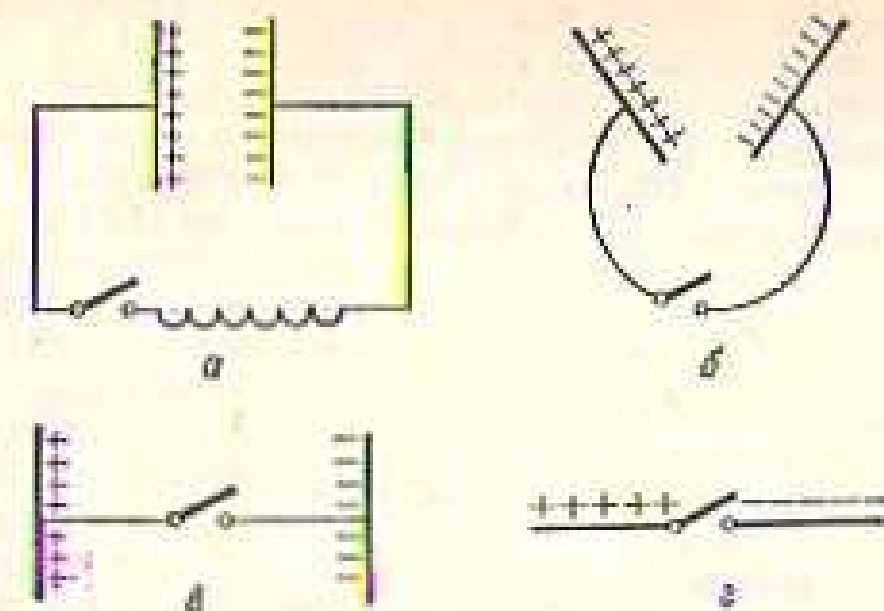
Индуктивлик (L) ва ситиқ (C) дан иборат тебраниш контуридаги конденсаторни ташқи манбадан зарядлаб бўлган, полюнт билан занжирини уласак (12.13- расм), электромагнит тебранишлар, яъни электр ва магнит майдон энергияларининг бир-бирига айланишлари содир бўлади. Бундай контури, одатда берк тебраниш контури деб атамади ва унда энергиянинг ниҳоятда оз қисминини контур атрофидаги фазода электромагнит тўлақини сифатида тарқатади. Ҳақиқатан, контурдаги энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланишларида ўзгарувчан электр майдон фазонинг конденсатор пластинкала-



12.13- расм

ри сиринини жуда кичик соҳасида тўпаланган ва қопламалар билан ўралган. Шунинг учун электромагнит тўлақини чекли бўлалмида, яъни конденсатор пластинкалари билан чегараланган йўналишда тарқали олади (12.13- расмда конденсаторнинг разрядланиш вақтидаги электромагнит майдонининг тарқалиши тасвирланган). Бундан, тебраниш контури ошроқ қилиб ясалса, яъни оуждга келадиган ўзгарувчан электр майдон контурига ҳар тарифишма ўраб оладиган қилиб ясалса, контурининг тўлақин тарқатувчанлигини ошириш мумкин, деган ҳулосага келамиз.

Иккинчи томондан, тебраниш контурининг тебраниш даври T қанчалик кичик бўлса, электр майдонининг ўзгариш тезлиги $\frac{dE}{dt}$ шушчалик катта бўлади. Бу эса магнитоэлектр индукция ҳодисаси туфайли содир бўладиган уюрмавий магнит майдон интенсивлигининг ортисига сабаб бўлади. Бу майдон энергияси уюрмавий электр майдон энергиясига, у эса шун



12.14- расм

магнит майдон энергиясига айланади ва ҳоказо. Шу тариқа фазода электромагнит майдонини тарқалиши содир бўлади. Демак, тебраниш контурининг даври қанчалик кичик бўлса, контур энергиясининг шушчалик кўпроқ қисми электромагнит тўлақини сифатида тарқалади. Бундан, тебраниш контуридаги индуктивлик ва ситиқ қийматларини кичрайтириш лозим (чунки $T = 2\pi\sqrt{LC}$), деган ҳулосага келамиз.

Юқорида баён қилинган фикрларга асосланиб, берк тебраниш контурига (12.14- а расм) фикран қўйидаги кетма-кетликда ўзгарттирилади: конденсатор пластинкалари орасини бир оз кенгайтириб, яъни ўрнига конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи бир ўрамгина сим олибдиқ (12.14- б расм). Натиклада ситиқ ва индуктивлик ағчилига камади, электромагнит тўлақинининг тарқалиши учун лозим бўлган соҳа эса ортади. Тебраниш частотасини ($\nu \sim \frac{1}{T}$) инада ортти-

риш мақсадлида контурига 12.14- а расмдаги шаклга келтириш мумкин. Ниҳоят, конденсатор пластинкаларини бутунлай олиб ташлаш мумкин (12.14- в расм). Агар бошлангич ҳолатда (12.14- а расм) берк тебраниш контурида электр майдон фазонинг фақат конденсатор пластинкалари оралиғидаги соҳада мувазасамланган бўлса, сўнгги ҳолатда (12.14- в расм) очик тебраниш контури атрофидаги фазонинг барча соҳасида шиксудир, 12.14- в расмда тасвирланган очик тебраниш контуридаги калити ушак, ўтказиш бўйлаб ҳаридларининг ҳаракати (яъни электр ток) оуждга келади. Бу ток туфайли

магнит майдон вужудга келади, у уормавий электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо.

Герц тажрибаларида қўлланилган оқим тебраниш контури ҳам юқорида баён этилганга ўхшаш эди. Герц ўтказгичларининг ситимини бир оа орттириш учун ўтказгичлар учларини бўғонаштириб сфера шаклига келтирди (12.15-расмга қаранг). Герцнинг бу қурилмаси Герц вибратори (вибратор — тебранишларни вужудга келтирувчи дөмалар) деб аталади. Вибраторнинг иккала қисми дастлаб ўзарувчан ток манбидан (индуктордан) юқорироқ потенциаллар фарқи вужудга

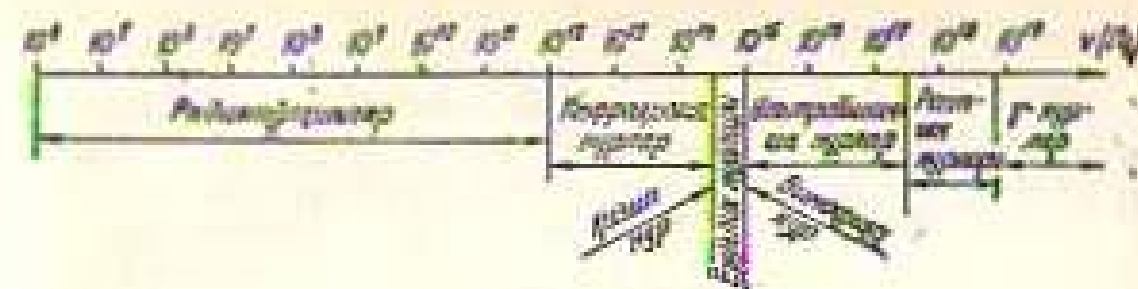


12.15-расм

келгунча зарядланади. Потенциаллар фарқи етарлича юқори бўлганда вибраторнинг иккала қисми оралиғида учқун юзбериб (тешиляпи) занжирининг иккала қисминини улайди. Вибраторнинг иккала қисми бир неча марта қайта зарядлангандан сўнг тебранишлар сўниб қолади, чунки вибратор зарядланган вақтда олган энергия электромагнит тўлқинини пурлатиришига ва жоуль иссиқлиғига сарфланади. Кейин индуктор вибраторни янгидаи зарядлабди ва жараён такрорланаверади.

Электромагнит тўлқинларини қайда қилиш учун вибратордан бирор масофа узқикда қабул қилувчи қурилма — резонатор (R) қўйилади. Резонатор вибраторга ўхшаш қурилма бўлиб, электромагнит тўлқинининг ўзарувчан майдонини таъсирда унда индукцион ток вужудга келади. Натаяжада резонаторнинг учқун оралиғида майда учқунчалар вужудга келиб, электромагнит тўлқинлар қайда қилинаётганлиғидан далолат беради.

Герц электромагнит тўлқинларининг қайтисин, сиенсин, интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишини текшириб, оптиканинги барча қонунларининг электромагнит тўлқинларга қўлланиш мумкинлигинини аниқлади. Герц тажрибалари асосида аниқланган электромагнит тўлқинларининг тарқалиш тезлиғи $3 \cdot 10^8$ м/с га, яъни ёруғлик тезлиғига тенг бўлиб чиқди. Бу натыжа Максвелл назариясининг тўғрелигини тасдиқлади, чунки Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқинлар ёруғлик тезлиғида тарқалиш лозим эди. Герц тажрибаларида ҳосил қилинган электромагнит тўлқинларининг частоталари 10^8 Гц, яъни тўлқин узунликлари ($\lambda = \frac{c}{\nu}$) бир неча



12.16-расм

метрга тенг эди. Кейинчалик (1906 йил) П. Н. Лебедев узунлиғи 6 мм ($\nu = 5 \cdot 10^{10}$ Гц) бўлган электромагнит тўлқинларини ҳосил қилиш имконини берадиган жуда кичик вибратор ясади. Кейинроқ (1922 йил) А. А. Глиголея — Аркадьева юқори частотали электромагнит тўлқинларини вужудга келтириш усулини ишлаб чиқиб тўлқин узунлиғи 0,1 мм ($\nu = 3 \cdot 10^{12}$ Гц) бўлган электромагнит тўлқинларини ҳосил қилишга мумкин бўлди.

Умуман, электромагнит тўлқинлар жуда кенг интервалдаги частоталарга эга бўлишини мумкин. Электромагнит тўлқинларини частоталар ёхуд тўлқин узунликлари бўйича классификация қилиш электромагнит тўлқинларининг спектри деб аталади (12.16-расмга қаранг). Тўлқин интервалларининг номлари уларнинг табиати ёхуд тарихи билан боғлиқдир.

8-§. Электромагнит тўлқинининг асосий хоссалари

Электромагнит тўлқинининг дифференциал тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (12.21)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (12.22)$$

бундаги a — электромагнит тўлқинининг фазавий тезлиғи.

Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқинининг бирор муҳитда тарқалиш тезлиғи шу муҳитнинг электр ва магнит хусусиятларига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$a = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon_0} \sqrt{\mu_0}}, \quad (12.23)$$

Вакуумда муҳитнинг магнит сингдирувчанлиғи μ ва диэлектрик сингдирувчанлиғи ϵ бирга тенг. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқинларининг тарқалиш тезлиғи

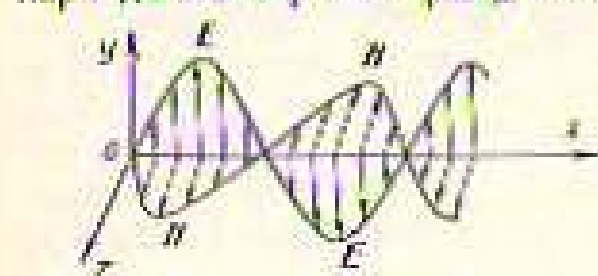
$$\epsilon = \frac{1}{V \mu \epsilon_0} \quad (12.24)$$

муносабат билан ифодаланади. Бу ифодадан фойдаланиб (12.23) ни қуйдагича кўринишда ёзиш мумкин:

$$n = \frac{c}{V \mu \epsilon}. \quad (12.25)$$

Демак, электромагнит тўлқинининг муҳимда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан $V \mu \epsilon$ марта камроқ.

Максвелл назариясининг натижаларидан бири — электромагнит тўлқинларининг кўндаги тўлқинлар эканлигидир; E ва H векторлар ўзаро перпендикуляр бўлиб, улар тўлқиннинг тарқалиш тезлиги n га перпендикуляр текисликларда ётади. Электромагнит тўлқинда E ва H векторларининг тебранишлари доимо бир хил фазода содир бўлади. Zero электромагнит тўлқинини шундай икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида (12.17-расм) тасвирлаш мумкинлиги, бунда тўлқин шу икки текислик кесилишини натижасида ҳосил бўлган чизик бўлиб тарқалади. Синусоидалардан бири электр майдон кучланганлик вектори E нинг, иккинчиси эса магнит майдон кучланганлик вектори H нинг тебранишларини ифодалайди.



12.17- расм

Агар электромагнит тўлқин частотаси айни бир хил сиклоса (яъни ω соғ/с) ун монокроматик электромагнит тўлқин деб аталади. ОХ ўқ йўналишида тарқалаётган ω частотали электромагнит тўлқини тенгламаси қуйдагича ёзилади:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (12.26)$$

$$H = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (12.27)$$

бундаги E_m ва H_m — мос ҳавияда E ва H векторларининг амплитуда қийматлари, $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ — тўлқин сон, φ_0 — координатаси $x = 0$ нуқтадаги тебранишларнинг бошланғич фазаси. (12.26) ва (12.27) да бошланғич фазалар бир хил, чунки электромагнит тўлқинда E ва H лар бир хил фазода тебранади.

9-§. Электромагнит тўлқин энергияси

Электромагнит тўлқин билан биргаикла электромагнит майдонини характерловчи катталик — энергия ҳам тарқалади. Бирдик ҳажмидаги электромагнит майдон энергияси электр майдон энергиясига эришти ва магнит майдон энергиясига эришти бириндасидан иборат:

$$\omega = \omega_e + \omega_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (12.28)$$

Электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ҳар бир моментда бирдай бўлади, яъни:

$$\omega_e = \omega_m.$$

Шунинг учун (12.28) ифода қуйдагича ёзиш мумкин:

$$\omega = 2\omega_e = 2\omega_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2. \quad (12.29)$$

Бундан

$$V \epsilon_0 \epsilon E = V \mu_0 \mu H,$$

деган хулосига келишим. Бу эса, ўз навбатида (12.29) ифодани

$$\omega = V \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu E \cdot H \quad (12.30)$$

кўринишда ёзишга мумкин беради. Агар (12.30) ифода билан аниқланувчи электромагнит майдон энергиясининг зичлигини (12.23) ифода билан аниқланувчи электромагнит тўлқиннинг тезлигига кўпайтирсак, бирлик вақтда бирлик оғз орқали кўчирилётган энергияни, яъни энергия оқимининг зичлигини характерлайдиган катталикни ҳосил қиламиз:

$$S = \omega \cdot n = E \cdot H. \quad (12.31)$$

Бу ифодани вектор кўринишда

$$S = [E \cdot H] \quad (12.32)$$

шаклида ёзиш мумкин. E ва H лар ўзаро перпендикуляр бўлганлиги учун, бу векторларнинг вектор кўпайтмаси электромагнит тўлқинининг тарқалиш йўналишидаги S вектордир. S векторини $S_{\text{мод}} = P_{\text{Пойнтинг вектори}}$ деб аталади, унинг модули (12.31) ифода билан аниқланади, чунки $\sin(EH) = 1$.

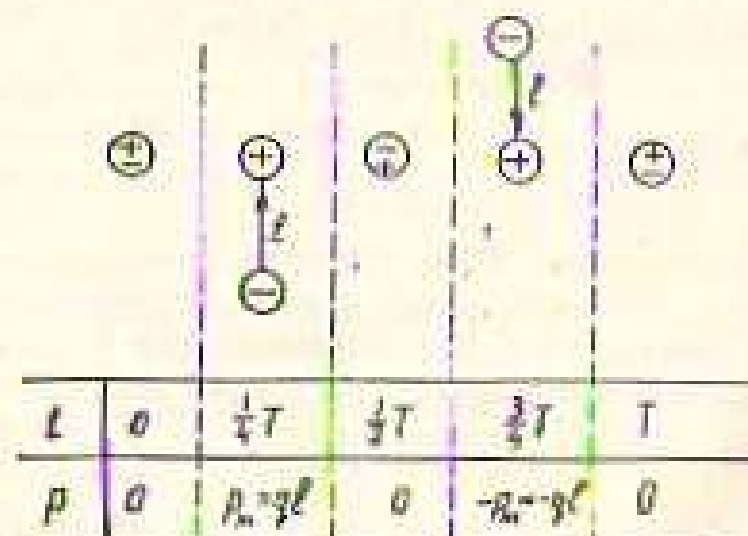
Нисбийлик назариясига асосан, энергияга эга бўлган ҳаракатланувчи материя массага ҳам эга бўлади. Бу қонун $W = mc^2$ муносабат орқали ифодаланар эди. Шунинг учун электро-

магнит майдон мазкур бўлган фазанинг бирлик ҳажмига ω/c^2 масса тўғри келади. У ҳолда электромагнит майдоннинг тарқалишини (яъни электромагнит тўлқинини) массага эга бўлган материянинг ҳаракати деб қарамоқ керак. Ҳаракатланувчи материя эса импульсга эга бўлиши керак. Агар электромагнит майдон вакуумда тарқалаётган бўлса (вакуумдаги тегишсиз эди), унинг импульси $\frac{P}{c} \cdot c = \frac{P}{c}$ га тенг бўлади. Бу кат-

талиқ электромагнит майдон импульсининг зиллиги дейилади. Масса ва импульсга эга бўлган материя ўз йўлидаги тўсиқларга босқич кучи билан таъсир қилиши керак. Ҳақиқатан, 1900 йилда Лебедев томонидан ўтказилган тажрибалар ёруғлик босқичини аниқлашга имкон берди.

10-§. Диполининг нурланиши

Электромагнит тўлқинлар нурловчи энг оддий система ва-зифасини қўзғалган $+q$ заряд ва унинг атрофида тебравувчи $-q$ заряддан иборат диполь билжаради (12.18-расм). Бош-ланғич пайтда, яъни диполининг $+q$ ва $-q$ зарядлари устма-уст тушган пайтда диполининг электр моменти $p = 0$ бўла-ди. Чорак давр ўтган $-q$ заряд $+q$ заряддан максимал l масофага ситқийди, шунинг учун диполининг электр момен-ти максимал $p = p_m = ql$ қийматга эришади. Ярим даврдан сўнг $+q$ ва $-q$ зарядлар яқинлашиб устма-уст тушган пайт-да $p = 0$ бўлади. Сўнгра $t = \frac{3}{4}T$ пайтда $-q$ заряд $+q$



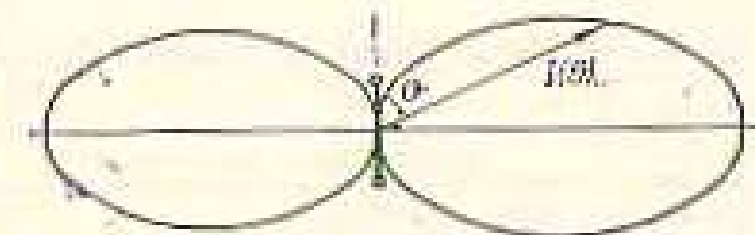
12.18-расм

заряддан максимал (декин $t = \frac{1}{4}T$ пайтдагига тесқари то-монга) узоқлашади, шунинг учун $p = -p_m = -ql$ бўлади. Шу тарафда процесс даврий такрорланади. Диполининг электр моменти эса шунт ўтиши билан

$$P = p_m \cos \omega t \quad (12.33)$$

қонун бўйича ўзгаради.

Диполининг ўлчами диполь тарқалаётган электромагнит тўлқини узунлигидан кичик (яъни $l \ll \lambda$) бўлган ҳолни текши-ралик. Бундай диполь элементлар диполи дейилади. Элемен-тар диполяга (кейингичлик, оддийсиз, диполь деб атаймиз) иқри бўлган соҳаларда электромагнит майдон манзараси анча мураккаб бўлади. Биз диполь тарқатаётган электромагнит



12.19-расм

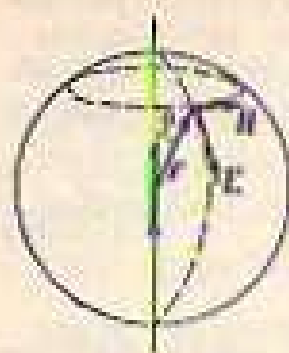
тўлқини узунлиги λ дан анча катта масофадаги нуқталар (яъни $r \gg \lambda$, шарт билжарилган ва диполининг тўлқин зонаси деб аталадиган соҳа) учун мулоҳаза юритамиз (12.19-расм):

1. Диполь тарқатаётган электромагнит тўлқинининг бир-жансда изотроп муҳитдаги тўлқин фронти сферасimon бў-лади.

2. Ҳар бир нуқтада E ва H векторлар ўзаро перпенди-кулар ва нур йўналишига (яъни диполь марказидан муайян нуқтага ўтказилган радиус-вектор r га) ҳам перпендикуляр бўлади. Нур йўналиши бўйлаб қараганимизда электромагнит тўлқинининг оний манзараси 12.17-расмда тасвирлангандек бў-лади.

3. E ва H векторлар бир фазада тебранади.

4. E ва H векторларнинг амплитуда қийматлари (E_m ва H_m) тахуум учун $\frac{1}{r}$ сиз 0 пропорционал бўлади. Бундаги θ — диполь ўқи ва радиус-вектор r йўналишлари орасидаги бур-час. Тўлқин зонада электромагнит нурланиш интенсивлиги



12.20-рисунок

$I \sim \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta$

қонуи бүйіска ұзғарады. 12.20-рәсімдә r нинг берілген қыйматтн учун нурлануи интенсивлигининг θ га бөленік рәвистә ұзғарилы тәсвирланган. Уни диполь нурлануининг дуналғанлык диаграммасы деп аталады. Диаграммидан кўриништан, диполь ұқта перпендикуляр йўналишларда диполь нурлануиини энг кучли бўлади. Диполь ұқта параллель ($\theta = 0$ ёки π) йўналишларда нутлақ нурлануи тарқатмайди.

Халқаро система (СИ) даги асосий ва қўшымча бирликлар

Қытайлықлар		Қытайлық Ғалым бирлигининг		
номи	символы	номи	белгиси	түзінбесі
1	2	3	4	5
Асосий бирликлар				
Ұзындық	L	метр	м	Кристалл-86 атомның $2p_{10}$ ва $5d_5$ сығдарлар арасындағы ұтқиға нәс бұлтпа нурлануининг вакуумдағы ұтқиқш уауланғыдан 1650763,73 марта катта бұлтпа ұзындығын 1 метр деп қабул қилинган
Масса	M	килограмм	кг	Килограммның халқаро прототипиниң массасын 1 килограмм деп қабул қилинган
Вақыт	T	секунд	с	Цезий-133 атомн асосий қозғалуиың иккә ұта қозғалы сығдарлар арасындағы ұтқиға нәс бұлтпа нурлануи дәуриден 9 192 631 770 марта катта вақыт 1 секунд деп қабул қилинган

1	2	3	4	5
Электр тоқның күші	I	ампер	A	1 ампер — вакуумда бар-биретан 1 м массада жойланған токқа параллель нәсқш ұзын, аяғы өсетін жүйе кәсік тәрізді ұтқиғалардағы ұтқиға ұтқиғаның әр метр ұзындығына $2 \cdot 10^{-7}$ Н үлгері тәсір күш қосыл қиланған ұзғарыс ток күшіне тең
Термодинамик температура	θ	кельвин	K	Сунның ұзындық нурлануи тарқатқанын термодинамик температурасын $\frac{1}{273,15}$ ұзыны 1 кельвин деп қабул қиланған
Моль микдори	N	моль	моль	Углерод-12 нинг 0,012 кг массасындағы атомлар санына тең структуралық элемент мисалы, атом, молекула (кә бәсқә әйре) сарлап тәсікә толғау системәдеги мольдиниң микдори 1 моль деп қабул қиланған
Энергия күші	I	ватт	Вт	$540 \cdot 10^{24}$ Гц частоталы монохроматик нурлануи шығарыптан мольдағы энергияның энергия күші $\frac{1}{683}$ Вт/ср га тең бұлтпа йўзәлділдігі энергия күші 1 ватт деп қабул қиланған
Қўшымча бирликлар				
Аяқ бурчак		радиан	рад	Айланма ұзындығы радиусқа тең бұлтпа йўзәлділдігі радиус орнындағы бурчак 1 радиан деп қабул қиланған
Фазалық бурчак		стерадиан	ср	Үч сфера жаралма жойланған ва оң сфера сиртқалы радиусы әрқайсы тең қалы сиртқалы сфералық фазалық бурчак 1 стерadians деп қабул қиланған

МУНДАРИЖА

Сўз башит	6
I б о б. Вакуумдаги электр майдон	
1- §. Электр заряд ва унинг соқланиш қонуни	4
2- §. Кулон қонуни	5
3- §. Электр майдон ва унинг кучлигидан	7
4- §. Кучлигидан чизилари, Гаусс теоремаси	9
5- §. Электр майдонда зарядни кўчиринида бажарилиши иш. Потенциал	14
6- §. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучлигидан орасиди беганиши	19
II б о б. Диэлектриклардаги электр майдон	
1- §. Диэлектриклар ва уларнинг кутбланиши	21
2- §. Кутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурга беганиши	23
3- §. Боқилган зарядлар	24
4- §. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори	26
5- §. Сегментентронлар	30
III б о б. Электр майдондаги ўтказгичлар	
1- §. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши	31
2- §. Электростатик индукция. Ван-де-Граф генератори	34
3- §. Ўтказгичнинг электр сизими. Конденсаторлар	36
4- §. Электростатик майдон энергияси	40
5- §. Конденсатор кучлар. Ўзаро таъсир шаврилари	43
IV б о б. Электр токнинг қонунилари	
1- §. Электр ток ва унинг асосий характеристикалари	45
2- §. Электр юритувчи куч ва кучланиш	48
3- §. Ом қонуни	49
4- §. Жонль—Ленц қонуни	54
5- §. Кирхгоф қондалари	55
V б о б. Турли муҳитларда электр токнинг ўтиши	
1- §. Металлардаги ток тагувчилар—электронлар	57
2- §. Металлар классик электрон назариясида Ом қонунига тушунтирилиши	58
3- §. Ваденис—Франк қонуни	61

4- §. Металлар классик электрон назариясининг кагитликлари	62
5- §. Электроннинг металдан чириш иши	64
6- §. Термодинамик классик ва унинг қўлланилиши	66
7- §. Гальваник 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- §. Соленонд ва торонднинг магнит майдон	93
7- §. Магнит индукция векторининг сирт орқали оқими	94

VII б о б. Магнит майдоннинг таъсирлари

1- §. Ампер қонуни ва унинг байса таъсирлари	96
2- §. Параллел токларнинг ўзаро таъсир. Ток кучининг ўлчов билиши	99
3- §. Лорентс кучи	100
4- §. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати	102
5- §. Холл эффекти	105
6- §. Токли ўтказгич ва токли контурни магнит майдонда қўчиринида бажарилиши иш	107

VIII б о б. Моддаларнинг магнит хосалари

1- §. Моддаларнинг магнитланиши	109
2- §. Магнит майдон кучланилиши вектори ва унинг циркуляцияси	113
3- §. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сиздарувчанлик	115
4- §. Динамизмизм ва парадоксизм	116
5- §. Ферромагнетиклар	120
6- §. Ферромагнетизмнинг табиати	122

IX б о б. Электромагнит индукция

1- §. Электромагнит индукция ҳоқисаси	125
2- §. Индукция электр юритувчи кучи	128
3- §. Ўзиндукция ва ўзаро индукция	132
4- §. Магнит майдон энергияси	134
5- §. Ўзаро таъсир электр майдон. Ўзаро таъсир токлар	136

X б о б. Электромагнит майдон учун Максвелл шавриларининг асослари

1- §. Магнитоэлектр индукция ҳоқисаси. Силаниш 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- §. Магнитиклар	155

5- §. Гармоник тебранишлар энергияси	160
6- §. Бир таъд частотада бир йўқилишдаги тебранишларнинг қўшилиши	162
7- §. Тензияли тебраниш	165
8- §. Ҳазаро перпендикуляр тебранишларнинг қўшилиши	166
9- §. Сўгувчи механик тебранишлар	168
10- §. Сўгувчи электромагнит тебранишлар	171
11- §. Мажбурий тебранишлар	172
12- §. Резонанс ҳодисаси	175

XII боб. Тўлқинлар

1- §. Тўлқинларнинг юзунда ҳаракат механизми	178
2- §. Тўлқин тенгдари	181
3- §. Фазавий ва гуруҳавий тезликлар	184
4- §. Тўлқин энергияси	186
5- §. Тўлқинлар суперпозицияси принципи. Тўлқинлар интерференцияси	190
6- §. Турғун тўлқинлар	191
7- §. Электромагнит тўлқинларнинг тарқатилиши ва ҳабул қилиши	194
8- §. Электромагнит тўлқиннинг асосий тенгламиси	197
9- §. Электромагнит тўлқин энергияси	199
10- §. Дифракциянинг қурбалиги	200

На убаеистон динке

АМИД ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖАНОВ

КУРС ФИЗИКИ

ТОМ II

Учебник для студентов инженерно-технических
специальных вузов

Надпись вторич. переработанное

Ташкент «Фаритун» 1988

Редакторлар М. Ёрланов, Д. Эргашев

Техник редактор С. Соко

Тех. редактор Т. Гроздева

Корректор З. Сидорова

ИБ 4682

Тиражга берилган 11.05.85, Ёзилган рухсат олдид 14.07.80, Формати 84x120₁₆,
Тип. қоғози №2, Литературал тили Қозил 10 эшонли, Юқори Совет усулида
Социал, Шарҳи, б. б. 19.91, Ёзилган ар. ет. 10.82, Ўлар а. 9.05, Тиражи
1100, Ёил 1979, Ёаҳоси 65г

«Фаритун» ишрофти, Ёилени-129, Ёилний кўтаси, X, Ёилтараи 18—374—87.

Ёаёилини СССР ишрофти, кўтарафти аз кўтаси кўтаси Ёилний
комитети Ёилний «Насроти» ишрофти аз кўтаси кўтаси Ёилний
ишрофти аз кўтаси кўтаси Ёилний ишрофти аз кўтаси кўтаси Ёилний
ишрофти аз кўтаси кўтаси Ёилний ишрофти аз кўтаси кўтаси Ёилний

Набрано на тиражон ишрофти, кўтаси кўтаси кўтаси кўтаси кўтаси
от Государственного комитета УССР по делам печати, издательству и
книжной торговле. Ташкент, кўтаси Ёилний, ул. Муратова 1

5- §. Та
6- §. Би
7- §. Те
8- §. У
9- §. С
10- §. С
11- §. М
12- §. Рс

1- §. Т
2- §. Т
3- §. Ф
4- §. Т
5- §. Т
6- §. Т
7- §. У
8- §. Э
9- §. Э
10- §. Д

А 98

Аҳмаджонов О.

Физика курси. Т. 2. Электр, магнетизм, туркилар; Олий ўқув юр. студ. учун дарслик.
2- қайта ишланган ншри.— Т.: Ўқитувчи, 1988.
208 б.

Ахмаджанов А. Курс физики. Т. 2.: Учеб. для студ. инженерно-технических вузов.

ББК 22.33я

