

ЭЛЕКТР

С. Г. КАЛАШНИКОВ

А. Ҳалимов

223
к. 18

УМУМІЙ ФИЗИКА КУРСИ

С. Г. КАЛАШНИКОВ

ЭЛЕКТР

Қайта ишланган ва тўлдирилган русча тўртинчи нашридан таржима

СССР Олий ва махсус ўрта таълим вазирлиги
олий ўқув юртлирининг физика ихтисоси бўйича ўқийдиган студентлари
учун ўқув қўлланма сифатида рухсат этган



ЎҚИТУВЧИ НАШРИЕТИ

ТОШКЕНТ—1979

РУСЧА ТЎРТИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

Мазкур нашрда китобнинг умумий плани аввалгидек сақланди, бироқ унинг кўп қисми қайта ишлаб чиқилди. Айниқса, XIV боб (металлар ва ярим ўтказгичлар), XV боб (вакуумда ток) ва XIX бобда (контакт ҳодисалари) ўзгаришлар кўп. Олдинги нашрларида, бу китобни ёзиш вақтида умумий физика курсини ўқитишда мавжуд бўлган традицияларга мувофиқ, фақат классик электрон назариядан фойдаланилган эди (баъзи ҳолларда зарур тузатишлар ҳақида эслатиб ўтилган, ҳолос). Бу нашрида қаттиқ жисмда электронларнинг энергетик зоналари ҳақида ва Ферми—Дирак тақсимоти ҳақида тушунча берилди. Бу эса металлар ва ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлик характери, термоэлектрон эмиссия ҳодисасини ва, хусусан, электрон ўтказгичлар контактидаги ҳодисаларни аниқроқ тушунтириш имконини берди.

VIII ва XI бобларда (магнит майдон) қатор ўзгаришлар қилинди. Жумладан, токнинг магнит моменти таърифи ўзгартирилди. Маълумки, СИ бирликлар системасида бу таърифга магнит доимийсини қўшиш ҳам, қўшмаслик ҳам мумкин, бу иккала имкониятдан турли авторлар фойдаланган эдилар. Биринчи ҳолда магнитостатика ва электростатиканинг асосий қонуллари бир хил бўлиб чиқади. Китобнинг олдинги нашрида худди ана шу таърифни танлашнинг сабаби ҳам шундан иборат эди. Бироқ ҳозирги вақтда янги ГОСТ лойиҳасига кўра иккинчи таъриф ишлатилади. Бир хилликни сақлаш учун ушбу нашрда ҳам шундай қилинди.

Бир қанча параграфлар (пьезоэлектрик эффект, ўтаўтказувчанликнинг феноменологик тавсифи, квазистационар тоқлар ва бошқалар) кенгайтирилди ёки қайтадан ёзилди. Электрод потенциаллари ва токнинг химиявий манбалари тўғрисидаги параграфлар замонавий электрохимия талабларига мослаштирилди. Бутун текстга кўпгина майда ўзгаришлар ва аниқликлар киритилди.

Қилинган қўшимчалар китобнинг ҳажминини орттириб юбормаслиги учун курснинг принципиал масалаларига тегишли бўлмаган баъзи материаллар қисқартирилди. Шу мақсадда, демонстрацион

1-§. Кириш

Электр зарядларга тегишли бўлган баъзи элементар фактларни эслатиб ўтамиз. Китобхонга бу фактлар ўрта мактаб физика курсидан маълумдир, шунинг учун улар ҳақида биз қисқача тўхталиб ўтамиз.

Жунга ишқаланган қаҳрабон енгил предметларни ўзига тортиш хусусиятига эга бўлиши қадим замонлардан маълум эди. Бироқ фақат XVI асрнинг охиридагина инглиз врачси Жильберт бу ҳодисани мукаммал текшириб чиқди ва бошқа кўпгина моддалар ҳам шундай хоссага эга эканлигини топди. Қаҳрабон каби, ишқалангандан кейин енгил предметларни тортиш хоссасига эга бўлган жисмларни у электрланган жисмлар деб атади (грекча электрон — қаҳрабон). Энди биз бундай ҳолатдаги жисмларда электр зарядлар бўлади, бу жисмларнинг ўзини эса зарядланган жисмлар, деб гапирармиз.

«Ишқалаб электрлашда» ишқаланишнинг ўзи ҳеч қандай принципл роль ўйнамайди. Турли моддалар бир-бирига зич тегизилганда доим электр зарядлар пайдо бўлади. Қаттиқ жисмлар сиртида доимо бўладиган микроскопик ғадир-будурликлар ва нотекисликлар зич тегишга қаршилиқ кўрсатади. Жисмларни босиб ва уларни бир-бирига ишқалаб, биз иккала жисм сиртини кўпроқ яқинлаштирамиз. Ишқалангунга қадар эса улар фақат унча кўп бўлмаган нуқталари билан бир-бирига тегиб турган эди.

Баъзи жисмларда электр зарядлар жисмнинг турли қисмлари орасида эркин қўча олади, бошқа жисмларда эса бундай бўлмайди. Биринчи тур жисмлар электр ўтказгичлар, иккинчи тур жисмлар эса изоляторлар ёки диэлектриклар дейилади. Қаттиқ ва суюқ ҳолатдаги ҳамма металллар, туз ва кислоталарнинг сувдаги эритмалари ва бошқа кўпгина моддалар ўтказгичлардир. Қаҳрабон, кварц, эбонит ва нормал шаронгтаги ҳамма газлар изоляторларга мисол бўла олади.

Жисмларни ўтказгичлар ва изоляторларга ажратиш шартли эканлигини эслатиб ўтамиз. Маълум бўлган барча моддалар у ёки бу даражада электр ўтказишади. Биз мазкур жисм изолятордан иб-

характерга эга бўлган кўпгина тажрибаларнинг тавсифи чиқариб ташланди. Улар умумий физика курсининг муҳим элементлари бўлишига қарамай, студентлар бу тажрибаларни лекцияларда кўришлари мумкин бўлгани учун мен уларни чиқариб ташлаш мумкин деган фикрдаман.

Пировардида, қатор методик масалаларни муҳокама қилишдаги қимматли маслаҳатлари учун проф. С. М. Козел ва проф. С. А. Славатинскийларга чуқур миннатдорлик изҳор қилишни истар эдим.

Қўл ёзмани таҳрир қилишда катта меҳнат қилганлиги ва сичиклаб ишлаганлиги учун мен Н. А. Райскаядан жуда миннатдорман; унинг кўпгина маслаҳатларидан фойдаландим.

Ноябрь, 1976 й.

С. Г. Қалашников

рат деб гапирганимизда, бу билан биз тажрибанинг муайян шароитларида жисм орқали ўтган заряд қаралаётган ҳодисада қатнашаётган бошқа зарядларга қараганда жуда қам бўлган ҳолни ифодалаймиз.

Тажриба кўрсатадики, зарядланган икки жисм ё итаришиши, ё бир-бирига тортилиши мумкин. Агар изоляцияловчи ингичка ипак ипларга осиб қўйилган икки енгил жисмни ипакка ишқаланган шиша таёқча билан уларга теккизиб зарядласак, унда иккала жисм ўзаро итаришишади. Агар иккала жисмни кўнга ишқаланган эбонит таёқча билан зарядласак ҳам худди шундай ҳодиса кузатилади. Агар жисмларнинг бири шиша таёқча билан, бошқаси эбонит таёқча билан зарядланса, унда иккала жисм бир-бирига тортилади. Бу, шиша ва эбонит зарядлари сифат жиҳатидан ўзаро фарқ қилади демекдир.

Табиатда турли хил моддалар жуда кўп бўлишига қарамай, фақат икки тур электр заряд мавжуд: булар ипакка ишқаланган шишадан ҳосил бўладиган зарядларга ўхшаш зарядлар ва кўнга ишқаланган эбонитда ҳосил бўладиган зарядларга ўхшаш зарядлардир. Бу зарядларнинг биринчиси *мусбат зарядлар*, иккинчиси *манфий зарядлар* деб аталди. Демак, бир хил исмли зарядлар ўзаро итаришади, турли исмли зарядлар эса тортишади.

Электр зарядларни билиб олиш (пайқаш) учун мўлжалланган электроскопнинг тузилиши электр итаришиш ҳодисасига асосланган. У изоляцияланган металл стержендан иборат бўлиб, унга енгил қогоз ёки металл япроқлар маҳкамланган. Зарядланган жисм тегизилганда жисм зарядининг бир қисми электроскопга ўтади ва электр итаришиш кучи таъсирида япроқчалар бир-бирига нисбатан бирор бурчакка оғади.

2-§. Электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонуни

Электр ҳодисаларни миқдорий ўрганишнинг бошланиши XVIII аср охирига, яъни Кулон (1785 й.) электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонунини тажрибада аниқлаган даврга туғри келади.

Зарядланган ихтиёрий ўлчамлардаги жисмлар учун бундай қонунни умумий шаклда бериш мумкин эмас, чунки қўзиқ жисмларнинг ўзаро таъсир кучи уларнинг шакли ва ўзаро жойлашишига боғлиқ. Бироқ агар жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан жуда кичик бўлса, ўзаро таъсир қонуни жисмларнинг шакли ва уларнинг ўзаро ориентациясига (жойлашишига) боғлиқ бўлмай қолади. Шунинг учун умумий аҳамиятга эга бўлган ўзаро таъсир қонунини фақат нуқтавий зарядлар учун белгилаш мумкин.

Электр зарядлар доим ҳажмда тақсимлангани туфайли математик нуқтада ҳеч қандай чекли заряднинг бўлиши мумкин эмас, албатта. Нуқтавий заряд деганда физикада ўлчамлари бошқа заряд-

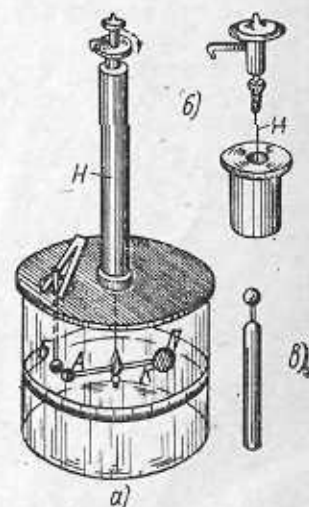
ларгача бўлган масофага нисбатан жуда ҳам кичик бўлган зарядланган қўзиқ жисм тушунилади.

Кулон тажрибаларининг схемаси 1-расмда тасвирланган (Кулоннинг буралма тарозиси). Ингичка металл тола H га изоляцияловчи енгил шайин K осилган бўлиб, унинг бир учига шарча A , бошқа учига эса посанги P ўрнатилган. Толанинг юқори учи асбобнинг айланувчи каллагига маҳкамланган бўлиб, у толанинг буралиш бурчагини аниқ ҳисоблашга имкон беради. Асбоб ичига ўлчамлари шарча A нинг ўлчамларига тенг бўлган изоляцияланган иккинчи B шарчани киритиш мумкин. Катта шиша цилиндр асбобнинг сезгир қисмларини ҳаво ҳаракати таъсиридан ҳимоялайди.

Ўзаро таъсир кучи зарядлар орасидаги масофага қандай боғлиқлигини аниқлаш учун изоляцияланган дастага маҳкамланган учинчи зарядланган шарчани A ва B шарчаларга теккизиб, уларга ихтиёрий заряд берилади. Шарчалар итарилади ва бирор масофада туриб қолади, бу масофа асбоб шкаласидан фойдаланиб ўлчанади. Сўнгра асбоб каллагини айлантириш билан осма толаси буралади, бунда толанинг турлича буралиш бурчакларида шарчаларнинг яқинлашиш масофалари белгилаб борилади. Механикадан маълумки, буралиш деформациясида (қайтувчан эластик деформациялар соҳасида) буралиш бурчаги айлантирувчи куч моментига пропорционал; биз толанинг буралиш бурчагини неча марта орттирганимизни билган ҳолда куч momenti неча марта ортганини аниқлаймиз, бундан шайин шарчасига таъсир қилувчи кучни ҳам аниқлашимиз мумкин. Бу тажрибалар натижасида Кулон қуйидаги хулосага келди. Икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи уларни бирлаштирувчи қизиқ бўйича йўналган бўлиб, зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал:

$$F \sim 1/r^2.$$

Шарчалар орасидаги ўзаро таъсир кучи шарчалар зарядининг миқдорига ҳам боғлиқ. Бу боғлиқлишни қуйидаги тажриба ёрдамида аниқлаш мумкин. Агар A ва B шарчалардан бирига ўлчамлари худди шундай бўлган, лекин зарядланмаган шарчани қисқа вақт теккизиб олinsa, иккала шарчанинг айнан бирдайлиги туфайли заряд улар ўртасида тенг тақсимланади. Энди уларнинг бирида дастлабки заряднинг фақат ярми бўлади. Масофа ўшандай бўлишига қара-



1-расм. Кулоннинг буралма тарозиси:

а—асбобнинг умумий кўриниши, б—асбоб каллагини, в—шарча A ва B ларни зарядлаш учун ўтказгич.

май A ва B шарчалар орасидаги ўзаро таъсир кучи икки марта камайди. Бунинг таъқибидан, шарча зарядини икки, тўрт ва ҳақо мар- та камайтириш ва ўзаро таъсир кучи ҳар қайси шарчанинг заряди- га пропорционал эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Бу масалани қуйидаги тарзда аниқроқ тадқиқ қилиш мумкин. A ва B шарчаларга бирор (номаълум) заряд берамиз ва бирор маълум масофада улар орасидаги ўзаро таъсир кучи F_{AB} ни ўлчамиз. Сўнгра B шарчани зарядланган бошқа B шарча билан алмашти- римиз ва биринчи ҳолдаги каби бунда ҳам ўша масофада жойлашган A ва B шарчалар орасидаги ўзаро таъсир кучи F_{AB} ни яна ўлчамиз. Агар энди A шарча зарядини ихтиёрли тарзда ўзгартирсак ва A шарчанинг B ва B шарчалар билан ўзаро таъсир кучини яна ўлча- сак, унда тажриба $F_{AB} : F_{AB}$ кучлар нисбати иккала ҳолда ҳам бир хил, яъни A шарчанинг заряди катталигига боғлиқ эмаслигини кўрсатади. Бу деган сўз, юқорида кўрсатилган кучлар нисбати фақат B ва B шарчаларнинг зарядларигагина боғлиқ демакдир, бинобарин, уни иккала шарчанинг зарядлари катталиги нисбатига тенг дейиш мумкин, яъни

$$\frac{F_{AB}}{F_{AB}} = \frac{q_B}{q_B}.$$

Бу муносабат икки заряд катталиклари нисбати таърифидан иборат ва у зарядларни таққослаш усулини кўрсатади.

Олинган натижа ўзаро таъсир кучи шарчалардан бири (A) нинг зарядига пропорционаллигини кўрсатади. Бу тажрибада иккала шарча ҳам тенг ҳуқуқли бўлгани сабабли ундан ўзаро таъсир кучи q_1 ва q_2 зарядларнинг ҳар бирининг катталигига пропорционал- ли келиб чиқади.

Шундай қилиб, икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи қуйидагига тенг:

$$F = f \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (2.1)$$

Бу ерда f — пропорционаллик коэффициентини бўлиб, заряд, масофа ва кучлар ўлчов бирликларининг танланишига боғлиқ.

Кучнинг катталигининг эҳсоси, балки унинг йўналишини ҳам ифодалаш учун Кулон қонунини вектор шаклда ёзиб кўрсатиш мумкин:

$$F_{12} = f \frac{q_1 q_2}{r_{12}^3} r_{12}, \quad (2.1a)$$

бунда F_{12} — заряд 2 га заряд 1 томонидан таъсир қилаётган куч вектори, r_{12} — заряд 1 дан заряд 2 га йўналган радиус-вектор.

Кулон тажрибалари тескари квадратлар қонунининг ягона ис- ботидан иборат эмас, албатта. Ҳозирги вақтда Кулон қонунининг жуда катта масофалар учун ҳам, жуда кичик масофалар учун ҳам

жуда аниқ бажарилишини тасдиқловчи кўпгина бошқа эксперимен- тал маълумотлар бор. Жумладан, атом ҳодисалари тадқиқоти Ку- лон қонуни ҳатто 10^{-13} см гача тартибдаги масофаларда ҳам ўринли деб ҳулоса чиқаришга имкон беради.

3-§. Бирликларнинг абсолют электростатик системаси

Кулон қонунидаги пропорционаллик коэффициенти f ни аниқлаш учун биз бирор аниқ бирликлар системасини танлашимиз лозим.

Ҳар қандай бирликлар системаси бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда танланадиган бирор сондаги асосий бирликлардан ва ҳоси- лавий бирликлар мажмуидан иборат. Ҳосилавий бирликлар асосий (ёки бошқа ҳосилавий) бирликлардан муайян физикавий қонулар- ни ифодалайдиган ва ўлчов бирлиги аниқланиши керак бўлган бе- рилган физикавий катталиқни бошқа ўлчов бирлиги олдиндан маълум бўлган катталиқлар билан боғлайдиган тегишлича танланган муносабатлар ёрдамида ҳосил қилинади. Бирор ҳосилавий бир- лиқни аниқлашда фойдаланиладиган бундай ҳар бир муносабатни шу бирлик учун аниқловчи муносабат деб атаймиз.

Физикада ҳозиргача бирликларнинг абсолют СГС системаси (механикавий, электр ва магнит системалар) кўп ишлатилади. Бу системада учта асосий бирлик: узунлик (сантиметр), масса (грамм) ва вақт (секунд) олинган. Бу системада куч бирлиги сифатида дина олинади. Агар масофа r ни см да, куч F ни эса дина ҳисобида ўлчасак, у ҳолда Кулон қонунида ягона бирлик — заряднинг ўлчов бирлиги ноаниқ бўлади. Шунинг учун бу бирлиқни шундай танлаш керакки, бунда $f = 1$ бўлсин, яъни Кулон қонуни энг содда шакл- ни олсин. Заряднинг бундай бирлиги *заряднинг абсолют электро- статик бирлиги* деб аталди.

(2.1) формулада $r = 1$, $q_1 = q_2 = 1$ деб фараз қилиб, $F = 1$ ни оламиз. Бу деган сўз, заряднинг абсолют электростатик бирлиги шундай зарядки, у вакуумда ўзига тенг бўлган, 1 см узоқдаги за- рядга 1 дина куч билан таъсир қилади демакдир.

Агар зарядлар абсолют электростатик бирликларда, куч дина ҳисобида, масофа эса сантиметр ҳисобида ўлчанса, у ҳолда Кулон қонуни (2.1) қуйидаги шаклни олади:

$$F = q_1 q_2 / r^2. \quad (3.1)$$

Асосий бирликлар сифатида сантиметр, грамм ва секундни тан- лаб ва заряднинг абсолют электростатик бирлигидан фойдаланиб, барча электр ва магнит катталикларнинг ўлчов бирликларини аниқ- лаш мумкин. Биз улар билан кейин танишамиз. Бундай бирликлар системасини *абсолют электростатик система* дейилади ва СГСЭ символ билан белгиланади.

Шундай қилиб, СГСЭ системасида заряд бирлиги ҳосилавий бирлиқдир. Кулон қонуни формуласи унинг учун аниқловчи фор- мула бўлади.

Бундан буён биз ҳосилавий бирликларнинг умум қабул қилинган усулда белгиланишидан фойдаланамиз. Бунинг учун берилган катталикини аниқловчи формула орқали ифодалаймиз ва олинган ифодага ундаги физикавий катталиклар ўрнига уларнинг ўлчов бирликларини қўямиз. Масалан, (3.1) дан қуйидагига эга бўламиз:

$$q = rF^{1/2}.$$

Шунинг учун

$$1 \text{ СГСЭ-заряд бирлиги} = 1 \text{ см} \cdot \text{дина}^{1/2}.$$

Ҳосилавий бирликларни бундай белгилаш усули қулай, чунки бу белгилаш уларнинг ўлчамлигини аниқлайди, яъни системанинг бошқа бирликлари ўзгарганда берилган физикавий катталикининг ўлчов бирлиги қандай ўзгаришини кўрсатади. Масалан, келтирилган ифода узунлик бирлиги a марта ва куч бирлиги b марта ортганда заряд бирлиги $ab^{1/2}$ марта ортишини кўрсатади.

Ҳосилавий бирликларни асосий бирликлар орқали ҳам ифодалаш мумкин. Масалан, $1 \text{ дина} = 1 \text{ г} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}^{-2}$ эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$1 \text{ СГСЭ-заряд бирлиги} = 1 \text{ см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

4-§. Бирликларнинг Халқаро системаси — СИ

СГСЭ системасидан ташқари электр ва магнит бирликларнинг бошқа абсолют системаларини ҳам ташкил этиш (тузиш) мумкин. Масалан, 77-§ да электромагнит бирликлар системаси СГСМ билан танишамиз. Бу система ҳам СГСЭ системаси каби учта асосий бирликдан: узунлик (сантиметр), масса (грамм) ва вақт (секунд) дан тузилган бўлиб, зарядларнинг электростатик ўзаро таъсир қонунига эмас, балки тоқларнинг магнит ўзаро таъсир қонунига асосланган. Бу система ҳам абсолют система, чунки ундаги барча магнит бирликлар магнетизм қонунларидаги пропорционаллик коэффицентларини бир бирликка тенглаш орқали аниқланади. СГСЭ бирликлар системаси электр ҳодисаларини тавсифлаш учун, СГСМ система эса магнит ҳодисаларини тавсифлаш учун жуда қулай. Физика адабиётида электр ва магнит бирликларининг симметрик системаси деб аталадиган система (Гаусс системаси) кенг қўлланилади. Бу система СГСЭ ва СГСМ системаларининг бирга қўшилишидан иборат (1-иловага қ.).

Зироқ бу бирликларнинг абсолют системалари кўп афзалликларга эга бўлиши билан бирга бу системаларда кўпгина электр ва магнит катталиклари бирликлари амалий мақсадлар учун ноқулай бўлиб чиқиши уларнинг камчилигидир, чунки улар жуда катта ёки жуда кичик бўлиб чиқади. Шунинг учун ҳозирги вақтда бирликларнинг Халқаро системаси кенг тарқалган. У латинча SI (The

system international of units) ҳарфлар билан ва русча СИ (система интернациональная) ҳарфлар билан қисқача белгиланади. Бу системани ишлаб чиқишда электр ва магнит катталикларнинг асосий ўлчов бирликларини электротехника ва радиотехникада қабул қилинган амалий (практик) бирликларга мос келтиришга ҳаракат қилинди. СССР да ва бошқа қатор мамлакатларда фан, техника ва халқ хўжалигининг ҳамма соҳаларида, шунингдек, ўқитишда СИ системаси афзал кўрилди ва қабул қилинди. Шунинг учун биз ҳам бундан кейин шу системадан фойдаланамиз.

СИ бирликлар системаси олтита асосий бирлик ва иккита қўшимча бурчак бирлиги (радиан, стерadian) асосида тузилган. Унда: метр, килограмм-масса ва секунд асосий механикавий бирликлар бўлиб хизмат қилади. Бу системада куч бирлиги сифатида $1 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{сек}^{-2}$ тезланиш бера оладиган куч (Ньютон, Н) қабул қилинади:

$$1 \text{ Н} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{сек}^2} = 1 \frac{10^3 \text{ г} \cdot 10^2 \text{ см}}{\text{сек}^2} = 10^5 \text{ дина}.$$

Иш бирлиги сифатида жоуль (Ж) олинади:

$$1 \text{ Ж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 10^5 \text{ дина} \cdot 10^2 \text{ см} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Қувват бирлиги ватт (Вт): $1 \text{ Вт} = 1 \text{ Ж/сек}.$

Қолган учта асосий бирлик қуйидагилардир: ток кучи бирлиги — ампер (А), температура бирлиги — Кельвин градуси (К) ва ёруғлик кучи бирлиги — кандела (кд). Бу бирликларнинг ҳар бири учта асосий механикавий бирлик билан биргаликда номеханикавий табиатга эга бўлган катталиклар учун ҳамма ҳосилавий бирликларни: ампер — электр ва магнит катталиклари бирликлари, Кельвин градуси — иссиқлик катталиги бирликлари, кандела — ёруғлик катталиги бирликларини ҳосил қилишга имкон беради.

Ушбу китобда тўртта асосий бирлик асосида тузилган механикавий, электр ва магнит бирликлар системаси билан иш кўришга тўғри келади. Бу система бирликларнинг Халқаро системаси СИ нинг бир қисми бўлиб ҳисобланадиган МКСА бирликлар системаси (метр, килограмм-масса, секунд, ампер) билан мос тушади.

СИ системасида электр заряд бирлиги кулон (Кл). У ҳосилавий бирлик бўлиб, кучи 1 А бўлган ўзгармайдиган тоқли ўтказгичнинг кесимидан 1 сек ичида ўтадиган заряд каби аниқланади:

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

Ампернинг таърифи тоқларнинг магнит ўзаро таъсири қонунига асосланган ва у 83-§ да берилади. Бу таърифдан $1 \text{ кулонда } 0,1 \text{ с}$ СГСЭ заряд бирлиги бор эканлиги келиб чиқади, бунда $c = 2,99790 \times 10^{10} \text{ см/сек}$ билан ифодаланган бўлиб, ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидир. Бундан кейин биз бу катталикининг яхлитланган қий-

матидан фойдаланамиз ва 1 Кл зарядда $3 \cdot 10^9$ СГСЭ - заряд бирл. бор деб ҳисоблаймиз.

СИ системасининг СГСЭ системасидан иккинчи фарқи шундан иборатки, унда электр қонунлари *рационаллаштирилган* шаклда ёзилади. Бу ўзгариш қуйидагидан иборат. Электрга доир кўпгина формулалар таркибига, хусусан, амалда кўп учратиладиган формулалар таркибига 4 π кўпайтувчи киради. Амалий муҳим формулаларда ундан қутулиш учун Кулон қонуни учун ёзилган ифодага аввал бошданок $1/4\pi$ кўпайтувчи киритилади. Токларнинг магнит ўзаро таъсири асосий қонунига ҳам (79- § га қ.) худди шундай кўпайтувчини киритиш қулайлик туғдирар экан. Шунинг учун СИ birlikлар системасида Кулон қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}, \quad (4.1)$$

бунда (2.1) формуладаги f пропорционаллик коэффициенти ўрнига $1/4\pi\epsilon_0$ ёзилган. Бу ерда ϵ_0 — birlikларнинг танланишига боғлиқ бўлган бирор доимий катталиқ. Бироқ заряд бирлиги аниқланиб бўлгани туфайли бу доимийни бирга айлантириш мумкин эмас. Шунинг учун СГСЭ системасидан фарқли равишда СИ системасида электр қонунларига муайян ўлчамликка эга бўлган янги ϵ_0 доимий киритилади. Бу доимийни энди биз *электр доимийси* ёки *вакуумнинг абсолют диэлектрик сингидирувчанлиги* деб атаймиз.

СИ системасида ϵ_0 нинг қийматини топиш қийин эмас. Фараз қилайлик, бир-биридан $1 \text{ м} = 10^2 \text{ см}$ масофага узоқлаштирилган иккита нуқтавий заряд $q_1 = q_2 = 1 \text{ Кл}$ вакуумда ўзаро таъсирлашади. Унда (3.1) формулага кўра, ўзаро таъсир кучи қуйидагига тенг:

$$F = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(10^2)^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дина} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н.}$$

Иккинчидан, (4.1) формулага кўра бу кучнинг ўзи

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \cdot 1}{1^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{ Н.}$$

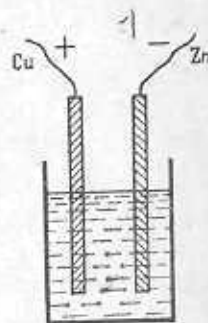
Бундан $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ СИ бирлиги. } \epsilon_0$ нинг ўлчов бирлиги тўғрисида 31- § га қаранг.

5-§. Гальваник элементлар

Электр зарядларни турли усуллар билан олиш мумкин, биз улар билан кейинроқ танишамиз. Ҳозир эса гальваник элементлар ёрдамида зарядлар олиш тўғрисида эслатиб ўтамиз.

Электр ўтказувчи эритма (кислота ёки тузнинг сувдаги эритмаси) ёрдамида туташтирилган икки хил ўтказгич гальваник элемент дейилади. 2- расмда энг оддий элементлардан бири — Вольт элементи кўрсатилган. Бу элемент сульфат кислотанинг сувдаги кучсиз эритмасига туширилган, *электродлар* деб аталадиган мис ва рух пластинкалардан иборат. Мис мусбат зарядланади, рух эса манфий зарядланади. Кўпинча мусбат электрод *анод*, манфий электрод *катод* деб аталади.

Турли гальваник элементларнинг тузилиши ва уларда содир бўладиган процесслар XVIII бобда қараб чиқилади.



2- расм. Вольт элементи.

6-§. Электрланиш—зарядларнинг қайта тақсимланишидир

Тажриба кўрсатадики ҳар қандай жисмда заряд пайдо бўлиши катталиги жиҳатдан унга тенг, лекин ишораси қарама-қарши бўлган бошқа зарядни юзага келтиради. Масалан гальваник элементларда доим икки электродга эга бўламиз, улардан бири мусбат, иккинчиси манфий зарядланади. Ишқалаб электрлашда ҳам доим иккала ишқаланаётган жисм зарядланади, шу билан бирга катталиги тенг бўлиб ишоралари турли исмли бўлади.

Ҳар қандай зарядлаш процессида бир хил катталиқдаги турли исмли зарядлар пайдо бўлиши ҳамма жисмларда доим мусбат ва манфий зарядлар бўлади деган ҳулосага олиб келди. Бироқ оддий шароитларда ҳар қайси жисм ҳажмидаги мусбат зарядлар миқдори манфий зарядлар миқдорига тенг, шунинг учун жисм зарядланмаган бўлиб туюлади. Ҳар қандай зарядлаш процесси электр зарядларини қайта тақсимлаш процессидан иборат, бунда жисмларнинг бирида (ёки жисмнинг бир қисмида) ортиқча мусбат заряд, бошқа жисмда (ёки жисмнинг бошқа қисмида) ортиқча манфий заряд ҳосил бўлади. Жисмлардаги мусбат ва манфий зарядларнинг умумий миқдори ўзгармайди, бу зарядлар жисмлар ўртасида қайта тақсимланади, холос. Шунинг учун ҳамма жисмларда исталган электр процессда ҳосил бўладиган зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ҳамма вақт нолга тенг.

7-§. Электронлар

Ҳозирги вақтда электр зарядлар табиатда биз энг содда ёки элементар деб ҳисоблайдиган зарядланган зарралар кўринишида бўлиши узил-кесил аниқланган. Манфий зарядланган элементар зарра электрон деб аталди, биз уни электр ҳодисаларида кўп учра-

тамин. Ҳар қайси электроннинг заряди бир хил ва $1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл га тенг (144- § га қ.). Электроннинг массаси жуда ҳам кичик ва атиги 10^{-30} кг га яқин. Шунинг учун жисмнинг массаси сезиларли ўзгармаган ҳолда унга жуда кўл миқдорда электронлар олиб келиш ва ундан олиб кетиш мумкин.

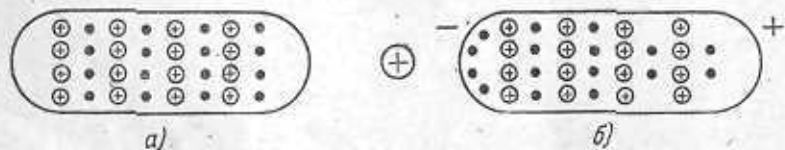
Ҳар қайси элементнинг атоми таркибига унга хос бўлган муайян миқдордаги электронлар киради. Бироқ атом бутунча олганда зарядланмаган, чунки унда катталиги жиҳатидан атомдаги барча электронлар зарядларининг йиғиндисига тенг бўлган мусбат заряд бор. Атомнинг мусбат заряди атом ядросида бўлиб, атомнинг деярли ҳамма массаси шу ядрога мужассамлашгандир.

Агар атом бир ёки бир неча электрон йўқотса, унда атом мусбат зарядланган атомга ёки мусбат ионга айланади. Агар атом қўшимча электронлар қамраб олса, манфий зарядланган атом ёки манфий ион ҳосил бўлади. Бирор жисмнинг зарядланиш процесси деганда унга бирор миқдор электронлар ёки ионларнинг келиб қўшилиши ёки ундан олиб кетилиши тушунилади.

Модданинг турли ҳоссаларини унда электронлар бўлиши ва уларнинг ҳаракати билан боғлаб тушунтирувчи назария электрон назария деб аталади.

Электр зарралари эркин кўча оладиган жисмлар электрни яхши ўтказувчи жисмлар — ўтказгичлардир. Металлларнинг электр ўтказувчан бўлишига сабаб ундаги бир қисм электронларнинг ҳаракатчан ҳолатда бўлишидир. Бундай электронлар эркин электронлар ёки ўтказувчанлик электронлари дейилади.

Агар изоляцияланган зарядланмаган металл ўтказгичга зарядланган жисм яқинлаштирилса, у ҳолда ўтказгичда четдан ҳосил қилинган, яъни индукцияланган зарядлар пайдо бўлади. Электрон назария доирасида бу қуйидагича тушунтирилади: таъсир қилувчи жисмни яқинлаштириш металлнинг ўтказувчанлик электронларига таъсир қилувчи кучлар пайдо бўлишига олиб келади, шу кучлар таъсирида электронлар кўча бошлайди ва қайта тақсимланади. Бу кўчиш ва қайта тақсимланиш янги мувозанат ҳолатга эришилгунча давом этади. Масалан, агар таъсир қилувчи жисм мусбат зарядланган бўлса, у ҳолда ўтказувчанлик электронлари унга тортилади ва ўтказгичнинг жисмга яқин учига ортиқча электронлар, яъни манфий заряд пайдо бўлади; узоқдаги учига электронлар етиш-



3-расм. Электрон назарияда электр индукцияни тушунтириш схемаси.

Плюс ишорали доғчалар—металлнинг мусбат ионлари, қора нуқталар—ўтказувчанлик электронлари, а—зарядланмаган ҳолатдаги металл, б—таъсир қилувчи жисм мавжудлигидаги металл.

май қолади, бинобарин, бу ерда ортиқча мусбат ионлар пайдо бўлади, яъни мусбат заряд ҳосил бўлади (3-расм).

Бундан кейин биз электронларнинг мавжудлигини исботловчи, уларнинг хоссаларини аниқлашга имкон берувчи ва электронларнинг турли электр ҳодисаларда қатнашишини тушунтирувчи асосий тажрибаларни қараб чиқамиз. Аммо электронларнинг мавжудлигини электрни ўргана бошлашдан оқ ҳисобга олиш мақсадга мувофиқдир, чунки бу кўпгина электр ҳодисаларни биратўла содда ва аёний қилиб тушунтиришга имкон беради.

II БОВ

ЭЛЕКТР МАЙДОН

8-§. Электр майдон тўғрисида тушунча

Электр зарядларнинг ўзаро таъсири текшириляётганда нима учун зарядларга таъсир қилувчи кучлар пайдо бўлади ва улар бир заряддан бошқасига қандай берилади, деган савол туғилиши табиийдир. Худди шунингдек, қуйидаги саволни ҳам қўйиш мумкин: фақат иккита заряд мавжуд бўлгандагина механикавий кучлар пайдо бўлади, бироқ фақат биттагина заряд мавжуд бўлиб, иккинчиси умуман бўлмаса, атрофдаги фазода бирор ўзгариш содир бўладими?

Физика фанининг тараққиёти жараёнида бу қўйилган саволларга жавоб беришда бир-бирига қарама-қарши икки хил ёндашиш мавжуд эди. Улардан бирида қуйидагича фараз қилинар эди: жисмлар бошқа жисмларга оралиқ жисмлар ёки муҳитнинг иштирокисиз масофада туриб таъсир қилиш хоссасига эга, яъни кучлар бир жисмдан бошқа жисмга бўшлиқ орқали, шу билан бирга бир онда узатилиши мумкин (олисдан таъсир қилиш назарияси). Бу нуқтаи назардан қараганда фақат битта заряд мавжуд бўлганда атроф фазода ҳеч қандай ўзгариш содир бўлмайди.

Иккинчи ёндашишда эса бир-бири билан боғланмаган жисмлар орасида ўзаро таъсир кучлари бу жисмларни қўраб олган бирор муҳит бўлгандагина шу муҳитнинг бир қисмидан иккинчи қисмига охириги тезлик билан кетма-кет узатилиши мумкин (яқиндан таъсир қилиш назарияси); ҳатто ягона заряд бўлганда ҳам атрофдаги фазода маълум ўзгаришлар содир бўлади.

Ҳозирги замон физикаси яқиндан таъсир қилиш ғоясини сақлаб, олисдан таъсир қилиш ғоясини инкор этади. Ҳақиқатан ҳам, ўзаро таъсир кучлари, яъни ҳаракат бўшлиқ орқали, материя иштирокисиз узатилиши мумкин деб фараз қилиш, материясиз ҳаракат мавжуд деб фараз қилиш билан тенг кучлидир, бу эса ҳеч қандай мазмунга эга эмас.

Шундай қилиб, тинч турган зарядлар орасида куч пайдо бўлиши ва унинг узатилишини тушуниш учун зарядлар орасида ўзаро таъсирни амалга оширадиган бирор физикавий агент бор деб фараз қилиш лозим. Электр майдон ана шу агентнинг ўзгинасидир. Бирор жойда электр заряд содир бўлганда унинг атрофи — электр майдон пайдо бўлади. Электр майдоннинг асосий хоссаси шундаки, мана шу майдонга жойлашган ҳар қандай зарядга куч таъсир қилади.

Тинч турган зарядларнинг ўзаро таъсирлашувини қараб чиқиб, электр майдон тушунчасига келамиз. Худди шу тарзда, ҳаракатланаётган зарядлар (токлар) ёки доимий магнитларнинг ўзаро магнит таъсирларини қараб чиқиб, магнит майдон тушунчасига келамиз. Электр ва магнит майдонлар бир-бирига айланиши мумкинлигини ва уларнинг ҳар қайсиси умумийроқ бўлган электромагнит майдоннинг хусусий ҳоли эканлигини XIII бобда кўрамиз. Электр (ва магнит) майдонлар уларни яратган (XXIII боб) зарядларсиз (токларсиз) мавжуд бўлиши мумкинлиги, электр ва магнит ҳодисаларнинг асосий сабабларини электромагнит майдонда кўриш лозимлиги кейинроқ кўрсатилади. Электромагнит майдон маълум энергияга эга ва мана шу энергияни ўзи билан олиб юради (242- §), шунингдек, ҳаракат миқдори ва массага эга (245- §). Бинобарин, электромагнит майдон электр ва магнит ўзаро таъсирларни тавсифлаш учун ўзимиз киритган абстракт тасаввур бўлмай, балки физикавий хоссаларга эга бўлган объектив реалликдир. У материянинг муайян шакли бўлиб, электр ва магнит ўзаро таъсирларни амалга оширади. Шундай қилиб, ҳозирги замон физикаси майдон тушунчаси ёрдамида яқиндан таъсир қилиш тўғрисидаги тасаввурни кенгайтиради ва уни номеханикавий ҳодисаларга татбиқ қилади.

9-§. Электр майдон кучланганлиги

Электр майдоннинг миқдорий характеристикаси бўлиб махсус физикавий катталиқ — электр майдон кучланганлиги хизмат қилади.

Катталиги q бўлган нуқтавий электр зарядни қараб чиқамиз ва шу заряднинг электр майдонига катталиги q_1 бўлган бошқа синаш зарядини киритамиз. Синаш заряди q_1 га F куч таъсир қилади, бу куч майдоннинг турли нуқтасида турлича бўлиб, Кулон қонунига кўра у синаш заряди q_1 нинг катталигига пропорционал бўлади. Шунинг учун бу кучнинг синаш зарядига нисбати F/q_1 синаш зарядини танлашга боғлиқ бўлмай, бу заряд қаерда турса, ўша нуқтадаги электр майдонни характерлайди. Бу катталиқ майдон кучланганлиги деб аталди.

Агар электр майдонни битта нуқтавий заряд q_1 ҳосил қилган бўлса, майдон кучланганлигининг катталиги бевосита Кулон қонунидан тенгликнинг иккала қисмини иккинчи зарядга бўлиш йўли

билан олинади. Майдон кучланганлигини E орқали белгилаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (9.1)$$

Нуқтавий заряднинг майдон кучланганлиги зарядгача бўлган масофанинг квадратида тескари пропорционал равишда камая боради.

Электр заряд скаляр катталиқ, куч эса вектор катталиқ бўлгани учун векторни скалярга бўлишдан ҳосил қилинган майдон кучланганлиги ҳам вектор катталиқ бўлади. Бу векторнинг йўналиши майдоннинг қаралаётган нуқтасига жойлаштирилган мусбат зарядга таъсир қилаётган кучнинг йўналишини аниқлайди. Масалан, агар майдонни мусбат заряд ҳосил қилган бўлса, унда кучланганлик вектори заряддан ташқи фазога радиус-вектор бўйича йўналган (мусбат синаш зарядининг итарилиши); агар майдонни манфий заряд ҳосил қилган бўлса, унда кучланганлик вектори зарядга қараб йўналган бўлади (4- расм).

Вектор шаклдаги Кулон қонунидан фойдаланиб, биз нуқтавий заряднинг электр майдон кучланганлиги ифодасини ҳам вектор шаклда ёза оламиз:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \mathbf{r} \quad (9.1a)$$

Бу ерда \mathbf{r} — заряддан майдоннинг қаралаётган нуқтасигача бўлган масофанинг абсолют қиймати, \mathbf{r} — заряддан шу нуқтага йўналтирилган радиус-вектор.

Айтилганлардан кўринадики, агар бирор нуқтада майдон кучланганлиги маълум бўлса, у ҳолда шу нуқтага жойлаштирилган электр зарядга таъсир қилувчи кучни аниқлаш осон:

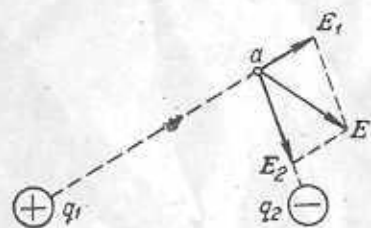
$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (9.2)$$

Хулоса қилиб шуни айтиб ўтиш керакки, нуқтавий заряд ҳосил қилган майдон учун синаш заряди катталигини ихтиёрий танлаш мумкин. Пастроқда қараладиган мураккаброқ ҳолларда синаш зарядини киритишнинг ўзи майдонни ҳосил қилаётган зарядларнинг қайта тақсимланишига олиб келиши ва шунинг учун синаш заряди майдоннинг бузилишига олиб келиши мумкин. Бунга йўл қўймаслик учун синаш заряди етарлича кичик бўлиши лозим.



10-§. Электр майдонларни қўшиш

Энди q_1 ва q_2 нуқтавий зарядларнинг электр майдонларини қараб чиқамиз. E_1 — заряд q_1 нинг a нуқтада ҳосил қилаётган майдон кучланганлиги (q_2 заряд умуман бўлмаганда), E_2 эса заряд q_2 нинг майдон кучланганлиги (q_1 заряд бўлмаганда). Тажриба кўрсатадики, натижавий майдон кучланганлиги E ни (иккала заряд ҳам мавжуд бўлганда) векторларни қўшиш қондасига кўра (параллелограмм қондасига кўра) топиш мумкин (5-расм). Ёки, бошқача айтганда, натижавий электр майдон кучланганлиги алоҳида зарядлар ҳосил қиладиган майдонлар кучланганлигининг вектор йиғиндисидир.



5-расм. Электр майдонларни қўшиш.

Электр майдонларни қўшишнинг вектор қондаси фақат иккита заряд учунгина эмас, балки исталган миқдордаги зарядлар учун ҳам ўриналидир. Агар E_1, E_2, E_3, \dots — ҳар бир заряднинг бирор нуқтада ҳосил қилаётган майдонлар кучланганликлари бўлса, у ҳолда ўша нуқтада майдоннинг натижаловчи кучланганлиги E қуйидагига тенг:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots = \sum_k E_k. \quad (10.1)$$

(10.1) ифода электр майдонларни қўшиш (ёки суперпозиция) принципини ифодалайди ва электр майдоннинг муҳим хоссасини билдиради.

Бу принципнинг ўринли эканлиги олдиндан маълум эмаслигини ва унинг тўғрилигига фақат тажриба орқали ишбич ҳосил қилиш мумкинлигини қайд қилиб ўтамиз. Жумладан, қўшиш принципи ёрдамида электр майдонларини ҳисоблаб, биз тажрибага мос натижалар оламиз.

11-§. Заряднинг ҳажмий ва сиртий зичлиги

Ҳар қандай зарядланган жисмлар ҳосил қиладиган электр майдон кучланганлигини (9.1а) ва (10.1) формулалардан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин.

Зарядланган жисмларнинг ҳар бирининг чизикли ўлчамлари бу жисмлар ва майдоннинг қаралаётган нуқтаси орасидаги масофага қараганда кичик бўлса, у ҳолда ҳар қайси жисмни нуқтавий заряд деб қараш мумкин. Бу ҳолда зарядланган ҳар бир жисм ҳосил қилаётган майдон кучланганлигини (9.1а) формула бўйича ҳисоблаш

ва сўнгра майдонларни қўшиш принциpidан (10.1) фойдаланиб, уларнинг вектор йиғиндисини топиш мумкин.

Агар зарядланган жисм жуда катта бўлиб, уни нуқтавий заряд деб қараш мумкин бўлмаса, у ҳолда зарядларнинг жисм ичида тақсимланишини билиш лозим.

Зарядланган жисм ичида кичик Δt ҳажм ажратамиз ва шу ҳажмдаги электр заряд миқдорини Δq билан белгилаймиз. Ҳажм чексиз камайганда $\frac{\Delta q}{\Delta t}$ нисбат лимитини муайян нуқтада *электр зарядларнинг ҳажмий зичлиги* дейилади. Уни ρ орқали белгилаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \rho. \quad (11.1)$$

Шундай қилиб, заряднинг ҳажмий зичлиги жисмнинг ҳажм бирлигидаги заряд миқдори билан ўлчанади. Ҳажмнинг dt элементидаги заряд миқдори ρdt га тенг. Текис зарядланмаган жисм учун ρ турли нуқтада турлича бўлади. Агар ρ координаталар функцияси каби маълум бўлса, жисм ҳажмидаги заряд тақсимотини ифодалаш мумкин бўлади.

Кўпинча зарядлар жисм сиртида ётган юпқа қатлам ичидagina тақсимланади. Бу ҳолда заряднинг сиртий зичлигидан фойдаланган қулай бўлади, таърифга кўра у

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \sigma. \quad (11.2)$$

Бу ерда Δq — сиртнинг ΔS қисмидаги заряд миқдори. Бошқача айтганда, заряднинг сиртий зичлиги жисмнинг бирлик сиртидаги заряд миқдори билан ўлчанади. Сиртнинг dS элементидаги заряд миқдори σdS га тенг. Жисм сиртидаги заряд тақсимотини ифодалаш учун σ сирт координаталари функцияси сифатида маълум бўлиши керак.

Агар жисм ичидаги заряд тақсимоти маълум бўлса, у ҳолда зарядлар ҳосил қилаётган электр майдонни ҳам ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун зарядланган жисмни чексиз кичик қисмларга бўлиб чиқилади ва уларни нуқтавий зарядлар деб қараб, жисмнинг ҳар бир қисми ҳосил қилаётган майдон кучланганлиги ҳисобланади. Сўнгра жисмнинг ҳар бир қисми учун ҳисоблаб топишган майдонларни қўшиб, тўла майдон топилади; йиғинди одатда интеграллашга келтирилади.

Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, берилган зарядлар бўйича электр майдонни аниқлаш кўпинча потенциаллар фарқини (III боб) ҳисоблаш билан бажарилади, чунки бунда ҳисоблашлар анча соддалашади.

12-§. Куч чизиқлари

Электр майдонни тавсифлаш учун майдоннинг ҳар қайси нуқтадаги кучланганлик вектори берилган бўлиши лозим. Бунини аналитик тарзда, майдон кучланганлигининг координаталарга боғлиқлигини формула кўринишида ифодалаб амалга ошириш мумкин.

Бироқ бундай боғланишни куч чизиқларидан фойдаланиб график тарзда ҳам бериш мумкин.

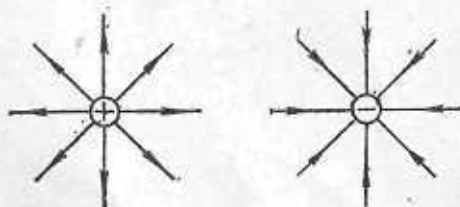
Куч чизиғи ёки майдон кучланганлигининг вектор чизиғи деб, электр майдонда ўтказилган шундай чизиққа айтиладики, бу чизиқнинг исталган нуқтасига ўтказилган уринманинг йўналиши майдон кучланганлиги вектори йўналиши билан мос тушади (6- расм). Ҳар қандай тўғри чизиқ каби уринма ҳам икки ўзаро қарама-қарши йўналишни ифодалайди, шунинг учун куч чизиғига маълум йўналиш берилади, уни чизмада стрелка билан белгиланади.

6- расм. Куч чизиқларини аниқлашга доир.

Куч чизиқлари ёрдамида фақат йўналиши эмас, балки майдон кучланганлиги катталигини ҳам тасвирлаш учун майдон графикларида куч чизиқларини маълум қуюқликда ўтказиш, чунончи, куч чизиқларига перпендикуляр бўлган бирлик сирт орқали ўтаётган куч чизиқлари сони муайян нуқтада майдон кучланганлиги катталигига тенг (ёки пропорционал) бўлиши лозимлиги шартлашилган.

Майдон куч чизиқларини тасвирлаб, майдоннинг ўзига хос графиклари ёки карталарини оламиз. Улар майдоннинг турли қисmlарида кучланганлик нимага тенглигини ва у фазода қандай ўзгаришини кўрсатади. Майдонларни бу усулда тасвирлаш анча кўргазмали бўлгани туфайли электротехникада кенг қўлланилади.

Айтилганлардан майдоннинг ҳар қандай нуқтаси орқали куч чизиғи ўтказиш мумкинлиги келиб чиқади. Бундан кейин майдон-

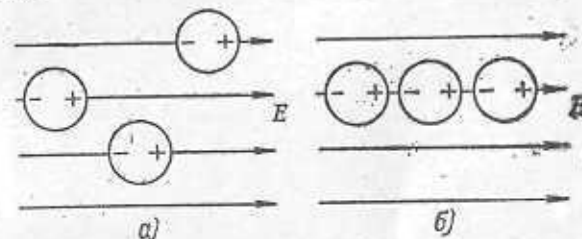


7- расм. Нуқтавий заряднинг куч чизиқлари.

Куч чизиқлари индукцион зарядлар пайдо бўладиган атрофдаги предметларда тугайди (ёки бошланади).

нинг ҳар қайси нуқтасида кучланганлик вектори маълум йўналишга эга бўлгани учун куч чизиқлари ҳеч қаерда ўзаро кесишмайди.

7- расмда мисол тариқасида нуқтавий заряднинг куч чизиқлари манзараси берилган. Заряддан бирор r масофада куч чизиқларининг қуюқлиги (зичлиги) заряддан чиққан куч чизиқлари тўла сони N нинг радиуси r бўлган сфера сиртига нисбатига тенг, яъни $N/4\pi r^2$. У ҳам майдон кучланганлиги каби заряддан узоқлашган сари масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камайиб боради.



8- расм. Электр майдондаги майда зарралар.

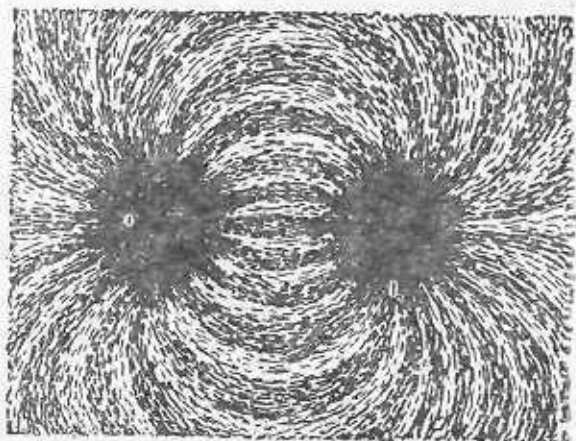
Агар электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин бўлса, унда бу майдоннинг куч чизиқлари манзарасини ҳам чизиш мумкин бўлади. Бироқ мураккаб шаклдаги зарядланган жисмларнинг майдон кучланганлигини ҳисоблаш қийинлик қилади. Бундай ҳолларда куч чизиқлари манзарасини тажрибада ҳосил қилиш мумкин.

Агар электр майдонга бирор майда зарралар жойлаштирилса, уларда индукцияланган зарядлар пайдо бўлади (8- а расм). Бундай зарралар турли ишорали зарядларнинг ўзаро тортишини ва бир хил ишорали зарядларнинг ўзаро итаришини таъсири остида куч чизиқлари йўналиши бўйича занжир кўринишида ўрнашиб олгунга қадар силжийди (8- б расм). Электр майдонни экспериментал текширишда худди ана шу ҳодисадан фойдаланилади: ўрганилаётган майдонга майда қаттиқ зарралар кукуни аралаштирилган мос суюқ изолятор киритилади; кукун зарралари электр майдонда бир электроддан (заряддан) иккинчисигача чўзилган қўп сонли занжирлар шаклида жойлашиб қолади ва бу билан куч чизиқларининг шакли ва жойлашишини ақс эттиради.

9- расмда турли ишорали заряд билан зарядланган иккита бир хил шарчалар орасидаги электр майдон тасвирланган. Агар атрофдаги бошқа жисмлар етарлича узоқда, яъни шарчалар орасидаги масофага қараганда анча узоқ масофада жойлашган бўлса, расмда тасвирланган майдон ҳосил бўлади.

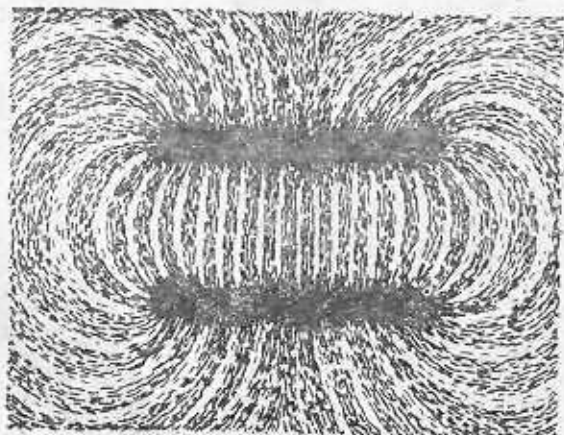
Турли исмли зарядлар билан зарядланган иккита параллел металл пластинка орасидаги электр майдонни ҳам қараб чиқамиз. Бундай система ясси конденсатор деб аталади.

Ясси конденсаторнинг электр майдони 10- расмда тасвирланган. Агар пластинкалар орасидаги масофа пластинкаларнинг ўлчамларига қараганда жуда кичик бўлса, у ҳолда бир пластинкадан чиқаётган куч чизиқларининг деярли ҳаммаси иккинчисига тугайди. Бу, бир пластинкани зарядлаганда бошқасида катталиги шунга тенг бўлган индукцион заряд пайдо бўлади демакдир. Конденса-



9- расм. Турли ишорали зарядланган икки шарча орасида электр майдондаги куч чизиқлари.

торнинг ўрта қисмида куч чизиқлари бир хил қуюқликда жойлашган параллел чизиқлар кўринишига эга бўлади. Бинобарин, ясси конденсаторда майдон кучланганлиги турли нуқталарда бир хил



10- расм. Ясси конденсаторнинг электр майдони.

бўлади. Бундай майдон энг содда майдон бўлиб, уни бир жинсли майдон дейилади. 10- расмдан яна шуни кўриш мумкинки, пластинкаларнинг четларига яқинроқда куч чизиқлари эгриланади, яъни майдон бир жинсли бўлмай қолади.

Хулоса қилиб шуни қайд қилиб ўтамизки, куч чизиқлари металл электродларнинг сиртига перпендикуляр йўналган бўлади. Шундай бўлиши тушунарли. Агар майдон кучланганлиги ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлмаганда эди, унда сиртга уринма бўйича йўналган майдоннинг ташкил этувчиси мавжуд бўлар эди. Бу ташкил этувчи таъсири остида ўтказгичнинг ўтказувчанлик электроилари сирт бўйича ҳаракатга келар эди ва биз электр зарядлар мувозанатига эга бўлмас эдик.

13- §. Остроградский — Гаусс теоремаси

Қуйида баён қилинадиган муҳим теоремани қўллаганда электр майдонни ҳисоблаш кўпинча жуда соддалашади. Бу қонун М. В. Остроградский томонидан умумий математик теорема кўринишида аниқланган ва Гаусс томонидан электр майдонга татбиқ қилинган эди.

Бу теоремани таърифлаш учун электр силжиши ёки, бошқача айтганда, электр индукция деган янги тушунчани киритамиз. Таърифга кўра/вакуум учун электр силжиш қуйидагига тенг

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (13.1)$$

Ихтиёрий муҳит учун бу тушунчанинг умумлаштирилиши 41- § да берилади. Агар электр майдонни битта нуқтавий заряд ҳосил қилаётган бўлса, унда заряддан r масофада электр силжиш катталиги

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}, \quad (13.2)$$

га тенг бўлади, \mathbf{D} векторнинг йўналиши \mathbf{E} майдоннинг йўналиши билан мос келади.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, СГСЭ системада майдон кучланганлиги ва электр силжиш вакуумда бир-бирига тенг. СИ системада эса улар турлича.

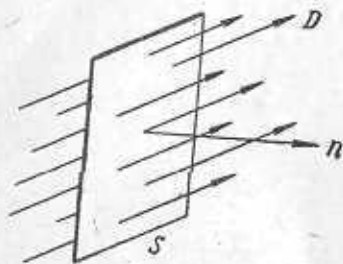
Куч чизиқларига ўхшаш (12- §) фазода электр силжишнинг тақсимланишини график тарзда ифодалаш учун биз электр силжиш чизиқларидан фойдаланамиз. Фазонинг ҳар бир нуқтасида бу чизиқларнинг йўналиши электр силжиш вектори йўналиши билан мос тушади, уларнинг қуюқлиги эса электр силжиш катталигига тенг.

Энди электр силжиш вектори оқими тушунчасини киритамиз. Электр майдонда ясси сирт S ни қараймиз ва унга нисбатан \mathbf{n} нормаль йўналишини танлаймиз (11- расм). Даставвал, майдонни бир

жинсли, аммо нормаль йўналиши билан ихтиёрий α бурчак ташкил қилади деб ҳисоблаймиз. Ушбу

$$N = SD \cos \alpha = SD_n \quad (13.3)$$

катталики берилган сирт орқали электр силжиш векторининг оқими дейилади. Бу ерда D векторининг нормаль n нинг йўналишига проекцияси D_n орқали белгиланган.



11-расм. Берилган сирт орқали электр силжиш оқими.

Электр силжиш чизиқларининг қуюқлиги D га тенг бўлгани туфайли, берилган сирт орқали электр силжиш векторининг оқими шу сирт орқали ўтаётган электр силжиш чизиқларининг тўла сонига тенг деб айтиш мумкин.

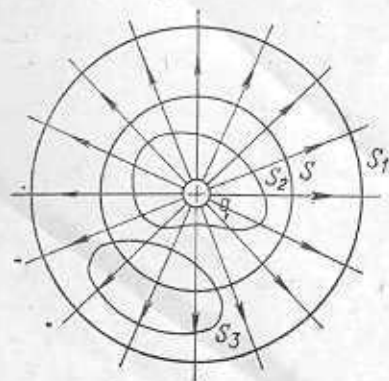
Агар майдон бир жинсли бўлмаса ва оқим ўтаётган сирт ясси (текис) бўлмаса, бу сиртни чексиз кичик dS элементларга ажратиш ва ҳар қайси элементни текис, унинг яқинидаги майдонни эса бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин бўлади. Шунинг учун

исталган электр майдон учун элемент сирти орқали оқимнинг силжиши $dN = D_n dS$ бўлади. Исталган бир жинсли бўлмаган электр майдонда S сирт орқали тўла силжиш оқими қуйидагига тенг:

$$N = \int_S D_n dS \quad (13.4)$$

Шуни қайд қилиб ўтамизки, ўтаётган силжиш чизиқлари сонини аниқлайдиган силжиш оқими скаляр катталикдир.

(13.3) дан кўринишича, оқим мусбат бўлиши ҳам, манфий бўлиши ҳам мумкин. Силжиш чизиқларининг йўналиши нормаль йўналиши билан ўткир бурчак ташкил қилса ($\cos \alpha > 0$), у ҳолда оқим мусбат бўлади. Агар бу бурчак ўтмас бурчак бўлса ($\cos \alpha < 0$), оқим манфий бўлади.



12-расм. Остроградский—Гаусс теоремасини келтириб чиқаришга доир.

Энди нуқтавий мусбат заряд q ни қараб чиқамиз ва бу зарядни қўраб олган ва маркази заряд турган нуқтада бўлган берк сферик сирт S орқали электр силжиш оқимини ҳисоблаймиз (12-расм). Нормалнинг мусбат йўналиши қилиб ташқи нормаль йўналишини танлаймиз. Бунда сферанинг ҳамма нуқталарида D бир хил ва бундан ташқари, ҳамма жойда $\cos \alpha = 1$.

Шунинг учун

$$N = \frac{1}{4\pi R^2} 4\pi R^2 q = q.$$

Бу натижа фақат сферик сирт учун ўринли бўлиб қолмай шунингдек, исталган берк сирт учун ва бу сирт ичида заряднинг исталганча жойлашиши учун ҳам ўринлидир.

Ҳақиқатан ҳам, олинган натижа сферик сирт орқали ўтувчи силжиш оқими сферанинг радиусига боғлиқмаслигини ва сфера S учун ҳамда у билан концентрик бўлган исталган бошқа S_1 сфера учун бирдай бўлишини кўрсатади (12-расм). Бу, зарядлар бўлмаган S ва S_1 орасидаги фазода силжиш чизиқлари узлуксизлигини билдиради. Электр силжиш чизиқлари фақат электр зарядларда бошланади ва уларда тугайди.

Аммо силжиш чизиқларининг узлуксизлиги сабабли зарядни қўраб олган ихтиёрий S_2 сирт орқали ўтаётган силжиш чизиқларининг тўла сони, яъни N силжиш оқими қиймати S_1 ва S сфералар учун қандай қийматга эга бўлган бўлса, худди шундай қийматга эга бўлади, яъни

$$N = \int D_n dS = q. \quad (13.5)$$

Аксинча, агар берк сирт зарядни қўраб олмаган бўлса (12-расмда S_3), бу сирт орқали ўтувчи силжиш оқими нолга тенг, чунки сирт орқали кираётган силжиш чизиқлари сони ундан чиқаётган силжиш чизиқлари сонига тенг.

Шунингдек, (13.5) дан берк сирт орқали оқим заряднинг сирт ичида жойлашишига боғлиқ эмаслиги келиб чиқади. Бу олинган натижа фақат битта заряд учун ўринли бўлиб қолмай, балки ихтиёрий жойлашган исталган сондаги зарядлар учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатади (бунда q деганда сирт ичида турган барча зарядларнинг алгебраик йиғиндисини тушуниш лозим).

(13.5) формула Остроградский—Гаусс теоремасини ифодалайди: берк сирт орқали электр силжиш оқими сирт ичида жойлашган барча зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, бу теоремани исбот қилишда Кулон қонунига таяндик, шунинг учун у Кулон қонунининг натижасидир. Агар (2.1) формулада масофанинг даража кўрсаткичи 2 эмас, балки бошқа бирор бутун сон бўлса, у ҳолда исботланган теорема ҳам ўринли бўлмас эди.

(13.5) формуладан силжиш оқимининг ўлчамлиги ҳам электр зарядники каби бўлиши кўриниб турибди. Шунинг учун заряд каби силжиш оқими бирлиги ҳам кулон бўлади. Бу — 1 Кл зарядни қўраб олган берк сирт орқали ўтувчи оқим.

Электр силжишни силжиш йўналишига нормал бўлган сирт бирлиги орқали ўтувчи силжиш оқим каби, ёки бошқача, силжиш

оқими зичлиги каби аниқлаш мумкин. Шунинг учун электр силжиш бирлиги квадрат метрга кулондан иборат (Кл/м^2).

Электр майдонни Остроградский—Гаусс теоремаси ёрдамида ҳисоблашга доир баъзи содда мисолларни кўриб чиқамиз.

1- мисол. Текис зарядланган текислик. Заряднинг сиртий зичлиги σ бўлган текис зарядланган чексиз текислик берилган. Симметрия мавжудлиги туфайли равшанки, силжиш чизиқлари текисликка фақат перпендикуляр йўналиши мумкин. Бу ҳолда Остроградский—Гаусс теоремасида берк (ёпиқ) сирт сифатида зарядланган текисликка перпендикуляр бўлган ва куч чизиқларига перпендикуляр жойлашган ҳамда зарядланган текисликнинг ҳар иккала томонидан иккита ясси асос билан чегараланган тўғри цилиндрни танлаш қулай бўлади (13-расм). Цилиндр ясовчилари силжиш чизиқларига параллел бўлгани туфайли ($\cos\alpha = 0$), цилиндрнинг ён сиртлари орқали силжиш оқими нолга тенг ва шунинг учун цилиндрдан ўтадиган тўла оқим унинг асослари орқали ўтувчи оқимларнинг йигиндисига тенг: $N = 2DS$. Цилиндр ичига қамалган тўла заряд σS га тенг. Шунинг учун Остроградский—Гаусс теоремасини қўллаб,

$$2DS = \sigma S$$

ни ҳосил қиламиз, бундан

$$D = \frac{1}{2}\sigma.$$

Вакуумда текис зарядланган текисликнинг майдон кучланганлиги қуйидагига тенг:

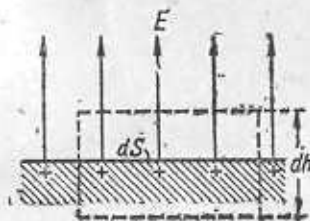
$$E = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma. \quad (13.6)$$

2- мисол. Зарядланган ўтказгичнинг сирти. Энди ихтиёрий зарядланган металл ўтказгич сирти яқинида металл ўтказгичда зарядлар мувозанатда турган бўлганда майдон кучланганлиги нимага тенглигини кўриб чиқамиз.

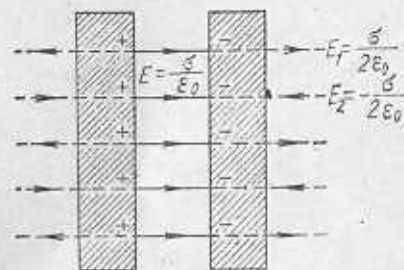
Масалани ечишда электр ток бўлмаганда куч чизиқлари доим ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлишини (12 §) ҳисобга оламиз. Кейин равшанки, бу ҳолда ўтказгич ичида майдон кучланганлиги доим нолга тенг. Ҳақиқатан ҳам, агар бу шундай бўлмаганда эди, унда металлнинг ўтказувчанлик электронлари ҳаракатга келар

эди, яъни ўтказгичда электр ток пайдо бўлар эди, бу эса шартга зид.

Ўтказгич сиртида чексиз кичик сирт элементи dS ни ажратамиз (14-расм) ва ундаги заряднинг сиртий зичлигини σ орқали белгилаймиз. Ёпиқ сирт сифатида яна цилиндр оламиз. Бу цилиндрнинг асослари dS ва баландлиги чексиз кичик dh дан иборат. Мазкур ҳолда ўтказгичнинг чексиз кичик сирт элементини қараб чиқиш лозим, чунки умумий ҳолда σ сиртнинг у нуқтасидан бу нуқтасига ўтилганда ўзгаради. Цилиндрнинг баландлиги ҳам чексиз кичик бўлиши лозим, чунки ихтиёрий шаклдаги ўтказгич олинган ҳолда



14-расм. Зарядланган ўтказгич сиртидаги электр майдон.



15-расм. Ясси конденсатор ичидаги электр майдон конденсатор қопламаларининг зарядланган текисликлари ҳосил қилаётган майдонлар йигиндисидан иборат.

силжиш чизиқлари ўтказгичнинг сиртига бевосита яқин жойдагина перпендикуляр бўлади. Бу ҳолда тўла силжиш оқими битта асос орқали ўтувчи оқимга тенг ва қуйидагига эга бўламиз:

$$D dS = \sigma dS.$$

Шунинг учун

$$D = \sigma, \quad E = \sigma / \epsilon_0. \quad (13.7)$$

Шундай қилиб, ўтказгич сиртида D нинг қиймати бевосита заряднинг сиртий зичлигига тенг, яъни ўтказгич ичида бирлик сиртга кўчган (силжиган) заряд катталигига тенг. Бу билан «Электр силжиш» терминининг келиб чиқиши тушунтирилади. Бу натижадаги ажойиблик шундан иборатки, сиртнинг қаралаётган нуқтаси яқинида майдон кучланганлиги ва электр силжиш ўтказгичнинг шаклига, ундаги заряд тақсимолига, шунингдек, бошқа қўшни ўтказгичлар жойлашишига боғлиқ эмас.

(13.6) ва (13.7) формулаларни солиштирганда эидият бордек туюлади: биз иккала ҳолда ҳам зарядланган сиртларга эгамиз, бироқ улар яқинида майдон кучланганлиги икки марта фарқ қилади. Аслида эса бу ерда ҳеч қандай эид-

дият йўқ. (13.6) формула фақат текисликда жойлашган зарядлар ҳосил қилган майдонни ифодалайди. Утказгич сирти ҳолида эса ундан чиқаётган куч чизиқлари доим бошқа жисмларда тугайди. Бу жисмларда индукцион зарядлар пайдо бўлади. (13.7) формула қаралаётган сиртдаги, шунингдек, атрофдаги жисмларда мавжуд бўлган барча зарядлар таъсирини ҳисобга олади.

Айтилганларни яси конденсатор мисолида тушунтириш мумкин (15-расм). Бирор пластинкада зичлиги $+\sigma$ бўлган заряд пайдо бўлганда иккинчи пластинкада доим тескари ишорали $-\sigma$ зичликли заряд пайдо бўлади. Бу зарядлар ўзаро тортишиш таъсири остида пластинкаларнинг ички сиртларида мужассамланади. Ҳар қайси пластинканинг зарядланган сирти ўзларидан ҳар икки томонда майдон кучланганлигини ҳосил қилади, бу майдон кучланганлиги (13.6) формула билан ифодаланиб, $\pm \sigma/2\epsilon_0$ га тенг бўлади. Металл пластинкалар ичида ва конденсатор ташқарисида бу майдонлар қарама-қарши (тескари) йўналган, шунинг учун йингидиси нолга тенг. Аксинча, конденсатор ичида бу майдонлар бир хил йўналган ва қўшилиб пластинкалар сиртида (13.7) га мувофиқ σ/ϵ_0 кучланганлигини беради. Мазкур хусусий ҳолда электр майдон бир жинсли ва шунинг учун унинг кучланганлиги пластинкалар сиртида қандай бўлса, майдоннинг бошқа нуқталарида ҳам шундай. Буни 12-§ да баён қилинган тажрибада кўрган эдик.

3- мисол. Текис зарядланган шар. Иккита шар шаклидаги концентрик электродлар орасидаги электр майдонни кўриб чиқамиз. Бундай электродлар системасини шар конденсатор дейилади.

Агар ташқи электродни ерга улаб, ички шарга $+q$ заряд берилса, унда ташқи электродда индукцияланган заряд ($-q$) пайдо бўлади. Ўзаро тортишиш таъсири остида бу зарядлар фақат ички шар сиртида ва ташқи электроднинг ички сиртидагина жойлашади.

Масаланинг симметрия шартидан яна равшанки, иккала шарда ҳам зарядлар текис тақсимланади ва силжиш чизиқлари фақат радиал тўғри чизиқлар бўлиши мумкин. Шунинг учун ёпиқ сирт сифатида электродлар орасида жойлашган ва иккала электрод билан умумий марказга эга бўлган r радиусли сферани танлаган қулай. Унда Остроградский—Гаусс теоремасидан

$$N = D \cdot 4\pi r^2 = q$$

келиб чиқади, ундан

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}. \quad (13.8)$$

Бу формула электродлар орасида майдон кучланганлиги ички шар марказидан майдоннинг қаралаётган нуқтасигача масофа r га боғлиқ эканлигини, бироқ ташқи электроднинг ўлчамларига умуман боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади. Шунинг учун ташқи электроднинг радиуси қанчалик катта бўлмасин, биз ўша майдон кучланганлигининг ўзини оламиз.

Агар ташқи электрод ички электродга қараганда анча катта бўлса, у ҳолда ички шар яқинидаги электр майдон ташқи электроднинг шаклига ҳам боғлиқ бўлмайди. Бунга сабаб шуки, узоқлаштирилган ташқи электродда унинг шаклининг ўзгариши ички шардаги заряд тақсимотиға таъсир қилмайди, у аввалгидек, текис тақ-

симланган бўлади. Бинобарин, ташқи электрод сифатида узоқлаштирилган ерга уланган турли предметлар, масалан, деворлар, хонанинг поли ва шипи олинган ҳолларда ҳам (13.8) формулани шар яқинидаги майдон учун қўллаш мумкин. Шунинг учун кўпинча иккинчи электрод нимадан иборатлигини кўрсатмай туриб, тўғридан-тўғри зарядланган шар майдони тўғрисида гапирилади.

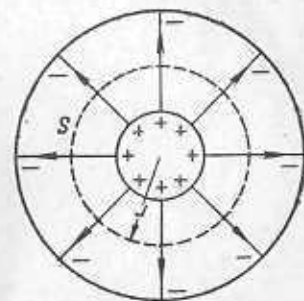
Сирти бўйича текис зарядланган шарнинг электр майдони ташқи фазода шарнинг тўла зарядига тенг бўлган ва шар марказида жойлаштирилган нуқтавий заряд майдони билан мос тушади.

Агар ҳажми бўйича текис зарядланган шар қаралаётган бўлса эди, шар ташқарисида майдон кучланганлиги ҳам (13.8) формула билан ифодаланар эди. Иккала ҳолда ҳам шар ичида майдон кучланганлиги турлича. Сирти бўйича текис зарядланган шар учун исталган ички нуқтада майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади. Агар шар ҳажми бўйича текис зарядланган бўлса, унда майдон кучланганлиги фақат шар марказида нолга тенг бўлади ва марказдан узоқлашган сари майдон кучланганлиги r га пропорционал равишда орта боради. Шунингдек, Остроградский—Гаусс теоремаси ёрдамида бунинг тўғрилигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

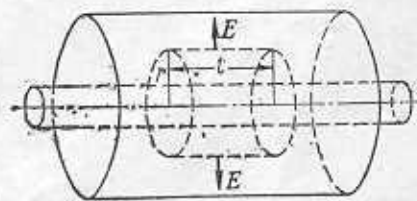
4- мисол. Текис зарядланган цилиндр. Иккита коаксиал металл цилиндр орасидаги электр майдон кучланганлигини ҳам ҳисоблайлик. Бундай системани цилиндрик конденсатор дейилади.

Ташқи цилиндр ерга уланган ички цилиндрга эса унинг ҳар бир узунлик бирлигига $+q_1$ заряд берилган деб фараз қиламиз. Унда ташқи цилиндрда ҳам унинг узунлик бирлигида $-q_1$ заряд пайдо бўлади ва бу зарядлар иккала цилиндрнинг фақат бир-бирга қараган сиртларидагина мужассамланади. Цилиндрларнинг узунлигини уларнинг радиусларига нисбатан жуда катта деб ҳисоблаймиз.

Симметрия шартларидан равшанки, зарядлар шар сиртида текис тақсимланади, силжиш чизиқлари эса радиал тўғри чизиқ бўлиб, иккала цилиндр сиртларига перпендикуляр. Бу ҳолда оқимни ҳисоблаш учун сирт сифатида 17-расмда кўрсатилган цилиндрик сиртни танлаган маъқул. Цилиндр асоси



16-расм. Шар конденсаторининг электр майдони.



17-расм. Цилиндрик конденсатор майдонини ҳисоблашга доир.

орқали ўтувчи оқим нолга тенг ($\cos \alpha = 0$) бўлгани, ён сирт силжиш чизиқларига перпендикуляр ($\cos \alpha = 1$) бўлгани туфайли (13.5) формула қуйидагини беради:

$$D 2\pi r l = q_1 l.$$

Бундан цилиндрлар ўқидан r масофада турган электродлар орасидаги нуқтада майдон кучланганлиги

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r} \quad (13.9)$$

ни оламиз. Бу ифода конденсаторларнинг чеккаларига унча ҳам яқин бўлмаган барча участкалари учун ўринлидир. Бу ифодани амалда цилиндр чеккасидан ташқи цилиндрининг бир диаметри тартибидаги масофадаёқ қўллаш мумкин.

Олдинги мисолдаги каби, бунда ҳам, электродлар орасидаги майдон кучланганлиги ташқи цилиндрининг радиусига боғлиқ эмас. Агар ташқи электроднинг ўлчамлари ички цилиндрининг радиусидан анча катта бўлса, унда ички цилиндр яқинида майдон кучланганлиги ташқи электроднинг шаклига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун бу ерда кўпинча текис зарядланган цилиндр майдони тўғрисида гапирилади. Атрофдаги предметлардан анча катта масофага узоқлаштирилган металл симлар атрофида (13.9) формула билан ифодаланган майдон кучланганлигига эга бўламиз.

14-§. Пуассон тенгламаси

(13.5) формула шаклидаги Остроградский—Гаусс теоремаси электр силжиш қийматини бирор ёпиқ сирт билан чегараланган ҳажм ичида-турган заряд катталиги билан боғлайди, яъни майдоннинг турли нуқталарига тегишли бўлган катталикларни боғлайди. Бу теоремага шундай шакл ҳам бериш мумкинки, унга майдоннинг фақат битта нуқтасига тегишли бўлган катталиклар кирсин. Бунинг учун теоремани чексиз кичик ҳажмга татбиқ қилиш лозим.

Тўғри бурчакли координаталар системаси X, Y, Z ни киритамиз ва бирор $a(x, y, z)$ нуқтада электр силжишнинг $D(D_x, D_y, D_z)$ орқали белгилаймиз. Учи a нуқтада ва ёқлари dx, dy, dz координата ўқларига параллел бўлган чексиз кичик тўғри бурчакли параллелепипед (18-рasm)ни қараб чиқамиз ва унинг сирти орқали силжиш оқимини ҳисоблаймиз. a дан ўтадиган $dy dz$ ёқлар (18-рasmда у штрихланган) орқали оқим

$$x - D dy dz$$

бўлади, бунда $dy dz$ га ташқи нормаль ва D_x нинг мусбат йўналиши $\alpha = \pi$ ($\cos \alpha = -1$) бурчак ташкил қилгани учун минус ишора қўйилган. X ўқ бўйича dx га силжиган параллел қирраси (у ҳам

штрихланган) орқали оқим $(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx) dy dz$ дан иборат. Шунинг учун бу икки қирра орқали оқим

$$(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx) dy dz - D_x dy dz = \frac{\partial D_x}{\partial x} d\tau$$

бўлади, бунда $d\tau = dx dy dz$ — параллелепипеднинг ҳажми. Худди шу тарзда бошқа икки жуфт қирралари орқали оқимни ҳисоблаб ва уларни қўшиб, параллелепипеднинг бутун сирти орқали тўлиқ оқимни оламиз:

$$(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}) d\tau.$$

Агар қаралаётган фазода ҳажм бўйича $\rho = \rho(x, y, z)$ ҳажмий зичликда тақсимланган заряд мавжуд бўлса, у ҳолда параллелепипед ҳажмидаги заряд миқдори $\rho d\tau$ га тенг бўлади. Буни (13.5) га мувофиқ параллелепипед сирти орқали ўтувчи тўла оқим қийматига тенглаб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho. \quad (14.1)$$

Остроградский—Гаусс теоремасини дифференциал шаклда ифодаловчи бу муносабатни *Пуассон тенгламаси* деб юритилади.

Вектор анализда ёпиқ сирт S орқали бирор оқим вектори A нинг шу S сирт билан чегараланган ҳажм катталиги τ га нисбатининг $\tau \rightarrow 0$ даги limiti (агар бу лимит мавжуд бўлса) S сиртининг шаклига боғлиқ бўлмайди. Бу нисбатнинг limiti A векторнинг тарқалиши ёки *дивергенцияси* деб аталади ва махсус символ $\text{div } A$ билан белгиланади. Шундай қилиб, таърифга кўра

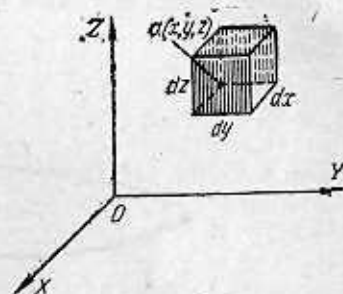
$$\text{div } A = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\int_S A_n dS}{\tau}.$$

Оқим вектори ва ҳажм скаляр катталиклар бўлгани учун векторнинг дивергенцияси ҳам скалярдир.

Бу тушунчадан фойдаланиб, Пуассон тенгламасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\text{div } D = \rho.$$

Агар D векторнинг ташкил этувчилари бирор координаталар системасида шу координаталарнинг функцияси кўринишида берил-



18-рasm. Остроградский — Гаусс теоремасини дифференциал шаклда келтириб чиқаришга доир.

ган бўлса, у ҳолда ҳар доим ҳар бир нуқтада $\operatorname{div} D$ нинг қийматини ҳисоблаш мумкин. Масалан, агар тўғри бурчакли Декарт координаталаридан фойдалансак,

$$\operatorname{div} D = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

бўлишини юқорида кўрган эдик.

15-§. Электр майдонда диполь

Ўзаро қаттиқ (бикр) боғланган ва бир-биридан l масофада жойлашган, катталиги $+q$ ва $-q$ бўлган иккита нуқтaviй зарядни қараб чиқамиз. Иккала заряднинг силжишини l вектор билан характерлаймиз. Бу вектор манфий заряддан мусбатга йўналган. Бундай жуфт зарядларни *қўш электр қутб* ёки *электр диполь* деб аталади.

Электр диполлар билан тез-тез иш кўришга тўғри келади. Электр майдондаги унча катта бўлмаган ўтказувчи жисмин тақрибан диполь деб қараш мумкин, чунки унинг учларида катталиклари бўйича бир хил ва ишоралари турлича бўлган индукцион зарядлар ҳосил бўлади. Худди шундай зарядлар диэлектрикларда ҳам ҳосил бўлишини ва шунинг учун электр майдондаги унча катта бўлмаган диэлектрик жисмин ҳам диполь каби қараш мумкинлигини V бобда кўрамиз. Ниҳоят, кўпгина молекулалар марказлари бир-бирига нисбатан силжиган мусбат ва манфий ионлардан тузилган. Бундай молекулаларни кўпгина ҳолларда электр диполлар деб ҳисоблаш мумкин.

Электр майдонда диполга таъсир қилувчи кучни топамиз, шу билан бирга дастлаб майдонни бир жинсли деб ҳисоблаймиз (19-расм). Диполнинг учларига катталиги $F = qE$ бўлган кучлар таъсир қилади, бунда E — майдон кучланганлиги. Бу кучлар қарама-қарши йўналган ва жуфт кучни ҳосил қилади. Бу жуфтнинг моменти M

$$M = qEl \sin \alpha$$

га тенг, бунда α — вектор l ва майдон кучланганлиги E орасидаги бурчак.

Жуфт куч моменти катталиги заряд q нинг диполь узунлиги l га кўпайтмасига тенглигини кўрамиз. Бу дейилади. Диполь моменти p вектор

$$p = ql \quad (15.1)$$

19-расм. Бир жинсли майдондаги диполь.

кўпайтмани *диполь моменти* катталик бўлиб,

га тенг. У ҳам худди l каби манфий заряддан мусбатга томон йўналган. Электр диполь моментининг ўлчов бирлиги кулон-метр (Кл·м).

Диполь моменти тушунчасидан фойдаланиб, диполга таъсир қилаётган жуфт кучлар моментини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = pE \sin(p, E). \quad (15.2)$$

Бу жуфт моментнинг йўналиши диполнинг айланмиш ўқи билан мос тушади, яъни p ва E га перпендикуляр.

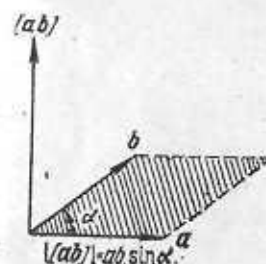
Агар векторлар алгебрасидаги белгилашлардан фойдалансак, у ҳолда жуфт куч моменти катталиги ва йўналишини битта формула билан ифодалаш мумкин. Маълумки, a ва b векторларнинг вектор кўпайтмаси $[ab]$ деб шундай векторга айтиладики, унинг катталиги $ab \sin(\alpha, b)$ га тенг, яъни томонлари a ва b векторлар билан ясалган параллелограммнинг юзига тенг. Бу вектор a ва b га перпендикуляр бўлиб, ўнг парманинг a дан b га айлантиргандаги илгариланма ҳаракат йўналиши бўйича йўналган (20-расм). Шунинг учун диполга таъсир қилаётган жуфт кучлар моментининг вектори M ни қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$M = [pE]. \quad (15.3)$$

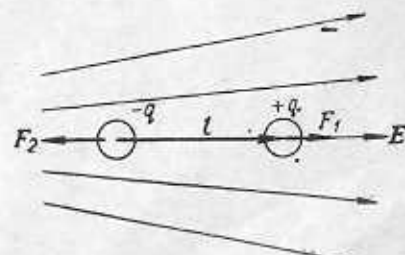
Бир жинсли майдонда-диполга фақат жуфт куч таъсир қилиб, бу куч диполни p ва E нинг параллел бўлишига интилиб, бурнишга ҳаракат қилади.

Электр майдонда диполни бирор бурчакка буриш учун маълум миқдорда иш бажариш лозим. Бу иш диполнинг потенциал энергияси ортишига пропорционал бўлгани туфайли ундан электр майдондаги диполнинг энергияси учун ифодани топиш мумкин. Майдон йўналишига перпендикуляр бўлган ($\alpha = \pi/2$) диполнинг энергиясини нолга тенг деб оламиз. У ҳолда диполь моменти билан майдон йўналиши α бурчак ҳосил қилгандаги диполнинг энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \int_{\pi/2}^{\alpha} pE \sin \alpha \, d\alpha = -pE \cos \alpha. \quad (15.4)$$



20-расм. Икки векторнинг вектор кўпайтмаси.



21-расм. Бир жинсли бўлмаган майдондаги диполь.

Энди бир жинсли бўлмаган майдонда жойлашган диполни қараб чиқамиз. Соддалик учун диполь моменти майдон йўналишига параллел ($\alpha=0$) деб фараз қиламиз (21-расм). Бу ҳолда диполь учларига таъсир қилувчи кучлар бир хил бўлмай, уларнинг натижаловчиси нолга тенг эмас. Бир жинсли бўлмаган майдонда диполга уни қатта кучланганликли майдон соҳаси томон суришга интилади-ган куч таъсир қилади.

Бу куч катталигини топамиз. Координата ўқи X ни диполь моменти бўйича йўналтирамиз ва диполнинг узунлиги Δl ни жуда кичик (элементар диполь) деб ҳисоблаймиз. Диполнинг манфий учига таъсир қилувчи куч — qE дан иборат, бунда E — заряд — q турган нуқтадаги майдон кучланганлиги. Диполнинг мусбат учига таъсир қилувчи куч $+q[E + (dE/dx)\Delta l]$ га тенг, бунда Δl — диполь узунлиги. Шунинг учун тўлиқ куч F қуйидагига тенг бўлади:

$$F = q \left(E + \frac{dE}{dx} \Delta l - E \right) = q \Delta l \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx}. \quad (15.5)$$

Бир жинсли майдонда $dE/dx = 0$ га тенг ва натижаловчи куч ҳам нолга тенг.

Агар диполь бир жинсли бўлмаган майдонда турса ва у майдонга параллел бўлмаса, у ҳолда диполга уни майдонга параллел қилиб буришга интилувчи куч ва диполни кучли майдон соҳасига тортувчи кучдан иборат жуфт куч таъсир қилади.

Тўғри бурчакли координаталарда электр майдон кучланганлигининг ташкил этувчилари — E_x, E_y, E_z ; ўша ўқларда диполь моменти-нинг ташкил этувчилари — p_x, p_y, p_z бўлсин. Худди юқоридаги каби иш тутиб, кучнинг X ўқ бўйича ташкил этувчиси

$$F_x = p_x \frac{\partial E_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_x}{\partial y} + p_z \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (15.6)$$

бўлади. F_y ва F_z кучларнинг ташкил этувчилари ҳам шунга ўхшаш формулалар билан ифодаланади.

III БОБ

ПОТЕНЦИАЛЛАР ФАРҚИ

16-§. Электростатик майдонда бажарилган иш

Электр майдон хоссаларини тушунишда потенциаллар фарқи ёки электр кучланиш тушунчаси катта аҳамиятга эга. Электр майдон кучлари бажарган ишни қараб чиқиб, шу тушунчага келамиз.

Фараз қилайлик, электр заряд бирор электр майдонда нуқта 1 дан нуқта 2 га кўчсин. Электр майдонда зарядга куч таъсир қилгани туфайли бундай кўчишда маълум иш бажарилади. Бу ишни A_{12}

орқали белгилаймиз. Агар шу заряднинг ўзи ўша йўлда тескари йўналишда кўчса (нуқта 2 дан нуқта 1 га), у ҳолда ишнинг катталиги ўшанинг ўзи бўлади, лекин унинг ишораси ўзгаради, яъни $A_{12} = -A_{21}$.

Энди қўзғалмас зарядлар ҳосил қилган электр майдонни (электростатик майдонни) қараб чиқамиз. Шунинг остига кўриш мумкинки, электростатик майдонда заряд кўчиришда бажарилган иш заряд ҳаракатланадиган йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, фақат 1 ва 2 нуқталарнинг вазияти билан, яъни йўлнинг боши ва охири билан аниқланади.

Ҳақиқатан ҳам, бу шундай эмас ва зарядни L контур бўйлаб кўчиришда (22-расм) бажарилган $A_{12}^{(L)}$ иш L_1 контур учун бажарилган $A_{12}^{(L_1)}$ ишга тенг эмас, дейлик. Шу билан бирга бу иккала контур ҳам 1 ва 2 нуқталарнинг ўзини туташтиради. Унда L ва L_1 йўллардан тузилган берк контур бўйича зарядни кўчириб, электр кучлар

$$A_{12}^{(L)} + A_{21}^{(L_1)} = A_{12}^{(L_1)} + A_{21}^{(L)}$$

иш бажарганлигини топамиз, бу иш нолга тенг эмас. Лекин бу энергиянинг умумий сақланиш қонунига зид. Агар майдонни ҳосил қилаётган зарядлар қўзғалмас бўлса, унда қўзғалувчи зарядни кўчиришда атофдаги жисмларда ҳеч қандай процесс содир бўлмайди. Заряд дастлабки нуқта 1 га қайтиб келганидан кейин қаралаётган жисмлар системасида ҳеч қандай ўзгариш бўлмайди, шунинг учун ишдан ютмаймиз ҳам, ютқизмаймиз ҳам. Демак, бизнинг тахминимиз нотўғри, ҳақиқатда эса

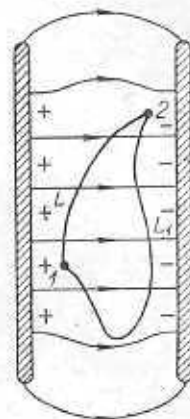
$$A_{12}^{(L)} = A_{12}^{(L_1)}$$

бўлади.

Шундай қилиб, электростатик майдонда икки нуқта орасида зарядни кўчириш иши шу нуқталарни бирлаштирувчи йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмайди. Зарядни берк контур бўйича кўчиришда бажарилган иш нолга тенг.

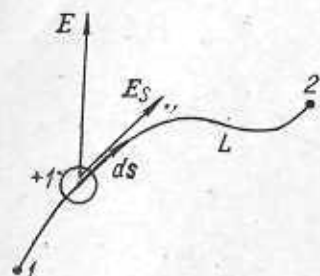
17-§. Потенциаллар фарқи

Энди электростатик майдонда 1 нуқтадан 2 нуқтага катталиги $+1$ бўлган мусбат заряд кўчади деб фараз қиламиз. 16-§ га мувофиқ бу кўчишда майдон кучлари бажараётган иш йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмайди. Заряд катталиги аниқ $(+1)$ танлангани туфайли



22-расм. Зарядни майдонда кўчиришда бажарилган иш йўлнинг шаклига боғлиқ эмас.

бу иш фақат мавжуд электр майдонга боғлиқ ва шунинг учун унинг характеристикаси бўлиб хизмат қилади. Уни мазкур электр майдонда жойлашган 1 ва 2 нуқталарнинг потенциаллар фарқи ёки 1 ва 2 нуқталар орасидаги электр кучланиш дейилади. Электростатик майдонда 1 ва 2 нуқталарнинг потенциаллар фарқи +1 зарядни 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиришда майдон кучлари бажарадиган иш билан ўлча-нади.



23- расм. Потенциаллар фарқи-ни аниқлашга доир.

Ҳар қайси нуқтадаги майдон кучланганлигини билган ҳолда, исталган икки нуқтанинг потенциаллар фарқини ҳам ҳисоблаш мумкин. Агар ds — заряднинг кўчиш элементи, E_s эса майдон кучланганлиги векторининг ds йўналишга туширилган проекцияси (23- расм) бўлса, у ҳолда +1 зарядни ds кесмага кўчиришдаги иш $E_s ds$ бўлади. Шунинг учун 1 ва 2 нуқталарнинг потенциаллар фарқи

$$U_{12} = \int_1^2 E_s ds, \quad (17.1)$$

бунда интеграллаш қаралаётган нуқталарни 1 дан 2 га йўналиш бўйича туташтирувчи ихтиёрий L контур бўйича бажарилади.

Агар электр майдонда бирлик заряд эмас, балки ихтиёрий катталиктидаги q заряд кўчаётган бўлса, у ҳолда ҳар қайси нуқтада зарядга таъсир қилувчи куч q марта ортади. Шунинг учун q зарядни 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиришда майдон кучлари бажарадиган иш A_{12} қуйидагига тенг:

$$A_{12} = qU_{12}. \quad (17.2)$$

Айтилганлардан, потенциаллар фарқи ёки майдоннинг икки нуқтаси орасидаги кучланишгина физикавий маънога эга, чунки икки нуқта—йўлнинг боши ва охири берилгандагина иш аниқланган бўлиши келиб чиқади. Шунга қарамай, кўпинча соддагина қилиб муайян нуқтадаги потенциал ёки кучланиш ҳақида гапирилади, лекин бунда ҳар доим потенциаллар фарқи назарда тутилади, бунда нуқталардан бири олдиндан танланган деб тушунилади. Бундай доимий нуқтани «чексизликда», яъни барча зарядланган жисмлардан етарлича узоқда танланади.

Электростатик майдонда икки нуқта орасидаги кучланиш бу нуқталарни туташтирувчи йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмаслигини кўрдик. Шунинг учун, агар +1 зарядни берк контур бўйича, масалан, дастлаб 1 нуқтадан 2 нуқтага L контур бўйича (22- расм),

сўнгра 2 дан 1 га L_1 контур бўйича кўчирилса, у ҳолда бажарилган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{12} + U_{21} = U_{12} - U_{12} = 0.$$

Электростатик майдонда берк контур бўйича кучланиш доим нолга тенг.

Бу тасдиқ электростатик майдоннинг муҳим хоссасини ифода-лайди. Худди мана шу сабабга кўра электростатик майдон учун по-тенциаллар фарқини киритиш мумкин, потенциаллар фарқи таъсир этувчи майдон билан бир қийматли аниқланади (йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмайди) ва шунинг учун ҳам у майдон характеристика-си бўлиб хизмат қилиши мумкин.

(17.1) формуладан фойдаланиб, электростатик майдоннинг бу хоссасини қуйидаги шаклда ифодалаш мумкин:

$$\oint E_s ds = 0, \quad (17.3)$$

бунда интегралдаги доирача интеграллаш ёпиқ контур бўйича ба-жарилаётганини билдиради.

Бирор векторнинг ёпиқ контур бўйича олинган эгри чизиқли интегрални векторнинг шу контур бўйича циркуляцияси дейилади. Бинобарин, электр майдон кучланганлигининг исталган контур бўйича циркуляцияси нолга тенг деб ҳам айтиш мумкин.

Иккита асосий сабабга кўра потенциаллар фарқи тушунчасидан кенг фойдаланилади. Биринчидан, электр майдонни майдон кучланганлиги ёрдамида тавсифлашдан кўра потенциал ёрдамида тавсиф-лаш анча осон. Майдон кучланганлиги вектор катталикидир, шунинг учун майдоннинг ҳар қайси нуқтаси учун урта скаляр катталики — кучланганлиқнинг координаталар бўйича ташкил этувчиларини билиш лозим. Потенциал скаляр катталикидир, у ҳар қайси нуқтада битта катталиқ — ўзининг сон қиймати билан аниқланади. Майдон-нинг ҳар қайси нуқтасидаги потенциални билган ҳолда, кучланган-лик векторини аниқлаш мумкинлигини 19- § да кўрамиз.

Иккинчидан, майдон кучланганлигига қараганда потенциаллар фарқини тажрибада ўлчаш анча осон. Майдон кучланганлигини ўлчашнинг қулай методи йўқ. Аксинча, потенциаллар фарқини ўлчаш учун жуда кўп методлар ва турли хил асбоблар мавжуд. Шу-нинг учун ҳам электр майдонни потенциал ёрдамида тавсифлаш анча қулай.

СИ системасида потенциаллар фарқи бирлиги — вольт (В). Агар (17.2) формулада U_{12} ни вольт ҳисобида, q ни кулон ҳисобида ифодаласак, у ҳолда A жоуль ҳисобида келиб чиқади.

Шуни таъкидлаб ўтаемизки, (17.2) формуладан фойдаланиб, энер-гияни механикавий бирликларда (эрг, жоуль ва шунга ўхшашларда) эмас, балки электр бирликларида ифодалаш мумкин. Бунинг учун

электронвольт (эВ) деб аталадиган бирлик хизмат қилади. Бу энергия заряди электроннинг зарядига тенг бўлган ($e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл) зарра вакуумда 1 В кучланишга ўтаётганда эришадиган энергияга тенг. 1 эВ энергия қуйидагига тенглиги равшан:

$$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Одатда, турли элементар зарраларнинг энергияси электронвольт ҳисобида ифодаланади. Бунда, шунингдек, энергиянинг йирикроқ бирликлари: 1 килоэлектронвольт (кэВ) = 10^3 эВ, 1 мегаэлектронвольт (МэВ) = 10^6 эВ ва бошқалар ҳам қўлланилади.

18-§. Ўтказгичларда зарядларнинг мувозанат шартлари ✓

Агар бирор ўтказгичда электр зарядлар мувозанатда бўлса, яъни бу ўтказгичда электр ток бўлмаса, у ҳолда ўтказгич ичида исталган нуқтада майдон кучланганлиги E_i нолга тенг бўлади. Ҳақиқатан ҳам, агар бу шарт бажарилмаганда эди, у ҳолда ҳар қандай ўтказгичда бўладиган ҳаракатланувчан электр зарралар майдон кучлари таъсири остида ҳаракатга келар эди ва мувозанат бузиларди. Бундан ташқари, 12-§ да аниқланган эдики, зарядлар мувозанатдалигида ўтказгич сиртида майдон кучланганлиги вектори сиртга перпендикуляр. Бундан зарядни ўтказгичнинг исталган нуқтасидан бошқа исталган нуқтага кўчириш учун ҳеч қандай иш бажариш талаб қилинмайди деган фикр келиб чиқади. Лекин (17.1) га кўра, бу шунинг англатадигани, ўтказгичнинг хоҳ ичида, хоҳ сиртида танланган бўлсин, бари бир исталган жуфт нуқталарнинг потенциаллар фарқи нолга тенг бўлади. Электр ток бўлмаганда ўтказгичнинг ҳамма нуқталари бир хил потенциалга эга бўлади.

Ер ҳам ўтказгичдир. Ерда тоқлар мавжудлигига қарамай, улар унча катта эмас, ернинг зарядлари тахминан мувозанатга яқин деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун кўп ҳолларда ернинг ҳамма нуқталари бир хил потенциалга эга деб олиш мумкин. Шу сабабга кўра потенциални ўлчашда доимий нуқта (санок боши) қилиб ер танланади ва ерга нисбатан потенциал тўғрисида гапирилади.

Агар икки ўтказгич металл сим билан туташтирилса, унда иккала ўтказгич ва сим ягона ўтказгични ҳосил қилади. Агар ўтказгичлар туташтирилгунга қадар улар орасида потенциаллар фарқи мавжуд бўлса, у ҳолда зарядлар мувозанатда бўлиши мумкин эмас. Сим ичида майдон кучланганлиги E нолга тенг бўлмайди ва симдаги ўтказувчанлик электронлари ҳаракатга келади, яъни унда электр ток пайдо бўлади. Ҳар иккала ўтказгичнинг потенциали тенглашгунга қадар бу ток давом этаверади.

19-§. Потенциаллар фарқи ва майдон кучланганлиги

Агар потенциал тақсимооти маълум бўлса, яъни майдоннинг ҳар қайси нуқтасида унинг қиймати маълум бўлса, унда ҳар қайси нуқтада бу майдоннинг кучланганлигини ҳам топиш мумкин.

Бир жинсли электр майдонда жойлашган 1 ва 2 нуқталарни қараб чиқамиз ва +1 заряд нуқта 1 дан нуқта 2 га Δs тўғри чизиқли кесма бўйича ўтади деб фараз қилайлик (24-расм). Бу кўчишда электр кучлар бажарган ΔA ишни, биринчидан, майдон кучланганлиги орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta A = E_s \Delta s,$$

бунда E_s — кучланганлик вектори E нинг Δs йўналишга проекцияси. Иккинчидан, мана шу ишнинг ўзини 1 ва 2 нуқталарнинг потенциаллар фарқи ΔU_{12} орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta A = \Delta U_{12}.$$

Энди Δs кўчишда потенциал орттирмасини киритамиз, яъни нуқта 2 (йўлнинг охири) ва нуқта 1 (йўлнинг боши) нинг потенциаллар фарқи ΔU_{21} ни киритамиз. У ҳолда

$$\Delta U = \Delta U_{21} = -\Delta U_{12}$$

бўлади. Иш учун ёзилган иккала ифодани тенглаштириб, электр майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

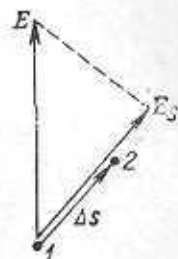
$$E_s = -\frac{\Delta U}{\Delta s}.$$

Умумий ҳолда бир жинсли бўлмаган майдонда 1 ва 2 нуқталарни бир-бирига жуда яқин, қатъий қилиб гапирганда, чексиз яқин қилиб танлаш лозим, бунда Δs кесмада майдон кучланганлигини доимий деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. $\Delta s \rightarrow 0$ да лимитга ўтиб қуйидагини оламиз:

$$E_s = -\frac{dU}{ds}. \quad (19.1)$$

Тенгликнинг ўнг қисмида турган ҳосила берилган йўналишда потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодалайди. Кучланганлик векторининг берилган йўналишга проекцияси шу йўналишда тескари ишора билан олинган потенциалнинг ўзгариш тезлигига тенг эканлиги кўриниб турибди.

Векторлар анализда исталган скаляр катталиқ ϕ нинг градиенти деб йўналиши ϕ катталиқнинг жуда тез ортиш йўналиши билан



24-расм. Потенциаллар фарқи ва майдон кучланганлиги орасидаги муносабатга доир.

мос тушадиган векторга айтилади. Бу векторнинг катталиги эса жуда тез ўзгариш йўналишида Φ нинг бирлик узунликка силжишидаги ўзгаришига тенг. Бу вектор $\text{grad } \Phi$ симболи билан белгиланади. Айтилганлардан, электр майдон кучланганлиги потенциалнинг тескари ишора билан олинган градиентига тенг:

$$E = -\text{grad } U, \quad (19.2)$$

Шундай қилиб, потенциал тақсимотини билган ҳолда биз доим исталган йўналишга майдон кучланганлигининг проекциясини, демак, координаталар ўқиға E_x , E_y , E_z проекцияларни аниқлай оламиз.

Агар майдон бир жинсли бўлса, яъни майдонни ясси конденсатор ҳосил қилаётган бўлса, U — пластинкалар орасидаги кучланиш, d — улар орасидаги масофа бўлса,

$$E = U/d \quad (19.3)$$

бўлади. Бу муносабатдан электр майдон кучланганлиги бирлигини аниқлашда фойдаланилади. Кучланганлик бирлиги шундай майдоннинг кучланганлигики, унда 1 м куч чизиги узунлигида кучланиш 1 В га тенг. У метрга вольт деб аталди (В/м).

Айтилганлардан, агар ўтказгичлар орасида электр кучланиш мавжуд бўлса, унда улар орасида электр майдон ҳам мавжуд бўлиши тушунарли. Бу ҳол зарядларнинг ерга ўтиб кетишини тушунтиради. Бирор ўтказгични зарядсизлангирмоқчи бўлсак, унда уни ерга уланган предмет билан, масалан, водопровод кранига улаймиз ёки ҳатто унга қўлимизни теккизамиз ва ўтказгичдаги зарядлар «бизни тавамиз орқали ерга ўтиб кетди» деб айтамыз.

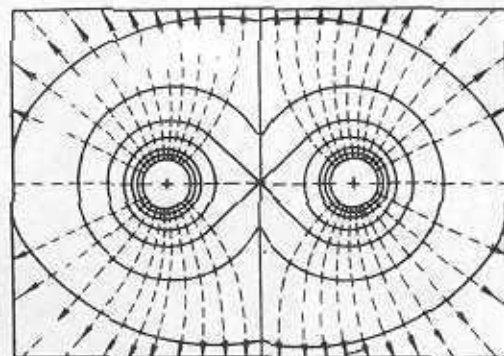
Бу ҳодиса устида батафсилроқ тўхталиб ўтайлик. Ҳамма электр таъсирлар электр майдон мавжудлиги туфайли бўлади. Шунинг учун бу ҳодисалар қаралаётган жисм ва атрофдаги предметлар орасида электр кучланиш бўлгандагина кузатилади. Жисмни ерга улаганда бу жисм билан атрофдаги ерга уланган предмет орасида кучланиш йўқолади, демак, электр майдон ҳам, ҳамма электр таъсирлар ҳам тўхтайтиди. Ерга уланганининг ўзи принципиал роль ўйнамайди. Агар ерга уланган предметлар ўрнида ердан изоляцияланган ёпиқ ўтказгич бўлган ҳолда ҳам (масалан, уй деворлари) худди шундай ҳодисани кузатган бўлардик.

20-§. Эквипотенциал сиртлар

Электр майдонда бир хил потенциалга эга бўлган нуқталарни бирлаштириб, бирдай потенциалли сиртлар ёки эквипотенциал сиртлар деб аталадиган сиртларни оламиз. Аввал биз электр майдонларни куч чизиқлар ёрдамида тасвирлаб кўрсатган эдик, худди шунга ўхшаш электр майдонларни эквипотенциал сиртлардан фойдаланиб ҳам график равишда тасвирлаш мумкин. Эквипотенциал

сиртлар чизма текислиги билан кесишиб, эквипотенциал чизиқларни беради. Потенциалнинг турли қийматларига тўғри келувчи эквипотенциал чизиқларни чизиб мазкур майдонда потенциал қандай ўзгариши тўғрисида яққол тасаввурга эга бўламиз.

✓ Эквипотенциал сиртнинг барча нуқталари бир хил потенциалда бўлгани туфайли унда заряд кўчиши иш талаб қилмайди. Бу деган



25-расм. Бир исмли зарядланган икки металл шарлар майдонининг эквипотенциал чизиқлари (туташ чизиқлар) ва куч чизиқлари (пунктир чизиқлар).

сўз, зарядга таъсир қилувчи куч ҳар доим силжишга перпендикуляр дамакдир. Бундан куч чизиқлари эквипотенциал сиртларга доим перпендикуляр бўлади деган хулоса чиқади (25-расм).

Агар эквипотенциал чизиқларни потенциалнинг бир хил орттирмасига мос келадиган қилиб чизсак, масалан, 1, 2, 3 ва ҳоказо вольт (унда куч чизиқлари йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлиги қўшни эквипотенциал чизиқлар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлади). Бу, эквипотенциал чизиқларнинг қуюқлиги майдон кучланганлигига пропорционал, демакдир: майдон кучланганлиги қаерда катта бўлса, у ерда эквипотенциал чизиқлар бир-бирига зич жойлашади.

✓ Эквипотенциал сиртларни билган ҳолда ҳар доим мазкур майдоннинг куч чизиқларини яшаш мумкин ва аксинча. Шунинг учун ҳар қандай электр майдонни куч чизиқлари ёрдамида қанчалик яхши тасвирлаш мумкин бўлса, худди шунингдек, эквипотенциал сиртлар ёрдамида ҳам график тарзда шунчалик яхши тасвирлаш мумкин.

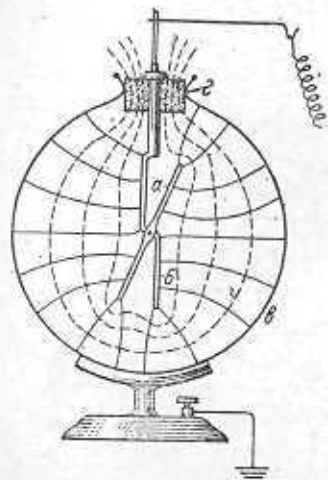
✓ Агар зарядлар мувозанатда бўлса, ўтказгичнинг ҳамма нуқталари бир хил потенциалга эга бўлишини 18-§ да кўрган эдик. Демак, ток йўқлигида ўтказгич сирти эквипотенциал сиртлардан бири ҳисобланади.

21-§. Ўтказгичлар орасидаги кучланишни ўлчаш ✓

Электр кучланишни тўғридан-тўғри тажрибада ўлчаш мумкин. Бунинг учун *электрометрлар* ёки *электростатик вольтметрлар* деб аталадиган асбоб хизмат қилади.

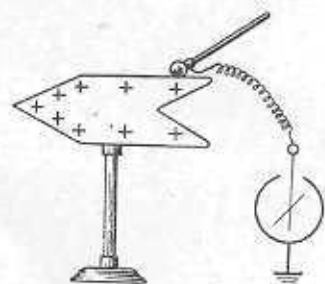
26- расмда энг содда электрометрлардан бири тасвирланган. У металл стержень *b* га маҳкамланган енгил алюминий стержень *a* дан иборат. Стрелка горизонтал ўқ атрофида айлана олади.

Стрелка билан стержень металл корпус *b* ичига жойлаштирилган ва ток ўтказмайдиган материалдан (каҳрабо, кварц, эбонит ва ҳ. к.) қилинган пробка (тиқин) *г* ёрдамида корпусдан яхшилаб изоляция-



26- расм. Стрелкали электрометр.

Эквипотенциал сиртларини чизма текислиги билан кесим пунктир билан, электр майдонини куч чизиқлари туташ чизиқлар билан тасвирланган.



27- расм. Зарядланган ўтказгич ва ер орасидаги кучланишни ўлчаш.

ланган. Асбоб шкалага эга бўлиб, стрелканинг оғиш бурчагини ҳисоблашга имкон беради.

Аввал икки ўтказгич орасидаги кучланиш қандай ўлчанишини қараб чиқамиз. Бунинг учун ўтказгичлардан бири электрометр корпусига уланади, иккинчи ўтказгич эса стерженига уланади. Агар зарядланган ўтказгич ва ер орасидаги кучланишни ўлчаш лозим бўлса, электрометр корпуси ерга уланади, зарядланган ўтказгич эса металл сим ёрдамида стерженга уланади (27- расм).

Электрометр стрелкасининг оғиши стрелка ва корпус орасида мавжуд бўлган кучланишга боғлиқ бўлишини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, стрелкага уни бурадиган кучлар таъсир қилади, чунки электрометр ичиде электр майдон пайдо бўлади. Электрометр корпуси ўзгармайдиган шаклда бўлгани туфайли бу майдон фақат электрометрга қўйилган кучланишга боғлиқ. Ҳар гал стрелка ва корпус орасида бирдай кучланиш ҳосил қилиб, биз стрелка сиртида

бир хил майдон кучланиши оламиз, демак, стрелкага таъсир қиладиган кучлар ҳам, унинг оғиши ҳам бир хил бўлади. Бу эса электрометр кучланишни ўлчашини билдиради. Бундай асбобни даражалаш, яъни стрелканинг турли оғиш бурчакларига қандай кучланиш мос келишини аниқлаш мумкин.

Шундай қилиб, электрометр ҳар доим стрелкаси ва корпуси орасидаги мавжуд кучланишни ўлчайди. Шунинг учун 27- расмда тасвирланган тажрибада корпусни ердан изоляциялаб қўйиб, уни текшириладиган жисм билан улаш, стерженни эса ерга улаш мумкин эди, бунда электрометр кўрсатиши ўзгармас эди.

Электрометрдан фойдаланиб, ўтказгичнинг сирти доим эквипотенциал сирт бўлишига осонгина ишонч ҳосил қилиш мумкин. 27- расмда тасвирланган тажрибада электрометрни ўтказгичнинг турли нуқталари билан бирлаштирганда, ўтказгичнинг шакли қанчалик мураккаб бўлмасин, электрометр стрелкасининг оғиши ўзгармайди.

Тасвирланган электрометр юқори (минг ва бир неча ўн минг вольт) кучланишларни ўлчаш учун қулай. Паст кучланишларни ўлчаш учун бошқа типдаги электрометрлар ишлатилади.

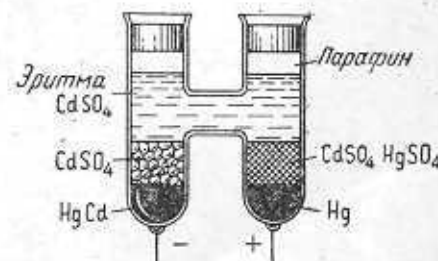
22-§. Нормал элементлар

Кучланишни электрометр ёрдамида ўлчаш учун уни даражалаш лозим. Ҳозирги вақтда электрометрларни даражалаш учун нормал элементлардан фойдаланилади. Нормал элементлар электродлар орасида кучланишнинг доимий (стабил) бўлишини татминлайдиган моддалардан тузилган гальваник элементдан иборат. Электродлар орасидаги кучланиш аниқ ўлчанган ва ҳозир у ҳаммага яхши маълум, шунинг учун нормал элементлар кучланишларнинг қулай эталонидир. Нормал элементларни ҳар қандай лабораторияда ясаш мумкин. Механикавий катталикларни ўлчашда узунлик эталони (метр) ва масса (килограмм) қандай роль ўйнаса, электр ўлчаш техникасида нормал элементлар ҳам худди шундай роль ўйнайди.

Кадмийли нормал элемент кенг тарқалган. 20° С да унинг кучланиши 1,0186 В га тенг.

Хона температурасида бу элементнинг кучланиши температурага деярли боғлиқ бўлмайди: температура 1° С га ортганда у 0,0001 В дан камроққа камаяди.

Кадмийли нормал элементнинг тузилиши 28- расмда кўрсатилган. У туташтирилган иккита ишша пробиркалардан иборат бўлиб, уларнинг тубларига сим пластиналар қавшарланган. Пробиркалардан бирининг туб дېсмига ёзгина илқ-



28-расм. Кадмийли нормал элемент.

дорда симоб, устига эса симоб сульфат ва кадмий сульфат аралашмасидан иборат паста солинган. Бошқа пробирканинг туб қисмида эса кадмий амальгамаси солинган. Пробиркаларга тўйинган кадмий сульфат эритмаси тўлдирилган. Бу элементда мусбат электрод (анод) бўлиб симоб, манфий электрод (катод) бўлиб кадмий амальгамаси хизмат қилади.

Бундай элементдан жуда кучсиз тоқларгина, бир неча микроампердан ошмайдиган тоқлар олиш мумкин, чунки фақат мана шу шаронтидагина унинг кучланиши ўзгармайдиган деб ҳисоблаш мумкин. Ўлчашлар ўтказиш учун мана шунинг ўзи етарлидир.

Юқори кучланишлар олиш учун нормал элементларни батарея қилиб улаш керак, бунда уларни ўзаро кетма-кет шундай улаш керакки, олдинги элементнинг мусбат қутби кейинги элементнинг манфий қутбига улансин. Кетма-кет уланган элементлар n та бўлганда батареянинг четки электродлари орасидаги кучланиш битта элементникига қараганда n марта катта бўлади.

Бироқ шунини қайд қилиб ўтамизки, амалда нормал элементлар батареяси камдан-кам қўлланилади. Кучланишларни компенсацион ўлчаш схемаларидан фойдаланишда (70- §) фақат битта нормал элементдан фойдаланиб, ўлчанаётган манба кучланиши нормал элемент кучланишидан ҳатто анча катта ёки анча кичик бўлса-да, унинг кучланишини ўлчаш мумкин экан.

23-§. Электр зонд

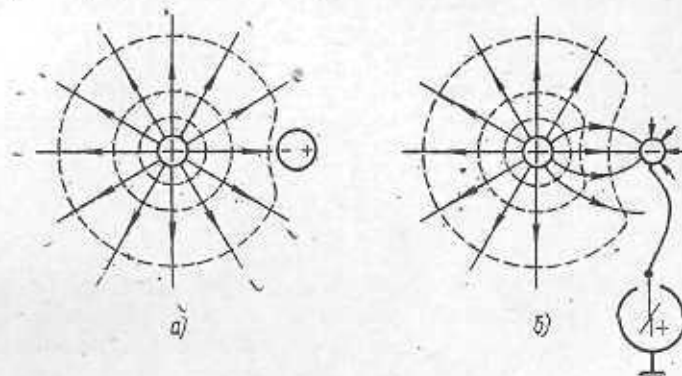
Энди диэлектрик ичидаги потенциални қандай ўлчаш мумкинлигини қараб чиқамиз.

Ерга нисбатан ҳавонинг бирор нуқтасидаги потенциални ўлчаш талаб қилинсин. Агар биз мана шу нуқтага металл шарча жойлаштирсак, шарчада индукцион зарядлар пайдо бўлади. Бу зарядлар қўшимча майдон ҳосил қилади ва шунинг учун натижавий майдон ўзгаради. Шарчани киритиш билан электр майдон бузилади.

Агар шарча жуда кичик бўлса, у ҳолда турли ишорали индукцион зарядлар ҳам бир-бирига яқин жойлашади ва улар киритадиган бузилиш бевосита шарча яқинидагина кўринади (29- а расм). Шунинг учун мазкур нуқтада шарча киритилгунга қадар қандай потенциал мавжуд бўлса, шарча амалда ўша потенциални олади.

Агар бу потенциални ўлчаймиз деб шарчани электрометрга сим билан уласак (29- б расм), бутунлай бошқача манзарага эга бўламиз. Бунда шарчада фақат бир хил ишорали зарядлар бўлади, қарама-қарши ишорали зарядлар эса электрометр ичида бўлади. Шунинг учун дастлабки майдон кучли бузилади ва унинг эквипотенциал сиртлари ва куч чизиқлари анча ўзгаради. Бу ҳолда ҳам электрометр, ҳар доимдагидек, шарчанинг ерга нисбатан потенциалини, яъни стрелканинг корпусга нисбатан потенциалини кўрсатади. Аммо бу потенциал шарча киритилгунга қадар мавжуд бўлган потенциалдан бутунлай бошқача бўлади.

Айтилганлардан, майдонни бузувчи индукцион зарядларни йўқотсак, потенциалнинг тўғри қийматини олишимиз тушунарли. Агар шарча яқинида ҳавода унча кўп бўлмаган миқдорда ионлар ҳосил қилинса, буни амалга ошириш мумкин. Унда ишораси шарчанинг зарядига қарама-қарши бўлган ионлар индукцион зарядлар бутунлай йўқолиб кетгунга қадар шарчага ўтади. Бу ҳолдан амалда электр зонд қуриш учун фойдаланилади.



29- расм. Кичкина металл шарча майдонни унча бузмайди (а) ва аммо шарчани электрометрга улаганда майдоннинг бузилиши ортади (б).

Туташ чизиқлар — куч чизиқлари, пунктир — эквипотенциал чизиқлар.

Электр зонд унча катта бўлмаган металл электроддан иборат бўлиб, унинг атрофида газ ионланиши ҳосил қилинади. Зондни унча катта бўлмаган газ алангасига қўйиб, газ ионланишини амалга ошириш мумкин (алангали зонд). Бунинг учун ток билан чўғлан-тириладиган металл симдан фойдаланиш мумкин (чўғлан-тирилган толали зонд) ёки газ ионланишининг бошқа исталган усулидан фойдаланиш мумкин. Зонд электрометрга металл сим билан уланади. Электрометрининг корпуси ерга уланган бўлади. Электрометр ернинг зонд турган нуқтага нисбатан потенциалини беради.

24-§. Энг содда электр майдонлардаги потенциал

Катталиги q бўлган битта нуқтавий заряд ҳосил қилаётган электр майдондаги потенциални ҳисоблаймиз. Бу майдонда заряддан бирор r масофада турган нуқтани қараб чиқамиз ва чексизликка нисбатан шу нуқтадаги потенциални топамиз. Потенциаллар фарқи йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмагани туфайли, биз $+1$ заряд r нуқтадан чексизликка радиус бўйича, яъни куч чизиги бўйича силжийди деб фараз қилишимиз мумкин. Унда

$$U = \int_{\infty}^r E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{\infty}^r \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (24.1)$$

Потенциал заряддан узоқлашилган сари масофанинг биринчи даражасига тескари пропорционал равишда камай боради.

Шунга ўхшаш, агар ҳар қайси нуқтада майдон кучланганлиги маълум бўлса, бошқа майдонлардаги потенциал тақсимотини ҳам ҳисоблаш мумкин. Амалий муҳим аҳамиятга эга бўлган баъзи мисолларни қараб чиқамиз.

1- мисол. Шар конденсатор. Радиуслари a (ички) ва b (ташқи) бўлган концентрик сфера кўринишидаги икки электрод берилган. Бундай электродлар орасидаги майдон кучланганлиги E (13.8) формула орқали ифодаланади ва фазода худди нуқтавий заряд ҳолидаги каби ўзгаради. Бинобарин, ички сфера ва конденсатор марказидан r масофада жойлашган бирор нуқта (конденсатор ичида) орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагига тенг:

$$U = \int_a^r E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_a^r \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right).$$

Бу формулада q зарядни электродлар орасидаги потенциаллар фарқи U_0 орқали ифодалаш мумкин:

$$U_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right),$$

бундан узил-кесил

$$U = U_0 \frac{1/a - 1/r}{1/a - 1/b} \quad (24.2)$$

ни оламиз.

Шундай қилиб, электродлар орасидаги U_0 ни ўлчаб, (24.2) формула бўйича майдоннинг исталган нуқтасидаги потенциални ҳисоблаб топиш мумкин.

2- мисол. Ясси конденсатор. Мусбат зарядланган пластинка ва ундан x масофада турган ихтиёрий нуқта орасидаги потенциаллар фарқини ҳисоблаймиз. Ясси конденсаторда майдон кучланганлиги (13.7) формула орқали ифодаланади. Шунинг учун

$$U = \int_0^x E dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \int_0^x dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} x. \quad (24.3)$$

Электродлар орасидаги тўла кучланиш U_0 қуйидагига тенг:

$$U_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d, \quad (24.3a)$$

бунда d — пластинкалар орасидаги масофа. Шунинг учун

$$U = U_0 \frac{x}{d}. \quad (24.3b)$$

Ясси конденсаторда потенциал масофа ўзгариши билан чизикли қонун бўйича ўзгаради.

Биз бу ҳисоблашларда пластинканинг четларида электр майдон бузилишини ҳисобга олмадик. Шунинг учун олинган формулаларни фақат конденсаторнинг ўрта қисми учун татбиқ қилиш мумкин. Чекли ўлчамли ясси конденсаторнинг электр майдони 30- расмда тасвирланган.

3- мисол. Цилиндрик конденсатор. Коаксиал цилиндрлар орасида потенциалларнинг тақсимланишини ҳам қараб чиқамиз. Бу майдоннинг кучланганлиги (13.9) формула билан ифодаланади. Шунинг учун ички цилиндр ва электродлар орасида жойлашган ихтиёрий нуқта орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагига тенг:

$$U = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^r \frac{dr}{r} = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a}.$$

Бу ерда r — қаралаётган нуқтадан цилиндрлар ўқигача масофа, a — ички цилиндрнинг радиуси, q_1 — ички цилиндрнинг узунлик бирлигидаги заряд. Цилиндрлар орасидаги тўла кучланиш U_0 қуйидагига тенг:

$$U_0 = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a},$$

бунда b — ташқи цилиндрнинг радиуси. Бундан

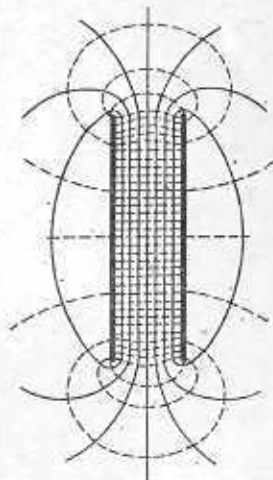
$$U = U_0 \frac{\ln(r/a)}{\ln(b/a)}. \quad (24.4)$$

Цилиндрик конденсаторда потенциал логарифмик қонун бўйича ўзгаради.

25- §. Берилган зарядлар майдонидаги потенциални ҳисоблаш

Биз олдинги параграфдаги мисолларда потенциални олдиндан маълум бўлган майдон кучланганлигига қараб ҳисоблаган эдик. Бироқ кўпинча майдон кучланганлиги номаълум бўлади ва уни топиш талаб қилинади. Бундай ҳолларда дастлаб потенциал топилади (уни топиш анча осон), сўнгра эса (19.1) формулага кўра майдон кучланганлиги ҳисобланади.

Потенциални ҳисоблашда қуйидаги икки ҳолни фарқ қилиш лозим: а) майдонни ҳосил қилувчи зарядларнинг тақсимланиши берилган ва б) майдонни ҳосил қилувчи зарядланган jismlarнинг потенциали берилган. Олдин биринчи ҳолни қараймиз.



30- расм. Ясси конденсаторнинг эквипотенциал сиртлари ва куч чизиклари

Агар майдонни биргина — ягона нуқтавий заряд ҳосил қилаётган бўлса, унда бу майдоннинг потенциали (24.1) формула билан ифодаланади.

Агар бир нечта нуқтавий заряд бўлса, унда электр майдонларни қўшиш принципага кўра (10- §) натижавий майдон алоҳида зарядлар ҳосил қилаётган майдонларнинг йиғиндисига тенг. Шунинг учун бу майдоннинг потенциали алоҳида зарядлар ҳосил қиладиган потенциаллар йиғиндисига тенг, яъни

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i} \quad (25.1)$$

Бу ерда U — чексизликка нисбатан қаралаётган нуқтадаги натижавий майдон потенциали, r_i — қаралаётган нуқтадан i -зарядгача бўлган масофа, йиғинди барча нуқтавий зарядлар бўйича олинади.

Зарядланган чўзиқ жисмларнинг майдон потенциалини ҳам худди шунга ўхшаш ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда дастлаб жисм ҳажмининг алоҳида чексиз кичик элементи dt ҳосил қиладиган потенциални топиш лозим (dt ни нуқтавий заряд деб қараш мумкин). Бу потенциал

$$dU = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho dt}{r},$$

бунда ρ — заряднинг ҳажмий зичлиги, r — майдоннинг қаралаётган нуқтасидан dt гача бўлган масофа. Потенциалнинг тўла қиймати

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho dt}{r} \quad (25.2)$$

га тенг, бунда интеграллаш зарядланган жисмнинг бутун V ҳажми бўйича олинади.

Агар зарядлар фақат жисмнинг сиртида жойлашган бўлса, унда

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{\sigma dS}{r} \quad (25.3)$$

Бу ерда σ — заряднинг сиртий зичлиги, dS — жисм сиртининг элементи, r — майдоннинг қаралаётган нуқтасидан dS гача бўлган масофа, интеграллаш эса бутун зарядланган S сирт бўйича олинади.

Диполнинг электр майдони. Олдинги параграфда олинган натижаларни диполнинг электр майдонини ҳисоблашга татбиқ қиламиз (31-расм). (25.1) га кўра майдоннинг бирор a нуқтасидаги потенциал

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

бўлади.

Энди диполнинг l узунлиги a нуқтагача бўлган r_1 ва r_2 масофаларга қараганда жуда кичик (элементар диполь) деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолда

$$r_1 - r_2 = l \cos \alpha \quad r_1 r_2 = r^2$$

дейиш мумкин ва бунда потенциал ифодаси

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \alpha}{r^2} \quad (25.4)$$

кўриниши олади. Бу ерда p — диполь моменти абсолют катталиги, α — диполь моменти йўналиши p ва диполдан майдоннинг қаралаётган нуқтасигача ўтказилган r радиус-вектор йўналиши орасидаги бурчак.

U нинг координаталарга боғлиқлигини билган ҳолда U учун ёзилган ифодани координаталар бўйича дифференциаллаб, майдон кучланганлиги E ни (19.1) формуладан ҳисоблай оламиз. Бунинг учун координаталар боши диполь турган нуқтада жойлашган қутб координаталари r ва α дан фойдаланамиз ва қутб ўқини диполь моменти p йўналиши бўйича йўналтирамиз. У ҳолда кучланганликнинг r радиус йўналишидаги ташкил этувчиси

$$E_r = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p \cos \alpha}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (25.5)$$

бўлади. r га перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси:

$$E_\alpha = -\frac{\partial U}{\partial \alpha} = \frac{p \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (25.6)$$

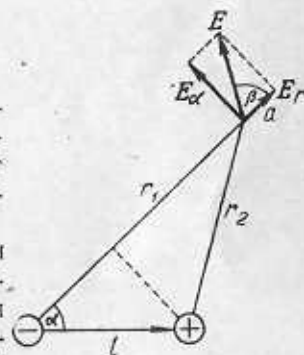
(r, α) нуқтадаги кучланганликнинг тўла катталиги

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\alpha^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{3 \cos^2 \alpha + 1} \quad (25.7)$$

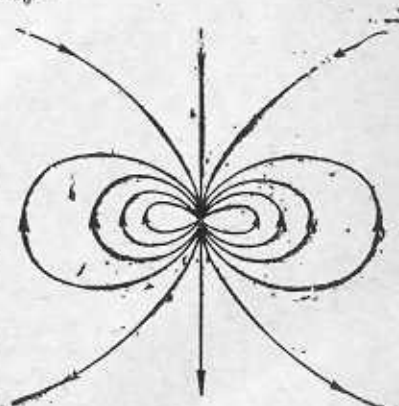
бўлади. Кучланганлик вектори r йўналиши билан β бурчак ҳосил қилади:

$$\operatorname{tg} \beta = E_\alpha / E_r = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha. \quad (25.8)$$

Бу формулалар билан майдоннинг ҳар қайси нуқтасидаги кучланганлик катталигини ва йўналишини



31-расм. Диполнинг электр майдонини ҳисоблашга доир.



32-расм. Элементар диполнинг куч чизиқлари.

аниқ ҳисоблаб топиш мумкин. Бу майдоннинг куч чиқиқлари 32-расмда тасвирланган.

26-§. Электростатиканинг умумий масаласи

Зарядлар тақсимоти ноъмалум, лекин ўтказгичларнинг потенциаллари маълум бўлган ҳоллар кўп учрайди. Бундай масалаларни қуйидаги тарзда таърифлаш мумкин: шакли ва ўзаро жойлашishi маълум бўлган A, B, C ва ҳ. к. ўтказгичлар системаси берилган ва ҳамма ўтказгичларнинг потенциаллари U_A, U_B ва ҳ. к. лар маълум (масалан, чексизликка нисбатан ёки ўтказгичлардан бирига нисбатан); ўтказгичлар орасидаги майдоннинг исталган нуқтасидаги потенциал қийматини аниқлаш талаб қилинади.

Бу масала математик жиҳатдан қуйидагига келтирилади. Майдон кучланганлиги E нинг координаталар бўйича ташкил этувчиларини (19.1) га мувофиқ потенциал орқали ифодалаш мумкин:

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}.$$

Бу ифодаларни Пуассон тенгламаси (14.1) га қўйиб, умумий тенгламани ҳосил қиламиз, уни қуйидаги кўринишдаги потенциал қаноатлантириши:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (26.1)$$

Агар ўтказгичлар орасида зарядлар бўлмаса, унда ҳамма нуқталарда $\rho = 0$ бўлади ва (26.1) тенглама соддароқ кўринишга келади:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (26.2)$$

Бу тенгламани *Лаплас тенгламаси* дейилади. Шунинг учун потенциални умумий ҳолда ҳисоблаш координаталарнинг шундай функцияси $U(x, y, z)$ ни топишга келтириладики, бу функция ўтказгичлар орасидаги бутун фазода (26.2) дифференциал тенгламани қаноатлантиради, ўтказгичларнинг ўзида эса U_A, U_B ва ҳ. к. берилган доимий қийматларни олади. Бундай масаланинг ечими бир қийматли эканлигини кўрсатиш мумкин.

24, 25-§§ да оддий майдонлардаги потенциал учун биз топган ифодалар (26.2) тенгламани ва чегаравий шартларни қаноатлантиришига ишонч ҳосил қилиш осон.

Ҳақиқатан ҳам, ясси конденсаторнинг бир жинсли майдони учун потенциал (24.3) формула билан ифодаланади. Потенциал фақат бир координата x га bog'liқ ва шунинг учун Лаплас тенгламаси (26.2) да фақат битта ҳад бор. Потенциалдан координаталар бўйича ҳосила олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$U = \frac{\sigma}{\epsilon_0} x, \quad \frac{dU}{dx} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad \frac{d^2 U}{dx^2} = 0.$$

Бундан ташқари, потенциал чегаравий шартларни ҳам қаноатлантиради, чунки битта қопламанинг ($x=0$) ва бошқа қопламанинг ($x=d$) барча нуқталарида доимийлигига эришади.

Шар конденсаторнинг радиал майдони учун (24.2) формулани топдик, бунда $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Потенциал учун ёзилган ифодани координата бўйича дифференциаллаб, қуйидагига оламиз:

$$\frac{\partial U}{\partial x} \propto \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{x}{r}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \propto \frac{r^2 - 3x^2}{r^5}.$$

Шунга ўхшаш

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \propto \frac{r^2 - 3y^2}{r^5}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \propto \frac{r^2 - 3z^2}{r^5}.$$

Шунинг учун

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \propto \frac{3r^2 - 3(x^2 + y^2 + z^2)}{r^5} = 0.$$

(24.2) формула билан ифодаланадиган потенциал чегаравий шартларни ҳам қаноатлантиради, чунки ҳар қайси қопламанинг ҳамма нуқталарида у доимий ($r=a$ ва $r=b$ бўлганда).

Цилиндрик конденсатор майдонидаги потенциал учун топилган (24.4) формула (26.2) тенгламани ҳам ва унинг чегаравий шартларини ҳам қаноатлантиришини шу тарзда текшириш мумкин.

Умуман айтганда, (26.2) тенгламани ечиш анча мураккаб бўлиб, математик физиканинг махсус қисми — потенциал назариясининг мазмунини ташкил қилади.

Агар электродларнинг шакли потенциал тақсимотини ҳисоблаш ни жуда қийинлаштирадиган даражада мураккаб бўлса, у ҳолда уни доим экспериментал тарзда аниқлаш мумкин. Бунинг учун электр зонд хизмат қилиши мумкин (29-§). 62-§ да тавсифланган электр-литик ваннани қўллаш янада қулайроқ бўлади.

27-§. Электр майдондаги ўтказгичлар

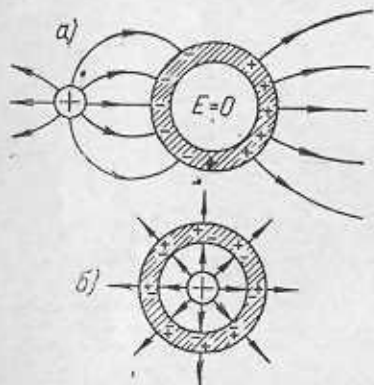
Энди электр ток бўлмаганда электр зарядлар ўтказгич ичида қандай тақсимланишини қараб чиқамиз.

Зарядлар мувозанатда бўлиши учун майдон кучланганлиги E , ўтказгич ичидаги исталган нуқтада нолга тенг бўлиши кераклигини 18-§ да кўрган эдик. Унда Пуассон тенгламаси (14.1) дан ўтказгич ичида заряднинг ҳажмий зичлиги ρ ҳам нолга тенг бўлиши келиб чиқади. Электр ток бўлмаганда зарядлар фақат ўтказгич сиртида тақсимланади.

Агар яхлит ўтказгичдан унинг ички қисми олиб ташланган деб фараз қилсак, унда ичи ковак берк ўтказгич ҳосил бўлади. Ички қисмида зарядлар бўлмагани туфайли, уни олиб ташлаш (ички қисмини) на майдон тақсимотини, на ўтказгичнинг қолган ички қисмида заряд тақсимотини ўзгартиради. Шунинг учун зарядлар-

нинг мувозанатли тақсимоти яхлит ўтказгичда қандай бўлса, ичи ковак ўтказгичда ҳам шундай бўлади, яъни зарядлар фақат ташқи сиртда бўлади. Девор ичидаги исталган нуқтада ва ички бўшлиқдаги исталган нуқтада майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади.

Зарядлар мувозанат вазиятда, улар қандай пайдо бўлганлигига боғлиқ бўлмаган равишда ўтказгич сиртида тақсимланади. Агар берк ковак металл ўтказгич ташқи электр майдонда турган бўлса



33- расм. Металл бўшлиқ ташқирисидаги (а) ва ичидаги (б) заряд.

(33- а расм), унда ўтказгичда индукцион зарядлар пайдо бўлади. Бу зарядлар ҳам фақат ташқи сиртда мужассамланади. Электр майдон эса металлнинг бутун қалинлиги бўйича ҳам, ковак ичида ҳам нолга тенг бўлади. Шунинг учун ковак металл ўтказгич барча ташқи зарядларнинг электр майдонини экранлайди. Бундан амалда электростатик ҳимоя тузилишида кенг фойдаланилади. Сезгир электр асбобларни ташқи электр майдонларнинг ғалаёнловчи таъсиридан тўсиш учун уларни ёпиқ металл яшиқларга жойлаб, ерга уланади.

Ёпиқ ковак ўтказгич фақат ташқи зарядлар майдонини экран-

лашини қайд қилиб ўтамин. Агар электр зарядлар ковак ичида бўлса, индукцион зарядлар ўтказгичнинг фақат ташқи сиртидагина эмас, балки ички сиртида ҳам пайдо бўлади (33- б расм). Бу индукцияланган зарядлар шундай тақсимланадики, бунда ковак ичидаги зарядлар ҳосил қилган майдон ва индукцион зарядлар ҳосил қилган майдон йиғиндисига тенг бўлган тўлиқ майдон металлнинг бутун қалинлиги бўйича исталган нуқтада нолга тенг бўлиши лозим (мувозанат шarti). Аммо ковак ичида майдон нолга тенг бўлмайди. Бу ердан ковак ичидаги заряд билан ички сиртдаги индукцион зарядларни бирлаштирувчи куч чизиқлар ўтади. Ташқи сиртдаги индукцион зарядлар эса ташқи фазода майдон ҳосил қилади ва шунинг учун ёпиқ ўтказувчи ковак шу ковак ичига жойлашган электр зарядлар майдонини экранламайди.

Юқорида баён қилинганларга мувофиқ зарядни бир ўтказгичдан бошқасига узатишнинг муҳим амалий услуги топилади. Масалан, зарядни металл сиртдан электрометрга узатиш талаб қилинган бўлсин. Бу узатишни тўла амалга ошириш учун электрометрни ковак ўтказгич (шакли ёпиқ ковакка яқин, масалан, металл цилиндр, яъни «фарадей цилиндри») билан уланади ва зарядланган ўтказгич шу ковак ичига киритилади. Бунда ўтказгич тўлиқ разрядланади ва унинг заряди бутунлай электрометрга ўтади.

28- §. Кулон қонунини аниқ текшириш

Олдинги параграфда нима учун зарядлар фақат ўтказгич сиртида тақсимланишини тушунтирганда биз Остроградский—Гаусс теоремасига асосланган эдик. Аммо бу теорема Кулон қонунининг натижасидир ва шунинг учун заряд тақсимотининг биз топган ҳоссалари ҳам шу қонуннинг натижаси бўлади. Аксинча, агар нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсир кучи

$$F \propto \frac{q_1 q_2}{r^2 \pm \delta}$$

қонун билан ифодаланганда эди, унда δ нинг нолдан фарқли бўлган исталган қийматида Остроградский—Гаусс теоремаси ўринли бўлмас эди ва зарядлар фақат сиртда эмас, балки ўтказгичнинг ҳажмида ҳам тақсимланар эди (1- Қўшимчага қаранг). Шунинг учун, ҳақиқатан ҳам ўтказгичнинг ҳажмида зарядлар бор-йўқлигини тажрибада текшириб, Кулон қонунининг тўғрилигини ва шу билан бирга буралма тарозидаги тажрибаларга қараганда анча аниқроқ текшириб кўриш мумкин.

Кавендиш масофа квадратида тескари пропорционаллик қонунини ўрнатиб, Кулонга қадар бир неча йил олдин бундай тажрибаларни биринчи бўлиб бажарган эди. Бу тажрибаларда металл шар 1 (34- расм) изоляцияловчи тағлик 2 га ўрнатилган эди. Ердан изоляцияланган иккита металл ярим сфера 3 қўзғалувчан тағликларга (расмда кўрсатилмаган) ўрнатилган эди ва уларни битта сфера қилиб бирлаштирганда шар 1 ни қамраб оларди. Ярим сфераларнинг бирида кичкина тешик бўлиб, унга изоляцияланган тола 5 га осилган калта металл сим 4 ни қўйиш мумкин. Бунда асбобни разрядламай туриб шар ва сферани улаш мумкин.

Тажрибанинг ўзи қуйидагича. Ярим сфералар 3 ни бирга қўйиб, уларни сим 4 билан шарга уланади ва зарядланади. Сфера зарядининг катталиги тўғрисида электрометр кўрсатишига қараб фикр юритилади. Сўнгга тола 5 ёрдамида сим 4 чиқариб олинади, иккала сфера сурилади ва уларни ерга улаб разрядланади. Бундан кейин электрометр шар 1 га уланади ва унда бирор заряд борлиги текширилади. Тажриба доим шарда ҳеч қандай заряднинг изи йўқлигини кўрсатади.

Зарядларнинг ўзаро тортишиш кучи қонунини ҳақидаги масала катта принципа аҳамиятга эга бўлгани учун шунга ўхшаш тажрибаларни кейинроқ Максвелл мукамаллаштирилган шаклда тақдорлаб кўрган эди. Максвелл ўз тажрибаларининг сезгирлигига асосланиб Кулон қонунини кўрсаткичидаги δ нинг агар у мавжуд бўл-



34- расм. Кавендиш тажрибаси.

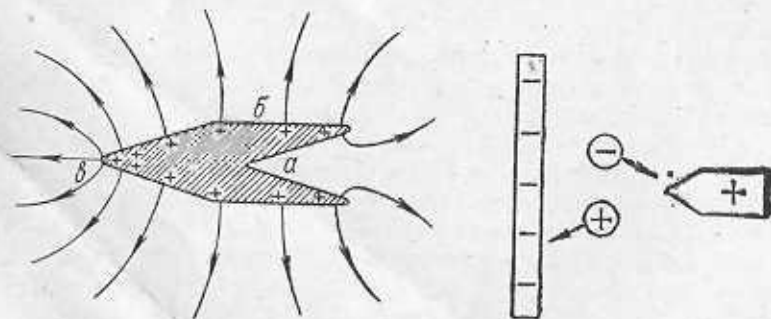
са, $\frac{1}{21600}$ дан ошмаслигини ҳисоблаб чиқди. Ҳозирги вақтда Кулон қонуни макроскопик масофалар учун анча аниқроқ қилиб текширилган.

29-§. Учликлар

Мураккаб шаклдаги ўтказгичда (35- расм, чапдаги) заряд тақсимоли тадқиқ қилинганда заряднинг сиртий зичлиги сиртийнинг турли нуқталарида турлича эканлиги маълум бўлди: чуқурлик ичида у нолга яқин (a нуқта) ўткир учли дўнглик учиди энг катта қийматга эга (b нуқта) ва ён сиртларидаги нуқталарда (b) оралиқ қийматларга эга.

(13.7) га кўра майдон кучланганлиги E заряднинг сиртий зичлиги σ га пропорционал. Шунинг учун мураккаб шаклли ўтказгич сиртида майдон кучланганлиги ҳам турлича бўлади. У эгрилик радиуси жуда кичик бўлган участкалар яқинида, яъни учли жойларда жуда ҳам катта бўлади.

Бу металл учликдан зарядларнинг ўзига хос оқиб чиқиб кетиш ҳодисасига олиб келади. Агар изоляцияланган металл учликни юқори кучланиш манбаи билан уланса, унда яқин атрофда турган изоляцияланган ўтказгичлар зарядланади. Учликдан унча узоқ бўлмаган масофада металл пластинка билан уланган электрометр жойлаштириб, пластинка анча юқори кучланишгача зарядланишини ва шу билан бирга учликда қандай заряд бўлса, худди ўшандай заряд билан зарядланишини кўриш мумкин. Агар аксинча, электрометр билан пластинкани олдиндан зарядланса ва учликни ерга уланса, у ҳолда учликни пластинкага яқинлаштирилганда пластинка разрядланади; индукцион зарядлар учликдан ерга оқиб ўтади ва пластинка зарядини нейтраллайди.



35-расм. Ўтказгич учидagi электр майдон кучланганлиги ва сирт зичлиги ҳамда зарядларнинг оқиб чиқиш сабаби.

Бу ҳодисанинг сабаби шундаки, учлик атрофида майдон кучланганлиги катта бўлади. Бу кучланганлик етарлича катта бўлганда атрофдаги ҳавода ионланиш бошланади (166- § да мукамалроқ қаралади) ва мусбат ҳамда манфий ионлар пайдо бўлади (35- расм, ўнгдаги). Учликдаги зарядларнинг ишораси билан бирдай ишорали зарядли ионлар учликдан оқиб чиқиш йўналишида ҳаракатланади; заряднинг ишораси қарама-қарши бўлган ионлар металл учликка томон ҳаракатланади ва унинг зарядини камайтиради.

Металл учликдан оқиб чиқиш йўналишида ҳаракатланаётган ионлар ўз ҳаракати йўлида нейтрал молекулаларни ҳам эргаштириб кетади. Бунинг натижасида металл учликдан ҳавонинг йўналган оқими ёки электр шамоли пайдо бўлади. Ёқилган шамни учликка яқин келтириб, уни пайқаш мумкин: шам алангаси учликдан кучли оғади ва электр шамоли билан ўчириб қўйилиши мумкин.

Учли ўтказгичларнинг қараб чиқилган хоссалари амалда турли қурilmалардан зарядларни чиқариб юборишда фойдаланилади.

Юқори электр кучланиш остида ишлайдиган барча асбоб ва машиналардан зарядларнинг оқиб чиқишини олдини олиш учун металл қисмлари яхшилаб думалоқланади, металл стерженларнинг учларига эса силлиқ шарчалар жойлаштирилади; учликларнинг бўлиши зарядларнинг оқиб кетишига ва изоляциянинг бузилишига олиб келиши мумкин эди.

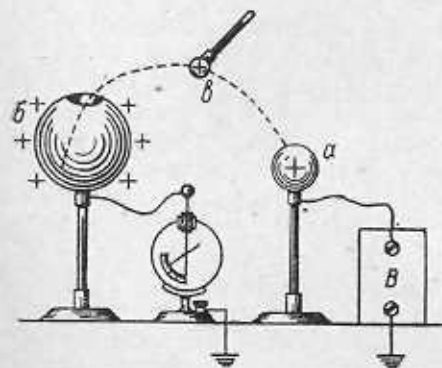
30-§. Электростатик генератор

Зарядлар доим ўтказгичнинг фақат ташқи сиртидагина тақсимланиш ҳодисасидан жуда юқори кучланиш олишга мўлжалланган электростатик генераторларда фойдаланилади. Уларнинг ишлаш принципи 36- расмда тасвирланган тажриба билан тушунтирилади. Изоляцияланган ўтказгич a ни кучланиш манбаи B билан улаймиз (манба сифатида зарядланган конденсатор ёки 2—3 минг вольтга мўлжалланган тўгрилагич олган қулайроқ) ва яқинига электрометрга уланган изоляцияланган ковак ўтказгич b ни жойлаштирамиз. Ўтказгичлар a ва b ни бир дақиқага металл стержень (изоляцияланган дастада) билан улаймиз. Ўтказгич b ўтказгич a нинг кучланишигача зарядланади. Уни электрометр кўрсатишига қараб аниқлаймиз. Энди изоляцияланган дастага маҳкамланган металл шар c ни олиб, уни ўтказгич a га, сўнгга ўтказгич b нинг ички сиртига теккизамиз. Шар c нинг заряди ўтказгич b га бутунлай ўтади, бундан ўтказгич b даги кучланиш ортади. Бу процессни кўп марта такрорлаб, ўтказгич b даги кучланишни ўтказгич a дагига қараганда анча орттиришимиз мумкин; принцинда уни чексиз кўп орттириш мумкин.

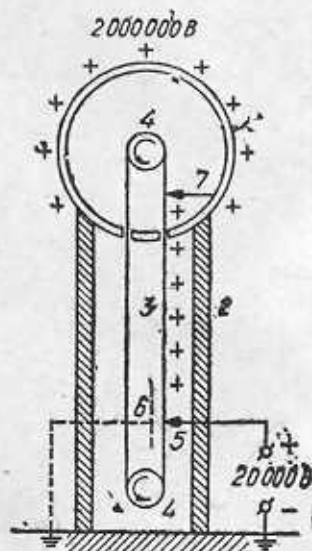
Байн қилинган процесс ёрдамида мусбат зарядларни кам потенциалли жисмлардан анча юқори потенциалли жисмларга кўчирамиз. Биринчи қарашда бу ажабланарли бўлиб кўриниши мумкин, чунки иккита ўтказгични бир-бирига ула-

ганда мусбат зарядлар доим юқори потенциалли жисмдан паст потенциалли жисмга ўтади. Аслида эса бу ерда ҳеч қандай зиддият йўқ, чунки шар a ни a дан b га кўчиришда биз итариш кучини енгамиз ва механикавий иш бажарамиз. Шунинг учун a ни b га томон йўналишида кўчирганда шар a нинг потенциаллини орттирамиз. Шар a бўшлиқ b нинг ичида бўлиб қолганида унинг потенциали b нинг потенциали билан тенглашади. Шундай қилиб, биз механикавий иш бажариш билан унча катта бўлмаган манбага эга бўлиб, исталган ўтказгични анча юқори кучланишга зарядлай оламиз.

Электростатик генераторда худди шундай ҳодиса амалга оширилади. У ичи ковак катта ўтказгич I дан (одатда шарсимон шаклда бўлади) иборат бўлиб (37- расм),



36- расм. Электростатик генераторнинг ишлаш принципи.



37- расм. Электростатик генератор.

изоляцияловчи коллонна 2 га ўрнатилган. Колонна ичида резиналанган материалдан қилинган чексиз лента 3 ўтади. У лента иккита шкив 4 да ҳаракатланиб, 36-расмдаги a шар ролини ўйнайди. Лента учликлар системаси 5 ёрдамида зарядланади. Бу учликлар кучланиш манбаининг қутбларидан бирига уланган, манбаининг иккинчи қутби эса ерга уланган. Учликлар қаршисида лентанинг тескари томонида ерга уланган пластинка 6 жойлаштирилади. Бу пластинка учлик 5 дан лентага оқиб чиқаётган зарядларни кўпайтиради. Резина лента шар 1 билан уланган учликлар системаси 7 ёнидан ўтиб, келтирган зарядларни унга беради. Шар ва ер орасида қандай кучланиш бўлишига қарамай, бу зарядлар шарнинг ташқи сиртига тўла ўтади.

Амалда шарда ҳосил қилиш мумкин бўлган максимал кучланиш зарядларнинг шардан сирқиши билан аниқланади (асосан ҳавонинг ионланиши туфайли). Вақт бирлигида лента келтираётган зарядлар (лента токи) сирқиш туфайли йўқолаётган зарядларга (сирқиш то-

кига) тенг бўлиб қолганда шар кучланишининг ортиши тўхтабди. Шунинг учун амалда имкон борича лента токини оширишга ҳаракат қилинади.

Ҳозирги вақтда электростатик генераторлар зарядланган зарраларни (электронлар ва ионларни) тезлаштириш учун ишлатилади. Улар ёрдамида 3—5 миллион вольтгача кучланиш олиш мумкин. Бундай генераторларнинг баландлиги 10—15 м, шарининг диаметри эса бир неча метрга етади. Баъзан электростатик генераторлар сиқилган газли камераларга жойлаштирилади, чунки газ босим ортганда катта кучланишларда ионлаша бошлайди.

IV БОБ

ЭЛЕКТР МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

31- §. Электр сигим

Орасида электр кучланиш мавжуд бўлган икки ўтказгични қараб чиқамиз ва битта ўтказгичдан чиқаётган барча силжиш чизиқлари иккинчи ўтказгичда тугайди деб фараз қиламиз. Бундай жуфт ўтказгичларни биз *оддий конденсатор* ёки *тўғридан-тўғри конденсатор* деб атаймиз.

Концентрик сфералар кўринишидаги икки ўтказгичдан иборат шар конденсатор (24- §) оддий конденсатор бўлади, чунки ички сферадан чиқаётган силжиш чизиқларининг ҳаммаси албатта ташқи сферада тугайди. Агар иккита параллел ўтказувчи пластинкалар орасидаги масофа уларнинг ўлчамларига қараганда жуда кичик бўлса, бундай пластинкаларни (ясси конденсатор) ҳам оддий конденсатор деб ҳисоблаш мумкин. Агар цилиндрларнинг узунлиги улар орасидаги тирқишга қараганда жуда катта бўлса, бундай цилиндрлик конденсатор ҳам (24- §) оддий конденсатор бўлади. Конденсаторни ҳосил қилувчи иккала ўтказгич унинг *қопламалари* дейилади.

Силжиш чизиқлари электр зарядлан бошланиб электр зарядда тугатгани учун оддий конденсатор қопламаларидаги зарядлар катталиги жиҳатидан доим тенг ва ишораси турли исмли бўлади деган фикр келиб чиқади.

Конденсатор қопламалари орасида исталган нуқтадаги майдон кучланганлиги доим қопламалар заряди катталигига пропорционал. Шунинг учун (17.1) га мувофиқ қопламалар орасидаги кучланиш U ҳам доим қопламалар заряди q га пропорционал:

$$q = CU. \quad (31.1)$$

Бу формуладаги C коэффициентни конденсаторнинг *электр сигими* ёки *тўғридан-тўғри унинг сигими* дейилади.

(31.1) дан $U = 1$ ва $q = C$ келиб чиқади. Бу, агар қопламалар орасидаги кучланиш бирга тенг бўлса, конденсаторнинг сигими ҳар қайси қопламада бўлган зарядлар билан ўлчанади, демакдир.

Сигим бирлиги бўлиб (Ф) хизмат қилади. Бу — ҳар қайси қопламасидаги заряд 1 Кл дан бўлганда қопламалар орасидаги кучланиш 1 В га тенг бўлган конденсаторнинг сигими:

$$1\text{Ф} = 1 \text{ Кл/В.}$$

Амалда сигимнинг бундан кичик бирликлари: 1 микрофарада (мкФ) = 10^{-6} Ф ва 1 пикофарада (пФ) = 10^{-12} Ф ишлатилади.

Конденсаторнинг сигими унинг ўлчамларига, шаклига ва қопламалари орасидаги муҳитнинг хоссаларига боғлиқ.

Қопламалари вакуумда турган исталган конденсаторнинг сигими C_0 бўлсин. Агар қопламалар орасида атмосфера ҳавоси бўлса ҳам биз ўша сигимни олаемиз. Қопламалари орасидаги бутун фазо бир жинсли бирор изолятор билан тўлдирилган ўша конденсаторнинг сигими C бўлсин.

$$C/C_0 = \epsilon \quad (31.2)$$

нисбатни изоляторнинг диэлектрик сингдирувчанлиги дейилади. Диэлектрик сингдирувчанлик ϵ шундай катталикки, у модданинг электр хоссаларини характерлайди ва модданинг турига ва унинг ҳолатига (температураси, босими ва ҳ. к. лэрга) боғлиқ.

(31.2) формула билан аниқланадиган катталик берилган модданинг диэлектрик сингдирувчанлиги (ϵ) нинг ва вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги (ϵ_0) га нисбатан ёки бошқача айтганда, вакуумга нисбатан диэлектрик сингдирувчанлигидан иборат. (31.2) дан кўринишича, бу катталик ўлчамсиз катталик. Диэлектрик сингдирувчанликнинг абсолют қиймати ϵ_0 га қандай ўлчамлик ва қандай катталик берилишига боғлиқ. Абсолют электростатик системада $\epsilon_0 = 1$ деб олинади ва ўлчамсиз катталик деб ҳисобланади. Шунинг учун (31.2) бир вақтнинг ўзида СГСЭ системасида диэлектрик сингдирувчанликнинг абсолют қийматини аниқлайди.

Бирликларнинг СИ системасида ϵ_0 ўлчамга эга ва бирга тенг эмас (4-§). Шунинг учун СИ системасида модданинг диэлектрик сингдирувчанлиги $\epsilon\epsilon_0$ дан иборат.

Мисол тариқасида баъзи моддаларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ ни келтирамиз:

Модда	ϵ	Модда	ϵ
Вакуум	1	Шинча	5—10**)
Ҳаво*)	1,000594	Этил спирт	27
Эбонит	2,7—2,9	Сув	81

* 0°C ва 760 мм сым. уст.

** Сортига қараб.

32-§. Оддий конденсаторларнинг сигими

Оддий шаклдаги конденсаторларнинг сигимини ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун ҳар қайси қопламада бирор миқдорда заряд бор деб фараз қилиб, қаралаётган конденсаторнинг электр майдонидаги потенциал $U(x, y, z)$ ҳисоблаб топилади. Агар бу масалани ечишнинг улдасидан чиқилса, унда конденсатор қопламалари орасидаги кучланишнинг қиймати U ҳам олинади. Шундан кейин сигимни (31.1) формуладан топиш мумкин.

Баъзи мисолларни кўриб чиқамиз.

1- мисол. Ясси конденсатор. Пластинкалар орасидаги оралиқ уларнинг ўлчамларига нисбатан жуда кичик деб ҳисоблаймиз. Унда чекка эффектларни ҳисобга олмаслик мумкин. Ясси конденсатор майдонида потенциал тақсимотини биз 24- § да ҳисоблаган эдик. Агар қопламаларнинг сирт бирлигида q заряд бўлиб, диэлектрик сифатида вакуум олинган бўлса, унда қопламалар орасидаги тўлиқ кучланиш

$$U = \sigma d / \epsilon_0$$

га тенг, бунда d — пластинкалар орасидаги масофа. Агар ҳар қайси пластинканинг юзи S га тенг бўлса, унда пластинканинг тўлиқ заряди $q = \sigma S$. Шунинг учун

$$C = \frac{q}{U} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (32.1)$$

Агар диэлектрик сифатида вакуум эмас, балки бутун электр майдон фазосини (оралиқни) тўлдириб турувчи диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ бўлган модда олинган бўлса, унда сигим ϵ марта кўп бўлади:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S / d. \quad (32.1a)$$

Қопламалар орасидаги d масофа қамайганда сигим ортади.

2- мисол. Шар конденсатор. Агар конденсатор қопламаларида q заряд бўлса, унда қопламалар орасидаги вакуумдаги оралиқда кучланиш (24- §)

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)$$

бўлади, бунда a ва b — ички ва ташқи қопламаларнинг радиуслари. Шунинг учун вакуум учун сигим

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon_0}{1/a - 1/b} \quad (32.2)$$

Агар ташқи радиус b ички радиус a га қараганда жуда катта бўлса, унда формула соддалашади:

$$C = 4\pi\epsilon_0 a. \quad (32.3)$$

Ташқи қоплама сферик бўлмай, балки исталган шаклга эга бўлиб, лекин унинг ўлчамлари ички сферанинг радиусидан анча катта бўлган ҳол учун ҳам бу натижа ўринли бўлади. Бу ифода ҳамма вақт конденсаторнинг сифимини англатса-да, бунда кўпинча яққаланган шарнинг сифими тўғрисида гапирилади. Конденсаторнинг ташқи қопламаси родини бир хил потенциалга эга бўлган узоқдаги предметлар (хона деворлари ва шунга ўхшашлар) ўйнайди.

Агар, аксинча, қопламалар орасидаги масофа $b - a = d$ сферанинг ўртача радиуси r га қараганда жуда кичик бўлса, унда (32.2) ни қуйидаги кўринишда тасаввур қилиш мумкин:

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{ab}{b-a} \approx 4\pi\epsilon_0 \frac{r^2}{d} = \epsilon_0 \frac{S}{d},$$

бунда $S = 4\pi r^2$ — қопламалар сиртининг юзи. Оралиқ масофа жуда кичик бўлганда сферик ва ясси конденсаторлар сифими ифодалари ўзаро мос келишини кўрамиз.

3-мисол. Цилиндрик конденсатор. Конденсатор радиуслари a (ички) ва b (ташқи) бўлган иккита коаксиалцилиндрлардан иборат бўлсин. Цилиндрларнинг узунлиги улар орасидаги масофага нисбатан жуда катта деб ҳисоблаймиз. Қопламалар орасидаги кучланиш (24- §)

$$U = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a}$$

бўлади, бунда q_1 цилиндрларнинг узунлик бирлигидаги заряд. Шунинг учун цилиндрик конденсаторнинг вакуумда узунлик бирлигига тўғри келган сифими қуйидагига тенг:

$$C_1 = \frac{q_1}{U} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)}. \quad (32.4)$$

Бу формула, хусусан, изолятор қатлами ва металл зирҳ билан қопланган металл симдан иборат кабелнинг сифимини ифодалайди: (32.4) ифодани изолятор моддасининг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ га кўпайтириш лозим.

Агар цилиндрлар орасидаги $b - a = d$ масофа уларнинг радиусига нисбатан жуда кичик бўлса, унда (32.4) соддалашади. Бу ҳолда $\ln(b/a)$ ни қаторга ёйиб, фақат биринчи тартибли ҳад билан чегараланиш мумкин:

$$\ln(b/a) = \ln(1 + d/a) \approx d/a.$$

Шунинг учун

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{d/a} = \epsilon_0 S/d,$$

бунда S орқали конденсатор қопламаларининг узунлик бирлигига тўғри келган юзи белгиланган: $S = 2\pi a$. Бу ҳолда ҳам сифим ясси конденсатор учун ёзилган формуланинг ўзи билан ифодаланади.

Бу натижа умумий характерга эга эканлигини ва конденсатор қопламалари орасидаги масофа қопламаларнинг эгрилик радиусига қараганда жуда кичик бўлган ҳолдагина қопламалари исталган шаклдаги конденсаторлар учун ҳам ўринли эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Бу исталган бир жинсли бўлмаган майдонни кичик масофаларда бир жинсли майдон деб қараш мумкин, деган фикрнинг натижасидир.

4-мисол. Икки симли линия. Энди радиуслари a ва ўқлари орасидаги масофа d бўлган иккита параллел цилиндрик симларни қараб чиқамиз (38- расм). Бошқа барча жисмлар, ҳатто ер ҳам d га нисбатан катта масофада турибди, деб ҳисоблаймиз ва шунинг учун иккала симни оддий конденсатор деб қараймиз.

Агар d масофа a билан таққослангани даражада бўлса, унда зарядлар сим сирти бўйича нотекис тақсимланади ва электр майдонни ҳисоблаш мураккаб бўлади. Шунинг учун биз $d \gg a$ деб фараз қиламиз. Бу ҳолда иккала цилиндр ҳам текис зарядланади ва улар ҳосил қилаётган майдон кучланганлигини (13.9) формуладан топиш мумкин. Электростатик майдонда кучланиш йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмагани туфайли уни ҳисоблаш учун симлар ўқини туташтирувчи ва уларнинг сиртига перпендикуляр бўлган тўғри чизиқ кўринишидаги энг оддий йўлни танлаймиз. Бу линияда бирор x нуқтадаги майдон кучланганлиги E (32- расм) қуйидагига тенг:

$$E = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} + \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{d-x},$$

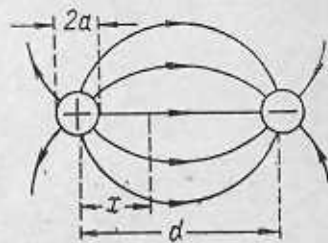
бунда q_1 — симнинг узунлик бирлигидаги заряд. Шунинг учун симлар орасидаги кучланиш

$$U = \int_a^{d-a} E dx = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^{d-a} \frac{dx}{x} + \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^{d-a} \frac{dx}{d-x} =$$

$$= \frac{q_1}{\pi\epsilon_0} \ln \frac{d-a}{a} \approx \frac{q_1}{\pi\epsilon_0} \ln \frac{d}{a}$$

бўлади. Икки симли линиянинг ҳар бир узунлик бирлигига тўғри келган сифими

$$C_1 = \frac{q_1}{U} = \frac{\pi\epsilon_0}{\ln(d/a)} \quad (32.5)$$



38- расм. Икки симли линиянинг электр майдони.

ϵ_0 нинг ўлчов бирлиги. СИ бирликлари системасида электр синими тушунчаси электр доимийси ϵ_0 (абсолют диэлектрик сингдирувчанлик) нинг ўлчов бирлигини аниқлашда фойдаланилади. Масалан, (32.1) формуладан фойдаланиб,

$$\epsilon_0 = Cd/S$$

га эга бўламиз. Бунга C , d ва S ларнинг ўлчов бирликларини қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$1\epsilon_0 \text{ бирлик} = (\Phi \cdot \text{м})/\text{м}^2 = 1 \text{ Ф/м};$$

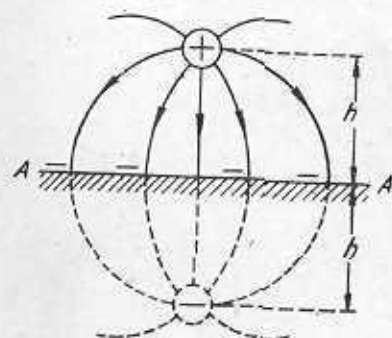
бу метрга фарада деб аталади.

33-§. Кўзгу тасвирлар методи

Электр майдонни ҳисоблашда ва сизимни ҳисоблаб чиқаришда зарядларнинг кўзгу тасвирлари методи деб аталадиган ёрдамчи усул фойдали бўлади. Бу метод қуйидаги қоидага асосланган: агар электр майдонда бирор эквипотенциал сиртини ўша шаклдаги ўтказгич билан алмаштирилса ва унда қаралаётган эквипотенциал сиртидагига тенг потенциал ҳосил қилинса, электр майдон ўзгармайди.

Бу қоидадан бир-бирдан $2h$ масофада жойлашган икки нуқтавий заряд $+q$ ва $-q$ нинг электр майдонига татбиқ қиламиз (39-расм). Қаралаётган майдонни AA текислик билан икки тенг қисмга ажратиш мумкин. Бу текислик ҳамма ерда куч чизиқларига перпендикуляр бўлади, бинобарин, эквипотенциал сирт бўлади. Шунинг учун, агар AA да чексиз ўтказувчи текислик турса, унда бу текислик ва $+q$ заряд орасидаги майдон ўзгармайди ва иккита нуқтавий заряд $+q$ ва $-q$ ларнинг майдони билан мос тушади. Бу ўтказувчи текисликда индукцияланган зарядларнинг таъсирини ҳисобга олиш имконини беради.

$+q$ заряд текислик устида қандай масофада жойлашган бўлса, $-q$ заряд текислик орқасида худди шундай h масофада жойлашган ва шунинг учун ҳам ўтказувчи текисликда унинг кўзгу тасвири бўлади. Шунинг учун топилган натижани қуйидагича таърифлаш мумкин: нуқтавий заряд ва чексиз ўтказувчи текислик орасидаги электр майдон қаралаётган заряд ва унинг ўтказувчи текисликдаги кўзгу тасвири ҳосил қиладиган майдон билан мос тушади. Ёки, бошқача айтганда, индукцияланган зарядлари бўлган



39-расм. Нуқтавий заряд ва ўтказувчи текислик орасидаги электр майдон.

ўтказувчи текислик таъсирини берилган заряднинг ўтказувчи текисликдаги кўзгу тасвири бўлган нуқтавий заряд таъсири билан алмаштириш мумкин.

Қўриб чиққан методни ердан h баландликка осилган радиуси a бўлган цилиндрик симнинг сизимини ҳисоблаб топишга қўллаемиз. Биз ҳаво телеграф линиясида шундай ҳолга эга бўламиз. Бу майдоннинг куч чизиқлари (симга перпендикуляр бўлган текисликда) ҳам 39-расм билан тасвирланади. Сим ва ер орасидаги фазодаги майдон симнинг ва унинг кўзгу тасвирининг майдони билан мос тушади ва шунинг учун масала иккита параллел сим ҳолига келади. Аммо ўша зарядда ер сирти ва сим орасидаги кучланиш икки сим орасидаги кучланишнинг фақат ярмига тенг бўлади, демак, сизим икки марта катта бўлади, (32.5) ифодани 2 га кўпайтириб ва $d = 2h$ деб ер устида симнинг узунлик бирлигига тўғри келган сизим учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(2h/a)}. \quad (33.1)$$

34-§. Зарядланган конденсатор энергияси

Агар зарядланган конденсатор қопламаларини металл сим билан туташтирсак, унда электр ток пайдо бўлади, конденсатор зарядсизланади. Конденсатор зарядсизланишидаги электр ток симда маълум миқдорда иссиқлик ажратади, демак, зарядланган конденсатор энергияга эга.

Агар 40-расмдаги схемада калит K ни 1 вазиятга ўтказсак, унда C конденсатор элементлар батареяси B билан уланади ва батарея кучланишигача зарядланади. Калитни 2 вазиятга ўтказсак, конденсатор электр лампочка орқали зарядсизланади. Бунда лампочка чақнаб ўчади.

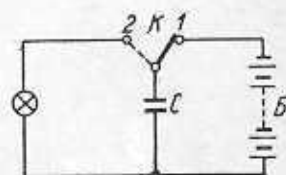
Энди зарядланган конденсатор энергиясини ҳисоблаймиз. Бунинг учун конденсатор зарядсизланмоқда деб фараз қиламиз ва зарядсизланиш процессида унинг қопламаларидаги кучланишнинг оний қийматини u орқали белгилаймиз.

Агар қопламалар орасида кам миқдорда dq заряд ўтса, унда 17-§ га кўра электр кучларнинг иши dA қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = u dq.$$

Бу формулада қопламалардаги q зарядни (31.1) формуладаги кучланиш орқали ифодалаб қуйидагини оламиз:

$$dA = Cu du.$$



40-расм. Конденсаторни электр лампочка орқали зарядсизлантиришда унинг энергияси иссиқликка айланади.

Бу ифодани кучланишнинг U (зарядсизланиш бошланиши) ва 0 (зарядсизланиш тугаши) қийматлари орасида интеграллаб, бутун зарядсизланиш вақтида электр кучлар бажарган тўлиқ ишга тенг бўлган конденсатор энергияси W ни топамиз:

$$A = W = C \int_0^U u \, du = \frac{1}{2} CU^2. \quad (34.1)$$

Конденсатор энергиясининг сизим ва кучланишга боғлиқлигини юқори баён қилинган тажрибада ҳам кўрсатиш мумкин (40-расм). Агар батарея кучланишини орттирсак (масалан, кетма-кет уланган элементлар сонини орттирсак), унда лампочканинг чақнаши янада равшанроқ бўлади. Агар батареяни ўзгаришсиз қолдириб, конденсатор сизимини ўзгартирсак, унда сизим ортиши билан лампочканинг чўғланиши ортади.

(31.1) муносабатдан фойдаланиб, зарядланган конденсатор энергиясини қуйидаги кўринишлардан исталган бири орқали ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2C} q^2 = \frac{1}{2} qU. \quad (34.2)$$

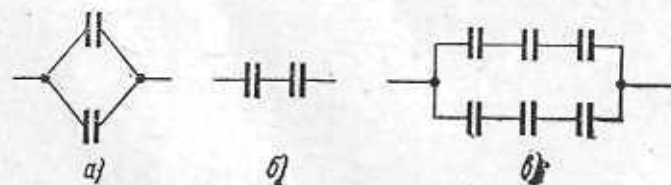
Конденсаторлар ўзида энергия тўплаш қобилияти туфайли электротехникада ва радиотехникада кенг қўлланилади.

35-§. Конденсаторларни улаш

Агар конденсаторга етарлича катта кучланиш берилса, унда конденсатор «тешилади», яъни унинг қопламалари орасида (диэлектрик ичида ёки унинг сиртида) учқун пайдо бўлади ва изоляция бузилади туфайли конденсатор ишдан чиқади. Шунинг учун ҳар бир конденсатор фақат сизими билан эмас, балки яна максимал иш кучланиши билан ҳам характерланади.

Муайян конденсаторларга эга бўлиб, керакли иш кучланишида исталган сизим олиш учун конденсаторлар батарея қилиб уланади.

41-а расмда конденсаторларнинг параллел уланиши кўрсатил-



41-расм. Конденсаторларни улаш:

а — параллел, б — кетма-кет, в — аралаш.

ган. Бу ҳолда ҳамма конденсаторлар учун U кучланиш умумий бўлади ва би қуйидагига эга бўлаемиз:

$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \dots$$

Батареядаги йиғинди заряд

$$q = \sum q_i = U \sum C_i$$

га тенг, шунинг учун батареянинг сизими

$$C = q/U = \sum C_i. \quad (35.1)$$

Параллел уланган конденсаторлар батареясининг сизими ҳар қайси конденсаторнинг сизимлари йиғиндисига тенг. Бу ҳолда ҳар қайси конденсатордаги кучланиш батареядаги кучланишга тенг бўлгани туфайли, батареянинг йўл қўйилган иш кучланиши ҳам битта конденсаторники каби бўлади.

41-б расмда конденсаторларнинг кетма кет уланиши кўрсатилган. Бу ҳолда батареянинг тўлиқ зарядига тенг бўлган q заряд ҳамма конденсаторлар учун бир хил, биз қуйидагини ёза оламиз:

$$U_1 = q/C_1, \quad U_2 = q/C_2.$$

Батареядаги кучланиш эса ҳар қайси конденсатордаги кучланишларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$U = \sum U_i = q \sum \frac{1}{C_i}.$$

Бутун батарея сизими C учун қуйидагини топамиз:

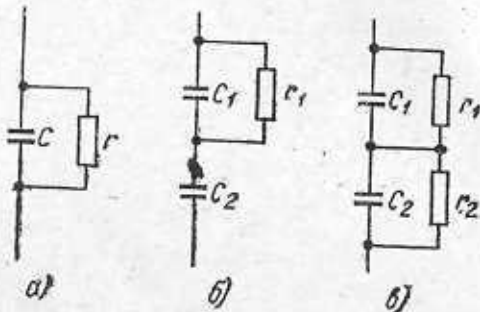
$$\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (35.2)$$

Конденсаторлар кетма-кет уланганда сизимларнинг тескари қийматларидан йиғинди олинади. Бу ҳолда ҳар қайси конденсатордаги кучланиш батареядаги кучланишдан кам бўлади ва шунинг учун йўл қўйилган иш кучланиши битта конденсаторникидан катта бўлади.

41-в расмда конденсаторларни аралаш улаш кўрсатилган. Бундай батареянинг сизимини (35.1) ва (35.2) формулалардан фойдаланиб аниқлаш осон. Буни бажаришни китобхонга топширамиз.

Амалда конденсатордан фойдаланганда доим шуни назарда тутиш лозимки, ҳар қандай конденсаторнинг диэлектриги идеал изолятор бўлмай, электрни оз бўлса-да, ўтказди. Шунинг учун ҳар қандай реал конденсатордан бир оз бўлса-да, заряд сирқиши рўй беради ва уни идеал C конденсатор (сирқиш йўқ) ҳамда параллел уланган катта r қаршиликдан иборат эквивалент схема билан тасвирлаш мумкин (42-а расм). Конденсаторлар параллел уланган ҳолда сирқишлар муҳим роль ўйнамайди ва ҳар қайси конденсатордаги кучланиш аввалгидек батареянинг тўлиқ кучланишига тенг бўлаверади. Аммо кетма-кет уланганда бундай бўлмайди. Агар заряд сирқимайдиган C_1 конденсатор (42-б расми) r_1 сир-

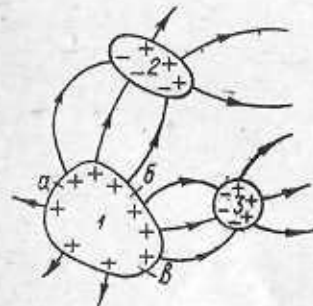
қўшга эга бўлган C_1 конденсатор билан кетма-кет уланса, унда вақт ўтиши билан C_1 конденсатор зарядсизлана боради ва ниҳоят батареянинг тўлиқ кучланиши C_2 конденсаторда бўлиб қолади. Реал ҳолда иккала конденсаторда ҳам сирқиш бўлганда (42-в. расм) барқарорлашган кучланиш сирғимга боғлиқ бўлмай, балки сирқишга боғлиқ бўлади. Кам сирқийдиган конденсаторда кучланиш катта бўлади ва у тешилиши мумкин. Шунинг учун ўзгармас кучланишлар билан ишланганда конденсаторларнинг кетма-кет уланиши қўлланилмайди, ундан ўзгарувчан ток санжирларида фойдаланилади.



42-расм. Сирқишли конденсаторларнинг эквивалент схемалари.

36-§. Мураккаб конденсаторлар

Шу пайтгача биз оддий конденсаторларнигина қарадик. Уларда қопламаларнинг бирдан чиқаётган силжиш чизиқлари иккинчисидан тугар эди. Аммо мураккаброқ ҳоллар ҳам бўлиши мумкин, унда силжиш чизиқлари бир нечта ўтказгичлар орасида тақсимланиши мумкин (43-расм). Биз бундай ўтказгичлар системасини *мураккаб* конденсаторлар деб атаймиз.



43-расм. Мураккаб конденсаторнинг майдони.

Бу ҳолда жисмлардан бирининг заряди электр майдонни ҳосил қилишда қатнашаётган барча ўтказгичларнинг потенциалига боғлиқ бўлади. Бу зарядни қуйидаги тарзда топиш мумкин. Ўтказгич 1 ни қараб чиқамиз (43-расм) ва унда сиртнинг ab қисmini ажратамиз. Бу сирт силжиш чизиқлари билан фақат ўтказгич 2 га уланади. Бундай участканинг заряди $q_{ab} = C_{ab} \cdot U_{12}$ га тенг, бунда C_{ab} — жисм 2 га нисбатан ab участканинг сирғими, U — жисм 1 ва 2 орасидаги кучланиш. Шунга ўхшаш сиртнинг бошқа bc қисми учун $q_{bc} = C_{bc} \cdot U_{13}$ ва ҳ. к. га эга бўламиз. Шунинг учун жисм 1 нинг тўлиқ заряди қуйидагига тенг:

$$q_1 = C_{ab}U_{12} + C_{bc}U_{13} + C_{ca}U_{14}. \quad (36.1)$$

Бу ерда U_{14} орқали 1 ва 4 участкадан келаётган силжиш чизиқлари тугайдиган жисм орасидаги кучланиш белгиланган.

Ҳар бир жуфт ўтказгич орасидаги кучланишлар ёки потенциаллар фарқи U_{12}, U_{13}, \dots , ўрнига (36.1) га ҳар қайси ўтказгичнинг потенциали U_1, U_2, \dots ни (масалан, чексизликка нисбатан) киритишимиз мумкин:

$$U_{12} = U_1 - U_2, \quad U_{13} = U_1 - U_3, \dots$$

Бу ифодаларни (36.1) га қўйиб яна q_1 заряд учун барча ўтказгичлар потенциалларининг чизиқли функциясини қуйидаги кўринишда оламиз:

$$q_1 = C_{11}U_1 + C_{12}U_2 + \dots = \sum_k C_{1k}U_k. \quad (36.2)$$

Ва шунга ўхшаш бошқа ўтказгичларнинг заряди учун

$$q_i = \sum_k C_{ik}U_k. \quad (36.2a)$$

бунда i — ўтказгичнинг номери. Бу формулалардаги C_{ik} коэффициентлар оддий физикавий маънога эга. (36.2) дан ўтказгич 1 нинг потенциали бирга тенг бўлиб, бошқа барча ўтказгичларнинг потенциали нолга тенг бўлганда C_{11} коэффициент ўтказгич 1 нинг зарядига тенг; жисм 2 нинг потенциали бирга тенг бўлиб, бошқа барча ўтказгичларнинг потенциали эса (жисм 1 ни ҳам қўшганда) нолга тенг бўлганда C_{12} коэффициент жисм 1 даги зарядга тенг ва ҳ. к. C_{ik} қаралаётган ўтказгичнинг шакли ва ўлчамларига, уларнинг ўзаро жойлашшига ва атроф муҳитнинг хоссаларига боғлиқ.

(36.2a) тенгламалар системасини потенциалларга нисбатан ҳал қилиш ва, аксинча, ҳамма потенциалларни ўтказгичларнинг тўлиқ зарядлари орқали ифодалаш мумкин. Ўтказгичларнинг потенциали ҳам зарядларнинг чизиқли функцияси бўлади, биз қуйидагини ёза оламиз:

$$U_k = \sum_i p_{ik}q_i. \quad (36.3)$$

C_{ik} ва p_{ik} коэффициентлар қуйидаги симметрия шартларини қаноатлантиришни кўрсатиш мумкин:

$$C_{ik} = C_{ki}, \quad p_{ik} = p_{ki}.$$

Биз булар устида тўхталиб ўтирмаймиз.

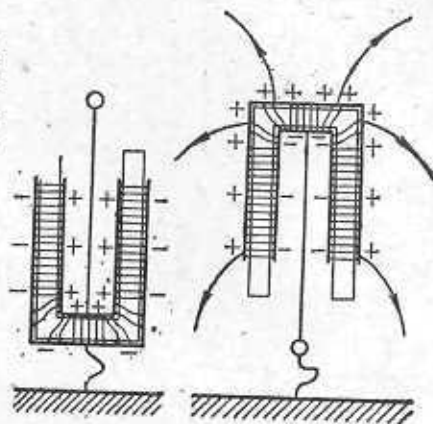
Мураккаб конденсатор ҳамда исталган ўтказгичдаги заряд ҳамма ўтказгичнинг потенциали билан аниқланишини кўрамиз. Буни оддий тажрибада тушунтирамиз. Ер юзи яқинида (ерга уланган предметлар) жойлашган цилиндрик конденсаторни кўриб чиқамиз (44-расм). Бу ерда биз учта ўтказгичга эга бўламиз: ташқи қоплама, ички қоплама ва ер; (36.1) формуланинг ўнг қисмида икки ҳад бўлади. Иккала қопламанинг сирғимини C орқали, ерга нисбатан ташқи қопламанинг сирғимини c орқали белгилаймиз (бунда стержен-

нинг ерга нисбатан сифимини ҳисобга олмаймиз). Агар ташқи қоплама ерга уланса, унда $U_{13} = 0$. Шунинг учун конденсаторни U кучланишгача зарядланганда у

$$q_1 = CU$$

миқдор заряд тўплайди. Агар ички қоплама ерга уланса, унда U_{13} нолга тенг бўлмай, конденсатордаги U кучланишга тенг бўлади. Шунинг учун шундай кучланишда ҳам конденсатордаги заряд миқдори биринчи ҳолдагига қараганда кўп бўлади:

$$q_2 = CU + cU.$$



44-расм. Мураккаб конденсаторга мисол.

37-§. Электр майдон энергияси

Зарядланган конденсатор маълум энергияга эга бўлишини кўрдик. Шунинг учун бу энергия қаерда мужассамлашганлиги тўғрисида савол қўйишимиз мумкин. Масалан, энергия конденсатор қопламаларида, яъни электр зарядларда мужассамлашган деб фараз қилиш мумкин. Аммо конденсатор энергияси унинг электр майдонида, яъни қопламалар орасидаги фазода мужассамлашган дейиш ҳам мумкин. Фақат тажриба бу саволни ҳал қилиб бериши мумкин.

Биз ўзгармас электр майдонлар билан иш кўрар эканмиз, донм электр майдон билан қўраб олишган зарядга ва, аксинча, электр зарядлар билан биргаликда электр майдонларга дуч келамиз. Шунинг учун бундай тажрибани амалга оширишнинг идожи йўқ. Бироқ вақт ўтиши билан ўзгарадиган майдонларни қараб чиқиб бизни қизиқтирган тажриба маълумотларига эга бўлишимиз мумкин. Шундай электромагнит тўлқинлар мавжуд-ки, улар электр ва магнит майдонлардан иборат бўлиб, вақт бўйича ўзгаради ва фазода маълум тезлик билан тарқалади. Буни биз кейинроқ (XXIII бобда) кўрамиз. Электромагнит тўлқинларидаги электр майдонларни уларни юзага келтирган электр зарядларсиз олиш мумкин (худди шунингдек, магнит майдонларни ҳам — уларни тиклаб турадиган электр тоқларсиз олиш мумкин).

Тажриба электромагнит тўлқинлар энергияга эга бўлиб, шу энергияни ўзи билан кўчириб юришини кўрсатади ва бу энергиядан радиотехникада алоқа мақсадлари учун ва бошқа техникавий қурилмаларда фойдаланамиз. Электромагнит тўлқинларнинг мавжудлик факти юқорида қўйилган саволга жавоб беради ва энергия электр майдонда мужассамлашган деган хулоса чиқаришга имкон беради.

Бу натижани ҳисобга олиб, конденсатор энергияси учун ёзилган (34.1) ифодани унга майдоннинг характеристикаси — унинг кучланишга кирадиган қилиб ўзгартира оламиз.

Даставвал бир жинсли майдонни қараб чиқамиз ва (34.1) ни ясси конденсаторга татбиқ қиламиз. Унда қуйидагини оламиз:

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

Аммо U/d бу майдоннинг кучланганлиги E нинг ўзи (19-§га қ.), Sd эса майдон эгаллаган ҳажм. Бир жинсли майдоннинг энергияси майдон эгаллаган ҳажмга пропорционал эканлигини кўрамиз. Шунинг учун ҳар қайси ҳажм бирлигидаги энергия ҳақида ёки электр майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги ҳақида гапириш мақсадга мувофиқ бўлади. У қуйидагига тенг:

$$u = \frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2. \quad (37.1)$$

Агар электр майдон бир жинсли бўлмаса, уни ҳар доим элементар dt ҳажмларга бўлиш мумкин ва чексиз кичик ҳажм ичида уни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун dt майдон ҳажми ичига қамалган энергия $u dt$ бўлади. Ҳар қандай электр майдоннинг тўлиқ энергияси қуйидаги кўринишда берилиши мумкин:

$$W = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V E^2 d\tau, \quad (37.2)$$

бунда интеграллаш қаерда электр майдон бўлса, ўша бутун τ ҳажм бўйича бажарилади.

V БОВ

ДИЭЛЕКТРИКЛАР

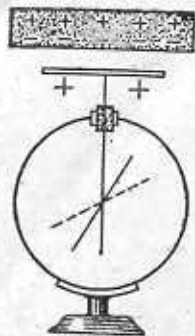
38-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши

Электр майдонга бирор диэлектрик киритилганда электр майдон ўзгаради. Ушбу бобда диэлектрик бўлганда электр майдон қандай ўзгаришини ва ўзгариш сабаби нимадан иборатлигини кўриб чиқамиз.

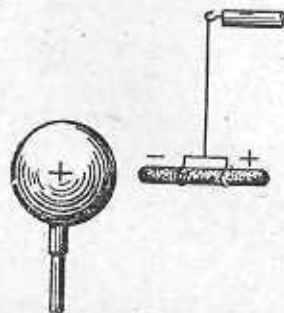
Бу саволни ҳал қилиш учун тажрибага мурожаат қиламиз. Электрометрга зарядланмаган бирор диэлектрикни, масалан, йўғон шиша пластинкани яқинлаштирамиз (45-расм). Пластинка электрометр яқинида турганда электрометр кўрсатишининг камайишини, пластинка узоқлаштирилганда яна тикланишини кўрамиз.

Агар электрометрга диэлектрик ўрнига ўтказгич яқинлаштирсак, унда ҳам шунга ўхшаш ҳодисани кузатар эдик. Аммо биз ўтказгичда индукцион зарядлар ҳосил бўлишини, улар электр майдонни ўзгартиришини биламиз. Бундан электр майдондаги диэлектрикда ҳам зарядлар ҳосил бўлади; диэлектрикнинг жисмга яқин қисмида

таъсир қилувчи жисмнинг зарядига тескари ишорали бўлган зарядлар, диэлектрикнинг узоқдаги қисмида (бошқа учиди) бир хил ишорали зарядлар ҳосил бўлади, деган хулоса чиқариш мумкин (45-расм).



45-расм. Электрометрга зарядланмаган диэлектрик яқинлаштирилганда унинг кўрсатиши камаяди.

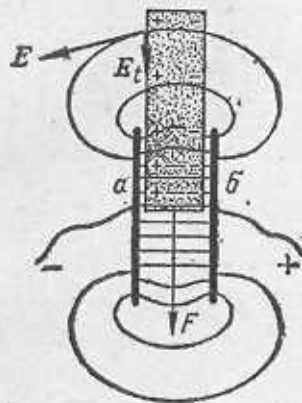


46-расм. Электр майдонда диэлектрик таёқча бурилади ва майдоннинг куч чизиқлари бўйича жойлашади.

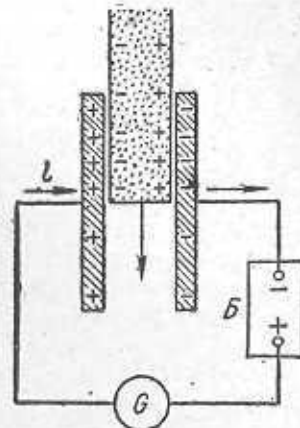
Агар диэлектриклар ҳатто дастлаб зарядланган бўлмаса ҳам, уларда зарядларнинг ҳосил бўлиши диэлектрикларга таъсир қилувчи кучнинг пайдо бўлишига олиб келади. Ингичка толага шиша ёки парафин таёқча осиб (46-расм), унга зарядланган шар яқинлаштирамиз. Таёқча бурилади бошлайди ва ўз ўқи билан майдоннинг куч чизиқлари бўйича жойлашади, яъни шундай жойлашадики, унинг ўқи шар марказига йўналган бўлиб қолади. Бу яна таёқчанинг шарга яқин қисмида шар зарядига тескари ишорали зарядлар, узоқдаги қисмида бир хил ишорали зарядлар пайдо бўлишига гувоҳлик беради.

Бундай кучларни қуйидаги тажрибада ҳам кузатиш мумкин. Ясси конденсаторнинг изоляцияланган иккита металл пластинкасини қўзғалмайдиган қилиб маҳкамлаймиз. Тарози шайинининг бир учига шиша пластинка осиб, уни конденсатор қопламаларига тегмайдиган қилиб орасига шундай жойлаштирамизки, у конденсатор орасидаги фазонинг фақат бир қисмининггина тўлдирсин ва уни мувозанатлаймиз. Энди конденсатор қопламалари орасида электр майдон ҳосил қиламиз. Бунинг учун уларни бир неча минг вольтли манбага улаймиз. Шиша пластинка электр майдонга тортилишини ва мувозанат бузилишини кўрамиз. Шиша пластинкага таъсир қилувчи кучнинг пайдо бўлиш сабабини 47-расм тушунтиради. Электр майдондаги шиша пластинкада зарядлар пайдо бўлади. Бир жинсли бўлмаган майдон соҳасида (қопламалар четига яқин жойда) конденсаторнинг майдон кучланганлиги E қопламалар a ва b га параллел бўлган ташкил этувчи E_t га эга. Шунинг учун шиша пластинкага уни конденсатор ичига тортувчи кучлар таъсир қилади.

Охирида яна бир ибратли тажрибани кўриб чиқамиз. Кетма-кет қилиб ясси конденсатор, кучланиш манбаи B ва сезгир гальванометр G ни улаймиз (48-расм). Агар конденсатор изоляцияси етарлича яхши бўлса, унда гальванометр ҳеч қандай токни кўрсатмайди. Энди конденсаторга шиша пластинкани тез киритамиз. Диэлектрикни киритишда гальванометр қисқа муддатли токни кўрсатади. Пластинканинг ҳаракатланиши тўхтагач, бу ток ҳам йўқолади. Пластинкани чиқариб олишда ванжирда тескари йўналишли ток пайдо бўлади.



47-расм. Диэлектрик пластинка электр майдонга тортилади.



48-расм. Конденсаторга диэлектрик пластинка киритилётганда занжирда электр ток пайдо бўлади.

Бу тажрибада токнинг пайдо бўлиши диэлектрикда зарядларнинг ҳосил бўлишига яна гувоҳлик беради. Бу зарядлар қопламалардаги зарядларнинг таъсирини қисман компенсациялайди. Қопламалар орасидаги кучланиш ўзгаришсиз қолиши учун (конденсатор манбага уланган) манбадан пластинкаларга қўшимча зарядлар ўтиши, бу зарядлар диэлектрикдаги зарядларга тенг бўлиши лозим, шунинг учун занжирда ток ҳосил бўлади. Диэлектрикни чиқариб олаётганда бу қўшимча зарядлар қайтадан манбага ўтади ва занжирда тескари йўналишдаги ток пайдо бўлади.

Келтирилган тажрибалар электр майдонга киритилган дастлаб зарядланмаган диэлектрикларда электр зарядлар пайдо бўлишини кўрсатади. Диэлектрикда электр қутблар пайдо бўлади. Шу сабабли бу ҳодисани *диэлектрикларнинг қутбланиши* деб аталади. Электр майдондаги диэлектрикларда пайдо бўлган зарядларни *қутбловчи зарядлар* деб атаймиз.

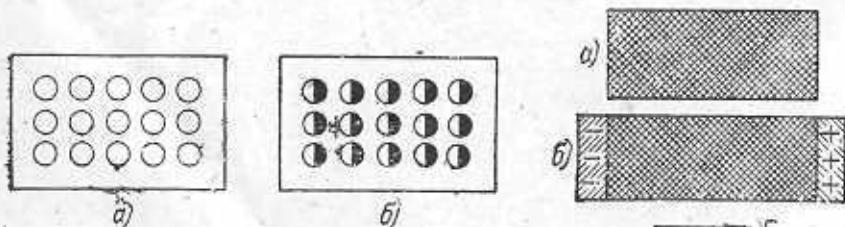
Диэлектрикларнинг қутбланиш ҳодисаси ўтказгичлардаги индукция ҳодисаси билан ўхшашликка эга. Аммо бу икки ҳодиса ўртасида муҳим фарқ ҳам бор. Электр майдонда ўтказгичларни қисмларга ажратиб, индукцион зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин ва шунинг учун майдон йўқолганидан кейин ўтказгичнинг ажратилган қисмлари зарядланганлигича қолади. Электр майдонда

диэлектрикларни ажратганда эса майдон йўқотилганидан кейин диэлектрикнинг ҳар қайси қисми аввалгидек зарядланмаган бўлиб қолади. Қутбловчи зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин эмас.

Бу фарқ қуйидагича тушунтирилади. Металларда манфий заряд ўтказувчанлик электронлари кўринишида фақат ҳаракатчан ҳолатда мавжуд бўлади. Улар анча масофага кўчиши мумкин. Шунинг учун металлларда индукцион зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин. Диэлектрикларда эса иккала ишорали зарядлар бир-бири билан боғланган бўлиб, битта молекула чегарасидаги масофага силжиши мумкин.

Қутбланмаган диэлектрикни (электр майдон бўлмаганда) схематик тарзда молекулаларнинг тўплами кўринишида тасвирлаш мумкин. Уларнинг ҳар бирида тенг мусбат ва манфий зарядлар молекуланинг бутун ҳажми бўйича текис тақсимланган (49-а расм). Диэлектрикнинг қутбланишида ҳар қайси молекуладаги зарядлар қарама-қарши томонга силжийди ва молекуланинг бир учиди мусбат заряд, бошқа учиди эса манфий заряд ҳосил бўлади (49-б расм). Бунда ҳар бир молекула электр диполга айланади.

Молекулалар ичида зарядларнинг силжиши диэлектрикда баъзи зарядларнинг пайдо бўлиши каби намоён бўлади. Ҳақиқатан ҳам, қутбланмаган диэлектрикни бир-бири билан мос келадиган, ҳар бири мусбат ёки манфий заряд билан текис (бир хил) тўлдирилган иккита бир хил (бир-бирига айнай ўхшаш) ҳажмлар деб тасаввур қилиш мумкин (50-а расм). Диэлектрикнинг қутбланишини бу ҳажмларнинг қарама-қарши томонга қисқа масофага силжиши каби қараш мумкин (50-б расм). Бунда диэлектрик ичида ҳали ҳам мусбат зарядлар миқдори манфий зарядлар миқдорига тенг бўлади-ю, лекин диэлектрикнинг учларидан бирида компенсацияланмаган мусбат зарядли юпқа қатлам, иккинчи учиди эса компенсацияланмаган манфий зарядли юпқа қатлам пайдо бўлади, яъни қутбловчи зарядлар пайдо бўлади.



49-расм. Қутбланмаган (а) ва қутбланган (б) диэлектрикнинг модели.

50-расм. Зарядларнинг кўчиши диэлектрикнинг қутбланишидир:

а — қутбланмаган диэлектрик,
б — қутбланган диэлектрик.

39-§. Қутбланиш вектори

Диэлектрикнинг қутбланишида унинг ҳар бир молекуласи электр диполга айланади ва бинобарин, маълум электр момент олади (15-§), у қуйидагига тенг:

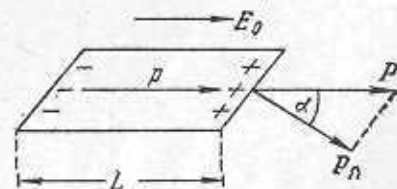
$$p = ql.$$

Аввалгидек, бунда ҳам силжиш вектори l манфий заряддан мусбат заряд томон йўналган деб ҳисобланади. Диэлектрикнинг қутбланишини миқдорий жиҳатдан характерлаш учун қутбланиш вектори деб аталадиган махсус физикавий катталик хизмат қилади. Диэлектрикнинг қутбланиш вектори деб ҳажм бирлигидаги диэлектрикнинг электр моментига айтилади. У бирлик ҳажм ичидаги барча молекулаларнинг электр моментларининг йиғиндисига тенг:

$$P = \frac{1}{\tau} \sum p_i. \quad (39.1)$$

Агар диэлектрик бир жинсли ва зарядларнинг силжиши l ҳамма нуқталарда бир хил бўлса, унда P вектор ҳам бутун диэлектрик бўйича бир хил бўлади. Бундай қутбланишни бир жинсли қутбланиш дейилади.

Қутбланиш вектори P ни билган ҳолда қутбловчи зарядларни аниқлаш мумкин ва аксинча. Қутбланишни бир жинсли деб ҳисоблаб, электр майдонда асоси SL қирраси L бўлиб, P векторга параллел бўлган оғма призма кўринишидаги бир бўлак диэлектрикни қараб чиқамиз (51-расм). Призманинг асосларидан бирида сиртий зичлиги $-\sigma'$ бўлган манфий қутбловчи зарядлар, бошқасида эса зичлиги $+\sigma'$ бўлган мусбат зарядлар пайдо бўлади ва призма



51-расм. Қутбланиш вектори P ни аниқлашга доир.

$$p = \sigma' SL$$

электр моментга эга бўлади. Агар α призма асосига йўналган нормал билан P вектор орасидаги бурчак бўлса, унда призманинг ҳажми τ қуйидагига тенг:

$$\tau = SL \cos \alpha,$$

шунинг учун

$$p = \frac{\sigma' \tau}{\cos \alpha}.$$

Аммо, иккинчи томондан, мана шу катталикнинг ўзини ҳажм бирлигидаги электр момент орқали ҳам ифодалаш мумкин:

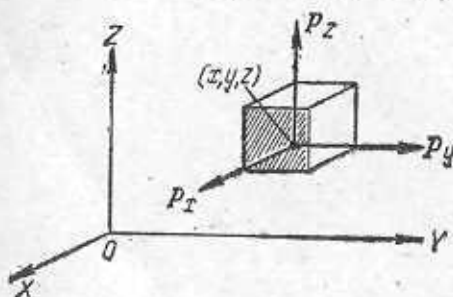
$$p = P\tau.$$

Охирги иккита тенгликни тенглаштириб, биз қуйидаги ифодани оламиз:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n. \quad (39.2)$$

Бу формулада P_n ташқи нормал йўналишига P векторнинг проекциясини билдиради. 51-расмда призманинг ўнг ёғи учун α ўткир бурчак ($\cos \alpha > 0$) ва σ' мусбат. Чап ёғи учун α ўтмас бурчак ($\cos \alpha < 0$) ва σ' манфий бўлади.

Олинган натижа қутбловчи зарядларнинг сиртий зичлиги сиртининг муайян нуқтасида қутбланиш векторининг нормал ташкил



52-расм. Ҳажмий қутбловчи зарядларни аниқлашга доир.

этувчисига тенг эканлигини кўрсатади. Шунингдек, у зарядларнинг силжиш йўналишига перпендикуляр бўлган сирт бирлиги орқали ўтган заряд миқдори қутбланиш вектори катталигига тенглигини белгилайди.

Агар P вектор турли нуқталарда турлича бўлса (бир жинсли бўлмаган қутбланиш), унда диэлектрикда ҳажмий зарядлар ҳам пайдо бўлиши мумкин.

Қутбловчи зарядларнинг ҳажмий катталигини қуйидаги тарзда топиш мумкин. Қутбланган диэлектрик ичида қирралари dx , dy , dz бўлган чексиз кичик параллелепипедни қараб чиқамиз. Бу параллелепипеднинг қирралари X , Y , Z тўғри бурчакли координаталар ўқига параллел. Параллелепипеднинг учларидан бири турган (x, y, z) нуқтада қутбланиш вектори ўқлар бўйича P_x , P_y , P_z ташкил этувчиларга эга бўлсин (52-расм). Ундан (39.2) га кўра параллелепипеднинг штрихланган қирраси орқали чиқувчи мусбат зарядлар миқдори қуйидагига тенг:

$$\left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dy dz.$$

Бошқа параллел қирраси орқали параллелепипедга кирувчи мусбат зарядлар миқдори эса

$$P_x dy dz$$

бўлади. Шунинг учун мусбат заряд ортирмаси қуйидагига тенг:

$$P_x dy dz - \left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dy dz = - \frac{\partial P_x}{\partial x} dx dy dz,$$

бунда $dx dy dz$ — параллелепипед ҳажми. Худди шу тарзда Y ва Z ўқларга перпендикуляр бўлган бошқа бир жуфт қирраларини қараб, қутбланиш вақтида параллелепипед ичига ўтган мусбат зарядларнинг тўла миқдори қуйидаги ифода билан берилади:

$$- \left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right) dx dy dz.$$

Иккинчи томондан, бу заряд $\rho' dt$ га тенг, бунда ρ' — изланаётган қутбловчи зарядларнинг ҳажмий зичлиги. Шунинг учун

$$-\rho' = \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}. \quad (39.3)$$

Агар қутбланиш бир жинсли бўлса, унда $P = \text{const}$ ва (39.3) дан $\rho' = 0$. Шунини қайд қилиб ўтаемизки, баъзи ҳолларда ва бир жинсли бўлмаган қутбланишда (39.3) ифода нолга айланиши мумкин (44-§ га қ.).

11. 40-§. Диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлиги.

Биз II бобда вакуумдаги электр майдон кучланганлигини бирлик мусбат синаш зарядига таъсир қилувчи куч каби аниқлаган эдик. Диэлектрикларга ўтишда бу таърифга қўшимча аниқликлар киритиш талаб қилинади.

Синаш зарядининг ўлчамлари диэлектрикнинг молекулалари орасидаги масофаларга қараганда кичик деб фараз қиламиз, унда диэлектрик ичидаги электр майдон турли нуқталарда турлича бўлиб, молекулаларнинг зарядланган учларида — диполларда, аynиқса, катта қийматларга эришади. Майдоннинг бу ўзгаришлари микроскопик масштаблардагина рўй беради, шунинг учун уни бевосита кузатиш қийин. Шу тарзда аниқланган майдонни *микроскопик майдон* (E_m) деб юритилади.

Аммо барча реал тажрибаларда ўлчамлари атомлараро масофаларга қараганда анча катта бўлган ўлчамли жисмлар (ёки бу жисмларнинг қисмлари) билан иш кўраемиз. Бундай ҳолларда бизни микроскопик майдон E_m нинг ҳажм бўйича ўртачаланган қиймати, яъни макроскопик майдон қизиқтиради. Электр майдон кучланганлигининг бу ўртача қийматини *диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлиги* деб аталади. Шундай қилиб, таърифга кўра

$$E = \bar{E}_m = \frac{1}{\tau} \int E_m d\tau. \quad (40.1)$$

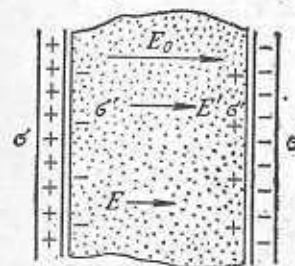
Шуни қайд қилиб ўтаемизки, бу формуладаги τ микроскопик катта бўлиши, яъни ундаги молекулалар сони кўп бўлиши лозим. Аммо у макроскопик жиҳатдан жуда кичик бўлиши, яъни унинг бутун ўлчамлари давомида майдоннинг макроскопик қиймати амалда ўзгармаслиги лозим. Бу иккала талабни қаноатлантирадиган шунга ўхшаш кичик ҳажмларни физикавий чексиз кичик ҳажмлар дейилади (математик чексиз кичик ҳажмлардан фарқ қилади).

Худди шунга ўхшаш диэлектрик ичидаги потенциал деб макроскопик потенциални, яъни бирор физикавий кичик ҳажм бўйича унинг ўртача қийматини айтилади. E майдон ва U потенциалнинг макроскопик қийматлари ҳам вакуумдаги ифодалар билан боғланган. Ясси конденсатор ҳолида биз қуйидагига эга бўламиз:

$$E = U/a, \quad (40.2)$$

бунда U — қопламалар орасидаги потенциал, a — улар орасидаги масофа.

Бутунлай бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилган ясси конденсаторни (бир жинсли майдонни) қараб чиқамиз. Диэлектрик ичидаги майдоннинг кучланганлиги E икки майдоннинг йигиндисидан иборат: металл қопламалардаги зарядлар ҳосил қилган майдон



53-расм. Диэлектрик ичидаги электр майдоннинг кучланганлигини қоплама зарядлари майдони E ва қутбловчи зарядлар майдони E_0 орасидаги фарқдан иборат.

E_0 ва қутбланган диэлектрик ҳосил қилган майдон E' (53-расм). E_0 майдон σ/ϵ_0 га тенг, бунда σ — металл қопламалардаги заряднинг сиртий зичлиги. Қутбланган диэлектрикнинг таъсирини эса унинг сиртида пайдо бўлаётган қутбловчи зарядлар (39-§) орқали ифодалаш мумкин. Шунинг учун $E' = -\sigma'/\epsilon_0$, бунда σ' — қутбловчи зарядларнинг сиртий зичлиги. Бинобарин,

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0}.$$

Конденсатор қопламаларида заряднинг сиртий зичлиги $(\sigma - \sigma')$ га тенг бўлганда диэлектрик ичидаги майдон кучланганлиги вакуумдаги майдон кучланганлигига мос келади. Қопламалар заряди ва қутбловчи

заряд орасидаги $(\sigma - \sigma')$ фарқни кўпинча *эркин заряд* деб аталади.

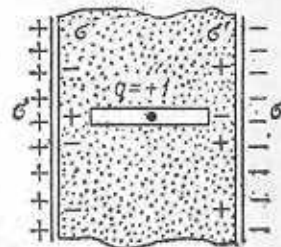
Юқорида айтилганларга асосан шуни қайд қилиб ўтамизки, диэлектрикка ботирилган q зарядли макроскопик жисмга таъсир қилувчи куч умумий ҳолда энди qE га тенг бўлмайди. Вакуумда ҳам шундай бўлган эди.

Ҳақиқатан ҳам аввал қаттиқ жисмни қараб чиқамиз. Унга зарядланган жисм киритиш учун унда бўшлиқ қилишимиз лозим. Аммо унинг сиртида қутбловчи зарядлар пайдо бўлади ва шунинг учун жисмга таъсир қилувчи куч бўшлиқнинг шаклига боғлиқ бўлади.

Суяқ ва газсимон диэлектриклар ҳолида ҳам бу ўринли бўлади, чунки зарядланган жисмни киритаётиб, шу жисм билан муҳитнинг бир қисmini сиқиб чиқарамиз ва унда ҳам «бўшлиқ» ҳосил қиламиз. Бу «бўшлиқ» шаклига кўра зарядланган жисмга мос келади. Бироқ суяқлик ва газлар ҳолида жисмга қўшимча яна механикавий куч таъсир қилади. Бу куч электр майдонда диэлектрикнинг деформацияланишидан ҳосил бўлади (электрострикция, 45-§ га қ.).

Шу билан бирга диэлектрик ичидаги майдон кучланганлигини синаш зарядига таъсир қилаётган куч ёрдамида ҳам аниқлаш мумкин. Бунинг учун зарядларнинг силжиш йўналишига параллел қилиб диэлектрик ичида кесилган тор узун тирқишни кўз олдимишга келтирайлик (54-расм) ва синаш заряди бўшлиқ деворларига тег-

майди, деб ҳисоблайлик. Қутбловчи зарядлар фақат бўшлиқнинг четларидагина пайдо бўлади, агар унинг диаметри узунлигига қараганда кичик бўлса, унда бу зарядлар ҳосил қиладиган майдон ҳам ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўлади. Шунинг учун бўшлиқ ичида диэлектрикнинг ташқи сиртида фақат эркин зарядлар $(\sigma - \sigma')$ ҳосил қилаётган майдон кучланганлиги бўлади, бу эса диэлектрик ичидаги майдон кучланганлигининг худди ўзгинаси эканлигини биз кўрган эдик. Диэлектрик ичида майдон кучланганлиги диэлектрикда зарядларнинг силжиш йўналишига параллел қилиб қирқилган тор бўшлиқ ичидаги майдон кучланганлигига тенг. У шу бўшлиқ ичидаги $+1$ зарядга таъсир қилувчи кучга тенг.



54-расм. Диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

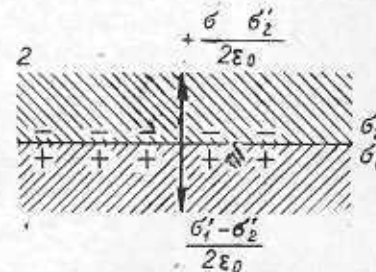
Амалда диэлектрик ичидаги майдон кучланганлигини аниқлаш учун конденсатор қопламаларидаги кучланишни ўлчаш етарли бўлади. Унда ясси конденсатор учун майдон кучланганлигини (40.2) формуладан, бошқа шаклдаги конденсаторлар учун эса вакуум учун олдин олинган тегишли формулалар бўйича топиш мумкин.

41-§. Электр силжиш вектори

Энди иккита бир жинсли ва бир жинсли қутбланган 1 ва 2 диэлектриклар чегарасини қараб чиқамиз (55-расм). Ҳар қайси диэлектрикнинг ажралиш чегараси яқинида зичликлари σ'_1 ва σ'_2 бўлган қутбловчи зарядлар пайдо бўлиб, бу зарядлар қарама-қарши ишорага эга бўлади. Ажралиш чегараси сиртий зичлиги $(\sigma'_1 - \sigma'_2)$ бўлган заряд билан зарядланиб қолади, шундан қўшимча электр майдон $(\sigma'_1 - \sigma'_2)/2\epsilon_0$ пайдо бўлади.

Бу майдон ажралиш чегарасига перпендикуляр бўлиб, ҳар қайси диэлектрикда қарама-қарши томонга йўналган (55-расм).

Ҳар қайси диэлектрикдаги тўлиқ майдон кучланганлигини E_1 ва E_2 орқали белгилаймиз ва ҳар қайси майдонни икки ташкил этувчига ажратамиз: $(E_{11}$ ва $E_{12})$ ажралиш чегарасига уринма ва $(E_{21}$ ва $E_{22})$ чегарага нормал. 1 диэлектрикдан 2 диэлектрикка йўна-



55-расм. Икки диэлектрик чегарасидаги қутбловчи зарядлар ва улар ҳосил қилаётган электр майдон.

лишни нормал деб ҳисоблаймиз. Ажралиш сиртидаги зарядларнинг электр майдони шу сиртга перпендикуляр бўлгани учун майдонни ташкил қилувчи уринма ўзгармайди ва иккала диэлектрикда уларнинг қиймати бир хил бўлади:

$$E_{n1} = E_{n2}. \quad (41.1)$$

Аксинча, майдоннинг нормал ташкил этувчилари турлича бўлади; уларнинг фарқи қуйидагига тенг:

$$E_{n2} - E_{n1} = (\sigma'_1 - \sigma'_2)/\epsilon_0 = (P_{n1} - P_{n2})/\epsilon_0,$$

бунда P_{n1} ва P_{n2} — ҳар қайси диэлектрикдаги қутбланиш векторининг нормал ташкил этувчилари. Аммо 13-§ га кўра майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси сирт бирлиги орқали ўтган куч чизиқлар оқимидан иборат. Шунинг учун 1 ва 2 диэлектрикларда ажралиш сирти бирлиги орқали ўтувчи куч чизиқлар миқдори бир-бирига тенг эмас, демак, куч чизиқларининг бир қисми ажралиш чегарасида узилади.

13-§ да биз вакуумда электр силжиш тушунчаси $\epsilon_0 E$ ни киритдик. Энди бу тушунчани ихтиёрий диэлектрик учун умумлаштирамиз ва диэлектрикда электр силжишни қуйидагича аниқлаймиз:

$$D = \epsilon_0 E + P. \quad (41.2)$$

Унда юқорида айтилганлардан, ажралиш чегарасига ўтказилган электр силжиш векторининг нормал ташкил этувчилари узлуксиз бўлади:

$$D_{n1} = D_{n2}. \quad (41.3)$$

D_{n1} катталиқ диэлектрик 1 да ажралиш сирти бирлигини кесиб ўтувчи силжиш чизиқлари сонига, D_{n2} эса диэлектрик 2 да шу майдоннинг ўзи учун силжиш чизиқлари сонига тенг бўлгани туфайли (41.3) дан қуйидаги келиб чиқади: диэлектрикларнинг ажралиш чегарасида электр силжиш чизиқлари узилмайди. Шунинг учун бир жинсли бўлмаган диэлектрикларда электр майдонни тавсифлаш учун майдон кучланганлиги E ўрнига электр силжиш D дан фойдаланиш анча қулайдир. Электр силжишни киритишнинг ҳам асосий маъноси шунда.

Диэлектрикда ҳажмий қутбловчи электр силжиш чизиқларининг узлуксиз қилинини кўрсатиш осон. Ҳақиқатан ҳам, (39.3) га кўра диэлектрикда зарядларнинг ҳажмий зичлиги қуйидагига тенг:

$$\rho' = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right).$$

Шунинг учун Остроградский—Гаусс теоремасига кўра

$$\epsilon_0 \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right) = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right)$$

ёки

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_0 E_x + P_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\epsilon_0 E_y + P_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\epsilon_0 E_z + P_z) = 0.$$

Аммо олинган натижа ёпиқ сирт орқали $D = \epsilon_0 E + P$ оқим вектори нолга тенгчилигини кўрсатади, демак, силжиш чизиқлари ҳеч қаварда пайдо бўлмайди ва диэлектрик ичида узилмайди.

Яна бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилган ясси конденсаторни қараб чиқамиз (53-расм). Унда 40-§ га кўра, диэлектрик ичидаги майдон кучланганлиги қуйидагига тенг:

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0}.$$

Бинобарин,

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E_0. \quad (41.4)$$

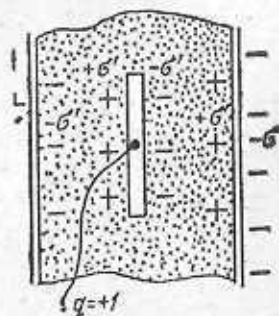
яъни бир жинсли диэлектрик ҳолида диэлектрик ичидаги майдон кучланганлиги конденсатор қопламаларининг ўзи ҳосил қилаётган вакуумдаги электр силжиш билан мос келади. Агар q —конденсатор қопламаларининг заряди, S —ҳар қайси қопламанинг юзи бўлса, унда

$$D = \sigma = q/S \quad (41.5)$$

бўлади.

Бу формуладан D ни амалда ўлчаш усули келиб чиқади. Диэлектрик ичидаги электр силжишни ўлчаш учун диэлектрикни чегаралаб турган қопламалардаги заряд катталигини ўлчаш етарли.

Электр силжиш вектори таърифини бошқа шаклда ҳам бериш мумкин. Бир жинсли диэлектрикда зарядларнинг силжиш йўналишига перпендикуляр қилиб кесилган тор тирқишни қараб чиқамиз (56-расм). Унда (41.3) формулага кўра диэлектрик ичида электр силжиш қандай бўлса, тирқиш ичида ҳам худди шундай бўлади. Шунинг учун диэлектрик ичидаги электр силжиш диэлектрикда зарядларнинг силжиш йўналишига перпендикуляр қилиб кесилган узун тор бўшлиқ ичидаги электр силжишга тенг. Бу бўшлиқ $+1$ зарядга таъсир қилувчи куч D/ϵ_0 га тенг.



56-расм. Диэлектрик ичида электр силжишни аниқлашга доир.

42-§. Изотроп ва анизотроп диэлектриклар

Катта (массив) шиша бўлагидан турли шаклда кесиб олинган пластинкалардаги электр силжишни ўлчасак, унда майдоннинг қиймати E бир хил бўлганда ҳамма пластинкалардаги электр силжиш бир хил бўлади. (41.2) га кўра қутбланиш вектори P

ҳам ҳамма пластинкада бир хил, бинобарин, қутбланиш майдонининг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Бундай диэлектрикларни *изотроп* диэлектриклар дейилади. Изотроп диэлектрикларда зарядлар электр майдон йўналишида силжийди ва шунинг учун E ва P векторлар параллел.

Бироқ бошқа кўпгина моддалар учун бу шундай эмас. Агар кристаллдан турли тарзда кесиб олинган кварц кристали пластинкасидаги электр силжишни текширсак, майдон E бир хил бўлишига қарамай D турлича бўлади. Бу кварцнинг диэлектрик хоссалари майдоннинг кристалл ўқларига нисбатан йўналишига боғлиқ бўлишини кўрсатади. Бундай диэлектрикларни *анизотроп* диэлектриклар дейилади. Анизотроп диэлектрикларда, умуман олганда, E ва P йўналишлар мос тушмайди, шунинг учун E ва D нинг йўналишлари ҳам турлича.

Тажриба кўрсатадики, электр майдон кенг интервалда ўзгарганда қутбланишни муайян нуқтада майдон кучланганлиги E га пропорционал деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун изотроп диэлектрик учун

$$P = \alpha \epsilon_0 E \quad (42.1)$$

деб ёзиш мумкин, α — скаляр катталиқ. У муайян модданинг *диэлектрик қабул қилувчанлиги* деб аталади. α ўлчамсиз бўлиши учун бу формулага ϵ_0 ни киритамиз. (42.1) ни (41.2) га қўйиб

$$D = \epsilon \epsilon_0 E \quad (42.2)$$

ни оламиз, бунда ϵ_0 орқали қуйидаги белгиланган:

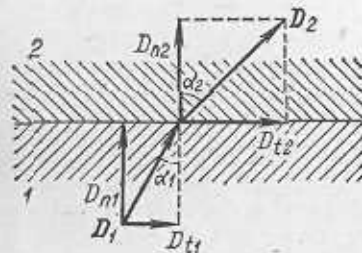
$$\epsilon = 1 + \alpha. \quad (42.3)$$

Бундай тарзда аниқланаётган ϵ катталиқ модданинг диэлектрик синдирувчанлигидир (нисбий). Уни биз 31- § да конденсаторнинг сигими диэлектрикнинг хоссаларига боғлиқлигини қараётганда киритган эдик. Ҳақиқатан ҳам, аниқлик учун конденсаторни диэлектрик билан тўлдиришда конденсатор кучланиш манбаига уланганлигича қолади деймиз. Бу қопламалар орасидаги кучланиш, бинобарин, конденсатордаги майдон кучланиши ўзгармайди деган сўзидир. Унда (42.2) формуладан, конденсатор ичида электр силжиш ϵ марта ўзгариши келиб чиқади. Аммо бу (41.5) формулага кўра, қопламаларнинг заряди ҳам, бинобарин, конденсаторнинг сигими ҳам шунча марта ўзгаради, демакдир.

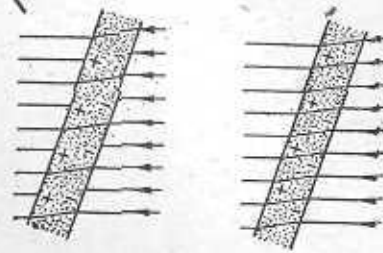
43-§. Куч чизиқлари ва силжиш чизиқларининг синиши

(41.1) ва (41.3) муносабатлар доим икки муҳитнинг ажралиш чегарасида бажарилади ва улар электр майдон учун чегаравий шартлардан иборат. Бу муносабатлардан силжиш чизиқлари ва куч

чизиқларининг йўналиши ажралиш чегарасидан ўтишида ўзгариши келиб чиқади. D_{n1} ва D_{t2} диэлектрик 1 да кўчиш вектори D_1 нинг ажралиш сиртига нормаль бўйича ташкил этувчиси ва ажралиш сирти бўйича ташкил этувчиси (57-расм), D_{n2} ва D_{t2} диэлектрик 2 даги ташкил этувчилари бўлсин. Диэлектрик 2 даги вектор D_2 ва



57- расм. Икки диэлектрик чегарасида силжиш чизиқларининг синиши.



58- расм. Диэлектрик пластинкасидаги силжиш чизиқлари (чапда) ва куч чизиқлари (ўнгда).

ажратиш чегарасига ўтказилган нормаль орасидаги бурчакни α_2 орқали, диэлектрик 1 даги вектор D_1 учун тегишли бурчакни α_1 орқали белгилаймиз. 57-расмдан,

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{n1}}{D_{t1}}, \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{n2}}{D_{t2}}.$$

Лекин $D_{n1} = D_{n2}$, шунинг учун

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{D_{t2}}{D_{t1}}.$$

Кейин (42.2) ва чегаравий шарт (41.1) дан қуйидагига эга бўламиз:

$$D_{t2} = \epsilon_2 \epsilon_0 E_{t2}, \quad D_{t1} = \epsilon_1 \epsilon_0 E_{t1}, \quad E_{n1} = E_{n2}.$$

Бундан узил-кесил қуйидагини оламиз:

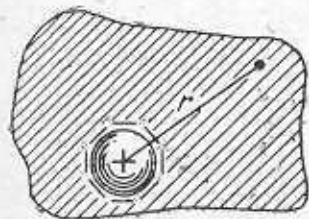
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}. \quad (43.1)$$

Бу формула силжиш чизиқларининг силжиш қонунини ифодалайди. Бу формула ϵ ни катта бўлган диэлектрикка кирган силжиш чизиқлари нормалдан узоқлашишини кўрсатади.

Изотроп диэлектрикларда куч чизиқларининг силжиш қонуни қандай бўлса, силжиш чизиқларининг силжиш қонуни ҳам худди

шундай, чунки ҳар қайси диэлектрикда D ва E векторларнинг йўналиши мос тушади.

Бироқ силжиш чизиқлари ва куч чизиқларининг манзараси фарқ қилади. Бу фарқ шундан иборатки, ажралиш чегарасида силжиш чизиқлари узлуксиз бўлади, куч чизиқларининг бир қисми эса бу чегарада узилади (41- §). 58-расмда диэлектрик пластинкадаги силжиш чизиқлари ва куч чизиқлари мисол тариқасида кўрсатилган. Бунда пластинканинг узунлиги ва кенлиги жуда катта деб фараз қилинади. Шундай экан, пластинка четларида майдоннинг бузилиши пластинканинг қаралаётган қисмига таъсир қилмайди. (42.2) га кўра, куч чизиқларининг қуюқлиги пластинка ташқарисидагига қараганда пластинка ичида камроқ. Яна шунини қайд қиламизки, пластинка ичида силжиш чизиқлари синиши туфайли қуюқлашади, бу эса пластинкада D силжиш ортишини кўрсатади.



59-расм. Диэлектрикда нуқтавий заряднинг майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

44-§. Диэлектрикларда электр майдон қонунлари

Электростатикада Кулон қонуни асосий қонун ҳисобланади. Шунинг учун даставвал бу қонун қандай ўзгаришини кўриб чиқамиз.

Диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ бўлган бир жинсли изотроп диэлектрикда $+q$ нуқтавий заряд турган бўлсин. Уни биз текис зарядланган шар кўринишида тасаввур қилайлик (59-расм). Шар марказидан r масофада майдон кучланганлигини ҳисоблаймиз. Шарга ёндош диэлектрик чегарасида вичлиги — σ' бўлган манфий қутбловчи заряд пайдо бўлсин. 42-§ да айтилганларга кўра у қуйидагига тенг:

$$\sigma' = \alpha \epsilon_0 E(a) = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E(a).$$

Бу ерда $E(a)$ — шар марказидан a масофада диэлектрикдаги майдон кучланганлиги, a — шар радиуси. Шунинг учун тўлиқ қутбловчи заряд қуйидагига тенг:

$$q' = 4\pi a^2 \sigma' = 4\pi a^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1) E(a).$$

Масаланинг симметрия шартидан, куч чизиқлар фақат радиал тўғри чизиқлар бўлиши мумкин, уларнинг қуюқлиги эса заряддан ҳисобланган масофанинг квадратага тескари пропорционал, демак.

$$\frac{E(a)}{E(r)} = \frac{r^2}{a^2}.$$

Шунинг учун

$$q' = 4\pi r^2 \epsilon (\epsilon - 1) E(r).$$

r нуқтада майдон кучланганлиги вакуумда $(q - q')$ эркин заряд ҳосил қилаётган майдон кучланганлигига тенг. Бинобарин,

$$E(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q - q'}{r^2} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} - (\epsilon - 1) E(r).$$

Бу ердан $E(r)$ ни топамиз:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{r^2} = \frac{E_0(r)}{\epsilon}, \quad (44.1)$$

бунда $E_0(r)$ орқали вакуумда нуқтавий заряд ҳосил қилаётган, майдон кучланганлиги белгиланган.

Олинган формула диэлектриклар учун Кулон қонунини ифодалайди. У, бир жинсли диэлектрикда нуқтавий заряднинг майдон кучланганлиги унинг вакуумдаги қийматига қараганда ϵ марта камайишини кўрсатади. Бунинг физикавий сабаби диэлектрикда электр майдонни камайтирувчи қутбловчи зарядларнинг пайдо бўлишидир.

Аммо, агар биз икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучини топмоқчи бўлиб (2.1) ифодани ϵ га бўлсак, унда биз умумий ҳолда нотўғри натижа олган бўлардик, чунки куч синаш заряди турган бўшлиқнинг шаклига боғлиқ бўлиши мумкин (40-§ билан таққосланг).

Биз (44.1) формулани келтириб чиқаришда ҳажмий қутбловчи зарядлар йўқ деб ҳисоблаган эдик. Бунинг ҳақиқатан ҳам шундай эканлигига радиал майдон ҳолида осонгина ишониш мумкин. Биз қуйидагига эга бўламиз:

$$P = \alpha \epsilon_0 E = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D.$$

Силжиш чизиқлари доим узлуксиз бўлгани туфайли, унда масаланинг сферик симметриялиги кучга кириб

$$D(r) = D(a) a^2 / r^2, \quad D = D(a) a^2 r / r^3$$

бўлади. Шунинг учун (39.3) формула бўйича қутбловчи зарядларнинг ҳажмий вичлигини ҳисоблаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a) a^2 \frac{\partial}{\partial x} \frac{x}{r^3} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3rx^2}{r^6},$$

$$\frac{\partial P_y}{\partial y} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3ry^2}{r^6}, \quad \frac{\partial P_z}{\partial z} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3rz^2}{r^6},$$

$$p' = -\frac{\partial P_x}{\partial x} - \frac{\partial P_y}{\partial y} - \frac{\partial P_z}{\partial z} = 0.$$

(44.1) дан диэлектрикда нуқтавий заряд ҳосил қиладиган потенциал (чексизликка нисбатан) қуйидагича:

$$U = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{r}. \quad (44.2)$$

Энди Остроградский — Гаусс теоремасига мурожаат қиламиз (13-§). (42.2) ва (44.1) дан диэлектрикда нуқтавий заряд ҳосил қиладиган электр силжиш

$$D = q/4\pi r^2$$

эканлиги келиб чиқади. У вакуумда диэлектрик бўлмагандаги каби бўлиб чиқди. Диэлектриклар учун Остроградский—Гаусс теоремаси (13.5) қандай кўринишга эга бўлса, вакуум учун ҳам худди шундай кўринишга эга, бунда q орқали диэлектрикнинг қутбловчи зарядларини ҳисобга олмай, жисмлардаги ҳақиқий бор зарядлар белгиланган.

Бундан, жумладан қуйидаги келиб чиқади: ҳар қандай конденсатор (манбадан узиб қўйилган) бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилганда электр силжиш D ўзгармайди. Майдон кучланганлиги $E = D/\epsilon_0$ эса майдоннинг ҳар қандай нуқтасида ϵ марта камаяди. Аммо шунинг назарда тутиш керакки, диэлектрик бутун электр майдонни тўлдирган ҳолдагина майдон ϵ марта камаяди. Агар бу шарт бажарилмаса, у ҳолда кучланганлик унинг вакуумдаги E_0 қийматидан катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин.

Масалан, 60-расмда тасвирланган ҳолда b нуқтадаги майдон кучланганлиги E_0 дан кичик, аммо a ва c нуқталарда E_0 дан катта бўлади.



60-расм. Бир жинсли бўлмаган диэлектрикли конденсатор.

45-§. Диэлектриклар бўлганидаги механикавий кучлар

38-§ да тасвирланган тажрибалар электр майдондаги диэлектрикларга механикавий кучлар таъсир қилишини кўрсатади. Агар диэлектрик бутунлай зарядланмаган бўлса ҳам бу кучлар пайдо бўлади.

Биз бу кучларнинг пайдо бўлишини юқорида тушунтирган эдик. Электр майдондаги диэлектрикларда қутбловчи зарядлар пайдо бўлиши туфайли (сиртий зарядлар ҳам, ҳажмий зарядлар ҳам) бу кучлар ҳосил бўлади ва шунинг учун диэлектрикнинг ҳар қайси сирт ва ҳажми элементига муайян куч таъсир қилади.

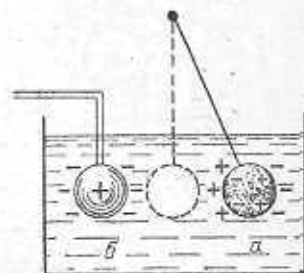
Агар жисм вакуумда эмас, балки бирор бошқа муҳитда турган бўлса, унда қутбланиш атрофдаги муҳитда ҳам содир бўлади ва шунинг учун жисмга таъсир қилувчи кучлар жисмнинг қутбловчи зарядларига қандай боғлиқ бўлса, атроф муҳитнинг қутбловчи зарядларига ҳам шундай боғлиқ бўлади.

61-расмда тасвирланган тажриба бу айтилганларга яхши мисол бўлади. Ипга парафин шарча a ни осиб, уни изоляцияланган металл шарча b яқинига жойлаштирамиз. Шарчаларнинг иккаласи ҳам

ҳавода турганида металл шарчани зарядласак, парафин шарча унга тортилади. Агар иккала шарчани ҳам ацетонга ботирсак (ацетоннинг диэлектрик сингдирувчанлиги парафинникига қараганда катта), унда парафин шарча металл шарчадан итарилади.

Бу тажриба қуйидагича тушунтирилади. Шарча сиртида сиртий зичлиги σ_1 бўлган қутбловчи зарядлар, шарчага ёндош муҳит чегарасида сиртий зичлиги σ_2 бўлган қарама-қарши ишорали қутбловчи зарядлар пайдо бўлади; шунинг учун шарча сиртига таъсир қилувчи куч натижавий заряд $(\sigma_1 - \sigma_2)$ га боғлиқ. Агар муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги $\epsilon_2 < \epsilon_1$ бўлса, унда $\sigma_2 < \sigma_1$ бўлади. Агар $\epsilon_2 > \epsilon_1$ бўлса, унда $\sigma_2 > \sigma_1$, натижавий заряд ишорасини ўзгартиради ва шунинг учун тортишиш кучи итаришиш кучига ўтади.

Диэлектрикдаги жисмга таъсир қилувчи кучнинг катталиги жисмдаги фақат эркин зарядларгагина боғлиқ эмас. Қутбланиш туфайли диэлектрикнинг ҳар бир ҳажм элементига кучлар таъсир қилади ва шунинг учун электр майдонда диэлектриклар деформацияланади. Бу ҳодиса *электрострикция* ҳодисаси дейилади. Электрострикция туфайли диэлектрик ичида механикавий кучлар пайдо бўлади. Шунинг учун диэлектрикдаги бирор жисмга таъсир қилувчи механикавий кучни бевосита тўла ҳисоблаш, одатда, жуда мураккаб иш. Аммо кўпгина ҳолларда механикавий кучларни уларнинг пайдо бўлишини синчиклаб қараб ўтирмай, энергиянинг сақланиш қонуни ёрдамида ҳисоблаш мумкин. Бу масалага биз 72-§ да қайтамиз.



61-расм. Парафин шарча a зарядланган металл b шарчага ҳавода тортилади, аммо ацетонда ундан итарилади.

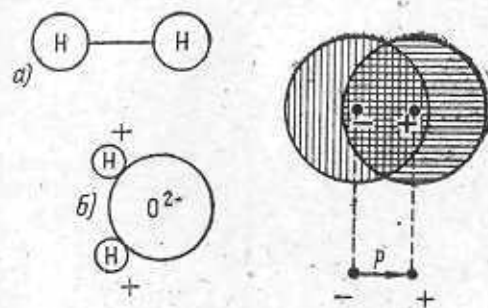
46-§. Диэлектриклар қутбланишининг электрон назарияси

Диэлектриклар қутбланишининг сабаби ҳамма жисмларнинг атомлари ва молекулалари зарядланган элементар зарралардан ташкил топганлигидадир. Биз бу ҳақда гапирган эдик. Электр майдонда бу зарядлар силжийди ва шунинг учун электр момент пайдо бўлади. Аммо бу силжишлар турли диэлектрикларда турлича характерга эга.

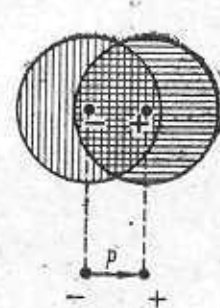
Кўпгина моддаларнинг молекулалари зарядланмаган атомлардан тузилган. Бунга водород молекуласи мисол бўла олади (62-а расм). Бундай молекулаларни қутбсиз молекулалар деб аталган. Бошқа кўпгина моддаларнинг молекулалари, аксинча, зарядланган

ҳолатдаги атомларга, яъни ионларга (қутбли молекулаларга) эга. Сув молекуласи қутбли молекула, унда кислороднинг манфий иони ва водороднинг иккита мусбат иони бор (62-б расм).

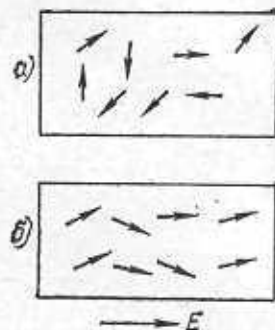
Қутбсиз молекулани электр майдон йўқлигида қўпол қилиб (лекин мақсадимиз учун етарли қилиб) марказлари мос тушадиган текис зарядланган икки сфера кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Текис зарядланган сферанинг ташқи фазодаги майдони сфера марказига жойлашган шундай катталиктидаги нуқтавий заряд май-



62- расм. Водороднинг қутбсиз молекуласи (а) ва сувнинг қутбли молекуласи (б) нинг моделлари.



63- расм. Электрон қутбланиш схемаси.



64- расм. Диполь қутбланиш схемаси.

донига тенг бўлгани учун бундай молекуланинг электр моменти нолга тенг бўлиши равшан. Электр майдонда иккала заряд ҳам қарама-қарши томонга силжийди, шунинг учун молекула шундай электр майдон ҳосил қиладики, у диполь майдони билан мос тушади. Диполнинг ҳар қайси нуқтавий зарядлари тегишли сферанинг зарядига тенг бўлиб, зарядлар орасидаги масофа эса сфералар марказининг силжишига тенг (63- расм).

Унча кучли бўлмаган майдонларда молекуладаги зарядлар силжишини электр майдон кучланганлигига пропорционал дейиш мумкин.

Шунинг учун молекуланинг диполь моменти p ни майдонга пропорционал дейиш мумкин:

$$p = \beta \varepsilon E', \quad (46.1)$$

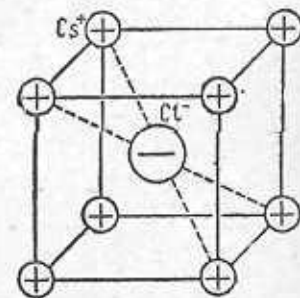
бунда E' — молекулага таъсир қилувчи майдон кучланганлиги. Бу майдон диэлектрик ичидаги ўртача майдон E дан фарқ қилади (муфассалроқ 47-§ га қ.), шунинг учун биз махсус белгилаш киритдик. Молекуланинг қутбланувчанлиги деб аталадиган β пропорционаллик коэффициенти молекуланинг тузилишига боғлиқ. Қутбланишнинг бу тавсифланган типини *силжиш электрон қутбланиши* деб аталади.

Энди қутбли молекулани диэлектрикларни қараб чиқамиз. Бу ҳолда ҳар бир молекула майдон йўқлигида ҳам маълум диполь моменти p_0 га эга. Бироқ майдон йўқлигида иссиқлик ҳаракати туфайли молекулалар бутунлай хаотик (тартибсиз) жойлашади (64-а расм) ва шунинг учун диполларнинг бутун моментларининг вектор йиғиндиси ўртача нолга яқин. Ташқи электр майдон қўйилганда ҳар қайси диполга кучлар таъсир қилади, бу кучлар диполни электр майдонга параллел жойлаштиришга интилади. Шунинг учун диполлар жойлашишида қисман тартибланишади (64-б расм), ташқи майдон қанчалик кучли бўлса ва температура қанчалик паст бўлса, тартибланиш шунча юқори бўлади. Бу ҳолда ҳамма молекулаларнинг диполь моментларининг йиғиндиси энди нолга тенг бўлмайди ва диэлектрик электр моментга эга бўлади. Қутбланишнинг бундай типини *ориентацион ёки диполь қутбланиш* деб аталади.

Каттиқ диэлектрикларда зарядлар силжишининг қутбланишга олиб келадиган яна бир типини топамиз. Кўпгина моддаларнинг кристалл панжаралари мусбат ва манфий ионлардан тузилган. Цезий хлорид кристали бунга мисол бўла олади. Унинг панжарасининг элементар ячейкаси марказланган кубдан иборат бўлиб (65-расм), учларида, Cs^+ мусбат ионлар, марказида эса Cl^- манфий ионлар жойлашган. Барча Cs^+ ионлари ва барча Cl^- ионларини алоҳида-алоҳида қараб чиқиб, улар бир-бирига нисбатан кубнинг диагонали йўналишида ярим диагонал масофага сурилган иккита оддий куб панжара ҳосил қилишини топамиз.

Ионли кристаллар ташқи майдон йўқлигида ҳам электр моментга эга бўлиши мумкин. Бироқ уларнинг электр моменти намоён бўлмайди. Ҳар доим унчалик кўп бўлмаган миқдордаги ионлар ҳаводан кристалл сиртига ўтиради ва унда кристаллнинг қутбловчи зарядини компенсацияловчи сиртий заряд ҳосил қилади. Компенсацияловчи зарядлар кристаллнинг электр ўтказувчанлиги туфайли ҳам пайдо бўлиши мумкин. Ташқи майдон қўйилганда ҳар қайси оддий панжараларга қарама-қарши йўналган кучлар таъсир қила бошлайди. Бунинг оқибатида панжаралар силжийди ва кристалл компенсацияланмаган қўшимча электр моментига эга бўлади, яъни кристалл қутбланади. Қутбланишнинг бу типини *силжиш ион қутбланиши* ёки *тўғридан-тўғри ионли қутбланиш* дейилади.

Қараб чиқилган қутбланиш типлари биргаликда келиши мумкин. Масалан, суюқ ва газсимон қутбли диэлектрикларда молеку-



65- расм. Цезий хлорид CsCl кристаллининг элементар ячейкаси.

лалар майдон таъсирида фақат ориентирланибгина қолмай, балки деформацияланиши ҳам мумкин ва шунинг учун уларда бир вақтда ҳам электрон, ҳам диполь қутбланиш рўй бериши мумкин. Қаттиқ диэлектрикларда қутбланишнинг учала типиди мавжуд бўлиши мумкин.

47-§. Қутбсиз диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги

Юқоридаги параграфда баён қилинган тасаввурлардан диэлектрик сингдирувчанликни ҳисоблаш ва уни диэлектрикнинг атомар доимийси билан боғлаш мумкин. Даставвал қутбсиз диэлектрикларни кўриб чиқамиз.

Диэлектрик электр майдонда турган бўлсин ва дастлаб молекулага таъсир қилаётган E' майдон диэлектрик ичидаги ўртача майдон E билан мос тушади деб ҳисоблаймиз. Унда диэлектрикнинг ҳар бир молекуласи p диполь моментига эга бўлади, у (46.1) формула билан ифодаланади, бунда $E' = E$. Агар n — диэлектрикнинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони бўлса, унда ҳажм бирлигидаги электр момент (қутбланиш) қуйидагига тенг:

$$P = n \beta \epsilon_0 E,$$

D силжиш учун эса, (41.2) га кўра қуйидагига эга бўламиз:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E (1 + n \beta).$$

Иккинчи томондан, $D = \epsilon \epsilon_0 E$ бўлгани учун

$$\epsilon = 1 + n \beta \quad (47.1)$$

бўлади. Олинган бу ифода ϵ диэлектрик сингдирувчанликни диэлектрик ичидаги молекулалар концентрацияси n ва молекулаларнинг қутбланувчанлиги β билан боғлайди.

(47.1) формула жуда тақрибийдир. Уни келтириб чиқаришда, молекулада зарядларни силжитувчи электр майдон E' электр майдоннинг ўртача қиймати E га тенг деб ҳисобланган эди. Аммо бу тўғри эмас. Молекуланинг қутбланишини ҳисоблашда бизни ўртача майдон эмас, балки барча молекула турган нуқтадаги майдон қизиқтиради. Ўртача майдон E барча зарядларнинг таъсирини ҳисобга олади, яъни конденсатор қопламаларидаги зарядлар ва қаралаётган молекула билан биргаликда барча молекулаларнинг зарядлари таъсирини ҳисобга олади. E' майдон эса қаралаётган молекуладан ташқари барча зарядларнинг таъсирини ифодалайди. Битта молекуланинг зарядлари диэлектрикнинг бошқа молекулаларининг зарядларига қараганда кам бўлса-да, бу зарядлар қаралаётган зарядга бевосита яқинда бўлади ва шунинг учун қаралаётган заряднинг бўлмаслиги охири катталикка тузатма киритилишини тақозо қилади. E ва E' майдонларнинг фарқли бўлиши фақат газлар учун аҳамиятсиздир (газлар учун ϵ бирга яқин).

Зич диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги учун ифода олишда молекулага таъсир қилувчи E' майдон катталигини (ички майдон) аниқлаш лозим. Умуман айтганда, бу мураккаб масала, чунки ички майдон диэлектрикнинг структурасига жуда ҳам боғлиқ.

Ички майдонни фақат куб панжарали кристаллар учун оддийгина ҳисоблаш мумкин. Улар учун

$$E' = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P, \quad (47.2)$$

бунда P — қутбланиш вектори. Бу формулани молекулалари хаотик бўлган қутбсиз суюқликлар ва газларга ҳам тақрибан татбиқ қилиш мумкин.

(47.2) формуладан фойдаланиб, зич диэлектрикларнинг электрон қутбланишини ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ҳажм бирлигидаги электр momenti қуйидагига тенг бўлади:

$$P = n p = n \beta \epsilon_0 \left(E + \frac{1}{3\epsilon_0} P \right).$$

Шунинг учун D силжиш учун қуйидагини оламиз:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + n \beta \left[\epsilon_0 E + \frac{1}{3} (D - \epsilon_0 E) \right] = \\ &= \epsilon_0 E + \frac{1}{3} n \beta (D + 2\epsilon_0 E). \end{aligned}$$

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ бўлгани учун бундан

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n \beta}{3} \quad (47.3)$$

келиб чиқади (бу Клаузиус — Мосотти формуласи).

(47.3) муносабат қутбсиз диэлектриклар учун $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$ катталик молекулалар концентрациясига, бинобарин, маъкур диэлектрикнинг зичлигига тўғри пропорционалликни кўрсатади. Бу натижа тажрибада, масалан, босимлари кенг интервалда ўзгарадиган газлар учун яхши тасдиқланади. Бундан ташқари, (47.3) дан, молекулаларнинг концентрацияси (зичлиги) ўзгармаганда диэлектрик сингдирувчанлик температурага боғлиқ бўлмайди, чунки молекулаларнинг қутбланувчанлиги β температурага боғлиқ бўлмай, фақат уларнинг тузилишигагина боғлиқдир. Бу натижа ҳам тажрибада яхши тасдиқланади, қутбсиз диэлектриклар ўзгармас ҳажмда қиздирилганда ёки совитилганда уларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ўзгармайди.

(47.3) формула кўпинча бошқачароқ кўринишда ёзилади. Молекулалар концентрацияси n ни модданинг молекуляр оғирлиги μ , унинг зичлиги d ва Авогадро сони N орқали ифодалаш мумкин: $n = Nd/\mu$. Буни (47.3) га қўйиб

$$\frac{1}{3} N \beta = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{\mu}{d} = \text{const} \quad (47.3a)$$

га эга бўламиз. Чап томондаги катталикни мазкур модданинг молекуляр қутбланиши дейилади. У фақат молекуланing қутбланувчанлиги β га, яъни модданинг турига боғлиқ бўлиб, лекин температура ва босимга боғлиқ бўлмайди, бинобарин, унинг ҳолати ўзгарганда ҳам мазкур модда учун у доимийлигича қолади. Берилган d да ϵ ни тажрибада ўлчаб, молекуляр қутбланишни аниқлаш ва (47.3а) формула бўйича молекулаларнинг қутбланувчанлигини топиш мумкин.

(47.3) ва (47.3а) формулалар қаттиқ диэлектриклардаги ионли қутбланиш учун ҳам ўринли эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Бунда молекуланing қутбланувчанлиги β нинг ўрнига бошқа катталик — ионли қутбланувчанлик β_n киради. Бу катталик кристаллда ионлар силжишнинг енгилигини характерлайди.

48-§. Қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги

Энди газсимон қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги нималарга боғлиқ ва қандай боғлиқлигини қараб чиқамиз. Дастлаб молекулалар деформацияланмайди деб фараз қиламиз, яъни электрон қутбланишни ҳисобга оламиз.

Бундай диэлектрикнинг ҳажм бирлигидаги электр моменти

$$P = (\sum p_{Ei})/\tau,$$

бунда p_{Ei} — бирор i -молекула электр моментининг ташқи майдон йўналишига проекцияси, τ — диэлектрикнинг ҳажми. Аммо ўртача қийматнинг таърифига кўра

$$(\sum p_{Ei})/\tau = n \bar{p}_E,$$

бунда n — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, \bar{p}_E — майдон йўналишига молекуланing диполь моменти проекциясининг ўртача қиймати. Шунинг учун қутбланишни ҳисоблаш \bar{p}_E ни аниқлашга келтирилади.

Статистик физика қонунарига кўра ҳисоблаш қуйидагини беради:

$$\bar{p}_E = \frac{p_0^2}{3kT} E'. \quad (48.1)$$

Бу ерда p_0 — битта молекуланing диполь моменти катталиги (доимийси), $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К — Больцман доимийси, T — диэлектрикнинг абсолют температураси, E' — диполга таъсир қилувчи майдон кучланганлиги. (48.1) ни келтириб чиқараётганда, E' майдон унча катта эмас ва диполларнинг жойлашишида бир оз тартиб-лаштиради холос, деб фараз қилинган.

(48.1) формула билан ифодаланган натижа ҳисоблаб чиқармасданоқ сифат жиҳатидан шундай ҳам тушунарли: E' майдон қанчалик катта бўлса, диполлар ориентацияси ҳам шунчалик кучли, майдон йўналишига диполь моментининг проекцияси ҳам шунчалик катта бўлади; аксинча, температура қанчалик юқори бўлса, иссиқлик ҳаракатининг дезориентация таъсири шунчалик

кучли, диполь моментининг проекцияси ҳам шунчалик кичик бўлади. (48.1) ни (46.1) га таққослаб, қутбсиз диэлектрикларда молекуланing қутбланувчанлиги β қандай роль ўйнаса, диполь қутбланишида $p_0^2/3\epsilon_0 kT$ ҳам худди шундай роль ўйнайди. Бу катталикни (47.3) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{9\epsilon_0} \frac{p_0^2 n}{kT}.$$

Яна бир марта қайд қилиб ўтамизки, ички майдон катталлигини (47.2) формула билан тасаввур қилиш мумкин бўлгандагина (47.3) формула сингари охириги формула ҳам ўринли бўлади.

(48.2) формула қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги температурага боғлиқ бўлиб, диэлектрикларни қиздирганда у камайишни кўрсатади.

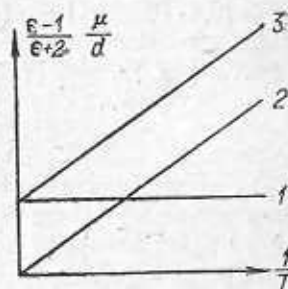
Диэлектрикда қараб чиқилган қутбланиш типларининг ҳаммаси мавжуд бўлса, унда диэлектрик сингдирувчанлик қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n}{3} \left[\beta + \beta_n + \frac{p_0^2}{3\epsilon_0 kT} \right], \quad (48.3)$$

бунда биринчи ҳад — электрон қутбланиш, иккинчи ҳад — ионли қутбланиш, учинчи ҳад эса диполь қутбланишидир.

49-§. Молекулаларнинг диполь моментларини аниқлаш

Дебай ва Ланжевенга тегишли бўлган юқорида қараб чиқилган диэлектрикларнинг қутбланиш назарияси диэлектрик сингдирувчанлигининг температурага боғлиқ эканлигига олиб келади. У 66-расмда кўрсатилган. Ордината ўқига молекуляр қутбланиш қиймати, абсцисса ўқига абсолют температурага тескари катталик қўйилган. Соф қутбсиз диэлектриклар учун ($p = 0$) молекуляр қутбланиш температурага боғлиқ бўлмайди ва $1/T$ ўққа параллел тўғри чизик 1 билан тасвирланади. Соф қутбли диэлектриклар учун ($\beta = 0$), бу боғланиш (48.2) га кўра координата бошидан ўтувчи тўғри чизик 2 билан тасвирланади. Агар молекулалар ҳам доимий диполь моменти p_0 га эга бўлиб, ҳам сезиларли деформацияланса ($\beta \neq 0$), унда қутбланишнинг иккала тип кузатилади ва қаралаётган боғланиш 1 ва 2 тўғри чизикларнинг қўшилишидан олинадиган 3 тўғри чизик билан тасвирланади.



66-расм. Молекуляр қутбланиш $\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \frac{\mu}{d}$ нинг температурага назарий боғланиши:

1 — электрон қутбланиш, 2 — диполь қутбланиш, 3 — иккала типдаги қутбланиш бўлганда.

Диэлектрик сингдирувчанлик в нинг температурага боғлиқлигини тажрибада текшириб, муайян диэлектрикда қутбланишнинг қайси типи ўринли эканлигини аниқлаш ва силжишнинг электрон қутбланишини ва ориентацион (диполь) қутбланишни кўрсатиш мумкин. (47.3) ва (48.2) формулалардан, молекуланинг қутбланувчанлиги β ни ёки мос равишда унинг диполь моменти p_0 ни топиш мумкин. Баъзи моддалар молекулаларининг диполь моментлари қиймати қуйидаги жадвалда келтирилган.

Модда	Химиявий формуласи	Диполь моменти p_0 , 10^{-30} Кл · м
Водород, азот, кислород	H_2, N_2, O_2	0
Углерод тетрагидрид	CCl_4	0
Водород хлорид	HCl	3,4
Водород бромид	HBr	2,6
Углерод (IV)-оксид	CO	0,40
Этил эфир	$(C_2H_5)_2O$	3,8
Сув	H_2O	6,2

Диполь моментини билган ҳолда молекулаларнинг ўлчамларини баҳолаш (аниқлаш) мумкин. Энг оддий ҳол икки ионли молекуладир, унинг учун $p_0 = ql$ (q — ионлар заряди, l — уларнинг марказлари орасидаги масофа). Масалан, HCl нинг молекуласи учун q электроннинг зарядига тенг, яъни $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл, маълумки, водородда фақат битта электрон бор. Шунинг учун ионларнинг марказлари орасидаги масофа учун қуйидагини топамиз: $l = (3,4 \cdot 10^{-30}) : (1,60 \cdot 10^{-19}) \approx 2 \cdot 10^{-11}$ м = $0,2 \cdot 10^{-8}$ см. Бу эса химия ва молекуляр физика маълумотларидан аниқланадиган молекулалар ўлчами билан мос келади.

50-§. Сегнетоэлектриклар

Қаттиқ ҳолатдаги баъзи химиявий бирикмаларнинг диэлектрик хоссалари жуда ғалати ва қизиқ бўлади. Дастлаб бу хоссалар сегнет тузи кристалларида топилган эди ва шунинг учун шунга ўхшаш барча диэлектриклар *сегнетоэлектриклар* (ёки ферроэлектриклар) деб аталди. Сегнет тузининг диэлектрик хоссаларини биринчи бўлиб 1930—1934 йилларда И. В. Курчатов ва П. П. Кобеко синчиклаб ўрганган эдилар. Улар сегнетоэлектрикларнинг барча асосий хоссаларини аниқладилар.

Сегнет тузи $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ вино кислотасининг иккиланган натрий-калийли тузидан иборат. Унинг кристали ромбик системадан иборат бўлиб, одатда 67- расмда кўрсатилган кўринишга эга. Сегнет тузи кристаллари кескин анизотроп хоссаларни қайд қилади.

Қуйида тавсифланадиган сегнетоэлектрик хоссалар конденсаторларнинг электр майдони кристаллографик ўқ a бўйича йўналганда кузатилади (67- расм).

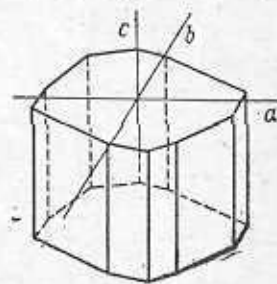
Сегнет тузининг биринчи хоссаси шундаки, бирор температура интервалида унинг диэлектрик сингдирувчанлиги жуда катта бўлиб, қиймати 10000 га яқин бўлади.

Сегнет тузининг иккинчи муҳим хоссаси электр силжишнинг майдон кучланганлигига боғлиқлигини тадқиқ қилишда қайд қилинади. Силжиш майдонга пропорционал бўлмай қолади, демак, диэлектрик сингдирувчанлиги майдон кучланганлигига боғлиқ. Бу боғлиқлик турли сегнетоэлектриклар учун турлича.

Учинчи хоссаси шундан иборатки, сегнет тузида электр силжишнинг қиймати фақат майдон кучланганлигининг қиймати билан эмас, балки қутбланишнинг олдинги ҳолатларига ҳам боғлиқ. Бу ҳодиса диэлектрик гистерезис дейилади (110-§). Силжиш D нинг майдон кучланганлиги E га боғлиқлиги 68- расмда тасвирланган кўринишга эга бўлади. Майдонни дастлабки орттиришда силжишнинг ўсиши эгри чизик тармоғи 1 билан тасвирланади. Агар сўнгра электр майдон (конденсатордаги кучланиш) камайтирилса, унда силжишнинг камайиши эгри чизик тармоғи 2 бўйича бўлади. Майдон нолга тенглашганда, силжиш нолга тенг бўлмайди ва D_1 кесма билан тасвирланади. Бу сегнет тузида қолдиқ қутбланиш борлигини билдиради ва ҳатто ташқи электр майдон бўлмаганда ҳам сегнет тузи қутбланган бўлиб қолади. Қолдиқ қутбланишни йўқотиш учун тескари йўналишдаги E_1 электр майдон ҳосил қилиш лозим. Электр майдонни бундан кейинги циклик ўзгаришидаги силжиш ўзгариши ҳалқасимон эгри чизик — гистерезис ҳалқаси орқали тасвирланади.

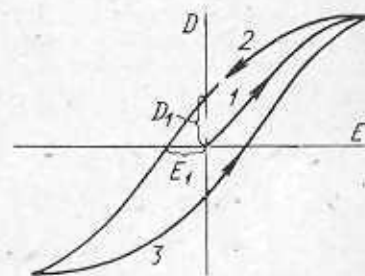
Бу хоссалар фақат сегнет тузи учун эмас, балки ҳамма сегнетоэлектриклар учун ҳам тааллуқлидир.

Сегнетоэлектрик хоссалар температурага кучли боғлиқ. Температура бирор T_k қийматидан ортганда (бу температура турли моддалар учун турлича бўлади) сегнетоэлектрик хоссалари йўқолади ва сегнетоэлектриклар оддий диэлектрикларга айланади. Бу темпера-



67- расм. Сегнет тузи кристали:

a, b, c — кристаллографик ўқлар.



68- расм. Сегнетоэлектриклардаги диэлектрик гистерезис.

турани Кюри шарафига Кюри температураси ёки Кюри нуқтаси дейилади. У биринчи бўлиб темир ва унга ўхшаш моддалар (ферромагнетиклар) нинг магнит хоссаларини ўрганишда бундай критик температура мавжудлигини топган эди. Баъзи ҳолларда, масалан, сегнет тузи учун иккита Кюри температураси мавжуд бўлиб ($+22,5^{\circ}\text{C}$ ва -15°C), мана шу иккала нуқта орасида ётган температуралардагина сегнетоэлектрик хоссалар кузатилади. Кюри нуқталари битта ёки бир неча бўлиши барча сегнетоэлектрикларнинг туртинчи хоссасидир.

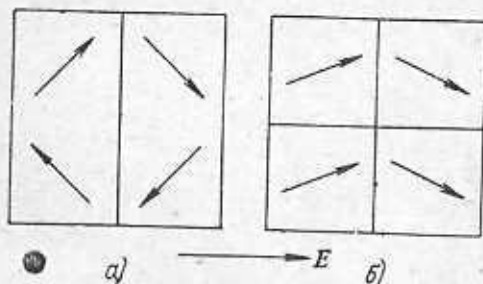
Сегнет тузидан ташқари бошқа бирикмалар, масалан, KN_2PO_4 (калий фосфат) ва KN_2AsO_4 ҳам сегнетоэлектрик хоссаларга эга. Амалда барий метатитанати BaTiO_3 муҳим сегнетоэлектрикдир. Унинг Кюри нуқтаси 80°C га яқин, диэлектрик синдирувчанлиги максимумда 6000—7000 га етади.

Сегнетоэлектриклар муҳим амалий аҳамиятга эга. Сегнетоэлектриклар асосида мураккаб диэлектриклар тайёрланиб ва уларга турли аралашмалар қўшиб, сифими катта, ўлчамлари кичик бўлган конденсаторлар олиш ва уларга юқори сифат бериш мумкин.

Сегнетоэлектрик хоссаларнинг вужудга келишига сабаб, сегнетоэлектрикларда зарралар орасида кучли ўзаро таъсир остида содир бўладиган ўз-ўзидан қутбланишдир. Бу ўзаро таъсир натижасида сегнетоэлектриклар алоҳида соҳаларга — ўз-ўзидан қутбланиш соҳаларига тақсимланади. Ўз-ўзидан қутбланиш соҳаларида ҳатто ташқи электр майдон бўлмаганда ҳам катта электр момент пайдо бўлади.

Оддий шаронгларда ўз-ўзидан қутбланиш намоён бўлмайди. Агар кўрсатилган соҳалар кичик бўлса, унда қутбланиш вектори турли соҳаларда турлича йўналган ва бутун сегнетоэлектрик электр моментининг натижавий қиймати нолга яқин (69-а расм). Бундай жойлашнинг минимум энергияга тўғри келади, акс ҳолда сегнетоэлектрик атрофида қўшимча энергияга эга бўлган электр майдон пайдо бўлар эди. Агар ўз-ўзидан қутбланиш соҳаси катта бўлса ёки агар кристаллнинг ҳаммаси битта шундай соҳадан иборат бўлса, унда одатда қутбланиш намоён бўлмайди, чунки кристалл сиртида кристаллнинг қутбловчи зарядларини компенсациялайдиган сиртий зарядлар ҳосил бўлади (ҳаводан ионларнинг ўтириши туфайли ёки кристаллнинг электр ўтказувчанлиги ҳисобига шундай бўлади). Шунинг учун иккала ҳолда ҳам сегнетоэлектрикнинг бирор сабабларга кўра пайдо бўладиган электр момент ўзгаришини кузатиш мумкин.

Ташқи электр майдонда айрим соҳаларда қутбланиш йўналишининг ўзгариши рўй беради. Бу ўзгариш шундайки, қутбланиш векторлари майдон йўналишига параллел бўлган вазиятга яқинлашади ва майдон қанчалик кучли бўлса, у шу вазиятга шунчалик кучли яқинлаша боради



69-расм. Сегнетоэлектрикларда ўз-ўзидан қутбланиш соҳаси ва уларда қутбланиш векторининг йўналиши (схематик кўриниши):
 а—сегнетоэлектрик қутбланмаган, б—сегнетоэлектрик қутбланган.

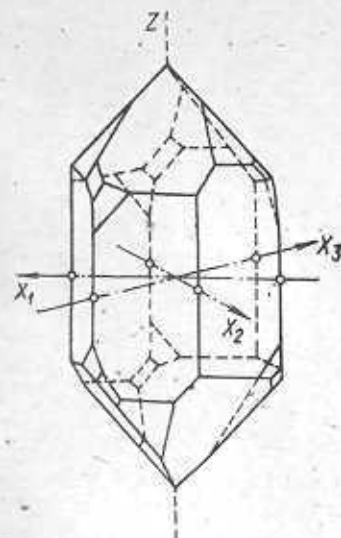
(69-б расм). Шунинг учун бутун сегнетоэлектрикнинг электр momenti ўзгариши ва бу ўзгариш унинг қутбланиши каби қабул қилинади.
 Ўз-ўзидан қутбланиш соҳаларининг бўлиши сегнетоэлектрикларнинг энг умумий ва аниқ белгисидир.

51-§. Пьезоэлектрик эффект

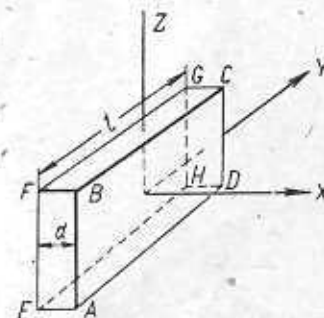
Биз шу пайтгача диэлектрикларнинг ташқи электр майдон таъсиридаги қутбланишини қараб чиққан эдик. Баъзи кристалларда ташқи майдон бўлмаса ҳам қутбланиш содир бўлиши мумкин. Агар кристаллларни механикавий деформацияласак, шундай бўлади. 1880 йилда Пьер ва Жак Кюри томонидан кашф қилинган бу ҳодиса *пьезоэлектрик эффект* деб аталди.

Пьезоэлектрик зарядларни пайқаш учун кристалл пластинка ёқларига металл қопламалар қўйилади. Қопламалар туташтирилмаган пайтда деформацияланиш натижасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Қопламалар туташтирилганда уларда индукцияланган зарядлар ҳосил бўлади. Бу зарядлар катталиги жиҳатидан қутбловчи зарядларга тенг бўлиб, ишораси уларга қарама-қарши бўлади. Деформация жараёнида қопламаларни туташтирувчи ванжирда ток пайдо бўлади.

Пьезоэлектрик эффектнинг асосий хоссаларини кварц мисолида кўриб чиқамиз. SiO_2 кварцнинг кристаллари турли кристаллографик модификацияларда учрайди. Бизни қизиқтираётган кристаллар (α -кварц) тригонал кристаллографик система деб аталадиган системага тааллуқли бўлиб, одатда 70-расмда кўрсатилган шаклга эга. Улар иккита пирамида билан чегараланган бўлиб, олти ёқли



70-расм. Кварц кристалли.



71-расм. Пьезоэлектрик ўқига перпендикуляр қирқилган кварц пластинкаси.

призмани эслатади. Аммо яна қатор қўшимча ёқларга эга. Бундай кристаллар тўртта кристалл ўқи билан характерланиб, улар кристалл ичида муҳим йўналишни аниқлайди. Бу ўқлардан бири, яъни Z ўқи пирамидалар учини бирлаштиради. Z ўқига перпендикуляр бўлган X_1 , X_2 , X_3 ўқлар оттиёқли призманинг қарама қарши қирраларини бирлаштиради. Z ўқи билан аниқланадиган йўналиш пьезоэлектрик жиҳатдан активмас бу йўналиш бўйича сиқилганда ёки чўзилганда ҳеч қандай қўбланиш рўй бермайди. Аксинча, Z ўқига перпендикуляр бўлган исталган йўналишда сиқилганда ёки чўзилганда электр қўбланиш пайдо бўлади. Z ўқини кристаллнинг оптиквий ўқи дейилади, X_1 , X_2 , X_3 ўқиларни эса *электрик ёки пьезоэлектрик ўқлар* дейилади.

X пьезоэлектрик ўқлардан бирига перпендикуляр қилиб қирқилган кварц пластинкани қараб чиқамиз. Z ва X ўқларга перпендикуляр бўлган ўқни Y орқали белгилаймиз (71-расм). Пластинка X ўқи бўйича чўзилганидан унга перпендикуляр бўлган $ABCD$ ва $EFGH$ ёқларида турли ишорали қўбловчи зарядлар пайдо бўлар экан. Бундай пьезоэлектрик эффектни *бўйлама эффект* дейилади. Агар деформация ишораси ўзгартирилса, яъни чўзиш ўрнига сиқилса, унда қўбловчи зарядларнинг ишораси ҳам тескарисига ўзгаради.

Деформациянинг мазкур типиди (чўзишда ёки мос равишда сиқишда) муайян ишорали қўбловчи зарядларнинг пайдо бўлиши X ўқларнинг учлари тенг ҳуқуқли эмаслигини ва X ўқлар муайян йўналишларга эга бўлиши мумкинлигини кўрсатади (бу 70-расмда стрелкалар билан кўрсатилган). Бу деган сўз, бундай муайян деформацияда заряднинг ишораси X ўқи ёқнинг ташқи нормали бўйича йўналганми ёки ички нормали бўйича йўналганми, шунга боғлиқ. Учлари тенг ҳуқуқли бўлмаган бундай ўқлар қўб ўқлари (қўбланиш ўқлари) деб аталади. X_1 , X_2 , X_3 қўб ўқларидан фарқи ўлароқ Z ўқнинг учлари бутунлай тенг ҳуқуқли бўлиб, у қўбсиз ўқдан (қўбланмайдиган ўқлар) иборат.

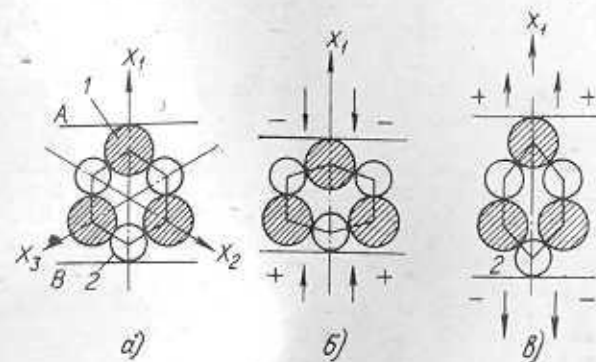
Қўб ўқи учларининг тенг ҳуқуқлимаслиги фақат пьезоэлектрик эффектдагина намоён бўлмай, бошқа ҳодисаларда ҳам намоён бўлади. Масалан, қўб ўқининг турли учларида жойлашган ёқларни химиявий едириш тезлиги турлича бўлиб, бунда едиришдан ҳосил бўлган фигуралар бир-биридан фарқ қилади.

Бўйлама пьезоэлектрик эффект билан бир қаторда, шунингдек, кўндаланг пьезоэлектрик эффект ҳам мавжуд. У қуйидагидан иборат. Y ўқ бўйича сиқилганда ёки чўзилганда X ўқ бўйича қўбланиш бўлади ва ўша $ABCD$ ва $EFGH$ ёқларида қўбловчи зарядлар пайдо бўлади. Бунда ҳар қайси ёқдаги зарядларнинг ишораси X бўйича чўзилганда (бўйлама эффект) қандай бўлса, Y бўйича сиқилганда (кўндаланг эффектда) ҳам шундай бўлади.

Пьезоэлектрик эффект қуйидагича тушунтирилади. 46-§ да ион кристалларда мусбат ва манфий ионлар марказларининг мос тушмаслиги туфайли ташқи электр майдон бўлмаганда ҳам электр момент бўлиши тўғрисида гапирган эдик. Бироқ бу қўбланиш одатда намоён бўлмайди, чунки у сиртдаги зарядлар билан компенсация-

ланади. Кристалл деформацияланганда панжаранинг мусбат ва манфий ионлари бир-бирига нисбатан силжийди ва шунинг учун, умуман гапирганда, кристаллнинг электр моменти ўзгаради. Электр моментнинг бу ўзгариши пьезоэлектрик эффектда кўринади.

Кварц пьезоэлектрик эффектнинг пайдо бўлишини 72-расм сифат жиҳатдан тушунтиради. Бу ерда L оптиквий ўққа перпен-



72-расм. Пьезоэлектрик эффектни тушунтиришга доир.

дикуляр бўлган текисликда Si мусбат ионлар (штрихланган доирачалар) ва O манфий ионлар (штрихланмаган доирачалар) нинг проекциялари схематик тарзда кўрсатилган. Бу расм кварцнинг элементар ячейкадаги ионларнинг ҳақиқий конфигурациясига мос келмайди. Элементар ячейкада ионлар битта текисликда ётмайди, уларнинг сони расмда кўрсатилгандан кўпроқ. Бу расм ионларнинг ўзаро жойлашиш симметриясини тўғри тушунтириб беради, бу эса сифат жиҳатидан тушунтириш учун етарлидир. 72-а расм деформацияланмаган кристаллга мос келади. X ўққа перпендикуляр бўлган A ёқда туртиб чиқиб турган мусбат зарядлар, унга параллел B ёқда туртиб чиқиб турган манфий зарядлар бор. X_1 ўқи бўйича сиқилганда (72-б расм) элементар ячейка деформацияланади. Бунда мусбат ион 1 ва манфий ион 2 ячейка ичига «ботади», бундан туртиб чиқиб турган зарядлар (A текисликдаги мусбат ва B текисликдаги манфий зарядлар) камаяди, бу A текисликдаги манфий заряд ва B текисликда мусбат заряд пайдо бўлишига эквивалентдир. X_1 ўқи бўйича чўзилганда бунинг тескариси бўлади (72-в расм): 1 ва 2 ионлар ячейкадан «итарилади». Шунинг учун A ёқда қўшимча мусбат заряд, B ёқда эса манфий заряд ҳосил бўлади.

Қаттиқ жисм назариясидаги ҳисобларнинг тажриба билан тўғри келиши пьезоэлектрик эффект элементар ячейкаси симметрия марказига эга бўлмаган кристаллардагина мавжуд бўлиши мумкинли-

гини кўрсатади. Масалан, SrCl кристалларининг элементар ячейкаси (65- расм) симметрия марказига эга бўлиб, бу кристалларда пьезоэлектрик эффект қайд қилинмайди. Кварц ячейкасида нонларнинг жойлашиши шундайки, унда симметрия маркази йўқ ва шунинг учун пьезоэлектрик эффект бўлиши мумкин.

Қутбланиш вектори катталиги P нинг (ва унга пропорционал бўлган пьезоэлектрик зарядларнинг сиртий зичлиги σ' нинг) муайян интервалдаги ўзгаришлари механикавий деформациялар катталигига пропорционал X ўқи бўйича бир томонга чўзилиш деформациясини u орқали белгилаймиз:

$$u = \Delta d/d,$$

бунда d —пластинканинг қалинлиги, Δd эса деформацияда унинг ўзгариши. Унда, масалан, бўйлама эффект учун

$$P = P_X = \beta u \quad (51.1)$$

га эга бўламиз. β катталик пьезоэлектрик модуль дейилади. β нинг ишораси мусбат бўлиши ҳам, манфий бўлиши ҳам мумкин. u ўлчамсиз катталик бўлгани учун унда P қандай бирликларда ўлчанса, β ҳам худди шундай бирликларда ўлчансади, яъни Кл/м² ҳисобида. X ўққа перпендикуляр бўлган ёқлардаги пьезоэлектрик зарядларнинг сиртий зичлиги катталиги $\sigma' = P_X$ га тенг.

Деформацияда пьезоэлектрик қутбланишнинг рўй бериши туфайли кристалл ичида электр силжиш D ҳам ўзгаради. Бу ҳолда силжишнинг умумий таърифида (41.2) P деб $P_E + P_u$ йиғиндини тушчиш лозим, бунда P_E —электр майдон билан, P_u эса деформация билан боғлиқ бўлади. Умумий ҳолда E , P_E ва P_u йўналишлар мос тушмайди ва D учун жуда мураккаб ифода олинади. Бироқ юқори симметрия ўқлари билан мос келадиган баъзи йўналишлар учун кўрсатилган векторларнинг йўналиши бирдай бўлади. Унда силжиш катталиги учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E + \beta u, \quad (51.2)$$

бунда E —кристалл ичидаги электр майдон кучланганлиги, ϵ —деформация доимий бўлгандаги диэлектрик сындирувчанлик. X электр ўқлардан биортаси бўйича бир томонлама чўзилиш (сиқилиш) деформациясида (51.2) муносабат ўринали бўлади. Бу ифода пьезоэлектриклар назариясидаги иккита асосий ифоданинг биридир (иккинчи муносабат 52-§ да келтирилган).

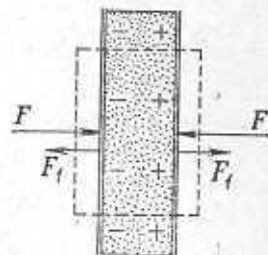
Пьезоэлектрик эффект фақат бир томонлама чўзилишдагина содир бўлмай, балки силжиш деформацияларида ҳам содир бўлади.

Пьезоэлектрик хоссалар кварцдан ташқари бошқа кўпгина кристалларда ҳам кузатилади. Кварцга қараганда сегнет тузида бу хоссалар анча кучлироқ намоён бўлади. Даврий системанинг 2- ва 6- группаларидаги элементларнинг бирикмалари (CdS , ZnS), шунингдек, кўпгина бошқа химиявий бирикмалар ҳам кучли пьезоэлектриклардир.

52-§. Тескари пьезоэлектрик эффект

Пьезоэлектрик эффект билан бирга тескари ҳодиса ҳам мавжуд: пьезоэлектрик кристалларда қутбланиш механикавий деформация билан бўлади. Шунинг учун, агар кристаллга маҳкамланган металл қопламаларга электр кучланиш берилса, унда майдон таъсири остида кристалл қутбланади ва деформацияланади.

Тескари пьезоэффектнинг мавжуд бўлиши энергиянинг сақланиш қонунидан ва тўғри эффектнинг мавжудлик фактидан келиб чиқилиши кўриш осон. Пьезоэлектрик пластинкани қараб чиқамиз (73- расм) ва биз уни F ташқи кучлар билан сиқаяпмиз деб фараз қилайлик. Агар пьезоэффект бўлмаганда эди, унда ташқи кучларнинг иши эластик деформацияланган пластинканинг потенциал энергиясига тенг бўларди. Пьезоэффект мавжудлигида пластинкада зарядлар пайдо бўлади ва қўшимча энергияни ўз ичига олган электр майдон ҳосил бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра бундан пьезоэлектрик пластинка сиқилганда катта иш бажарилиши, демак, унда сиқилишга қаршилик кўрсатувчи F_t қўшимча кучлар пайдо бўлиши келиб чиқади. Шунинг ўзи тескари пьезоэффект кучларидир.



73- расм. Тўғри ва тескари пьезоэлектрик эффектлар орасидаги боғланиш.

Бу мулоҳазалардан иккала эффектнинг ишоралари орасидаги боғланиш келиб чиқади. Агар иккала ҳолда ҳам ёқлардаги зарядларнинг ишоралари бир хил бўлса, унда деформациялар ишораси турлича бўлади. Агар пластинка сиқилганда ёқларида 73- расмда кўрсатилган зарядлар пайдо бўлса, унда ташқи майдон билан шундай қутбланиш ҳосил қилинганда пластинка чўзилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект ташқи кўриниши жиҳатидан электрострикция (45- §) га ўхшашдир. Аммо бу иккала ҳодиса турлича. Пьезоэффект майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлиб, майдон ўзгарганида ишорасини қарама-қарши ишорага ўзгартиради. Симметрия марказига эга бўлмаган баъзи кристаллардагина пьезоэффект кузатилади. Электрострикция ҳодисаси қаттиқ диэлектрикларда ҳам, суяқ диэлектрикларда ҳам бўлади.

Агар пластинка маҳкамланган бўлиб, деформациялана олмаса, унда электр майдон ҳосил қилинганда пластинкада қўшимча механикавий кучланиш пайдо бўлади. Унинг катталиги s кристалл ичидаги электр майдон кучланганлигига пропорционал:

$$s = -\beta E, \quad (52.1)$$

бунда β —тўғри пьезоэффект ҳолидаги пьезоэлектрик модулни ўзгариши. Бу формуладаги минус ишора юқорида кўрсатилган тўғри ва тескари пьезоэффектлардаги ишоралар муносабатини ифода қилади.

Кристаллар ичидаги тўлиқ механикавий кучланиш деформациялар юзага келтирган кучланиш ва электр майдон таъсирида пайдо бўлган кучланишнинг йиғиндисидан иборат. Y қуйидагига тенг:

$$s = C u - \beta E. \quad (52.2)$$

Бу ерда C —ўзгармас электр майдонда бир томонлама чўзилиш деформациясидаги эластиклик модули (Юнг модули). (51.2) ва (52.2) формулалар пьезоэлектрлар назариясидаги асосий муносабатлардандир.

(51.2) ва (52.2) формулаларни ёзганимизда u ва E ни мустақил ўзгарувчилар сифатида олиб, D ва s ни уларнинг функциялари деб ҳисоблаган эдик. Бу шарт эмас албатта, бошқа бир жуфт катталиқ: улардан бири механикавий катталиқ, бошқаси электр катталигини, мустақил ўзгарувчилар деб ҳисоблашамиз мумкин эди. Унда биз u , s , E ва D орасида иккита чизикли муносабатни олган бўлардик, уларнинг коэффициентлари бошқа бўларди. Қаралаётган масалаларнинг типига қараб асосий пьезоэлектрик муносабатларини турлича шаклда ёзиш қулайроқ.

Ҳамма кристаллар анизотроп бўлгани туфайли ϵ , C ва β доимийлар пластинка ёқларининг кристалл ўқларига нисбатан ориентациясига боғлиқ. Бундан ташқари, бу доимийлар пластинканинг ён ёқлари қай даражада маҳкамланганлигига ёки эркинлигига боғлиқ (деформацияланишда чегаравий шартларга боғлиқ). Бу доимий катталиқларнинг тартиби тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш учун бу катталиқларнинг қийматларини қуйидаги ҳолда кварц учун келтираемиз: пластинка X ўқи бўйича кесилган ва унинг ён ёқлари эркин; $\epsilon = 4,5$; $C = 7,8 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $\beta = 0,18$ Кл/м².

Энди асосий муносабатлар (51.2) ва (52.2) нинг қўлланилишига мисол кўриб чиқамиз. Юқорида кўрсатилгани каби кесилган кварц пластинка X ўқи бўйича чўзилади, шу билан бирга ёқларига тегадиган қопламалар туташтирилмаган деб фарз қиламиз. Деформацияга қадар қопламаларнинг заряди нолга тенгдиги, кварц диэлектрик бўлганлиги туфайли деформациядан кейин ҳам қопламалар зарядланмаган бўлади. Электр силжиш (41.2) қондасига кўра бу $D = 0$ эканлигини аниқлатади. Унда (51.2) муносабатдан, деформацияланишда пластинка ичида кучланганлиги

$$E = - \frac{\beta}{\epsilon \epsilon_0} u \quad (52.3)$$

бўлган электр майдон ҳосил бўлади.

Бу ифодани (52.2) формулага қўйиб, пластинкадаги механикавий кучланиш учун

$$s = Cu - \beta \left(- \frac{\beta}{\epsilon_0 \epsilon} u \right) = C \left(1 + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \epsilon C} \right) u \quad (52.4)$$

ни топамиз. Кучланиш, пьезоэлектрик эффект йўқлигидаги каби, деформацияга пропорционал. Аммо пластинканинг эластиклик хоссалари энди эластикликнинг эффектив модули билан характерланади:

$$C' = C \left(1 + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \epsilon C} \right), \quad (52.5)$$

у C дан катта. Эластик бикрликнинг ортиси деформацияга қаршилик қиладиган тесқари пьезоэффектда қўшимча кучланишнинг пайдо бўлишдан келиб чиққан. Кристаллнинг механикавий хоссаларига унинг пьезоэлектрик хоссаларининг таъсири қуйидаги катталиқ билан характерланади:

$$K^2 = \beta^2 / \epsilon_0 \epsilon C. \quad (52.6)$$

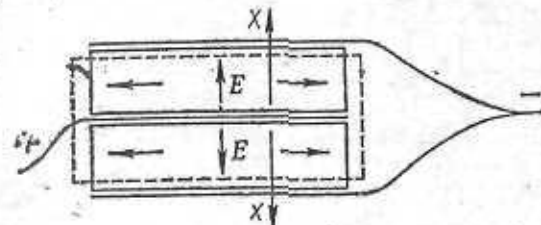
Бу катталиқ (K) дан олинган квадрат илдиз *электромеханикавий боғланши константаси* дейилади. ϵ , C ва β нинг юқорида келтирилган қийматларидан фойдаланиб кварц учун $K^2 \approx 0,01$ эканлигини топамиз. Бошқа барча маълум бўлган пьезоэлектрик кристаллар учун K^2 бирдан кичик бўлиб, 0,1 дан ортмас экан.

Энди пьезоэлектрик майдон катталигини баҳолаймиз. X ўқиға перпендикуляр бўлган кварц пластинканинг ёқларига $1 \cdot 10^6$ Н/м² механикавий кучланиш қўйилган дейлик. Унда (52.4) га кўра деформация $u = 1,3 \cdot 10^{-6}$ га тенг бўлади. Бу қийматни (52.3) формулага қўйиб, $|E| \approx 5900$ В/м = 59 В/см ни оламиз. Пластинканинг қалинлиги $d = 0,5$ см бўлганда қопламалар орасидаги кучланиш $U = Ed \approx 30$ В га тенг бўлади. Пьезоэлектрик майдонлар ва кучланишлар ниҳоятда катта бўлиши мумкинлигини кўрамиз. Кварц ўрнига кучлироқ

пьезоэлектриклар олиб ва деформациянинг танланган типларидан тегинчи тарзда фойдаланиб, кўп минг вольтлаб пьезоэлектрик кучланишларни олиш мумкин.

Пьезоэлектрик эффект (тўғри ва тесқари) турли хил электромеханикавий ўзгартгичларнинг тузилишида кенг ишлатилади. Бунинг учун баъзан турли типдаги деформацияларни амалга оширишга мўлжалланган таркибий пьезоэлементлардан фойдаланилади.

74- расмда сиқилишда ишлайдиган қўш пьезоэлемент (иккита пластинкадан тузилган) кўрсатилган. Кристаллдан пластинкалар

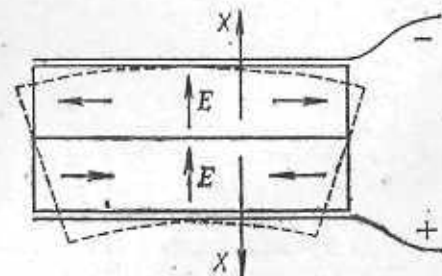


74- расм. Сиқилишда ишлайдиган қўш пьезоэлемент.

шундай тарзда қирқиб олинганки, улар бир вақтда ё сиқилади, ёки чўзилади. Агар, аксинча, бундай пьезоэлемент ташқи кучлар билан сиқилса ёки чўзилса, унда уларнинг қопламалари орасида кучланиш пайдо бўлади. Бу пьезоэлементда пластинкаларнинг уланиши конденсаторларнинг параллел уланишига мос келади.

75- расмда эгилишда ишлайдиган пьезоэлемент кўрсатилган. Қопламалар орасида кучланиш пайдо бўлганда пластинкалардан бири кўндаланг йўналишда сиқилади ва бўйлама йўналишда чўзилади, бошқа пластинка эса чўзилади ва қисқаради, шундан эгилиш деформацияси пайдо бўлади. Агар бундай пьезоэлемент ташқи кучлар билан эгилса, унда унинг қопламалари орасида электр кучланиш пайдо бўлади. Пластинкаларнинг бу ҳолдаги уланиши конденсаторларнинг кетма-кет уланишига тўғри келади. Равшанки, бундай пьезоэлемент сиқилиш ва чўзилишга жавоб бермайди: бу ҳолда пластинкаларнинг ҳар бирида электр майдон ҳосил бўлади, аммо бу майдонлар қарама-қарши йўналган ва шунинг учун қопламалар орасидаги кучланиш нолга тенг.

Электромеханикавий ўзгартгичлар турли тарздаги электроакустик ва ўлчаш аппаратурасида кўп қўлланилади. Масалан, пьезоэлектрик



75- расм. Эгилишда ишлайдиган қўш пьезоэлемент.

микрофон ва телефон, пьезоэлектрик адаптер (патефон пластинкаларининг электр проигривателларида), манометрлар, вибрациялар ўлчагичлари ва бошқалар-шулар жумласидандир. Кварцнинг пьезоэлектрик тебранишлари энг муҳим қўлланилишга эга. Агар кварц пластинкани конденсатор пластинкалари орасига жойлаштирсак ва пластинкалар орасида ўзгарувчан кучланиш ҳосил қилсак, унда пластинкалардан бирининг хусусий механикавий частотаси билан мос келадиган электр тебранишлар частотасида механикавий резонанс бошланади ва пластинкада жуда кучли механикавий тебранишлар пайдо бўлади. Бундай кварц пластинка техникада, биологияда ва медицинада, шунингдек, кўпгина физикавий ва физика-химиявий тадқиқотларда қўлланиладиган товуш частоталаридан жуда юқори частотали кучли тўлқин нурлангичи (кварц нурлангич) бўлади. Радиотехникада ва бошқа техникавий қурилмаларда электр тебраниш генераторларининг частоталарини стабиллашда пьезоэлектрик тебранишлардан фойдаланилади.

VI БОБ

ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОК

53-§. Электр токнинг характеристикалари

Электр зарядларнинг ҳар қандай ҳаракатини биз *электр ток* деб атаймиз.

Металларда фақат электронлар эркин кўчиши мумкин. Шунинг учун металллардаги электр ток ўтказувчанлик электронларининг ҳаракатидир. XVIII бобда ток ўтказувчи эритмаларда эркин электронлар йўқлигини, ҳаракатланувчи зарядланган зарралар бўлиб эса ионлар хизмат қилишини кўрамиз. Газларда ионлар ҳам, электронлар ҳам ҳаракатланувчан ҳолатда мавжуд бўлиши мумкин (XVI боб).

Мусбат зарраларнинг ҳаракат йўналишини токнинг йўналиши деб ҳисоблаш шартлашилган. Шунинг учун металлларда токнинг йўналиши электронларнинг ҳаракат йўналишига қарама-қарши бўлади.

Зарядланган зарралар ҳаракатланадиган чизик *ток чизиқлари* деб аталган. Ток чизиқларининг йўналиши қилиб мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Биз ток чизиқларини чи-зиб, ток ҳосил қилувчи электронлар ва ионларнинг ҳаракати тўғрисида аёний тасаввур оламиз.

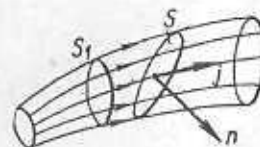
Агар токчи ўтказгич ичида фикран найча ажратиб, унинг ён сирти ток чизиқларидан иборат бўлса, унда зарядланган зарралар ҳаракатланганда найчанинг ён сиртини кесмайди ва найчадан ташқарига чиқмайди ҳам, ташқаридан найчага кирмайди ҳам. Бундай

найчани *ток найчаси* дейилади (76-расм). Изоляторда турган металл симнинг сирти ток найчаларидан биридир.

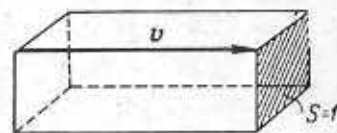
Электр токнинг миқдорий характеристикаси бўлиб икки асосий катталиқ: *ток зичлиги* ва *ток кучи* хизмат қилади.

Ток зичлиги вақт бирлиги ичида ток чизиқларига перпендикуляр бўлган сирт бирлиги орқали ўтадиган заряд миқдорига тенг.

Ўтказгич ичида ток чизиқларига перпендикуляр жойлашган, демак, зарядланган зарраларнинг *v* тезлиги йўналишига перпен-



76-расм. Ток найчаси.



77-расм. Ток зичлигини аниқлашга доир.

дикуляр бўлган юз бирлигига тенг юзча ажратамиз (77-расм). Шу юзча асосида зарраларнинг ҳаракат тезлиги *v* га тенг бўлган узунликда тўғри бурчакли параллелепипед ясаймиз. Унда вақт бирлиги ичида қаралаётган юзча орқали ўтадиган зарралар сони параллелепипед ичига қамалган зарралар сонига тенг бўлади. Агар *n* зарядланган зарралар концентрацияси бўлса, унда параллелепипед ичидаги зарралар сони *nv* га тенг бўлади, улар ташийдиган заряд эса *nev* бўлади, бунда *e* — битта зарранинг (масалан, электроннинг) заряди. Шунинг учун ток зичлигининг катталиги қуйидагига тенг:

$$j = nev. \quad (53.1)$$

n ва *e* скаляр катталиқлар, тезлик эса вектор катталиқ бўлгани сабабли ток зичлиги вектори *j* ни киритиш мумкин, у қуйидаги тарзда аниқланади:

$$j = nev. \quad (53.1a)$$

Тезлик *v* зарядланган зарраларнинг муайян нуқтадаги ҳаракатини характерлагани туфайли, унда ток зичлиги вектори *j* ҳам ўтказгичнинг муайян нуқтасидаги электр токни аниқлайди.

Агар ўтказгич ичида ток зичлиги вектори *j* га перпендикуляр бўлган чексиз кичик юзча *dS* ни ажратсак, унда *dt* вақт ичида шу юзча орқали ўтадиган заряд катталиги қуйидагига тенг:

$$dq = j dS dt.$$

Агар *dS* юзча *j* га перпендикуляр бўлмаса, унда бу ифодада *j* нинг ўрнига *dS* га перпендикуляр бўлган ток зичлиги ташкил этувчиси *j_n* ни олиш лозим.

Ҳар қандай ўтказгичдаги ток кучи i вақт бирлигида ўтказгичнинг тўла кесими орқали ўтадиган заряд катталигига тенг. Агар dt вақт ичида ўтказгич кесими орқали ўтган заряд dq бўлса, унда

$$i = \frac{dq}{dt}. \quad (53.2)$$

Заряд dq ва вақт dt скаляр бўлгани туфайли ток кучи ҳам скаляр катталиқдир.

Ўтказгичнинг ҳар қайси нуқтасида ток зичлиги вектори j ни билган ҳолда у орқали ток кучини ҳам ифодалаш мумкин. Юқорида айтилганлардан

$$i = \int_S j_n dS \quad (53.3)$$

келиб чиқади, бунда интеграллаш ихтиёрий кесимли ўтказгичнинг бутун сирти S бўйича олинади (76- расм).

Ток кучи бирлиги бўлиб ампер (A) хизмат қилади. Ток $1 A$ бўлганда 1 сек вақт ичида ўтказгичнинг тўла кесимидан 1 Кл заряд ўтади. Амалда бундан майда бирликлар: 1 миллиампер (mA) $= 10^{-3} A$ ва 1 микроампер (μA) $= 10^{-6} A$ ҳам ишлатилади.

Ток зичлигининг бирлиги квадрат метрга ампер (A/m^2). Агар ток зичлиги ва ток кучи вақт ўтиши билан ўзгармаса, унда ўтказгичда ўзгармас ёки стационар ток бор деб гапирамыз. Ўзгармас ток учун ўтказгичнинг ҳамма кесимларида ток кучи бир хил бўлади. Ҳақиқатан ҳам, агар бирор S ва S_1 кесимлар (76- расм) учун ток кучи турлича бўлса, унда бу кесимлар орасига қамалган заряд катталиги вақт ўтиши билан ўзгаради, чунки S_1 орқали кираётган заряд S орқали чиқаётган зарядга тенг бўлмасди. Бироқ унда ўтказгич ичидаги электр майдон ҳам ўзгаради ва ток ўзгармай қолмас эди.

54- §. Узлуксизлик тенгламаси

Токли ўтказгич ичидаги бирор ёпиқ S сиртни қараб чиқамиз ва j_n деб сирт элементи dS га ташқи нормалда зичлик вектори j нинг проекциясини назарда тутамиз. Унда ток зичлиги таърифидан, бутун S сирт орқали вақт бирлигида ташқарига кетаётган мусбат заряд катталиги

$$\oint_S j_n dS,$$

бунда интеграллаш бутун ёпиқ сирт бўйича олинади. Шу билан бирга, электрнинг асосий қонунларидан бирига кўра, электр зарядлар сақланади: улар фақат жисмлар (ёки жисмнинг турли қисмлари) орасида қайта тақсимланади, лекин пайдо бўлаётган мусбат ва манфий зарядларнинг тўлиқ йиғиндиси нолга тенг (6- § га таққосланг).

Шунинг учун, агар dq/dt ёпиқ сирт S ичига қамалган мусбат зарядларнинг вақт бирлиги ичидаги ўзгариши бўлса, унда

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_S j_n dS. \quad (54.1)$$

Бу муносабат *узлуксизлик тенгламаси* дейилади.

Пуассон тенгламасини ўзгартиргандаги каби иш тутиб (14- §), биз (54.1) тенгламани муҳитнинг бир нуқтасидаги ток ва зарядларни боғловчи дифференциал шаклда ёзишимиз мумкин. Бунинг учун яна чексиз кичик параллелепипедни қараб чиқамиз. Бу параллелепипеднинг қирралари X , Y ва Z координата ўқларига параллел (18- расм) ва (54.1) формуладан фойдаланамиз. Унда, 14- § даги каби фикр юритиб, (54.1) формуланинг ўнг қисми

$$\left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} \right) dt$$

га тенг, бунда $dt = dx dy dz$ параллелепипеднинг ҳажми. Иккинчидан, агар ρ заряднинг ҳажмий зичлиги бўлса, унда $q = \rho dt$ ва биз узлуксизлик тенгламасини дифференциал шаклда оламиз:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}. \quad (54.2)$$

Шуни қайд қилиб ўтамизки, биз бу ерда хусусий ҳосиланинг символларидан фойдаландик, чунки ρ ва j координаталарга қандай боғлиқ бўлса, вақтга ҳам шундай боғлиқ.

Вектор дивергенцияси (14- § га таққосланг) тушунчасидан фойдаланиб, (54.2) тенгламани анча ихчамлаштириб ёзиш мумкин:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div } j. \quad (54.3)$$

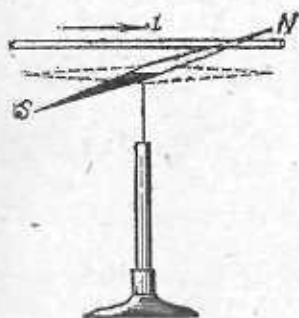
Агар тоқлар ўзгармас бўлса, унда барча электр катталиқлар вақтга боғлиқ бўлмайди ва узлуксизлик тенгламасидаги $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ нолга тенг дейиш лозим. Унда ҳар қандай ёпиқ сирт орқали вектор оқими j нолга тенг, демак, ўзгармас тоқлар учун ток чизиқлари узлуксиз бўлади.

55- §. Электр тоқнинг таъсир турлари

Электронлар ва ионларнинг ҳаракати бевосита кўринмайди. Бироқ бу ҳаракат унга чамбарчас боғланган турли ҳодисаларни юзага келтиради, биз уларга қараб тоқнинг борлиги ва унинг таъсири тўғрисида фикр юритамиз.

Тоқнинг магнит таъсири. 1820 йилдаёқ копенгагенлик физика профессори Эрстед тоқли ўтказгичда магнит стрелкага таъсир қилувчи кучлар пайдо бўлишини очган эди. Агар тўғри металл симни магнит мередиани йўналишида (шимо — жануб йўналишида) жойлаш-

тирилса (78- расм), сим учлари гальваник элемент электродларига уланганида магнит стрелка оғади. Стрелканинг оғиш йўналишини қуйидаги қоидага кўра аниқлаш мумкин: агар ўнг қўлимиз кафтини симга юқоридан қўйсак ва ўрта бармоқларимизни ток йўналишида йўналтирсак, унда очилган бош бармоқ стрелканинг шимолий учининг оғиш йўналишини кўрсатади. Магнит стрелкани сим устига жойлаштириб, стрелканинг оғиши тескарига ўзгарганини топамиз.



78- расм. Тоқли симнинг магнит таъсири.

Агар металл симни бирор ўтказувчи эритма, масалан, сульфат кислотанинг сувдаги эритмаси тўлдирилган шиша найча билан алмаштирсак ва ток ўтказувчи эритма устунини унга туширилган металл сим ёрдамида батарея қутбларига уласак, бунда ҳам магнит стрелка оғади. Агар сим ўрнида ўзгармас ток билан таъминланган газ-разряд найча (масалан, рекламада ишлатиладиган неон лампа) олинса ҳам стрелканинг оғиши кузатилади. Магнит таъсир ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлмай, ҳамма ҳолларда кузатилади ва тоқнинг энг умумий белгиси ҳисобланади.

Тоқнинг магнит таъсиридан магнитоэлектрик асбоблар ёрдамида тоқ кучини ўлчашда фойдаланилади. Бу асбоблар эластик пружинага маҳкамланган ва магнитнинг қутблари орасига жойлаштирилган симли енгил рамкадан иборат. 85- § да бу ҳолда тоқли рамкага катталиги тоқ кучига пропорционал бўлган куч моменти M таъсир қилишини кўрамыз:

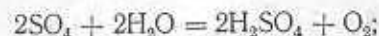
$$M = ai. \quad (55.1)$$

Пропорционаллик коэффициенти a асбобнинг тузилишига (симлар ўрами сонига, магнит кучига ва ш. ў.) боғлиқ. Шунинг учун рамканинг оғишига қараб тоқ кучини баҳолаш мумкин. Кўрсатиши тоқ кучига боғлиқ бўлган асбоблар гальванометрлар деган умумий ном олган.

Тоқнинг химиявий таъсири. Электр тоқ баъзи ўтказгичларда уларни химиявий таркибий қисмларга ажратиши мумкин.

Тоқнинг химиявий таъсирини оддий тажрибаларда кузатиш мумкин. Мис купоросининг сувдаги эритмаси CuSO_4 га иккита кўмир пластинка тушириб (79- расм), уларни гальваник элемент батареясининг қутбларига улаймиз. Бир неча минутдан кейин эритмадан пластинкаларни чиқариб олиб, батареянинг манфий қутбига уланган пластинкага мис қатлами ўтирганини кўрамыз. Бу кўмирнинг қора фонига яхши кўринади. Батареянинг мусбат қутбига уланган пластинкада эса қолдиқ ажралади. Бироқ у сувга текканда тоқ бор-

лигига боғлиқ бўлмаган иккиламчи реакцияга киришади. У қуйидаги йиғинди формула бўйича бўлади:



эритмада сульфат кислота пайдо бўлади ва пластинкада газсимон кислород ажралади.

Иккинчи мисол сифатида калий бромид KBr нинг сувдаги эритмаси тоқ таъсирида таркибий қисмларга ажралишини қараб чиқамиз. Бу ҳолда мусбат симда Br ажралади, у ўзининг қўнғир раңги туфайли яхши кўринади. Манфий симда K ажралади, у сув билан иккиламчи реакцияга киришади:



бунда манфий симда калий ўрнига водород ажралади.

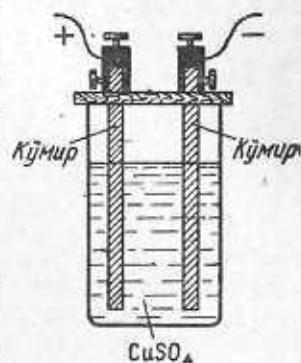
Ўтказгичнинг тоқ таъсирида химиявий таркибий қисмларга ажралиш ҳодисаси электролиз деб аталган (грекча $\lambda\eta\omicron$ — ажратаман). Ҳамма ўтказгичларда ҳам электролиз ўринли бўлавермайди.

Тоқнинг химиявий таъсири кузатилмайдиган ўтказгичларни *биринчи класс* ўтказгичлар дейилади. Уларга барча металллар, кўмир ва кўпгина химиявий бирикмалар киради. Электролиз рўй берадиган ўтказгичларни *иккинчи класс* ўтказгичлар ёки *электролитлар* дейилади. Кўпгина кислоталар ва тузларнинг сувдаги эритмалари ва қаттиқ ҳамда суюқ ҳолатдаги баъзи химиявий бирикмалар электролитлардир.

Одатда, электролиз ҳодисалари иккиламчи реакциялар билан мураккаблашади, бунга доир мисоллар юқорида қараб чиқилган эди. Иккиламчи реакциялар тоқ бўлишига боғлиқ эмас ва электролизга бевосита алоқаси йўқ. Агар тоқнинг бирламчи таъсирини иккиламчи реакциядан ажратсак, унда оддий қоида пайқаш мумкин: манфий қутбда (катодда) доим металллар ва водород ажралади, мусбат қутбда (анодда) эса қолдиқ химиявий элемент ажралади. Бунда электролитнинг таркибий қисми фақат электродларда ажралади.

Электродга ўтирган исталган модданинг массаси электролит орқали ўтган тўлиқ зарядга доим пропорционал бўлади.

Бироқ битта заряд ажратадиган модданинг миқдори турли моддалар учун турлича. Масалан, бирор кумуш тузининг сувдаги эритмаси орқали бир кулон заряд ўтганида катодга 1,1180 мг кумуш



79-расм. Тоқ таъсирида мис купоросининг ажралиши.

металл ажралади, мис тузи эритмаси орқали бир кулон заряд ўтганида 0,3294 мг мис металл ажралади (батафсилроқ 189-§ га қ).

Электролиз ҳодисасидан кулонометрларда фойдаланилади. Улар ток занжирга уланадиган электролитик ваннадан иборат. Аниқ асбоблардан бири кумуш кулонометридир. Унда кумуш электродлар бўлиб, электролит сифатида азот кислотали кумуш AgNO_3 нинг сувдаги эритмаси бор.

Кулонометрлар занжир орқали ўтган заряд катталигини бевожита ўлчайди. Агар m — ажралган Ag нинг массаси, мг да, t — токнинг ўтиш вақти, секунд ҳисобида, унда ток кучи қуйидагига тенг:

$$i = 1,1180 \frac{m}{t} \text{ A.}$$

Токнинг иссиқлик таъсири. Электр ток ўтказгичларни қиздиради. Агар металл сим орқали ток ўтказилса, унда ток кучи етарлича бўлганда уни исталган температурагача қиздириш, эришгача олиб бориш ва буглантириш мумкин.

Иссиқлик гальванометрларининг тузилиши токнинг иссиқлик таъсирига асосланган. Уларда оксидланмайдиган эластик материалдан қилинган металл сим бўлиб, бу сим орқали ўлчаниши лозим бўлган ток ўтказилади. Симнинг қизиши туфайли узайишига қараб ток кучини баҳолаш мумкин.

Магнитоэлектрик ва иссиқлик гальванометрлари абсолют асбоблар бўлмай, улар даражалашни талаб қилади.

56-§. Баллистик гальванометр

Гальванометр ёрдамида фақат ток кучини эмас, балки бирор конденсатордаги заряд катталигини ҳам ўлчаш мумкин.

Магнитоэлектрик гальванометрни қараб чиқамиз. Рамка ҳаракатланганидаги ишқаланиш шунчалик кичикки, уни ҳисобга олмаслик мумкин деб ҳисоблаймиз. Рамка механикавий тебранма системасидир. У муайян инерция моменти I га эга бўлиб, унга османинг эластиклик кучи таъсир қилади. Османинг эластиклик кучи моменти M_0 ни рамканинг бурилиш бурчагига пропорционал деб ҳисоблаш мумкин:

$$M_0 = -f\alpha,$$

бунда f осма ёки спираль пружинанинг тузилишига боғлиқ. Шунинг учун рамка мувозанат вазиятдан чиқарилганда у даври

$$T = 2\pi \sqrt{I/f}$$

бўлган механикавий айланма тебраниш қилади. Энди гальванометрга бирор зарядланган конденсатор уладик дейлик. Конденсатор зарядсизлана бошлайди ва гальванометрда қисқа муддатли ток (ток

бунда E — ўтказгич ичидаги электр майдон кучланганлиги. Кейин j ва E нинг вектор эканлигини ва изотроп муҳитлар ичида улар бир хил йўналганлигини ҳисобга олиб, пировардида қуйидагини оламиз:

$$j = \lambda E. \quad (61.1)$$

Бу муносабат *Ом қонунининг дифференциал шакли* деб аталади. Бунинг (57.1) дан (Ом қонунининг интеграл шаклидан) фарқи шундаки, унда бир нуқтанинг ўзидаги электр ҳолатни характерловчи катталиклар бор.

Анизотроп муҳитларда, масалан, кўпгина кристаллар шундай муҳит бўлади, умуман олганда j ва E йўналишлар мос тушмайди. Бу ҳолда (61.1) формула ўрнига анча мураккаброқ ифода олинади.

(61.1) га кирувчи E майдон ток борлигида ўтказувчи муҳит ичидаги майдондан иборат. Бироқ шуни кўрсатиш мумкинки, агар ўтказувчи муҳит бир жинсли бўлса, у ҳолда амалий аҳамиятга эга бўлган барча қизиқ ҳолларда бу майдон электростатик майдон $E_{\text{ст}}$ билан мос тушади, яъни электродлар орасида ўтказувчи муҳит ўрнида вакуум бўлиб, кучланиш ток мавжудлигидаги кучланиш каби бўлганда, ўша электродлар орасида мавжуд бўладиган майдон билан мос тушади. Бундан бир жинсли ўтказгичда электростатик майдоннинг куч чизиқлари ток чизиқлари билан мос тушиши келиб чиқади (2-қўшимчага қаранг).

Ўтказувчи муҳитлардаги ток кучини ҳисоблашда қуйидагича иш тугилади. Даставвал электродлар орасидаги берилган кучланишга қараб ўтказувчи муҳит ичидаги майдон кучланганлиги аниқланади, яъни электростатика масаласи ечилади ва сўнгга (61.1) формуладан фойдаланиб, муҳитнинг ҳар бир нуқтасидаги ток зичлиги j аниқланади. Сўнгга электродлардан бирини бутунлай ўраб олган бирор S ёпиқ сиртни фикран ажратилади ва (53.3) га кўра i ток кучини шу сирт орқали оқим вектори j каби аниқланади. Ҳисоблашларини соддалаштириш учун S сиртни масаланинг симметрия шартларига тўғри келадиган қилиб танлаш лозим.

1- мисол. Сирқиш мавжуд бўлган сферик конденсатор. Қопламаларининг орасидаги фазо солиштирма электр ўтказувчанлиги λ бўлган модда билан тўлдирилган сферик конденсатор берилган бўлсин. Унинг электр майдонининг потенциали U ни ҳисоблаб қўйган эдик, у (24. 2) формула билан ифодаланади. Бундан майдон кучланганлигини топамиз:

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U_0}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2}.$$

Шунинг учун (61.1) га кўра марказдан r масофада ток зичлиги қуйидагига тенг:

$$j = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2}.$$

Мазкур ҳолда (53.3) даги S сирт сифатида қопламалар орқали ўтадиган бирор r радиусли сферани танласак қулай бўлади. Ун-

да $j_n = j$, бундан ташқари сферанинг ҳамма нуқтасида j ўзгармас. Шунинг учун

$$i = jS = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b} U_0.$$

Конденсатор орқали ўтаётган ток кучи (57.1) га мувофиқ қопламалар орасидаги U_0 кучланишга пропорционал. Конденсаторнинг электр ўтказувчанлиги Λ қуйидагига тенг:

$$\Lambda = \frac{i}{U_0} = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b}.$$

Шу формулалардан сферик конденсатордаги сирқиш токи i ни ва сирқиш қаршилиги $R = 1/\Lambda$ ни ҳисоблаш мумкин.

2-мисол. Сирқиш мавжуд бўлган цилинрик конденсатор. Бу ҳолда майдон кучланганлигини (24.4) формуладан топамиз:

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}.$$

Ток зичлиги j қуйидагига тенг:

$$j = -U_0 \frac{\lambda}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}.$$

Бизни ток йўналиши эмас, балки фақат унинг катталиги қизиқтираётгани учун минус ишорани тушириб қолдирамиз. Ёпиқ сирт сифатида қопламалар орасидан ўтадиган r радиусли цилиндрни танлаш мақсадга мувофиқдир. Бу ҳолда ҳам $j_n = j$ бўлиб, цилиндр сиртида ўзгармас. Шунинг учун конденсаторнинг узунлик бирлигига тўғри келган ток кучи

$$\frac{i}{l} = jS = U_0 \frac{\lambda}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} 2\pi r = \frac{2\pi\lambda}{\ln(b/a)} U_0$$

га тенг бўлади. Мазкур ҳолда ва шунга ўхшаган бошқа барча масалаларда ток кучи қопламалар орасидаги кучланишга пропорционал. l узунликдаги конденсаторнинг электр ўтказувчанлиги

$$\Lambda = \frac{2\pi\lambda}{\ln(b/a)} l.$$

Қабелнинг сирқиш токини ва сирқиш қаршилигини ҳисоблашда ана шу формулалардан фойдаланилади.

Сферик ва цилинрик конденсаторларнинг электр ўтказувчанлиги Λ учун олинган ифодаларни сифим C учун олинган ифодалар билан таққослаб (32-§), бу катталикларнинг нисбати

$$\frac{C}{\Lambda} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\lambda} \quad (61.2)$$

бўлишини кўрамиз.

Бу нисбат иккала типдаги конденсатор учун бир хил бўлиб, фақат электродлар орасидаги муҳитга боғлиқ. Бу натижа бир-бирига

нисбатан ҳар қандай жойлашган ихтиёрини шаклдаги ўтказгичлар учун ҳам ўринли.

Олинган натижа тўғри бўлиши учун муҳитнинг солиштирама электр ўтказувчанлиги λ ўтказгичларнинг солиштирама электр ўтказувчанлигидан анча кичик бўлиши лозим.

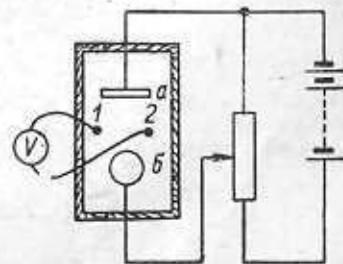
Қўпгина ҳолларда (61.2) формула фойдали. Масалан, агар бир жуфт ўтказгичнинг сифимини аниқлаш лозим бўлса, унда уларнинг сифимини бевосита ўлчаш ўрнига (сифим катталиги кичик бўлганда уни ўлчаш осон иш эмас) ўтказгичларни λ си маълум бўлган муҳитга жойлаштириш ва электр ўтказувчанлигини ўлчаш, шундан кейин (61.2) формулага кўра улар сифимини топиш мумкин. Ва, аксинча, олинган ифода электр ўтказувчанликни ўлчаш ишини сифимини ўлчашга олиб келишга имкон беради.

62-§. Электролитик ванна

Бир жинсли муҳитда электростатик майдоннинг куч чизиқлари ток чизиқлари билан мос тушиши ҳақида 61-§ да баён қилган эдик. Электр майдонларни экспериментал тадқиқ қилишнинг қимматли амалий методи шунга асосланган.

Агар икки ўлчовли бирор электр майдон берилган бўлиб, унинг эквипотенциал сиртини тажрибада аниқлашни истасак, унда майдон ҳосил қиладиган электродларнинг металл моделини тайёрлаш ва кучсиз ўтказадиган муҳитга жойлаштириш лозим. Моделлар ўз ўлчамлари бўйича асл нусха билан мос келмаслиги мумкин, лекин уларга ўхшаш бўлиши ва ўшандай тарзда жойлашшини лозим. Электродларга ҳақиқий электродларга бериладиган кучланишга пропорционал кучланиш берилади. Унда электрод моделлари орасида потенциал тақсимооти ҳақиқий электродлар орасидаги потенциал тақсимоотига ўхшаш бўлади. Муҳитнинг турли нуқталаридаги потенциални ўлчаш учун унга унча катта бўлмаган ўтказгич—зонд жойлаштирилади. Зонд калта металл штифт кўринишида бўлиши мумкин. Ўтказувчи муҳит сифатида етарлича катта ваннага қўйилган бирор электролит ишлатилади. Шунинг учун ҳам бу кўрсатилган метод электролитик ванна методи деб аталади.

87-расмда энг содда электролитик ванналардан бирининг схемаси кўрсатилган. Нам қум тўлдирилган ёғоч яшикка текшириладиган a ва b электродлар ботирилган. Яшикнинг ўлчамлари электродлар орасидаги масофадан бир неча марта катта бўлиши лозим. Электродларга батареядан ва



87-расм. Энг содда электролитик ванна.

кучланиш бўлгичдан кучланиш берилади. Вольтметрнинг клеммаларига уланган 1 ва 2 зондлар қумга ботирилади. Эквипотенциал чизиқларни аниқлаш учун зондлардан бири қўзғалтирилмайди, бошқасини эса турли нуқталарга ботириб чиқиб шундай нуқталар топиладики, бу нуқталарда вольтметрнинг оқиши нолга тенг бўлсин. Эквипотенциал чизиқлардан бири шу тарзда топилади. Сўнгра биринчи зондни потенциали бошқача бўлган бошқа нуқтага қўчириб жойлаштирилади ва иккинчи зонд ёрдамида бошқа эквипотенциал чизиқда ётган нуқталар топилади ва ҳ. к. Шу тарзда иш тутиб, берилган электрод учун электр майдоннинг эквипотенциал чизиқларининг шакли ва жойлашишини аниқлаш мумкин. Вольтметр ўрнида ноль гальванометрдан фойдаланган маъқул, унда нолинчи бўлим шкаланинг ўртасида жойлашган.

61-§ да ўтказувчи муҳитда майдоннинг электростатик майдон билан мос тушиш тўғрисида гапирганда ўтказувчи муҳитни бир жинсли деб фараз қилган эдик. Электролитик ваннада эса ажралиш чегарасига эга бўлган электролит ва ҳаводан иборат бир жинсли бўлмаган муҳитга эгамиз. Аммо бу натижани ўзгартирмайди. Ҳақиқатан ҳам, ўқлари параллел бўлган цилиндрик электродлар ҳолида (икки ўлчовли майдон) барча ток чизиқлари электродларга перпендикуляр бўлган текисликда ётади. Электролит сирти шундай сиртларнинг биридир. Бу ток чизиқлари ва куч чизиқлари шу текисликни кесиб ўтмайди, деган сўздир, демак, бу сиртнинг бўлиши чизиқларнинг тақсимланишини бузмайди.

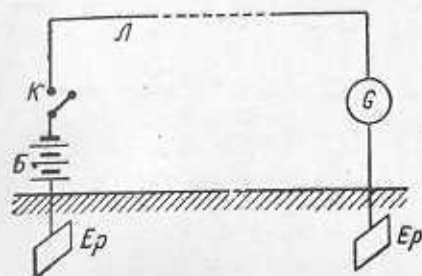
Электр зондларга қараганда электролитик ваннанинг афзалликлари кўп (23-§). Электролит ичида ток оқишининг ўзи ток истеъмол қиладиган асбоблар: вольтметрлар ва гальванометрларни ишлатиш имконини беради. Бу асбоблар гальванометрларга қараганда анча қулай ва ишончли бўлади. Бундан ташқари, ваннада ток ва кучланишларнинг тақсимланиши бегона электростатик таъсирларга сезгир эмас. Шунинг учун электролитик ванна электр майдонларни текширишнинг энг оддий ва қулай методи бўлиб, амалда кенг қўлланилади.

Агар аниқ ўлчашлар ўтказиш лозим бўлса, унда 87-расмда тасвирланган ванна унча яроқли эмас. Унинг камчиликларидан бири ўзгармас токда электролит рўй бериши ва электролитларнинг таркибий қисмлари электродларга ўтиришидир (электродлар қўтбланади, 195-§ га қ.). Натижада электродлар орасидаги кучланиш таърибда давомида бир оз ўзгаради ва ўлчаш аниқ бўлмай қолади. Бу ноқулайликдан қутулиш учун ўзгарувчан ток қўлланилади. Кўпинча электролитик ваннага пантограф ҳам уланади, уричаглар системасидан иборат бўлиб, унинг бир учига зонд, бошқа учига зонд вазиятини қозоғга белгилаб турувчи ёзувчи мослама туради.

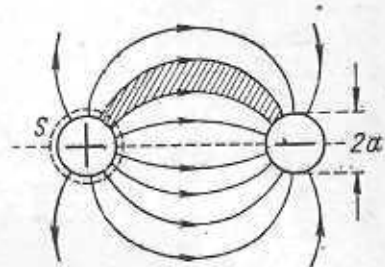
63-§. Алоқа линияларида ерлаш (ерга улаш)

61-§ натижалари алоқа линияларида ерлашнинг ишлашини тушунишга имкон беради. Ерлаш схемаси 88-расмда кўрсатилган. Телеграф ва телефон линиялари қуришда фақат битта сим (L) ёт-

қизилади. Бу симга юбориш станциясидаги ток манбаи B нинг фақат бир қутби уланади, унинг иккинчи қутби эса ерга қўмилган металл лист 3 га уланади. Қабул қилиш станциясидаги аппаратнинг ҳам (88-расмда G гальванометр кўринишида кўрсатилган) бир учи линияга ва иккинчи учи худди шундай бошқа листга уланади. Ер занжирни туташтирувчи иккинчи сим вазифасини ўтайди. Бунда



88-расм. Алоқа линияларида ерлаш.



89-расм. Ерлашнинг ишлашини тушуниришга доир.

муҳими шундаки, ерлаш қаршилиги станциялар орасидаги масофага боғлиқ бўлмайди. Электродлар орасидаги муҳит (қуруқ тупроқ, харсанг тош ва ш. ў.) электрни ёмон ўтказса-да, ерлаш қаршилиги нисбатан кам бўлади (яхши ерланганда ом ва бир неча ўн ом ҳисобиди).

Ерлаш хоссаларини тушуниб олиш учун радиуси a га тенг бўлган шар кўринишидаги иккита бир хил электродларни қараб чиқамиз. Улар солиштирма электр ўтказувчанлиги λ бўлган чексиз бир жинсли муҳитга ботирилган деб фараз қиламиз (89-расм). Шарлар орасидаги муҳитни ток найчаларига ажратиб, уларни параллел уланган ўтказгичлар каби қараш мумкин (ток найчаларидан бири 89-расмда штрихлаб кўрсатилган). Шарлар орасидаги масофани орттириб ҳар қайси ток найчасини узайтирамиз, бундан унинг қаршилиги ҳам ортади. Аммо бунда муҳитдаги ток чизиқлари иккала шардан борган сари узсқлашади (чегаравий ҳолда шарлар орасидаги масофа чексиз бўлганда ток чизиқлари шарларнинг радиуслари бўйича йўналади ва чексизликка кетади). Шунинг учун муҳитни бўлиб чиққан ток найчаларининг кесими ҳам ортади, бу эса ҳар қайси найча қаршилигининг камайишига олиб келади. Кесимнинг ортиши узунлик ортишини компенсациялайди. Бу эса қаршилиқнинг масофага боғлиқ бўлмаслигининг физикавий сабабидир.

61-§ да баён қилинган методдан фойдаланиб шарлар орасидаги қаршилиқни ҳисоблаймиз. Шарлардан бирини унинг сиртига зич тегиб турадиган ёпиқ сирт S билан ўраймиз ва у орқали ўтадиган ток кучини ҳисоблаймиз. Шарлар орасидаги масофа $r \gg a$ деб ҳи-

соблаимиз. Бу ҳолда шарларнинг бир-бирига индукцион таъсирини ҳисобга олмаслик ва шарларда зарядлар текис тақсимланган деб ҳисоблаш мумкин. Агар шарлардаги зарядлар $+q$ ва $-q$ га тенг бўлса, унда уларнинг потенциаллари (чексизликка нисбатан)

$$U_{1\infty} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{a}, \quad U_{2\infty} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{a}$$

муносабатлар билан ифодаланади. Потенциаллар фарқи ёки шарлар орасидаги кучланиш

$$U = U_{1\infty} - U_{2\infty} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{q}{a}.$$

Шунинг учун ҳар қайси шар сиртидаги кучланиш орқали ифодаланган майдон кучланганлиги

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

бўлади. Бундан ток кучини шар сирти орқали топамиз:

$$i = \int_S j dS = \lambda \int_S E dS = \lambda \frac{U}{2a} 4\pi a^2 = 2\pi a \lambda U.$$

Биобарин, шарлар орасидаги муҳитнинг қаршилиги R қуйидагига тенг:

$$R = U/i = 1/2\pi a \lambda.$$

Бундан қаршилиқ электродлар орасидаги масофага умуман боғлиқмаслигини ва фақат шарлар радиуси билан ҳамда муҳитнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги билан аниқланишини кўрамиз.

Олинган натижани тажрибада осонгина демонстрация қилиш мумкин. Бунинг учун катта ваннага қуйилган бирор электролитга кичкина иккита металл шарча туширамиз ва уларни батарея ҳамда амперметрдан иборат занжирга улаймиз. Электролитга фақат шарлар сирти тегиши учун ток келтирувчи симлар шиша трубка билан изоляцияланади. Амперметр кўрсатишларини белгилаб оламиз ва шарлар орасидаги масофани ўзгартирамиз. Улар орасидаги масофа бир неча радиусга ортгунча амперметрнинг кўрсатиши шарлар орасидаги масофага деярли боғлиқ бўлмайди, демак, қаршилиқ ҳам ўзгаришсиз қолади. Шарлар бир-бирига радиуслари тартибдаги масофага яқинлаштирилиши биланоқ амперметр ток ортганини кўрсатади.

Яна 89-расмга мурожаат қилиб, куч чизиқларининг қалинлиги бевосита шарлар яқинидагина катта бўлишини кўрамиз. Бу, майдон кучланганлиги шарлар яқинидагина катта бўлади демакдир, биобарин, кучланишнинг асосий қисми бевосита электродларга яқин муҳит участкаларига тўғри келади. Шунинг учун ерлаш қаршилиги амалда шу участкаларнинг солиштирма электр ўтказувчанлигигагина боғлиқ. Ерлаш қаршилигини камайтириш учун элек-

тродлар тупроқ ости сувлари чуқурлигида кўмилади. Унда Ер таркибида бўлган тузларнинг эриши сабабли электр ўтказувчанлик юқори бўлади.

VII БОБ

ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧ

64-§. Ток манбалари

Ўтказгич учларида кучланиш ҳосил қилиш учун зарядланган конденсаторлардан фойдаланилса, ўтказгичда ўзгармас ток олиш мумкин эмаслигини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, ток мавжуд бўлганда зарядларнинг бир қопламадан иккинчисига ўтиши кузатилади ва бунда ток йўналиши қопламалар зарядларининг камайиши йўналишида бўлади. Натижада қопламалар орасидаги кучланиш камай боради ва Ом қонунига кўра (57-§) ўтказгичдаги ток кучи камаяди. Бу ҳол ҳар қандай электростатик майдон учун умумий: бундай майдон доим зарядларни потенциаллар фарқи камайдиган қилиб кўчиради.

Ўзгармас ток олиш учун электр занжиридаги зарядларга электростатик майдон кучидан фарқ қиладиган қандайдир кучлар таъсир қилиши лозим. Бундай кучлар *чет кучлар* деб аталган. Чет кучлар пайдо бўладиган ҳар қандай қурилмани ток манбаи деб атаймиз. Масалан, гальваник элементлар ток манбаи бўлади.

Агар гидростатик ўхшатишдан фойдаланилса, унда электростатик майдонни туташ идишларда суюқлик сатҳини тенглаштиришга интилаётган оғирлик кучига ўхшатиш мумкин; ток манбаини эса оғирлик кучига қарши ишлаётган ва суюқлик токи борлигига қарамай идишлардаги сатҳлар фарқини тиклаётган насос билан таққослаш мумкин.

Бизнинг ҳозирги вазифамиз ток манбаларининг миқдорий хараakterистикаларини аниқлаш ва улар билан занжирдаги ток кучи орасидаги боғланишни тушуниб олишдир. Ток манбаи сифатида гальваник элементни оламиз, сўнгра олинган натижаларни ҳар қандай манба учун умумлаштирамиз. Бу масалаларни таҳлил қилишда термодинамиканинг биринчи қонунига (энергия сақланишининг умумий қонунига) асосланамиз ва ёпиқ ток занжирида энергияларнинг қандай ўзгаришлари рўй бераётганини қараб чиқамиз.

65-§. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати.

Жоуль — Ленц қонуни

Занжирнинг исталган участкасида электр ток маълум иш бажаради. Занжирнинг ихтиёрий участкаси берилган бўлиб (90-расм), унинг учлари орасида U кучланиш мавжуд бўлсин. Электр кучла-

нишнинг таърифига кўра (17- §) бирлик зарядни a ва b нуқталар орасида кўчиришда бажарилган иш U га тенг. Агар занжир участкасида ток кучи i га тенг бўлса, унда t вақт ичида it заряд ўтади ва бу участкада электр ток бажарган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = Uit. \quad (65.1)$$



90- расм. Электр токнинг бажарган ишини ҳисоблашга доир.

Бу ифода ҳар қандай ҳолдаги ўзгармас ток учун, биринчи ва иккинчи класс ўтказгичлар, электромоторлар ва бошқаларни улаш мумкин бўлган занжирнинг ҳар қандай участкаси учун ўринли. Токнинг қуввати, яъни вақт бирлигида бажарилган иш қуйидагига тенг:

$$P = A/t = Ui. \quad (65.2)$$

(65.2) формуладан СИ системасида кучланиш бирлигини аниқлаш учун фойдаланилади. Кучланиш бирлиги вольт қуйидагича аниқланди:

$$1 \text{ В} = 1 \text{ Вт/А.}$$

Вольт шундай кучланишки, қувват 1 Вт бўлганда электр занжирида кучи 1 А бўлган ўзгармас ток ҳосил қилади.

Энди занжир участкаси қўзғалмас биринчи класс ўтказгичдан иборат деб ҳисоблаймиз. Унда ўтказгичда ажраладиган иссиқликнинг ҳаммаси ишга айланади. Агар ўтказгич бир жинсли бўлиб, Ом қонунига бўйсунса (бунга барча металллар ва электролитлар киради), унда $U = iR$, бунда R — ўтказгичнинг қаршилиги. Бу ҳолда

$$A = Ri^2t. \quad (65.3)$$

Бу қонунни биринчи бўлиб Ленц ва ундан мустақил равишда Жоуль аниқланган эди.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, токли ўтказгичларнинг қизиш хосасидан техникада кенг фойдаланилади. Улардан энг муҳими — чўғланма ёритиш лампаларидир.

Замонавий чўғланма лампалар қатор олимларнинг кунт билан ва узок муддатли ишларининг натижасидир. Чўғланма лампалар тараққиётида А. Н. Лодигинининг ишлари катта аҳамиятга эга. У 1873 йилдаёқ Петербургда турли типдаги лампаларни очиқ намоён қилди. Лодигинининг биринчи лампалари шиша шар шаклига эга бўлиб, унда иккита мис стерженьга маҳсул кўмир стержень маҳкамланган эди. Лампаларнинг хизмат қилиш муддатини ошириш усулларини қидиришда у ходимлари билан биргаликда лампалар ичидан ҳавони сўриб олишни таклиф қилди ва узокроқ хизмат қиладиган сирти куйиб кўмирга айланалган органик тодалар кўринишидаги чўғланма жиесмларни топган эди. 1890 йилда Лодигин қийин эрийдиган металллар: вольфрам, молибден ва бошқалардан қилинган металл тодалар чўғланма лампалар киритди. Жуда кенг саноат масштабида қўйилган Эдисон ишлари чўғланма лампаларни практикага татбиқ қилишга олиб келди. Кейинги вақтларда икки муҳим такомиллаштириш қилинди: чўғлападиган жиесми илгичка спираль кўринишида тайёрлана бошланди, бу иссиқлик беришни камайтиришга олиб келди ва сезиларли даражада чангланмагани ҳолда (Лэнгмюр) чўғланма тола температурасини ошириш имконига эга бўлиш учун лампа баллон инерт газлар билан тўлдирила бошланди.

66- §. Гальваник элементда ажраладиган энергия

Занжирда бирор гальваник элемент ток ҳосил қилса, унда элемент ичида химиявий реакция рўй беради. Кўпгина элементларда асосий реакция катод элементи бўлиб ҳисобланган рух электроднинг электролит билан бирикишидан иборат ва шунинг учун элемент ишлаётган вақтда металл рух сарф бўлади, эритмада эса янги моддалар — реакция маҳсулотлари пайдо бўлади. Энг содда элемент — Вольт элементида (2- расм) бу реакция қуйидагича бўлади:



Аммо тажриба ҳар қандай реакцияда маълум миқдорда энергия ё ютилишини, ё ажралишини кўрсатади. Бундан кейин биз химиявий реакция ташқи доимий босим остида рўй беради деб фарз қиламиз. Бунда Q_x иссиқлик миқдори ажралади:

$$Q_x = \rho m, \quad (66.1)$$

бунда m — реакцияда ажралган модда миқдори. ρ катталик химиявий реакциянинг иссиқлик эффектини аниқлайди ва қаралаётган модданинг масса бирлиги реакцияга киришганда қанча миқдорда иссиқлик миқдори ажралишини кўрсатади. Агар реакция вақтида иссиқлик ажралаётган бўлса, унда ρ мусбат, агар иссиқлик юти- лаётган бўлса, ρ манфий бўлади. Масалан, кўрсатилган реакцияда 1 г рухнинг сульфат кислота билан ўзаро таъсирлашишида рух сульфат ҳосил бўлишида 6900 Ж иссиқлик ажралади ва шунинг учун рух бўйича ҳисобланган мазкур реакциянинг иссиқлик эффекти $\rho = 6,9 \cdot 10^3 \text{ Ж/кг}$ бўлади.

Химиявий реакция энергияси гальваник элементларда ажралаётган энергиянинг ўзгинасидир. Унинг ўлчови реакциянинг иссиқлик эффектидир.

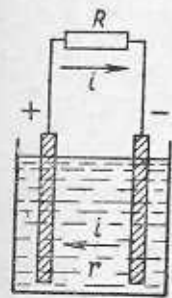
67- §. Гальваник элементнинг электр юритувчи кучи

Энди қаршилиги R бўлган ўтказгич билан туташтирилган бирор гальваник элементни қараб чиқамиз (91- расм). Ток йўқлигида элементда ҳеч қандай химиявий реакция рўй бермайди деб ҳисоблаймиз. Бу электролит билан ҳамма металллар комбинацияси учун ўринли бўлавермайди. Масалан, Вольт элементида занжир узок бўлса ҳам, жуда кам бўлса-да, сульфат кислотада рух эрийди. Агар рухни симоб билан ишлаб рух амальгамаси қатлами қопланса ва электролит сифатида рух хлорид эритмаси ZnCl_2 ёки аммоний хлорид эритмаси NH_4Cl танланса, унда ток йўқлигида рух жуда секин сарф бўлади ва биз қиладиган тахмин ҳақиқатга яқин бўлади. Ток борлигида электролитга ўтган электрод массаси:

$$m = Kq$$

га тенг, бунда K — электрод металининг электрохимиявий эквиваленти (189- § га таққосланг), q — элемент орқали ўтган тўлиқ заряд. Химиявий реакцияларда иккала электродда ажраладиган энергия учун қуйидагига эга бўламиз:

$$Q_x = (p_1 K_1 + p_2 K_2) q.$$



91- расм. Гальваник элементли электр занжир.

Элемент туташтирилганда занжирда ток ҳам иш бажарлади, у Жоуль—Ленц иссиқлигига айланади. Биз занжирда ҳеч қерда электр зарядлари тўпланмаслигини, демак, ток фақат ташқи занжирдагина мавжуд бўлмай, балки элемент ичида ҳам бўлишини ҳисобга олишимиз керак. Ток учун гальваник элемент *ички қаршилиқ* деб аталадиган маълум қаршилиқ кўрсатади. Бу қаршилиқ электролит ва электродларнинг қаршилигидан иборат. Элемент доимий температурада сақланади деб ҳисоблаймиз ва ундан биз фақат кучсиз ток оламиз (қатъий қилиб айтганда чексиз кичик ток оламиз). Бу ҳолда элемент ичида электролитда сезиларли концентрациялар фарқи ҳам, сезиларли температуралар фарқи ҳам пайдо бўлмайди ва вақтнинг исталган моментиди элементнинг ҳолати ток йўқлигидаги мувозанат ҳолатдан жуда кам фарқ қилади. Элементнинг бундай иш режимини *квазистатик* режим деб аталади. Бироқ, агар элемент температураси доимий сақланса, унда ток борлигида элемент атроф муҳитга Q_T миқдорда иссиқлик беради (ёки, аксинча, ундан олади). Бу иссиқлик температурани доимий сақлаб туриш учун керак.

Энди қаралаётган ёпиқ занжирга термодинамиканинг биринчи қонунини (энергия сақланишининг умумий қонунини) татбиқ қиламиз. Унда

$$Q_x = A + Q_T, \quad (67.1)$$

бунда A — ток бажарган иш. Албатта, бу формулага кирган барча катталиклар бир система бирликларида (иссиқлик ёки механикавий бирликларда) ифодаланиши лозим.

Жуда аниқ фикр юритганимизда биз яна қуйидагини: ток борлигида икки турли ўтказгич контактларида қўшимча миқдорда иссиқлик ажралиши ёки ютилишини (токнинг йўналишига боғлиқ равишда) ҳисобга олишимиз лозим эди. Бироқ Пельтье иссиқлиги деб аталадиган бу иссиқлик (200- § га қ.) одатда химиявий реакциялардаги иссиқлик ва Жоуль—Ленц иссиқлигига қараганда анча кам, шунинг учун ҳам уларни ҳисобга олмася ҳам бўлади.

Ҳатто квазистатик режимда химиявий реакциянинг ҳамма энергияси ток бажарган ишга айланмай, фақат

$$A = Q_x - Q_T$$

фарқгина ишга айланади. Агар биз элементдан чекли бир ток кучи олган бўлсак, унда элемент ичида қўшимча процесслар рўй берарди. Бу процесслар концентрациялар ва температуралар фарқи билан боғлиқ бўлган процессдир. Токнинг фойдали иши бундан ҳам кам бўлади. Квазистатик процесс учун A катталиқ химиявий реакциянинг *максимал иши* дейилади. Берилган температурадаги максимал иш Q_x энергиянинг маълум улушидан иборат бўлиб, у ҳам Q_x каби занжир орқали ўтган заряд катталигига пропорционал. Шунинг учун

$$A = \varepsilon q$$

дейиш мумкин, бунда ε — бирлик зарядга мўлжалланган муайян химиявий реакциянинг (ёки реакцияларнинг) максимал иши. У гальваник элементнинг *электр юритувчи кучи* деб аталадиган бўлди. A ни токнинг тўлиқ ишига (ташқи занжир ва манба ичидаги) тенглаштириб,

$$\varepsilon q = Ri^2 t + r i^2 t$$

га эга бўламиз, бунда r — элементнинг ички қаршилиги. Тенгликнинг иккала қисмини заряд катталиги $q = i t$ га бўлиб, қуйидагини топамиз:

$$i = \frac{\varepsilon}{R + r}. \quad (67.2)$$

Олинган бу қонун (67.2) *ёпиқ занжир учун Ом қонуни* дейилади. Ташқи ва ички қаршилиқларнинг йиғиндиси $(R + r)$ ни *занжирнинг тўла қаршилиги* дейилади. (67.2) формула ҳар қандай гальваник элемент учун унга характерли бўлган катталиқни — электр юритувчи кучни шундай тарзда киритиш мумкинки, уни занжирнинг тўла қаршилигига бўлишдан чиққан бўлинма занжирдаги ток кучига тенг бўлади.

(67.2) дан ε нинг ўлчамлиги кучланиш ўлчамлигига мос келиши кўриниб турибди, шунинг учун э. ю. к. ҳам кучланиш бирликларида ифодаланади.

Химиявий реакцияда ажралган Q_x энергия каби берилган катталиқдаги заряднинг ўтишидаги A максимал иш ҳам фақат электродлар ва электролитнинг табиатигагина боғлиқ. Шунинг учун гальваник элементнинг э. ю. кучи унинг таркибига кирувчи моддаларнинг турига боғлиқ бўлиб, элемент ўлчамларига боғлиқ бўлмайди. Аксинча, элементнинг ички қаршилиги эса, ҳар қандай бошқа ўтказгичлар сингари, унинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ.

Юқорида биз гальваник элементнинг э. ю. к. ни химиявий реакциянинг максимал иши орқали аниқлаган эдик. Бироқ э. ю. к. ни бевосита химиявий реакциянинг иссиқлик эффекти орқали ифодалаш ҳам мумкин. Термодинамикада ҳар қандай изотермик квазистатик процессда бажариладиган A иш манбадан олаёт-

ган Q_p иссиқлик миқдори билан қуйидаги муносабат орқали боғлангани кўрсатилади:

$$A = Q_p + T \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_p,$$

бунда p индекс тегишли катталар ўзгармас ташқи босим остида ўлчанганини кўрсатади (Гиббс—Гельмгольд формуласи). Бунга Q_p ўрнига тексга келтирилган Q_x учун ёзилган ифодани қўйиб ва $A = \mathcal{E}q$ деб қуйидагини оламиз:

$$\mathcal{E} = (p_1 K_1 + p_2 K_2) + T \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T} \right)_p.$$

бунда ўнг қисмдаги биринчи қўшилувчи бирлик ўтган зарядга мўлжалланган элементдаги химийвий реакциянинг иссиқлик эффектидир. Бу муносабатни Гельмгольд олган эди ва у гальваник элементлар назариясида асосий ҳисобланади.

Биз гальваник элемент кўринишидаги ток манбаини қараб чиқиб Ом қонуни (67.2) ни олдик. Аммо бу қонун умумий аҳамиятга эга. Ҳар қандай ток манбаини, унинг электр юритувчи кучи билан шундай характерлаш мумкинки, бунда Ом қонуни (67.2) ўрилли бўлади. Ҳар қандай манбаининг э. ю. к. ни тажрибада ўлчаш осон бўлгани учун (68- §), (67.2) формула катта аҳамиятга эга бўлиб, у ҳар қандай занжирдаги ток кучини ҳисоблашга имкон беради.

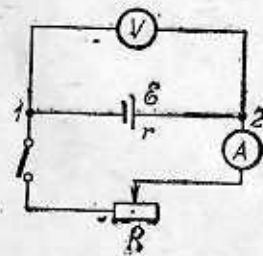
Ом биринчи бўлиб бу (67.2) қонунни тажрибада бошқа йўл билан аниқлашганини қайд қилиб ўтади. У гальваник элемент билан эмас, балки термоэлемент билан эксперимент ўтказиб, бу қонунни назарий тушунтиришда электр ток билан суюқлик ва иссиқлик оқимлари ўртасидаги ўхшашликдан фойдаланган эди.

68-§. Манба қисқичларидаги кучланиш

Ток манбаи ўзгарувчан ташқи қаршилик R ва амперметр A дан иборат занжир берилган бўлсин (92- расм). Манба қисқичларидаги кучланишни вольтметр ёрдамида ўлчаймиз. Вольтметрнинг уланishi 1 ва 2 нуқта орасидаги кучланишни ўзгартирмаслиги учун вольтметр қаршилигини етарлича катта қилиб оламиз. Вольтметр кўрсатадиган кучланиш занжирдаги ток кучига боғлиқлигини топамиз.

Занжир очик бўлганда ($i = 0$) у энг катта бўлиб, ташқи қаршилик R ни нолгача камайтирганда (амперметр қаршилигини ҳам қўшганда) нолга интилади. Ишлаётган манба қисқичларидаги кучланиш ўзгарувчан катталик бўлиб, манба нагрукасига боғлиқ.

Бунинг тушунтирилишини Ом қонунидан топамиз. Вольтметр кўрсатадиган кучланиш 1 ва 2 нуқталар орасидаги кучланишдир. Ом қонуни (57.1) ни э. ю. к. бўлмаган ташқи $2R/1$ занжирга татбиқ қилиб қуйидагини оламиз:



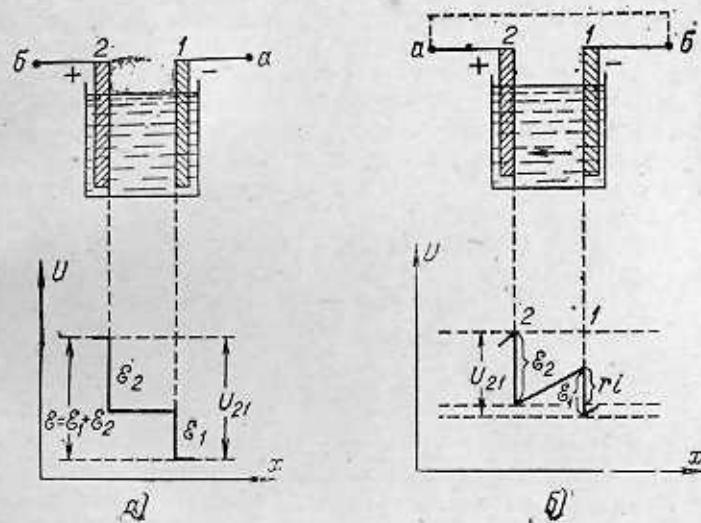
92- расм. Ишлаётган манба қисқичларидаги кучланишни ўлчаш.

$$U_{21} = Ri.$$

Лекин занжирдаги ток кучи Ом қонуни (67.2) билан ифодаланади, шунинг учун

$$U_{21} = R \frac{\mathcal{E}}{R+r} = \mathcal{E} \left(1 - \frac{r}{R+r} \right) = \mathcal{E} - ri. \quad (68.1)$$

Қисқичлардаги кучланиш э. ю. к. да ri қадар кам эканлигини кўрамиз, у манба ичидаги кучланиш тушишидир.



93- расм. Очик (а) ва ёпиқ (б) гальваник элемент занжирида потенциал тақсимооти.

Олинган формула ташқи қаршилик R ички қаршилик r га қараганда қанчалик катта бўлса, манба ичида кучланиш тушиши ҳам шунчалик кам бўлишини ва қисқичлардаги кучланиш э. ю. к. га шунчалик яқин бўлишини кўрсатади. Агар $R \gg r$ (занжир очик) бўлса, унда $U = \mathcal{E}$: электр юритувчи куч очик манба қисқичларидаги кучланишга тенг бўлади. Бу ҳар қандай манбаининг э. ю. к. ни жуда осон аниқлашга имкон беради ва э. ю. к. ларни ўлчашнинг барча методлари асосида ётади.

(68.1) формуланинг маъносини тушунтириш учун гальваник элемент занжирида потенциал тақсимланишини қараб чиқамиз. Занжир очик бўлганда (ток йўқ) металл электродлар ичида, симларда ва бутун электролитда (чет кучлар бўлмаганда) потенциал ўзгармас бўлади (93- а расм). Электродлар ва электролит орасидаги юққа чегаравий қатламларда эса чет кучлар мавжуд бўлиб, \mathcal{E}_1 ва \mathcal{E}_2 потенциални тез (сакраб) ўзгартиради. Бу сакрашлар йиғиндиси

электродлар орасидаги кучланишга тенг бўлиб, элементнинг тўла э. ю. к. дан иборат. Занжирнинг a ва b нуқталари туташтирилганда потенциалнинг (93-б расмда кўрсатилган) қайта тақсимланиши рўй беради. Расмдан кўринишича, бу ҳолда 1 ва 2 нуқталар орасидаги (электродлар орасидаги) кучланиш энди $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ йиғиндига тенг бўлмай, балки элемент ичида кучланиш тушиши катталиги ri қадар камаяди.

Зарядлар ёпиқ занжирда айланма ҳаракат қилади: занжирнинг ташқи қисмида мусбат зарядлар мусбат электроддан манфий электродга, манба ичида эса манфий электроддан мусбат электрод томон кўчади. Бундай бўлиши тушунарлидир. 93-б расмдан кўриниб турибдики, бу электролитнинг бутун қалинлиги бўйича зарядлар катта потенциалдан кичик потенциал томон ҳаракатланишига мос келади, яъни худди ташқи занжирдаги каби бўлади. Потенциаллар сакраб турадиган чегара қатламларда мусбат зарядлар потенциал ортиб борадиган йўналишда ҳаракатланади. Бу чет кучлар ёрдамида амалга оширилади.

Агар ташқи қаршилик R ички қаршилик r дан анча кичик бўлса, унда (68.1) дан $U \ll \mathcal{E}$ келиб чиқди. Агар $R \rightarrow 0$ бўлса, унда $U \rightarrow 0$ бўлади. $R \ll r$ ҳол манбанинг қисқа туташуви дейилади. Бунда (67.2) га кўра ток кучи максимал бўлади (қисқа туташув токи):

$$i_{\text{макс.}} = \mathcal{E}/r. \quad (68.2)$$

Манбанинг сифати фақат унинг э. ю. кучи билан эмас, балки ички қаршилиги билан ҳам белгиланишини кўрамыз.

(68.1) формула занжирнинг бирор қисмидаги кучланишни ундаги ток кучи билан боғлайди ва шунинг учун уни занжирнинг э. ю. к. ли қисми (94-расм) учун Ом қонуни деб аташ мумкин. Бундан кейин уни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$U_{12} = ri - \mathcal{E}. \quad (68.3)$$

Бу ерда r — занжир қисмининг тўлиқ қаршилиги (манба ва ўтказгичларнинг қаршилиги). (68.3) формуладан фойдаланилганда қуйидаги ишоралар қондасига риоя қилиш лозим: агар ток 1 нуқтадан 2 нуқтага йўналган бўлса, унда ток мусбат деб ҳисобланади; агар 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиб боришда манбанинг манфий қутбидан мусбат қутбига ўтилса, э. ю. к. мусбат деб ҳисобланади.

69-§. Электр юритувчи куч ва манба бажарган иш

Юқорида гальваник элементлар мисолида киритилган электр юритувчи куч тушунчасини у ҳар қандай ток манбаи учун ўринли бўладиган қилиб умумлаштириш мумкин. Қўзғалмас биринчи клас

ўтказгичлардан иборат ташқи занжирга ток юборадиган ихтиёрий ток манбаини қараб чиқамиз. Занжирдаги ток кучи учун ифодани олдинги кўринишда ёзамиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$$

(ёпиқ занжир учун Ом қонуни) ва умумий ҳолда \mathcal{E} қандай физикавий маънога эга эканлигини аниқлаймиз. Бу тенгликнинг иккала қисмини ҳам $it = q$ га кўпайтирамиз, бунда t — токнинг ўтиш вақти, q — занжирдан ўтган тўлиқ заряд. Унда

$$i^2 R t + i^2 r t = \mathcal{E} i t = \mathcal{E} q.$$

Чап томонда бутун занжир бўйича ток бажарган тўлиқ иш, яъни манба бажарган иш турибди. Уни A орқали белгилаб

$$A = \mathcal{E} i t = \mathcal{E} q \quad (69.1)$$

ни оламиз. Бинобарин, ҳар қандай ток манбаи бажарган иш унинг э. ю. к. ининг занжирдан ўтган тўлиқ зарядга кўпайтмаси билан ифодаланади.

(69.1) да $q = +1$ деб $\mathcal{E} = A$ ни оламиз. Бу э. ю. к. ни иш орқали таърифлаш имконини беради: ҳар қандай занжирдаги электр юритувчи куч $+1$ зарядни шу занжир бўйича кўчиришда бажариладиган иш билан ўлчанади.

64-§ да ҳар қандай ток манбаида зарядларга электростатик майдон кучларидан фарқ қиладиган қандайдир кучлар (чет кучлар) таъсир қиладиган, албатта. Э. ю. к. ли занжирда бажариладиган иш чет кучлар бажарган ишдир, шунинг учун э. ю. к. ни мана шу кучлар орқали ифодалаш мумкин. Янги катталик киритиб, уни *чет кучларнинг майдон кучланганлиги* деб атаймиз. Бу катталикни $+1$ зарядга таъсир қилувчи куч каби аниқлаймиз. Бу куч электростатик майдондан ташқари ҳар қандай сабаблар билан юзага келган. Унда $+1$ зарядга таъсир қилувчи тўлиқ куч

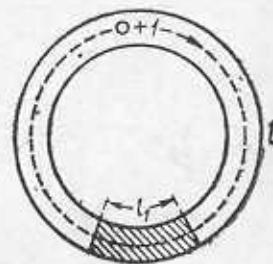
$$E + E^*$$

бўлади, бунда E — электростатик майдон кучланганлиги, E^* — чет кучларнинг майдон кучланганлиги.

Энди э. ю. к. ли ёпиқ занжир I ни қараб чиқайлик (95-расм) ва $+1$ заряд бу занжирни айланиб ўтади деб фараз қилайлик. Унда бажариладиган иш

$$\oint (E_I + E_I^*) dl,$$

бунда l индекс тегишли катталикнинг dl кўчиш йўналишига проекциясини белгилайди,



95-расм. Э.ю.к. таърифи-га доир.

интеграллаш эса бутун ёпиқ занжир l бўйича бажарилади. Аммо 17- § га кўра электростатик майдонда ёпиқ контур бўйича кучланиш нолга тенг, яъни

$$\oint E_i dt = 0.$$

Шунинг учун

$$\mathcal{E} = \oint E_i^* dt. \quad (69.2)$$

Агар занжирнинг l_1 қисмидагина (95- расм) E^* нолдан фарқли бўлса, унда бошқа ҳамма участкалар учун (69.2) даги интеграл остидаги ифода нолга тенг бўлади ва шунинг учун интеграллашни занжирнинг фақат l_1 участкаси бўйича олиш мумкин.

(69.2) формула э. ю. к. учун энг умумий таъриф беради ва ҳар қандай ҳоллар учун яроқли, муайян манбада зарядларни қандай кучлар ҳаракатлантириши маълум бўлса, унда доим чет кучларнинг майдон кучланганлиги E ни топиш мумкин ва (69.2) га кўра манбанинг тўлиқ э. ю. к. ини ҳисоблаш мумкин. Э. ю. к. ни эса ҳар қандай ҳолда очиқ манба кучланишига қараб ўлчаш мумкин.

Электр юритувчи кучларнинг физикавий табиати турли манбаларда турлича. Масалан, гальваник элементларда бу молекуляр ўзаро таъсир кучлари (195- §), термоэлектрик ҳодисаларда — электрон газнинг босим кучлари (199- §), электромагнит индукцияда — электр майдон кучлари (электростатик эмас, балки уюрмавий; 131- § га қаранг). Қуйида бу кучларнинг содир бўлиш сабабларини мукамалроқ қараб чиқамиз ва айрим ҳолларда э. ю. к. ни қандай ҳисоблаш мумкинлигини кўрамиз.

Ҳозир биз жуда содда мисол билан чекланамиз. Радиуси a бўлган металл диск (96- расм) ω бурчак тезлик билан айланаётган бўлсин. Диск электр занжирга диск ўқи ва унинг айланасига тегадиган сирпанувчи контактлар ёрдамида уланган. Бу ҳолда металлнинг ҳар бир электронига марказдан қочма куч таъсир қилади. Мана шу кучнинг ўзи чет куч бўлади. Шунинг учун дискда э. ю. к. пайдо бўлади ва диск ўқи ҳамда ташқи четлари орасида кучланиш юзага келади. Мана шу э. ю. к. катталигини ҳисоблаймиз. Марказга интилма куч

$$F = m\omega^2 r$$

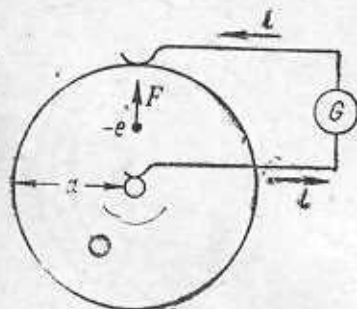
га тенг, буида r — диск ўқидан электронгача бўлган масофа, m — электроннинг массаси. Мана шу куч электрон заряди e га таъсир қилади ва шунинг учун

$$E^* = \frac{F}{e} = \frac{m\omega^2 r}{e}.$$

Пайдо бўладиган э. ю. к. қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E} = \int_0^a E^* dr = \frac{m\omega^2}{e} \int_0^a r dr = \frac{m\omega^2 a^2}{2e}.$$

96- расм. Э. ю. к. ни ҳисоблашга мисол.



бунда r_A — амперметрнинг қаршилиги. Масалан, 10 А гача токка мўлжалланган амперметр билан 100 А гача ток кучини ўлчаш лозим бўлса, унда $(r + r_A)/r = 10$ бўлиши лозим, бундан

$$r = 1/9 r_A.$$

2- мисол. Ток манбаларини улаш. n та бир хил манба кетма-кет улашиб, ишқи занжирга туташтирилган бўлсин (100- расм). Ҳар қайси манбанинг э. ю. к. ини \mathcal{E}_1 орқали, унинг ички қаршилигини r_1 , ташқи занжирнинг қаршилигини R орқали белгилаймиз. Унда Кирхгофнинг иккинчи қондаси

$$i(nr_1 + R) = n\mathcal{E}_1$$

ни беради. Бу формулани Ом қонуни (67.2) билан таққослаб, кўрамизки, батарея э. ю. к. \mathcal{E} ва ички қаршилиги r бўлган худди битта манба каби ишлайди ва улар қуйидаги қийматга эга:

$$\mathcal{E} = n\mathcal{E}_1, \quad r = nr_1.$$

n та бир хил манба кетма-кет уланганда батареянинг э. ю. к. ва унинг ички қаршилиги битта манбага қараганда n марта катта бўлади.

Энди 101- расмда кўрсатилган параллел улашни қараб чиқамиз. Бу ҳолда алоҳида-алоҳида манбаларнинг барча мусбат қутблари бир тугунга ва барча манфий қутблари бошқа тугунга уланади ва батареянинг a ва b қутбларини ҳосил қилади. Токларнинг мусбат йўналишларини 101- расмда кўрсатилгандек тавлаймиз ва тасвирланган занжирга Кирхгофнинг иккала қондасини татбиқ қиламиз. a нуқта учун биринчи қоида қуйидагини беради:

$$i = i_1 + i_2 + \dots + i_m.$$

Занжирнинг алоҳида-алоҳида оддий контурларига иккинчи қондани татбиқ қилиб, қуйидагини оламиз:

$$r_1 i_1 - r_1 i_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_1 = 0,$$

$$r_1 i_2 - r_1 i_3 = 0,$$

$$\dots \dots \dots$$

$$r_1 i_{m-1} - r_1 i_m = 0,$$

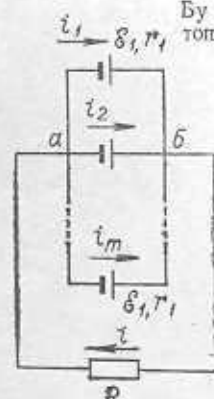
$$Ri + r_1 i_m = \mathcal{E}_1.$$

Бу тенгламалардан (охиргисидан ташқари) қуйидагини топамиз:

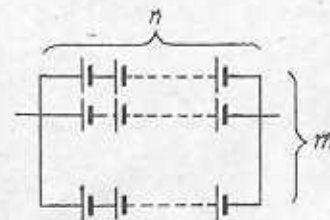
$$i_1 = i_2 = i_3 = \dots = i_m = i/m.$$

Энди охирги тенглама қуйидагини беради:

$$i(R + r_1/m) = \mathcal{E}_1.$$



101- расм. Нагрузка R ни таъминловчи параллел уланган m та манбадан иборат батарея.



102- расм. Манбаларни аралаш улаб батарея тузиш.

га тенг. Визда берилган манба ёрдамида ташқи занжирда олиш мумкин бўлган максимал қувват $(P_a)_{\text{макс.}}$ га эришиш истаги бўлсин. Бунинг учун ташқи қаршилиқ R ни ўзгартирамиз. Энди P_a ифодасини R бўйича дифференциаллаб ва биринчи ҳосилани нолга тенглаштириб, максимал қувватга мос келувчи $R = R_m$ қийматни оламиз. Бу қуйидагича бўлади:

$$\frac{dP_a}{dR} = \varepsilon^2 \frac{r^2 - R_m^2}{(r + R_m)^4} = 0,$$

бундан r ва R доим мусбат эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагича эга бўламиз:

$$R_m = r.$$

Агар ташқи занжирнинг қаршилиги манбанинг ички қаршилигига тенг бўлса, ташқи занжирда ажраладиган қувват энг катта қийматга эришади. Бунда занжирдаги ток $\varepsilon/2r$ га, яъни қисқа туташув токининг ярмига тенг, қувватнинг мумкин бўлган энг катта қиймати

$$(P_a)_{\text{макс.}} = \varepsilon^2/4r.$$

Бироқ ток манбаларидан амалий фойдаланишда фақат қувватнинг муҳим бўлмай, шу билан бирга уларнинг фойдали иш коэффициентлари (ф. и. к.) ҳам муҳим аҳамиятга эга. Манба ташқи занжирга ишлаётганда ток манба ичидан ҳам ўтади ва шунинг учун қувватнинг бир қисми манба ичида иссиқлик ажралишига сарф бўлиб, исроф бўлади. Бу қувват

$$P_i = ri^2$$

бўлади, у ҳолда манбанинг фойдали қуввати

$$P = Ri^2 + ri^2 = \varepsilon i.$$

Шунинг учун манбанинг ф. и. к.

$$\eta = \frac{P_a}{P} = \frac{U}{\varepsilon}.$$

Ҳамма вақт $U \leq R$ бўлгани учун $\eta \leq 1$ бўлади.

P_a ва η нинг манбадан олишаётган ток кучи i га қандай боғлиқлигини муфассалроқ қараб чиқамиз. Фойдали қувват P_a ни қуйидаги кўринишда ифода-лаш мумкин:

$$P_a = P - P_i = \varepsilon i - ri^2$$

i ўзгариши билан P_a параболик қонун бўйича ўзгаради. Агар

$$i(\varepsilon - ri) = 0$$

бўлса, P_a нолга айланади. Бу эса токнинг икки қийматини беради:

$$i_1 = 0 \text{ ва } i_2 = \varepsilon/r.$$

Биринчи ечим занжир очиклигига ($R \gg r$) мос келади, иккинчи ечим эса қисқа туташувга ($R \ll r$) мос келади. Ф. и. к. нинг ток кучига боғлиқлиги қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\eta = \frac{P_a}{P} = \frac{\varepsilon i - ri^2}{\varepsilon i} = 1 - \frac{r}{\varepsilon} i.$$

Занжир очик бўлган ҳолда ф. и. к. энг катта қийматга эришади, яъни $\eta = 1$, сўнгра чизикли қонун бўйича камайиб бориб, қисқа туташувда нолга айланади.

P , P_a ва η нинг ток кучи i га боғлиқлиги 104-расмда график тарзда тасвирланган. Бундан энг катта фойдали қувват P_a ва энг катта ф. и. к. η ни олиш шартлари биргаликда бажарилмаслигини кўрамиз. P_a энг катта қийматга эришганда ток кучи $\varepsilon/2r$ га ва ф. и. к. $\eta = 1/2$ ёки 50% га тенг. Ф. и. к.

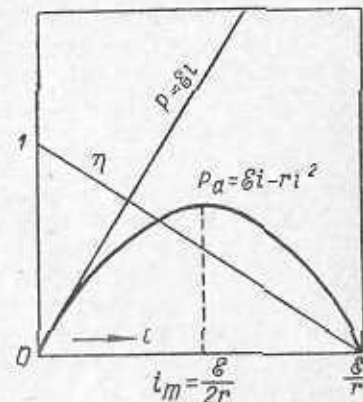
η бирга яқин бўлганда фойдали қувват P_a мазкур манба эриша оладиган максимал қувват $(P_a)_{\text{макс.}}$ га қараганда кам.

Электр куч қурилмаларида юқори ф. и. к. олиш муҳим талаблардан ҳисобланади. Бунинг учун

$$\frac{ri}{\varepsilon} = \frac{ri}{(R+r)i} = \frac{r}{R+r} \ll 1$$

бўлиши керак, яъни манбанинг ички қаршилиги r нагрузка (тармоқ) нинг қаршилиги R га қараганда кичик бўлиши лозим. Бунда манба ичида ажраладиган қувват P_i нагрузкадаги фойдали қувват P_a га қараганда кичик бўлади.

Қисқа туташув ҳолида, юқорида кўраганимиздаги каби, $P_a \approx 0$ ва қувватнинг ҳаммаси манба ичида ажралади, бу эса манбанинг ички қисмларини қиздириши ва уни ишдан чиқариши мумкин. Шу сабабли, қудратли (катта қувватли) манбалар (двигатормашинна, аккумуляторлар батареяси) да қисқа туташувга йўл қўймаслик керак.



72-§. Электр майдон учун энергиянинг сақланиш қонуни

Энергиянинг сақланиш қонуни табиатнинг умумий қонунидир, шунинг учун у электр ҳодисаларига ҳам татбиқ қилинади. Электр майдонда энергиянинг айланишини таҳлил қилишда икки ҳолга ажратиш қулай бўлади: 1) ўтказгичлар заряди ўзгармайди (яъни ўтказгичлар изоляцияланган) ва 2) ўтказгичлар потенциали ўзгармайди (ўтказгичлар ток манбаларига уланган). Даставвал иккинчи ҳолни қараб чиқамиз.

Биз жисмлар системаси (ўтказгичлар ва диэлектриклар) га эгамиз, деб фараз қиламиз ва бу жисмларга иложи борида чексиз кичик ва чексиз секин (квазистатик) кўчишларга имкон берамиз. Жисмлар температурасини ўзгартирмасдан сақлаб турамыз, бунинг учун агар иссиқлик ажралаётган бўлса, олиб кетилади, агар иссиқлик ютилаётган бўлса, унга иссиқлик бериб турилади. Диэлектриклар изотроп, кам сиқиладиган ва мос равишда уларнинг зичлиги доимий деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолларда жисмларнинг электр майдон билан боғлиқ бўлмаган ички энергиялари қиймати ўзгармайди. Бундан ташқари, диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ҳам (улар зичлик ва температурага боғлиқ) доимийлигича қолади. Қаралаётган системада энергиянинг қандай айланиши содир бўлишини кўриб чиқамиз.

Электр майдонда турган ҳар қандай жисмга кучлар таъсир қилади. Бу кучларни баъзан майдоннинг *пондеромотор* кучлари

104-расм. Манба қуввати P , ташқи занжирдаги қувват P_a ва манбанинг ф.и.к. η нинг ток кучига боғлиқлиги.

дейлади, улар жисмлар ичидаги зарядларга таъсир қилувчи, келиб чиқиши бўйича ноэлектростатик бўлган электр юритувчи кучлардан фарқли кучлардир. Жисмлар чексиз кичик масофага кўчганда майдоннинг пондеромотор кучлари чексиз кичик миқдор иш бажаради, уни биз δA орқали белгилаймиз.

Электр майдон маълум энергияга эга бўлишини 37- § да кўрган эдик. Агар жисмлар кўчадиган бўлса, улар орасидаги электр майдон ўзгаради, бинобарин, унинг энергияси ҳам ўзгаради. Жисмлар чексиз кичик масофага кўчганда майдон энергияси ортишини dW орқали белгилаймиз.

Ўтказгичлар кўчганда уларнинг ўзаро сиғими ўзгаради, шунинг учун уларнинг потенциали доимийлигича қолиши учун ўтказгичларга ё бирор миқдор заряд бериш керак, ё олиш керак. Унда ҳар қайси ток манбаи $\mathcal{E}dq = \mathcal{E}idt$ миқдор иш бажаради, бунда \mathcal{E} — манбанинг э. ю. к.; i — ундаги ток кучи; dt — кўчиш вақти. Бунда қаралаётган жисмлар системасида электр тоқлар пайдо бўлади ва унинг ҳар қайси қисмида тегишлича ri^2dt Жоуль — Ленц иссиқлиги ажралади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра барча ток манбаларнинг бажарган иши электр майдоннинг механикавий энергияси + электр майдон энергиясининг ортиши + Жоуль — Ленц иссиқлигига тенг бўлиши лозим.

$$\sum \mathcal{E}idt = \delta A + dW + \sum ri^2dt. \quad (72.1)$$

Агар ҳамма ўтказгичлар ва диэлектриклар қўзғалмас бўлса, унда $\delta A = dW = 0$ ва ток манбаларининг ҳаммаси бажарган иш иссиқликка айланади.

Энди ўтказгичлар заряди ўзгармайдиган ҳолни қараб чиқамиз. Бу ерда ток манбалари қаралаётган системага кирмагани туфайли (72.1) формуланинг чап қисми нолга тенг бўлади. Бундан ташқари, Жоуль — Ленц иссиқлиги (у жисмлар кўчганида улардаги зарядларнинг қайта тақсимланиши натижасида ажралаши мумкин) одатда бошқа қўшилувчиларга қараганда ҳисобга олмаса бўладиган даражада кам. Унда энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагини беради:

$$\delta A + dW = 0. \quad (72.2)$$

Бу ҳолда электр майдоннинг механикавий иши электр майдон энергиясининг камайишига тенг.

Кўпгина ҳолларда электр майдондаги механикавий кучларни жисмнинг айрим қисмларига майдон таъсирини қараб чиқиб ўтирмай, бевосита энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиб ҳисоблаш анча осон. Бунинг учун қуйидагича йўл тутилади. Агар майдондаги бирор жисмга таъсир қилувчи F кучни топиш талаб қилинса, унда бу жисм бирор кичик dr га кўчади деб фараз қилинади. Унда номаълум кучнинг иши $Fdr = F \cdot dr$ бўлади. Сўнгра

бу кўчиш билан боғлиқ бўлган қолган ҳамма энергия ўзгаришлар ҳисобланади ва шундан кейин энергиянинг сақланиш қонуни (72.1) ёки (72.2) дан dr йўналишига, номаълум кучнинг проекцияси F_r топилади. Қаралаётган кўчишларни координата ўқларга параллел қилиб танлаб, кучларнинг шу ўқлар бўйича ташкил қилувчиларини топиш мумкин, демак, номаълум кучнинг катталиги ва йўналишини аниқлаш мумкин.

1-мисол. Диэлектрик синдирувчанлиги ϵ бўлган бир жинсли ва изотроп диэлектрикда турган ясси конденсатор пластинкалари орасидаги тортиш кучи F ни ҳисоблайлик. Диэлектрикни суюқлик кўринишида деб, пластинкалар кўчирилганда у (суюқлик) конденсаторга кира олади ёки ундан чиқа олади деб фараз қиламиз. Пластинкаларни манбадан узиб қўямиз.

Симметрия тасаввурларидан равшанки, мазкур ҳолда куч пластинка сиртларига фақат перпендикуляр бўлган учун кўчишни пластинка нормали бўйича деб тавлаш лозим.

Агар пластинкалар орасидаги масофа dx га камайса, унда механикавий иш

$$\delta A = Fdx$$

га тенг. Майдон энергиясининг ўзгариши

$$dW = -\frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2 S dx$$

ва (72.2) тенглик

$$F = \frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2 S$$

ни беради. Шундай қилиб, пластинканинг бирлик юзига таъсир қилувчи куч

$$f = F/S = \frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2 \quad (72.3)$$

га тенг, яъни электр майдон энергиясининг ҳажмий ечилигига тенг.

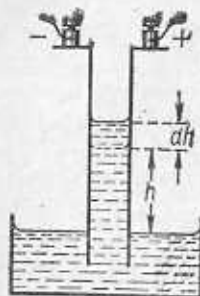
Агар пластинкалар орасида вакуум бўлса ($\epsilon = 1$), унда куч қуйидагига тенг бўларди:

$$F_0 = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 S.$$

Манбадан узиб қўйилган конденсатор диэлектрик билан тўлдирилганда диэлектрик ичида майдон кучланганлиги ϵ марта камайди, бинобарин, тортиш кучи ϵ ($1/\epsilon$)² = $1/\epsilon$ марта ўзгаради, яъни ϵ марта камайди.

Олинган натижа биринчи қарашда тушунарсиз бўлиб туюлади. Ҳақиқатан ҳам, қопламалар зарядлари диэлектрикдан ташқарида бўлади, майдон вакуумда қандай бўлса, унда ҳам шундай бўлади. Шунинг учун ҳам ўзаро таъсир кучи ϵ марта камайиши тушунарсиздир. Суюқликлар ва газсимон диэлектриклар ҳолида конденсатор пластинкаларини итаридиган электрострикция кучлари пайдо бўлиши (45-§) билан тушунтирилади. Натижавий куч пластинкалар орасидаги электростатик тортиш кучи (диэлектрик киритилганда у ўзгармайди) ва электрострикция кучи орасидаги фарқга тенг. Энергиянинг сақланиш қонуни системада таъсир қилувчи барча кучларни автоматик тарзда ҳисобга олади ва бу натижавий куч ϵ марта камайишини кўрсатади. Агар диэлектрик ва конденсатор пластинкалари орасида ҳеч бўлмаганда юққа тирқиш бўлганда эди, унда бу электрострикция кучлари пластинкаларга узатилмас, диэлектрик киритилганда эса улар орасидаги ўзаро тортиш кучи ўзгармас эди.

2-мисол. Суюқ диэлектрикка қисман ботирилган ясси (текис) конденсаторларни қараб чиқамиз (105-расм). Пластинкалар зарядланганда бир жинсли бўлмаган майдон соҳасида суюқликка кучлар таъсир қилади (38-§) ва суюқлик конденсаторга тортилади (сўзилади). Суюқликнинг ҳар бир бирлик горизонтал сиртига таъсир қиладиган электр майдон кучи f ни ҳисоблаймиз. Ҳисоблашда пластинкалар кучланиш манбаига уланган, бинобарин, U кучланиши ва плас-



105-рasm. Сууқ ди-электрикнинг электр майдонга тортилиши.

тинкалар орасидаги майдон кучланганлиги $E = U/d$ ни доимий деб ҳисоблаймиз.

Агар сууқликнинг h баландлиги dh га ортса, унда изланаётган кучнинг бажарган иши

$$dA = S f dh$$

га тенг, бунда S — конденсаторнинг горизонтал кесими. Электр майдон энергиясининг ўзгариши

$$dW = (1/2 \epsilon \epsilon_0 E^2 - 1/2 \epsilon_0 E^2) S dh$$

бўлади. Пластикага қўшимча

$$dq = (\epsilon \epsilon_0 E - \epsilon_0 E) a dh$$

заряд ўтади (бунда a — пластинкаларнинг эни) ва ток манбаи бажарган иш

$$\delta dq = U dq = U (\epsilon \epsilon_0 E - \epsilon_0 E) a dh = (\epsilon \epsilon_0 E^2 - \epsilon_0 E^2) S dh$$

бўлади. Симлар қаршилигини жуда кам ва шунга мос равишда $\delta = U$ деб фараз қилдик. Бу ифодаларни (72.1) тенгламага қўйиб,

$$f = 1/2 \epsilon \epsilon_0 E^2 - 1/2 \epsilon_0 E^2 \quad (72.4)$$

ни топамиз. Механикавий кучлавиш f ажралиш чегарасининг иккала томонида электр майдон энергиясининг ҳажмий зичликлари фарқига тенг (101-§ билан таққосланг).

Олинган натижа симлар қаршилигига боғлиқмас. Агар бу қаршиликни кичик деб фараз қилмасак, ундан ϵidt ва $ri^2 dt$ ни (72.1) га бирлаштириб, қуйидагини топар эдик:

$$\epsilon idt - ri^2 dt = (\delta - ri) Idt = U Idt,$$

яъни бу ҳам худди аввалгидек бўлиб чиқди.

73-§. Квазистационар тоқлар

Шу вақтгача биз фақат ўзгармас тоқларни қараб чиқдик. Аммо олинган қонуиларни кўпгина ҳолларда ўзгарувчан тоқларга ҳам татбиқ қилиш мумкин, бунинг учун ток кучининг ўзгариши жуда тез бўлмаслиги лозим.

Ҳақиқатан ҳам, ўзгармас тоқли бирор контурда электр юри-тувчи кучлар кам ўзгаради деб фараз қилайлик. Контурда ток кучи ўзгара бошлайди, лекин бир оз вақт ўтгандан кейин янги барқарор қийматга эришади. Э. ю. к. ни босқичма-босқич ўзгартириб, контурда босқичма-босқич ўзгарадиган токни ҳосил қиламиз, унинг барқарорлашган айрим қийматларига ўзгармас токнинг барча қонуиларини татбиқ қилса бўлади.

Энди ток босқичлари сонини ошириб, ҳар қайси босқич катта-лигини камайтирайлик. Унда лимитда узлуксиз ўзгарувчан ток оламиз. Токнинг ўзгариши секин бўлиб, занжирда электр мувозанат ўрнатиш вақти ичида тоқларнинг ва э. ю. к. ларнинг нисбий ўзгаришлари кам бўлса, унда тоқлар ва э. ю. к. ларнинг оний қий-матлари ҳам худди ток босқичма-босқич ўзгаргандаги каби, бунда

ҳам ўзгармас тоқларнинг барча қонуиларига бўйсунди. Бундай тоқларни секин ўзгарадиган ёки *квазистационар* тоқлар дейилади. Шунини қайд қилиб ўтамизки, электр мувозанат ўрнатилиш тезлиги жуда катта ва шунинг учун квазистационар тоқлар тушунчасига оддий маънодаги жуда тез процесслар мос тушади. Барча техника-вий ўзгарувчан тоқлар квазистационар тоқлардир. Радиотехни-када ишлатиладиган секундига миллион марта тебрана-диган электр тебранишларни ҳам кўпинча квазистационар деб қараш мумкин. Бу айтилганлардан, ўзгармас ток қонуиларини электр катталиқ-ларнинг оний қийматларига татбиқ қилинса, унда квазистационар электр процессларга тегишли масалаларни ҳам шу қонуилар ёр-дамида ечиш мумкин эканлиги келиб чиқади. Бироқ бунда алгеб-райк муносабатлар ўрнига дифференциал тенгламалар оламиз, уларни интеграллаш изланаётган катталиқларнинг вақтга боғлиқ-лигини беради.

Барқарорлашмаган электр процесс квазистационар бўлиши учун икки шарт бажарилиши лозим. Жумладан, агар ўтказувчи муҳит ичида зичлиги ρ бўлган ортиқча ҳажмий заряд пайдо бўлса, унда бу заряд ўзи ҳосил қилган электро-статик майдон таъсирида вақт ўтиши билан қуйидаги қонун бўйича камаяди:

$$\rho = \rho_0 \exp(-t/\tau_M). \quad (73.1)$$

Бу ерда ρ_0 — вақтнинг $t = 0$ моментиде заряднинг ҳажмий зичлиги,

$$\tau_M = \epsilon_0 \epsilon / \lambda, \quad (73.2)$$

бунда ϵ — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, λ — унинг солиштирма электр ўтказувчанлиги. τ_M вақт эса *диэлектрик релаксация вақти* ёки *Максвелл релаксация вақти* дейилади. Бу вақт ҳажмий заряд $e = 2,71$ марта ка-майгунча кетган вақтга тенг. Максвелл релаксация вақти, бинобарин, электр процессларнинг стационарлиги тикланадиган вақт давоми катталигини аниқлай-ди. Тоқларни квазистационар деб ҳисоблаш мумкин бўлсин учун қаралаётган барқарорлашмаган процесснинг характерли вақти қуйидаги шартни қаноатланти-риши лозим:

$$\tau_M \ll T. \quad (73.3)$$

Агар вақт ўтиши билан ток даврий ўзгарса (электр тебранишлар), унда T деб тебранишлар даврини тушуниш лозим ва юқоридаги шарт қуйидаги кўри-нишни олади:

$$\omega \tau_M \ll 1,$$

бунда $\omega = 2\pi/T$ — доиравий тебранишлар частотаси.

Бироқ электр контурлари (занжирлари) ни қараётганда контур ўлчамларига лна битта шарт қўйиш лозим. Гап шундаки, контурнинг бирор қисмида электр ҳолатининг ҳар қандай ўзгаришида электр ғалаёнланиш контур бўйича чекли тез-лик билан тарқалади, у

$$v = c/\sqrt{\epsilon \mu}$$

га тенг (XXII боб). Бу ерда $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек — ёруғлиқнинг вакуумдаги тезли-ги, ϵ ва μ — ўтказгични қураб олган муҳитнинг диэлектрик ва магнит синг-дирувчанлиги. Агар l — ўтказгичнинг узунлиги бўлса, унда ғалаёнланишнинг контур бўйича ўтиш вақти

$$\tau = l/v = (l/c) \sqrt{\epsilon \mu} \quad (73.4)$$

га тенг. Шунинг учун квазистационарликнинг иккинчи шarti қуйидагича:

$$\tau \ll T. \quad (73.5)$$

Даврий ўзгарадиган тоқлар учун у қуйидаги кўринишга эга:

$$\omega \tau \ll 1. \quad (73.5a)$$

Бу шарт бажарилганда барча электр катталикларнинг оний қийматлари контурнинг ҳар қайси қисмида ҳам худди ўзгармас ток ҳолидаги каби бўлади. Жумладан, тармоқланмаган оддий контур учун оний ток кучи ўтказгичнинг ҳар қандай қисмида бир хил бўлади.

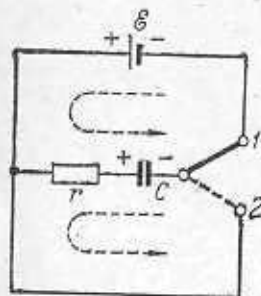
τ_m нинг қиймати катта оралиқда ўзгаради. Ёмон ўтказадиган моддаларда (изоляторларда) у бир неча минутлар билан ўлчаниши мумкин. Металларда электр ўтказувчанлик катта бўлгани туфайли τ_m катталиги тартиби бўйича 10^{-17} сек га тенг.

Ўтказгичларнинг хоссаларига қараб, (73.3) ва (73.5) квазистационарлик шартларидан бири одатда бири иккинчисидан кучлироқ, шунинг учун уларнинг фақат биттасигина аниқловчи бўлади.

74-§. Қаршиликли занжирдаги конденсатор

Квазистационар тоқларга мисол сифатида конденсаторларнинг зарядланиш ва зарядсизланиш процессини қараб чиқамиз. Сигими C бўлган конденсатор 106-расмдаги схемага уланган бўлсин. Унда калитни 1 вазиятга қўйиб, конденсаторни манбадан зарядлаймиз, калитни 2 вазиятга ўтказиб, конденсаторни зарядсизлаймиз.

Дастлаб зарядланиш процессини қараб чиқамиз. \mathcal{E} орқали манбанинг э. ю. к. ини, r орқали эса занжир қаршилигини (манбанинг ички қаршилиги билан биргаликда) белгилаймиз ва токнинг мусбат йўналишини расмда кўрсатилганидек танлаймиз. $\mathcal{E}rC\mathcal{E}$ контурга Кирхгофнинг иккинчи қондасини татбиқ қилиб



$$ri + U = \mathcal{E}$$

ни оламиз; бу ерда i — ток кучининг оний қиймати, U — конденсатордаги кучланишнинг оний қиймати. Аммо

$$U = \frac{q}{C}, \quad i = \frac{dq}{dt};$$

бунда q — конденсатор заряди. Ёзилган учта тенгликдан учта ўзгарувчи катталиқ q , i ва U дан иккитасини йўқотишимиз ва уларнинг бирортаси мумкин. q ва i ни йўқотиб, қуйидагини

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{rC} U - \frac{\mathcal{E}}{rC} = 0.$$

Биз U ни аниқлаш учун ўзгармас коэффициентли биринчи тартибли дифференциал тенглама олдик. Янги $u = U - \mathcal{E}$ ўзгарувчинини киритамиз. Унда

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{rC} u = 0.$$

Бу тенгламада ўзгарувчилари ажралади ва натижада интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$u = A \exp(-t/rC).$$

Интеграллаш доимийси A бошланғич шартга боғлиқ. Вақтни калит уланган пайтдан бошлаб ҳисоблайлик. Унда бошланғич шарт қуйидаги кўринишга эга:

$$t = 0, \quad U = 0, \quad u = -\mathcal{E}.$$

Бу

$$A = -\mathcal{E}$$

ни беради.

Дастлабки U ўзгарувчига қайтиб конденсатордаги кучланиш учун узил-кесил қуйидагини топамиз:

$$U = \mathcal{E} (1 - \exp(-t/rC)). \quad (74.1)$$

$t = 0$ да бу ифода масаланинг шартига мувофиқ $U = 0$ ни беради. Вақт t ортиши билан U узлуксиз ортади ва манбанинг э. ю. к. ига асимптотик яқинлашади.

Заряд токининг вақтга боғлиқлиги қуйидаги кўринишга эга:

$$i = \frac{-U + \mathcal{E}}{r} = \frac{\mathcal{E}}{r} \exp(-t/rC).$$

Вақтнинг бошланғич моментида ток кучи энг катта қийматга эга бўлади ва зарядлаш процессида нолга асимптотик интилади.

Конденсатор зарядсизланаётганда дастлабки тенгламалар қуйидагича бўлади:

$$ri = U, \quad U = \frac{q}{C}, \quad i = -\frac{dq}{dt}.$$

Олдингидан фарқли ўлароқ i ток учун ёзилган ифодага минус ишора киради, чунки биз танлаган токнинг мусбат йўналиши конденсатор зарядининг камайишига мос келади. Ёзилган тенгламалардан q ва i ни йўқотиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{rC} U = 0,$$

бундан |

$$U = B \exp(-t/rC).$$

Агар вақт саноқ боши зарядсизланиш процессининг бошланиши билан мос келса, унда бошланғич шарт қуйидагича бўлади:

$$t = 0; \quad U = \mathcal{E}.$$

Бу ҳолда интеграллаш доимийси $B = \mathcal{E}$ га тенг ва конденсатор кучланишининг вақтга боғлиқлиги қуйидаги кўринишда бўлади.

$$U = \mathcal{E} \exp(-t/rC). \quad (74.2)$$

Олинган натижалардан кўринадики, зарядланиш ва зарядсизланиш процесслари (электр мувозанат ўрнатилиши) бир онда рўй бермай, балки чекли тезлик билан рўй беради. Қараб чиқилган қаршиликли ва сизимли контур учун электр мувозанатнинг ўрнатилиш тезлиги қуйидаги кўпайтмага боғлиқ бўлиб,

$$T = rC, \quad (74.3)$$

вақт ўлчамлигига эга ва муайян контурнинг вақт доимийси дейилади. Вақт доимийси э. ю. к. уланганидан қанча вақт ўтгач, кучланиш (демак, конденсатор ичидаги майдон кучланганлиги) $e = 2,71$ марта камайишини кўрсатади. Агар r ва C ни Халқаро бирликларда (ом ва фарада) ифодаласак, унда T секунд ҳисобида ифодаланади. Агар r ва C ни СГСЭ бирликлар системасида ифодаласак ҳам, T ни секунд ҳисобида оламинз, чунки иккала системада ҳам вақт бирлиги бўлиб секунд хизмат қилади.

Масалани ечаётгандаёқ процессларни квазистационар деб фараз қилдик. Бунинг тўғрилигини а posteriori дан аниқлаш мумкин, бунинг учун олинган ечим квазистационарлик шарти (73.3) ва (73.5) ни қаноатлантиришини текшириб кўриш лозим. Қаралаётган процесслар учун вақт доимийси $T = rC$ характерлидир.

Масалан, агар конденсаторнинг сизими $C = 1 \text{ мкФ}$, контурнинг қаршилиги $r = 1 \text{ Ом}$ бўлса, унда $T = 10^{-6} \cdot 1 = 10^{-6}$ сек. Шундай қилиб, (73.3) шарт катта запас билан бажарилади, чунки металл ичда τ_m вақт доимийси T дан анча кичик (73-§ билан таққосланг). Агар контурнинг узунлиги $l = 1 \text{ м}$ бўлса, унда ғалаёйланишнинг тарқалиш вақти $\tau = l/v \sim 10^{-8}$ сек бўлади. Шунинг учун (73.5) шарт ҳам бажарилади, демак, биз топган ечим тўғри экан. Бироқ C ва r ни камайтирганда (73.5) шарт бузилиши мумкин. Бу ҳолда процессларни бутунлай бошқача, жумладан, электромагнит тўлқинларнинг контур бўйича тарқалиши каби қарашамиз лозим (XXII боб).

МАГНИТ МАЙДОН

VIII боб

ВАКУУМДА ТОКЛАРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

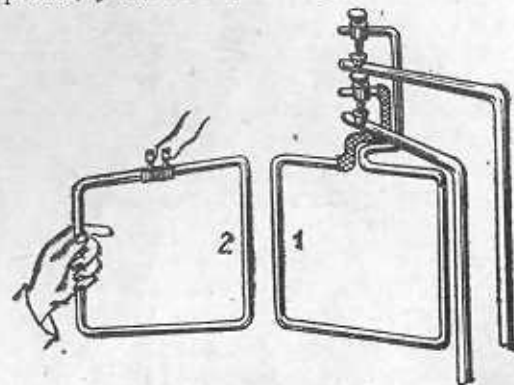
75-§. Токларнинг магнит ўзаро таъсири

Биз электр тоklar магнитларга таъсир қилишини ва аксинча, магнитлар электр тоklarга таъсир қилиши тўғрисида гапирган эдик (55-§). Токли икки ўтказгич ҳам шундай тарзда ўзаро таъсирлашади.

Токларнинг ўзаро таъсири ҳам тоklarнинг магнит стрелкаларга таъсири билан бир вақтда, яъни 1820 йилда очилган ва Ампер томонидан мукаммал ўрганилган эди. У махсус мосламаларга (Ампер станоклари)га ўрнатилган турли шаклдаги қўзғалувчан сим контурларнинг табиатини текширган эди.

107-расмда тўғри бурчакли контур ўрнатилган Ампер станогни тасвирланган. У симобли идишчалар тубига тираладиган иккита вертикал учликларга ўрнатилган тўғри бурчакли сим рамкадан иборат. Нинали подшипникларда ишқаланиш жуда кам бўлгани туфайли рамка вертикал ўқ атрофида эркин айланиши мумкин. бунда рамка симоб контактлар ёрдамида доим ток занжирига уланганлигича қолади.

Агар қўзғалувчан рамкага бошқа (қўзғалмайдиган) токли рамка яқинлаштирилса, унда тоklarнинг ўзаро таъсирини кузатиш мум-



107-расм. Тўғри бурчакли рамкали Ампер станог. Икки тўғри токнинг ўзаро таъсири.

кин. Қўзғалувчан рамканинг қирраларидан бирини қўзғалмайдиган рамканинг қирраларидан исталган бирига етарлича яқинлаштирилганда амалда фақат яқинлаштирилган қирраларгина ўзаро таъсирлашади деб ҳисоблаш ва шу тарзда иккита тўғри чизиқли токларнинг ўзаро таъсирини текшириш мумкин. Бунда бир хил йўналган токлар (параллел токлар) бир-бирига тортилишини, қарама-қарши йўналган токлар (антипараллел токлар) бир-биридан итарилишини кўриш осон.

Бундай станокдан фойдаланиб, ток ва магнитнинг ўзаро таъсирини ва иккита токнинг ўзаро таъсирини текшириш мумкин. Агар қўзғалувчан рамканинг вертикал қирраларидан бирига тўғри магнит яқинлаштирилса, унда рамка бурилади. Магнитнинг шимолий қутби жанубий қутбга алмаштирилганда рамка тескари томонга айланади. Агар рамкадаги ток йўналиши ўзгартирилса ҳам куч йўналиши ўзгаради.

108- расмда тўғри узун ғалтакли (соленоидли) Ампер станогини кўрсатилган. Агар бундай соленоиднинг учларига тўғри магнит яқинлаштирилса, соленоид учларидан

108- расм. Рамка соленоид билан алмаштирилган Ампер станогини.

бири магнитнинг шимолий қутбидан итарилиши, аммо жанубий қутбга тортилиши, шу вақтнинг ўзида соленоиднинг иккинчи учи учун бунинг тескарисини кузатилади. Бу тажриба соленоид ўзини худди тўғри магнит каби тутишини кўрсатади. Соленоиднинг ток соат стрелкаси йўналишига қарши йўналишда оқиб ўтадиган учи (агар ғалтак учидан қаралса) магнитнинг шимолий қутбга тўғри келади, ток соат стрелкаси йўналиши бўйича оқиб ўтадиган учи эса магнитнинг жанубий қутбга мос келади. Агар магнит олиб қўйилса, унда токли соленоид компаснинг магнит стрелкаси каби Ернинг магнит меридиани йўналишида ўрнашади.

Юқоридаги тажрибада магнитни бошқа (қўзғалмас) соленоид билан алмаштириб, иккита соленоиднинг ўзаро таъсир кучини текшириш мумкин. Бунда яна осонгина ишониш мумкинки, соленоидларнинг ҳар бири ўз таъсирига кўра тўғри магнитга ўхшайди.

Тавсифланган ва уларга ўхшаш тажрибалар токли контурларнинг ўзаро таъсири токларнинг магнитга таъсирига ўхшашлигини кўрсатади. Шунинг учун қараб чиқилган токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири *магнит ўзаро таъсирлар* деб аталди.

Ўтказгичларнинг магнит ўзаро таъсири I бобда қараб чиқилган электр таъсирдан фарқ қилади. Ўтказгичларда зарядлар бўлганда электр ўзаро таъсир пайдо бўлади ва у зарядлар катталигига

боғлиқ; магнит ўзаро таъсир эса ўтказгичлардаги зарядларга боғлиқ бўлмайди ва ўтказгичларда ток бор бўлганда пайдо бўлади ва у токлар катталигига боғлиқ. Агар зарядланган жисм ёпиқ металл қобик ичида турса, унда қобикдан ташқарида турган бошқа зарядларнинг унга таъсири кузатилмайди. Агар токли контурнинг бир учи ўтказувчи қобик билан экраниланса, унда магнит ўзаро таъсир сақланиб қолади.

Токларнинг магнит ўзаро таъсирини талқин қилишда зарядларнинг электр ўзаро таъсирини тушунтиришдаги масалаларга дуч келамиз. Бу ерда ҳам, нима учун бошқа контур борлигида токли контурга таъсир қилувчи кучлар пайдо бўлади ва бу кучлар бир ўтказгичдан бошқасига қандай узатилади, деб савол бериш мумкин. Токли сим атрофида бошқа сим бўлмаса ва магнит ўзаро таъсир намоён бўлмаса, фазода бирор ўзгариш рўй берадими?

8- § да баён қилинган сабабларга кўра ҳозирги замон физикаси электр ҳодисалардаги каби магнит ҳодисаларда ҳам узоқдан таъсир қилиш мумкинлигини инкор қилади. Магнит ўзаро таъсир кучларининг пайдо бўлиш сабабларини токли ўтказгич атрофида *магнит майдон* пайдо бўлишида кўрамиз. Магнит майдон кўпгина физикавий хоссаларни элтувчи эканлигини кейинроқ кўрамиз. Магнит майдоннинг асосий хоссаларидан бири шуки, ундаги токли ўтказгичга кучлар таъсир қилади.

Токли сим атрофида ҳатто бошқа ўтказгичлар бўлмаса ҳам, магнит ўзаро таъсир кузатилмаса ҳам магнит майдон пайдо бўлади. Бу ҳолда ўтказгични ўраб олган фазода муайян физикавий ўзгаришлар содир бўлади. Магнит ҳодисаларни текширишнинг асосий масаласи — магнит майдон хоссаларини ва у бўйсунадиган қонунларни ўрганишдан иборат.

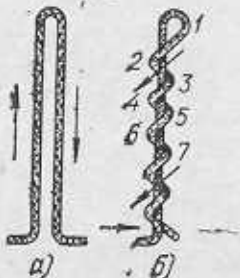
Биз магнит ҳодисаларни ўрганишни токлар орасидаги ўзаро таъсирни текширишдан бошлаймиз. Дастлаб бу ўзаро таъсирни вакуумда қараб чиқамиз, сўнгра магнит ҳодисаларга муҳит таъсирини ҳисобга оламиз.

76- §. Магнит индукция

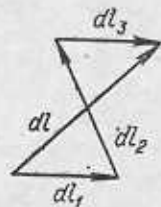
Ампер тажрибаларида икки ўтказгичнинг ўзаро таъсир кучи уларнинг ҳар биридаги ток кучига пропорционал эканлиги аниқланган эди. Кейинги тажрибалар шунини кўрсатдики, агар токли ўтказгич 109- а расмда кўрсатилгандек букилса, унда у магнит таъсир ҳосил қилмайди. Аксинча, бундай ўтказгич бошқа ўтказгичларнинг таъсир кучини сезмайди. Агар ўтказгичнинг бир қисми иккинчиси атрофида ихтиёрий тарзда ўралса ҳам магнит таъсир кузатилмайди (109- б расм).

Бу натижалардан ўтказгичнинг исталган dl_1 , dl_2 ва dl_3 элементлари биргаликда (110- расм) бу элементни туташтирувчи dl элемент каби магнит таъсир ҳосил қилади, деган хулоса келиб чиқади.

Жумладан, 6 ўтказгичнинг букилган кесмалари 12 ва 23 нинг (109-расм) таъсири шундайки, улар ўрнида 1 ва 3 нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиqli кесма олингандаги таъсир каби бўлади, 34 ва 45 нинг таъсири 35 нинг таъсирига тенг ва ҳ. к. Шунинг учун бутун 6 ўтказгичнинг таъсири ҳам худди a ўтказгичники каби бўлади (109-расм), яъни нолга тенг. Айтилганлардан, чексиз кичик



109-расм. Букилган a ва b ўтказгичларнинг магнит таъсири бўлмайди.



110-расм. Ток элементи тушунчасига доир.

сим кесмасининг магнит таъсири idl кўпайтмага боғлиқ эканлиги келиб чиқади, бунда i — ток кучи dl — ток бўйича йўналган ва dl кесма узунлигига эга бўлган вектор. Бу кўпайтмани *ток элементи* дейилади.

Чекли ўлчамдаги контурларнинг ўзаро таъсир кучи айрим ток элементлари ўзаро таъсирининг қўшилишидан ҳосил бўлади. У контурларнинг ўлчамларига, уларнинг шакли ва ўзаро жойлашишга боғлиқ ва шунинг учун токли контурлар ўзаро таъсирининг умумий қонунини таърифлаш мумкин эмас. Аммо ток элементлари учун бундай қонун бериш мумкин. Магнит ўзаро таъсир қонунларидаги ток элементи тушунчаси электр ўзаро таъсир қонунларида нуқтавий заряд тушунчаси каби роль ўйнайди.

Ампер тажрибалари ва кейинги кўпгина тадқиқот натижаларини қуйидаги тарзда таърифлаш мумкин. Бирор ток элементида таъсир қилиб, механикавий куч ҳосил қила оладиган магнит майдон қобилиятини майдоннинг ҳар қайси нуқтасига бирор B вектор киритиб, миқдорий тавсифлаш мумкин. Бунда idl ток элементига таъсир қилувчи куч қуйидагига тенг:

$$dF = i [dl B]. \quad (76.1)$$

B векторни *магнит индукция* вектори дейилади ва у магнит майдоннинг асосий характеристикаси бўлади, (76.1) муносабат эса магнит индукция таърифидан иборат.

Чекли ўлчамли ўтказгичга таъсир қилувчи тўлиқ кучни унинг алоҳида элементларидаги кучларни қўшиб топиш мумкин. Агар симнинг тўғри чизиqli кесмаси бўлиб, унинг ҳамма нуқталарида

магнит индукция доимий бўлса, унда (76.1) формуладан қуйидагига эга бўламиз:

$$F = i [IB]. \quad (76.1a)$$

Икки векторнинг вектор кўпайтмаси таърифига мувофиқ (15-§) бу кучнинг катталиги

$$F = iIB \sin (I, B). \quad (76.1б)$$

Кучнинг йўналиши I ва B га перпендикуляр бўлиб, ўнг парма қондасига бўйсунди: парма дастаси I вектордан B векторга ҳаракатлантирилганда парма F куч йўналишида илгариланма ҳаракат қилади. I , B ва F векторларнинг ўзаро жойлашиши 111-расмда тасвирланган.

Энди (76.1) формулага кирувчи магнит индукцияни қандай топиш мумкинлигини қараб чиқамиз. Тажриба кўрсатадики, электр майдон сингари магнит майдон учун ҳам магнит индукциянинг кенг ўзгариш соҳасида суперпозиция принципи ўринли бўлади; агар ҳар бири B_1 , B_2 ва ҳ. к. магнит индукция ҳосил қиладиган бир нечта токли контур бўлса, унда натижавий майдоннинг магнит индукцияси алоҳида контурлар индукциясининг вектор йиғиндисига тенг бўлади:

$$B = B_1 + B_2 + \dots = \sum B_k.$$

Бундан суперпозиция принципи ток элементлари учун ҳам ўринли, деб хулоса чиқариш мумкин. Шунинг учун бирор токли контур ҳосил қиладиган магнит индукцияни топиш учун мазкур контурни алоҳида ток элементларига бўлиб, шу ток элементларининг магнит индукцияларини қўшиб чиқиш керак. Ток элементи ҳосил қиладиган индукция нимага тенг?

Ток элементининг магнит майдон индукциясини

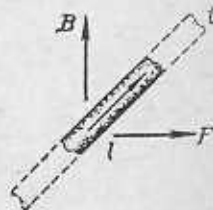
$$dB = K \frac{i [dl r]}{r^2} \quad (76.2)$$

га тенг деб олган ҳолдагини биз магнит ўзаро таъсир кучларининг тўғри қийматини олган бўламиз. Бу ерда r — ток элементидан қаралаётган нуқтагача ўтказилган радиус-вектор; K — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, бирликларни танлашга боғлиқ.

(76.2) дан кўринадики, ток элементидан r масофа узоқда жойлашган нуқтадаги магнит индукция катталиги қуйидагига тенг бўлади:

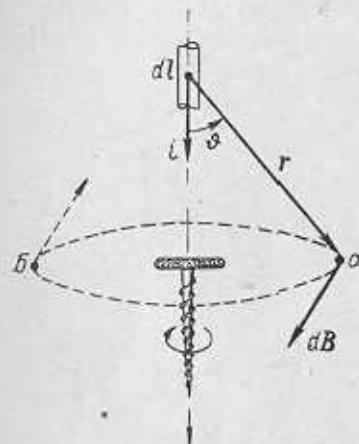
$$dB = K \frac{idl \sin \theta}{r^2}, \quad (76.2a)$$

бунда θ — dl ва r орасидаги бурчак (112-расм). dB векторнинг йўналиши dl ва r га перпендикуляр, яъни улар ётган текисликка



111-расм. Магнит майдоннинг токка таъсири.

перпендикуляр. Бу йўналиш ўнг парма қондасига бўйсунди; магнит индукциянинг йўналиши ток йўналишида илгариланма ҳаракат қилаётган ўнг парма дастаси учининг ҳаракат йўналиши билан мос тушади. Масалан, агар ток юқоридан пастга тик оқаётган бўлса (112-расм), унда ўнг пармани соат стрелкаси бўйича (юқоридан қараганда) айлантириш лозим; шунинг учун магнит индукция a нуқтада чизмадан китобхон томон йўналган бўлади, b нуқтада эса китобхондан чизма орқасига йўналган бўлади. (76.2) формулани Био—Савар—Лаплас қонуни деб юритилади. (76.1) ва (76.2) формулалар биргаликда иккита ток элементининг ўзаро таъсир қонунини тўлиқ ифодалайди.

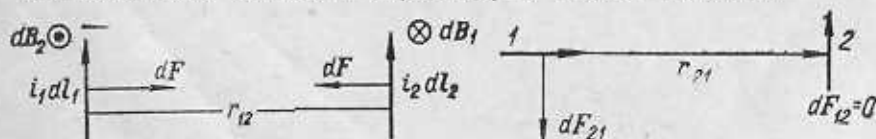


112-расм. Ток элементининг магнит индукцияси.

Мисол тариқасида 113-расмда кўрсатилган иккита параллел ток элементи $i_1 dl_1$ ва $i_2 dl_2$ ни қараб чиқамиз. $\sin(dl_1 r_{12}) = 1$ бўлгани учун (76.2а) формуладан $i_1 dl_1$ ток элементи ҳосил қилаётган индукция $dB_1 = K i_1 dl_1 / r_{12}^2$ га тенг эканлиги келиб чиқади. У чизма текислигига перпендикуляр бўлиб, китобхондан чизма орқасига йўналган. Унда (76.1б) формула бўйича $i_2 dl_2$ ток элементига таъсир қилувчи куч қуйидагига тенг:

$$dF = K \frac{i_1 i_2 dl_1 dl_2}{r_{12}^2}, \quad (76.3)$$

чунки $\sin(dl_2, B) = 1$. Бу куч иккала ток элементини бирлаштирувчи чизиқ бўйича 2 ток элементидан 1 ток элементига йўналган. Иккинчи ток элементи $i_1 dl_1$ га таъсир қилувчи куч ҳам шундай катталиқка эга, лекин қарама-қарши томонга йўналган.



113-расм. Иккита параллел ток элементи.

114-расм. Иккита ўзаро перпендикуляр бўлган ток элементи.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, (76.1) ва (76.2) формулалар билан ифодаланган тоқларнинг ўзаро таъсир қонуни биринчи қарашда Ньютоннинг учинчи қонунини қаноатлантирмайди. Масалан, 114-расмда тасвирланган 1 ва 2 ток элементлари учун 2 нуқтада 1 ток ҳосил қилаётган индукция нолга тенг, чунки $\sin(dl_1, r_{12}) = 0$. Шунинг учун $dF_{12} = 0$. Нуқта 1 да ток 2 ҳосил қилаётган

индукция эса нолдан фарқли ва ток I га перпендикуляр йўналган, бинобарин, dF_{21} нолдан фарқли. Бундай натижа олинганнинг сабаби шуки, тажрибада фақат чекли катталиқдаги ёпиқ контурларнинг ўзаро таъсирини текшириш мумкин. Шунинг учун ток элементларининг ўзаро таъсир қонунини бирор қўшилувчига (ёпиқ контур бўйича йиғанда нолга айланадиган) аниқликда чиқариш мумкин. Бундай қўшилувчи (76.2) да тушириб қолдирилган, бу эса Ньютоннинг учинчи қонуни бузилгандек бўлиб туюлишига сабаб бўлади. Бирок бу қўшилувчи ҳеч қандай роль ўйнамайди, чунки (76.1) ва (76.2) формулаларни ёпиқ контурларга татбиқ қилиб Ньютоннинг учинчи қонунига мос келадиган натижалар оламиз.

77-§. Абсолют электромагнит birlikлар системаси

Магнит индукция учун ёзилган (76.2) ифодага K пропорционаллик коэффициентни кирган бўлиб, у birlikларнинг танланишига боғлиқ. Шунинг учун магнит ўзаро таъсир кучини ҳисоблашда бирор аниқ birlikлар системаси устида тўхталишимиз ва танланган бу системада K қандай қийматга эга эканлигини аниқлашимиз лозим.

Агар учта асосий механикавий birlik асосида тузилган абсолют birlikлар системаси СГС дан фойдалансак, унда dl_1 , dl_2 , ва r_{12} узунликларни сантиметр ҳисобида, кучни дина ҳисобида ўлчаш лозим. Бунда ток кучи бирлиги ҳосилавий birlik бўлади, шунинг учун уни K пропорционаллик коэффициентни бирга айланадиган қилиб танлаш мумкин. Бундай ток кучи бирлиги абсолют электромагнит ток кучи бирлиги (СГСМ- ток кучи бирлиги) дейилади.

(76.3) формуладан ток кучини ифодалаб ва олинган ифодада физикавий катталиқларни уларнинг ўлчов birlikлари билан алмаштириб (ҳосилавий birlikлар ҳосил қилиш қоидаларига мувофиқ) қуйидагини топамиз:

$$1 \text{ СГСМ-ток кучи бирлиги} = 1 \text{ дина}^{1/2}.$$

Бу birlik СГСЭ-ток кучи бирлигидан фарқ қилади. СГСЭ системада (3-§) заряд бирлигининг ифодаланishiни ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$1 \text{ СГСЭ-ток кучи бирлиги} = 1 \text{ дина}^{1/2} \cdot \text{см/сек}.$$

Агар i_s — СГСЭ- birlikларда ўлчанган бирор ток кучи, i_M — СГСМ- birlikлардаги ўша ток бўлса, унда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$i_M = \frac{1}{c} i_s. \quad (77.1)$$

Бунда c — бирор ўлчамли доимий бўлиб, электродинamik доимий дейилади. Унинг ўлчамлиги тезлик ўлчамлиги билан мос келади.

Доимий катталиқ c нинг қийматини фақат тажрибада аниқлаш мумкин. А. Г. Столетов, Вебер ва бошқа тадқиқотчилар шундай тажрибаларни амалга оширган эдилар. Сигими жуда аниқ ўлчанган пухта ишланган конденсатор бир секундда кўп марта зарядла-

ниб, гальванометр занжир орқали зарядсизланган. Конденсатор қанча кучланишгача зарядланганлиги электростатик метод билан ўлчаниб, ундан конденсатор заряди ва ток кучини электростатик бирликларда аниқлаш мумкин. Токнинг магнит таъсирига асосланган гальванометр билан ўша токни ўлчаб унинг қийматларини магнит бирликларда топиш ва ундан c ни аниқлаш мумкин. Бу тажрибалар электродинamik доимий вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлигига тенг, яъни $3 \cdot 10^{10}$ см/сек эканлигини кўрсатди.

Бундай мос келиш тасодифий эмас. XIX асрнинг иккинчи ярмидаёқ Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини такомиллаштирди. Бу назарияга кўра, ёруғлик электромагнит тўлқинлардир ва вакуумда ёруғлик тезлиги исталган электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги каби электродинamik доимийга тенг бўлишини назарий жиҳатдан кўрсатди.

Токларнинг магнит ўзаро таъсири қонунидан электр бирликларнинг янги системаси — *абсолют электромагнит системасини* тузиш мумкин. Бу системада барча механикавий бирликлар худди СГСЭ (сантиметр, грамм, секунд) системасидаги каби қолади, аммо электр ва магнит бирликларини аниқлашда заряднинг электростатик бирлиги (СГСЭ системасидаги каби) эмас, балки ток кучининг электромагнит бирлиги асос қилиб олинади.

Иккала системадаги асосий электр катталиклар орасидаги муносабатни топиш қийин эмас.

Заряд катталиги бу ток кучининг вақтга кўпайтмасилан иборат: $q = it$. Шунинг учун заряд катталиги ток кучи катталиги каби иккала системада ҳам бир хил. Агар q_M — СГСМ системада ўлчанган заряд катталиги, q_Σ — СГСЭ системада ўлчанган ўша заряд катталиги бўлса, у ҳолда

$$q_M = \frac{1}{c} q_\Sigma$$

бўлади.

Агар исталган жисмнинг заряди 1 СГСМ бирликка, бошқа жисмнинг заряди 1 СГСЭ бирликка тенг бўлса, унда иккала зарядни таққослаб, биринчи жисмдаги заряд иккинчи жисмдагига қараганда $3 \cdot 10^{10}$ марта кўплигини топамиз.

Ток кучининг кучланишга кўпайтмаси қувватни беради: $iU = P$, у иккала системада ҳам бир хил бирликларда (эрг/сек да) ўлчанади. Шунинг учун

$$i_\Sigma U_\Sigma = i_M U_M,$$

бинобарин,

$$U_M = U_\Sigma \frac{i_\Sigma}{i_M} = U_\Sigma c.$$

СГСМ системада бирга тенг бўлган кучланиш СГСЭ системада бирга тенг бўлган кучланишдан $3 \cdot 10^{10}$ марта кичик. Шунга ўхшаш тарзда иш тутиб, барча электр катталикларни СГСМ системада ифодалаш мумкин.

Бироқ физикага доир адабиётларда, одатда, СГСЭ ва СГСМ системалар қўлланилмайди, балки электр ва магнит бирликларнинг

абсолют симметрик системаси *Гаусс бирликлар системаси* деб аталадиган система кенг ишлатилади. Бу система ҳам учта асосий бирликлар: сантиметр, грамм ва секунд асосида тузилган бўлиб, иккала СГСЭ ва СГСМ системаларнинг қўшилишидан иборат. Гаусс бирликлар системаси 1-Иловада қараб чиқилган.

78-§. Магнит доимийси

Бирликларнинг Халқаро системаси СИ да ток кучи бирлиги асосий бирликлардан бири ҳисобланади, бинобарин, у аниқланган. Шунинг учун ундаги пропорционаллик коэффициентини ўлчамсиз қилиб бўлмайди. Магнит индукция учун ифода рационаллаштирилган шаклда ёзилади, яъни махражда 4 π кўпайтувчи қўшилади, кейин бу кўпайтувчи кўп учраб турадиган бошқа формуларга кирмаслиги лозим. Шунинг учун ток элементи ҳосил қиладиган магнит индукция катталиги СИ системада қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl \sin \theta}{r^2}. \quad (78.1)$$

Бу ерда μ_0 — янги ўлчамли доимий бўлиб, вакуумнинг абсолют магнит сиңдирувчанлиги ёки магнит доимийси дейилади.

Агар (78.1) формулада ҳамма катталиклар СИ бирликларда ўлчанса, яъни узунлик — метр, ток кучи — ампер, механикавий куч — нютон ҳисобида ўлчанса, у ҳолда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ СИ бирлиги.

μ_0 нинг бу қиймати 83-§ да бериладиган ампер таърифидан бевосита келиб чиқади. СИ системада μ_0 нинг ўзининг ўлчов бирлиги эса метрга генри (Г/м) деб ном олди. Бу номнинг маъноси 94-§ да тушунтирилади.

(78.1) формула бўйича магнит индукцияни ҳисоблаб, СИ бирликларида тесла (Т) билан ифодаланишини топамиз.

79-§. Магнит майдоннинг кучланганлиги

Магнит майдонни тавсифлашда магнит индукция билан биргаликда яна бошқа физикавий катталик — магнит майдоннинг кучланганлигидан фойдаланилади. Агар B — вакуумда майдоннинг исталган нуқтасидаги магнит индукцияси бўлса, у ҳолда ўша нуқтада магнит майдон кучланганлиги деб

$$H = B/\mu_0 \quad (79.1)$$

га айтилади. μ_0 скаляр бўлгани учун B каби H ҳам вектордир.

СГСМ абсолют бирликлар системасида μ_0 бирга тенг бўлган ўлчамсиз катталик. Шунинг учун бу системада вакуумда H ва B бирига мос келади. СИ системада B ва H ҳатто вакуумда ҳам турли ўлчамликка эга бўлиб, бир-биридан фарқ қилади (76.2а) ва

(79.1) формулалардан idl ток элементи ҳосил қилаётган магнит майдон кучланганлиги катталиги

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin \theta}{r^2} \quad (79.2)$$

эканлигини топамиз ёки вектор шаклда

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{i[dl \cdot r]}{r^3}. \quad (79.2a)$$

Ҳозирча биз вакуумдаги магнит майдонни қараётган эканмиз, B ва H векторларининг бирортасини билиш биз учун етарли (қайси бири бўлишидан қатъи назар), чунки агар B ни билсак, унда (79.1) формулага кўра H ни топа оламиз ва аксинча. Аммо магнитланадиган муҳит ичида бундай эмас (XI боб).

Тоқли бирор содда контур учун вакуумда магнит майдон кучланганлигини топамиз.

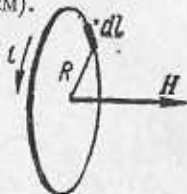
1-мисол. Айланма ўтказгич марказидаги магнит майдон (115-расм). Бу ҳолда ўтказгичнинг ҳамма элементлари радиус-векторга перпендикуляр ва $\sin \theta = 1$. Симнинг ҳамма элементларидан доира марказигача бўлган масофа бир хил бўлиб, доира радиусига (R) тенг. Шунинг учун (79.2) қуйидагини беради:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{R^2} dl.$$

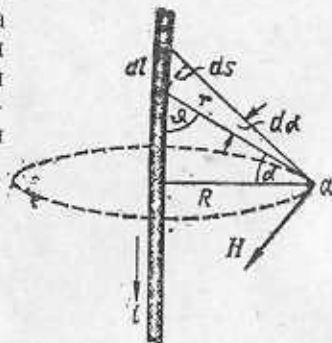
Барча ток элементлари ўрам текислигига перпендикуляр бўлган бир хил йўналишдаги магнит майдон ҳосил қилади ва шунинг учун ўрам марказида тўла майдон кучланганлиги қуйидагига тенг:

$$H = \frac{i}{4\pi R^2} \int dl = \frac{i}{4\pi R^2} 2\pi R = \frac{i}{2R} \quad (79.3)$$

Магнит майдон йўналишини ўнг парма қондасига кўра топамиз, бунинг учун пармани доирага ўтказилган уринмага параллел (ток йўналишида) жойлаштириш лозим. Агар ток ўрамни соат стрелкасига тескари йўналишда оқиб ўтаётган бўлса, у ҳолда ўнг парма қондаси магнит майдоннинг ўрамдан кузатувчига йўналганлигини аниқлаб беради (115-расм).



115-расм. Айланма ток марказидаги магнит майдон.



116-расм. Тўғри токнинг магнит майдонини ҳисоблашга доир.

2-мисол. Тўғри токнинг магнит майдони. Ўтказгич ўқидан R масофада жойлашган a нуқтада (116-расм) тўғри ўтказгич ҳосил қилаётган майдон кучланганлигини топамиз. Ўтказгич узунлиги R га нисбатан жуда катта деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолда ҳам ўтказгичнинг ҳамма элементларининг магнит майдони кучланганлиги бир хил (чизма текислигига перпендикуляр, 116-расм) ва шунинг учун кучланганликларнинг абсолют қийматларини қўшиш мумкин. Ўтказгичнинг бирор dl элементининг майдон кучланганлиги (79.2) формула билан ифодаланади. 116-расмдан кўринадики.

$$\frac{dl \sin \theta}{r} = \frac{dl \cos \alpha}{r} = \frac{ds}{r} = d\alpha, \quad r = \frac{R}{\cos \alpha}.$$

Бу ифодаларни (79.2) га қўйиб, ўтказгичнинг бир элементи ҳосил қиладиган кучланганликни топамиз, у қуйидагига тенг:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin \theta}{r^2} = \frac{i}{4\pi R} \cos \alpha d\alpha.$$

Шунинг учун майдоннинг тўлиқ кучланганлиги

$$H = \frac{i}{4\pi R} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha = \frac{i}{2\pi R}. \quad (79.4)$$

Бу майдон ўтказгич ва R кесма бўлган текисликка перпендикуляр йўналган.

✓ Магнит майдон кучланганлиги бирлиги. Агар (79.3) ва (79.4) формулаларда ток кучи — ампер, узунлик — метр ҳисобида ўлчанса, магнит майдон кучланганлиги СИ бирликларида ўлчанади. Бу бирлик метрга ампер (А/м) дейилади.

80-§. Магнит майдоннинг куч чизиқлари

Электр майдонлар сингари магнит майдонларни ҳам куч чизиқлари ёрдамида график тарзда тасвирлаш мумкин. Магнит майдон кучланганлиги йўналиши билан ҳар қайси нуқтада мос тушадиган уринма чизиқни магнит куч чизиғи ёки магнит майдоннинг кучланганлик чизиғи дейилади.

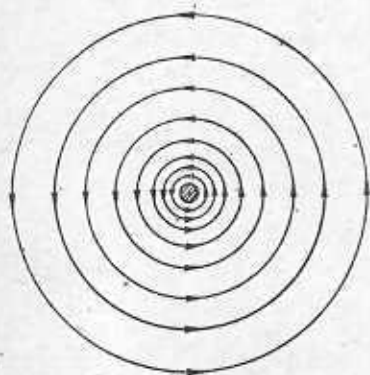
Равшанки, магнит майдоннинг ҳар қайси нуқтаси орқали куч чизиғи ўтказиш мумкин. Исталган нуқтада майдон кучланганлиги муайян йўналишга эга бўлгани туфайли берилган майдоннинг ҳар қайси нуқтасида ҳам куч чизиғининг йўналиши яқкаю ягона бўлиши мумкин, демак, электр куч чизиқлари сингари магнит куч чизиқлари ҳам кесишмайди.

Электр куч чизиқларига ўхшаш магнит куч чизиқлари ҳам шундай қалинликда (зичликда) чизиладик, куч чизиқларига перпендикуляр бўлган сирт бирлигини кесиб ўтувчи куч чизиқлари сони

берилган жойдаги магнит майдон кучланганлиги катталигига тенг (ёки пропорционал) бўлади. Шунинг учун магнит куч чизиқларини тасвирлаб, магнит майдон кучланганлиги фазода катталиги ва йўналиши бўйича қандай ўзгаришини яққол тасаввур қилиш мумкин.

Магнит индукция чизиқларини ҳам худди шунга ўхшаш бирор (исталган) вектор майдонни характерловчи исталган вектор чизиги каби чизиб мумкин.

Тўғри ток майдонининг куч чизиқларини қараб чиқамиз. 79-§ да H кучланганлик ўтказгич ва майдоннинг қаралаётган нуқтаи жойлашган текисликка доим перпендикуляр. Шунинг учун мазкур ҳолда куч чизиқлари маркази ток ўқида жойлашган концентрик айланалардан иборат (117-расм).



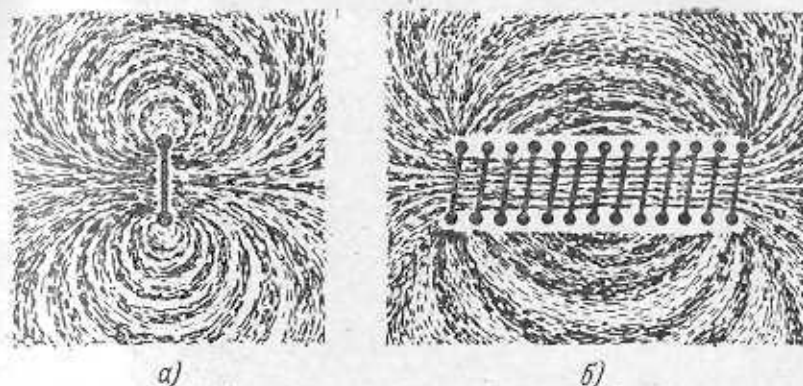
117-расм. Тўғри токнинг магнит майдони куч чизиқлари.

Тажрибада магнит куч чизиқларининг кўриниши тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун қўзғалувчи магнит стрелкаси ҳар доим ўз ўқи билан куч чизиқлари йўналишида жойлашиб оладиган ҳолдан фойдаланилади.

Темир қипиқларидан фойдаланилса, бундан ҳам қулайроқ

бўлади. Магнит майдонда темир заррачаси магнитланади ва магнит стрелкасига ўхшаб қолади. Бу тажрибаларни амалда қилиб кўраётганда текширилаётган токли сим горизонтал шиша пластинка (ёки картон қоғоз) дан ўтказилиб, унга (шиша пластинкага) бир оз миқдорда темир қипиқлари сепилади. Пластинка енгилгина титратилганда (чертилганда) қипиқ заррачалари занжир ҳосил қилади, уларнинг шакли текширилаётган майдон куч чизиқларига яқин бўлади.

118-расмда айланма ток майдони ва соленоид майдони куч чизиқларининг шундай усул билан олинган манзараси келтирилган. Расмдан кўринишича, соленоиднинг ўрта қисмида куч чизиқлари параллел тўғри чизиқлардан иборат. Бу ушбу ҳолда майдон кучланганлиги барча нуқталарда бир хил эканлигини, яъни соленоиднинг ўрта қисмида майдон бир жинсли эканлигини кўрсатади. Соленоид учларида эса куч чизиқлари эгриланади ва тарқалади, демак, майдон бир жинсли бўлмай қолади.



118-расм. Айланма ток (а) ва соленоид (б) магнит майдонларининг куч чизиқлари.

81-§. Магнит майдоннинг уюрмавий характери

118-расмдан магнит майдон куч чизиқлари *узлуксиз* эканлиги кўриниб турибди: уларнинг на боши, на охири бор. Бу исталган токли контур ҳосил қилган ҳар қандай магнит майдон учун ўринlidir.

Узлуксиз вектор чизиқларга эга бўлган вектор майдонлар *уюрмавий майдонлар* деб аталди. Магнит майдон уюрмавий майдон эканлигини кўрамиз. Магнит майдоннинг электр майдондан муҳим фарқи ҳам ана шунда.

Электростатик майдонда куч чизиқлари доим очиқ: улар электр зарядларда бошланиб, электр зарядларда тугайди. Магнит куч чизиқларининг на боши ва на охири бўлади. Бу табиатда магнит зарядлар йўқлигидан далолат беради.

Электр ток электр зарядларининг ҳаракатланишидан иборат. Магнит зарядлари бўлмагани туфайли магнит токи ҳам мавжуд эмас.

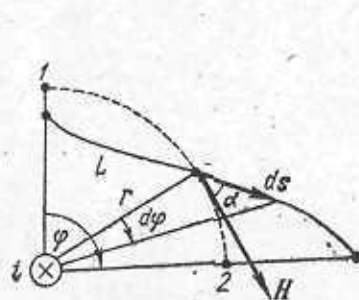
17-§ да берилган контур бўйича электр кучланиш тушунчасини киритдик. Электростатик майдонда кучланиш контурнинг шаклига боғлиқ бўлмайди ва ёпиқ контур учун ҳар доим нолга тенг. Бу фақат нуқталарнинг вазиятига боғлиқ бўлган икки нуқтанинг потенциаллар фарқини киритишга имкон беради.

Шунга ўхшаш Δ контур бўйича магнит кучланиши тушунчасини киритамиз:

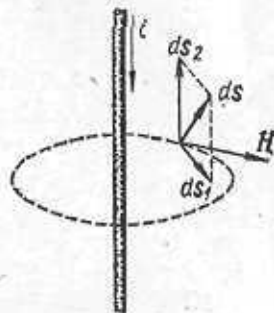
$$U_M = \int_L H_s ds,$$

бунда ds — контур L нинг узунлик элементи, H_s — магнит майдон кучланганлигининг ds йўналишга проекцияси. Аммо қўзғалмас за-

рядлар майдонидаги электр кучланишдан фарқли ўлароқ магнит кучланиш L контурнинг шаклига боғлиқ ва бу контурнинг фақат боши ҳамда охириги нуқталарининг вазияти билан аниқланмайди. Шунинг учун магнит майдонда бир қийматли потенциаллар фарқи мавжуд бўлмайди. Умуман айтганда, ёпиқ контур бўйича магнит кучланиш нолга тенг эмас.



119-расм. Магнит кучланишни ҳисоблашга доир.



120-расм. ds қисма бўйича магнит кучланиши ds_1 бўйича магнит кучланишига тенг.

Магнит кучланиш нимага боғлиқлигини қараб чиқамиз. Бунинг учун узун ўтказгич ҳосил қиладиган майдон мисолида қараб чиқиш энг осон. Контур бирор куч чизиқлари билан мос тушадиган 1 ва 2 нуқталар орасидаги айланадан иборат деб фараз қиламиз (119-расм). Бу ҳолда контурнинг ҳамма нуқталарида (айланада) майдон кучланганлиги бир хил. Кейин контур куч чизиги билан мос тушгани учун унда ҳамма нуқталарда $H_s = H = i/2\pi r$ ва шунинг учун

$$U_M = \frac{i}{2\pi r} s,$$

бунда s — 1 ва 2 нуқталар орасидаги айлана ёйининг узунлиги. Аммо s/r контурнинг бошланғич (1) ва охириги (2) нуқталарига ўтказилган радиус-вектор ташкил қилган ϕ бурчак. Шунинг учун

$$U_M = \int H_s ds = i\phi/2\pi. \quad (81.1)$$

Энди токка перпендикуляр бўлган текисликда ётган ихтиёрий L контурни (119-расм) қараб чиқамиз. Бу контурнинг ds элементи бўйича магнит кучланиш

$$dU_M = H_s ds = H \cos \alpha ds = \frac{i}{2\pi r} \cos \alpha ds$$

бўлади, бунда α — H ва ds орасидаги бурчак. Аммо

$$\frac{ds \cos \alpha}{r} = d\phi$$

ва шунинг учун бутун контур бўйича магнит кучланишни қўшиб, яна (81.1) формулани оламиз.

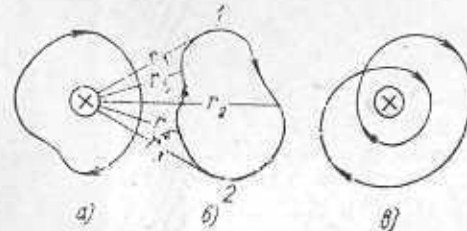
Агар L контур токка перпендикуляр бўлган текисликда ётмаса, унда бу контурнинг исталган ds элементини токка перпендикуляр бўлган ds_1 ташкил этувчига ва токка параллел бўлган ds_2 ташкил этувчига ажратиш мумкин (120-расм). ds_2 ташкил этувчи H га перпендикуляр бўлгани туфайли унинг учун $H_s = 0$, $dU_M = 0$. Бу ds_1 бўйича магнит кучланиш қандай бўлса, ds бўйича ҳам худди шундай демакдир. Бундан ихтиёрий контур бўйича магнит кучланиш токка перпендикуляр бўлган текисликка шу контур проекцияси учун қандай бўлса, бу ихтиёрий контур бўйича ҳам шундай бўлиши келиб чиқади.

Энди токки ўтказгич ўраб олган (121-а расм) ёпиқ контур бўйича магнит кучланишни ёки магнит майдон кучланганлиги циркуляциясини қараб чиқамиз (17-§ билан таққосланг). Бу ҳолда $\phi = 2\pi$ ва шунинг учун

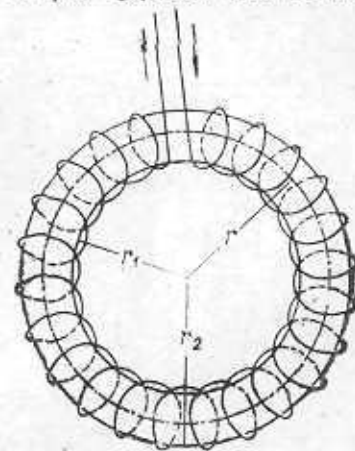
$$\oint H_s ds = i. \quad (81.2)$$

(81.2) формула учун ҳам ўнг парма қондаси ўринли: контурнинг мусбат йўналишига айланиб чиқиш ток йўналишида илгариланма ҳаракат қилётган ўнг парманинг айланиш йўналиши билан мос тушадир. Масалан, 121-расмда ток китобхондан чизма орқасига оқайтгандек тахмин қилинади ва шунинг учун контурни соат стрелкаси бўйича айланиб чиқиш лозим.

Агар ёпиқ контур токки ўтказгични ўрамаган бўлса (121-б расм), у ҳолда бундай контурни 1 нуқтадан бошлаб соат стрелкаси бўйича айланиб чиқишда радиус-вектор кетма-кет r_1 , r_2 , r_3 ва зиятларни эгаллайди ва ϕ бурчак ортади. Агар 2 нуқтадан бошлаб айланиб чиқилса, унда радиус-векторнинг кетма-кет вазиятлари r_3 , r_4 , r_5 ва χ , к. бўлади ва ϕ бурчак камайдир; биз 1 нуқтага қайтганимизда $\phi = 0$ бўлади. Шунинг учун токни ўрамаган ҳар қандай ёпиқ контур учун магнит кучланиш нолга тенг.



121-расм. Токни ўраган (а) ва ўрамаган (б) контурлар.



122-расм. Торондал ғалтак.

Ёпиқ контур токни бир эмас, балки n марта ўраб олган бўлса (121- расм, $n = 2$), магнит кучланиш n марта кўп бўлади.

(81.2) формула магнит майдонининг муҳим хоссасини ифодалайди. Бу формула фақат тўғри сим учун ўринли бўлмай, исталганча тақсимланган тоқлар ҳосил қилган вақт бўйича доимий бўлган магнит майдон учун ҳам ўринли. Шундай қилиб, ёпиқ контур бўйича магнит кучланиш қаралаётган контур билан чегараланган сиртдан ўтаётган тўлиқ ток кучига тенг.

(81.2) формуладан магнит кучланиш ҳам ток кучи ўлчанадиган бирликларда, яъни ампер ҳисобида ўлчаниши кўриниб турибди.

Қараб чиқилган теорема кўпгина ҳолларда тўғридан-тўғри магнит майдон кучланганлигини ҳисоблашга имкон беради. Энди баъзи муҳим мисолларга мурожаат қиламиз.

1- мисол. Тороидал ғалтак. Ёпиқ тороидал ғалтак ичидаги майдон кучланганлигини ҳисоблаймиз (122- расм). Симметрия тасаввурларидан равишанки, маркази тороид маркази билан мос тушадиган айлананинг ҳамма нуқталарида H кучланганлик бир хил бўлади. Шунинг учун бу айлана бўйича магнит кучланиш

$$H2\pi r$$

га тенг. Қаралаётган айлана ғалтакнинг ҳамма ўрамларидаги тоқларни ўрайди. Агар ғалтакнинг ҳамма ўрамлари сони N , ундаги ток кучи i га тенг бўлса, унда биз қарайтган айлана Ni ток кучини ўраб турган бўлади. Шунинг учун магнит кучланиш тўғрисидаги теоремага кўра қуйидагига эга бўламиз:

$$H2\pi r = Ni,$$

бундан

$$H = \frac{Ni}{2\pi r}. \quad (81.3)$$

Шуни назарда тутиш лозимки, тороид ичидаги майдон кучланганлиги тўла бир жинсли эмас. Ғалтакнинг ички томонида кучланганлик энг катта ($H_1 = Ni/2\pi r_1$) ва ташқи томонида энг кичик ($H_2 = Ni/2\pi r_2$). Иккала майдоннинг нисбий фарқи қуйидагига тенг:

$$\frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{r_2 - r_1}{r_2}$$

2-мисол. Соленоид. Энди тороид радиуси r ни чексиз орттира-миз. Унда $(r_2 - r_1)/r_2$ катталиқ нолга нитилади ва майдон бир жинсли бўлиб қолади. Бунда тороиднинг исталган кесмаси тўғри ғалтак ёки соленоидга айланади. Соленоид ичидаги майдон кучланганлигини (81.3) формуладан топиш мумкин. Бунда

$$\frac{N}{2\pi r} = n$$

эканлигини билган ҳолда (n — ғалтакнинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони) қуйидагини топамиз:

$$H = ni. \quad (81.4)$$

Етарлича узун соленоидда магнит майдон кучланганлиги ток кучи ва ғалтакнинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони кўпайтмасига тенг эканлигини кўрамиз. Бу кўпайтма метрга ампер-ўрамлар сони дейилади.

Соленоидлар техникавий қурилмаларда ва лаборатория практикасида кенг ишлатилади, чунки улар ёрдамида кучланганлиги маълум бўлган бир жинсли магнит майдон ҳосил қилиш мумкин.

3- мисол. Тўғри узун ўтказгич. Тўғри узун ўтказгич ўқидан Q масофада симдан ташқарида ётган нуқтада бу сим ҳосил қила-диган магнит майдонни ҳам ҳисоблашни қараб чиқамиз. Бу ҳолда магнит кучланишни ҳисоблаш учун контур сифатида токка перпендикуляр ва ток ўқида марказга эга бўлган R радиусли айланани танлаш қулай. Магнит кучланиш тўғрисидаги теорема

$$2\pi RH = i$$

ни беради, бундан

$$H = \frac{i}{2\pi R} \quad (\text{симдан ташқарида}). \quad (81.5)$$

Бу натижани биз 79- § даёқ олган эдик. Айрим ток элементлари майдонини бевосита қўшиб чиқишга қараганда магнит кучланиш ёрдамида ҳисоблаш анча содда эканлигини кўрамиз.

Энди ўтказгич ўқидан r масофада турган ўтказгич ичидаги ихтиёрый нуқта майдон кучланганлигини ҳисоблаймиз. Ёпиқ контурни яна айлана кўринишида танлаймиз. Бу айлана ўтказгич ўқидан шу нуқта орқали ўтади (123- расм, пунктир билан кўрсатилган). Унда магнит кучланиш тўғрисидаги теоремага кўра

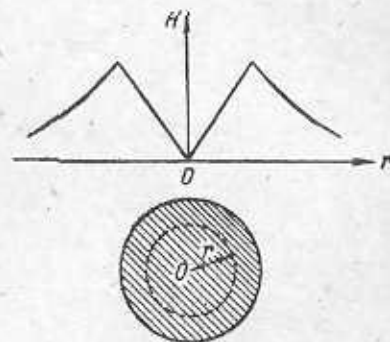
$$2\pi r H = \pi r^2 j$$

га эга бўламиз, бунда i — ток зичлиги (ўтказгичнинг ҳамма нуқтасида бирдай). Бундан қуйидаги олинади:

$$H = \frac{1}{2} jr = \frac{i}{2\pi a^2} r \quad (\text{сим ичида}).$$

$$(81.6)$$

Бу ерда i — симнинг ҳамма кесими орқали тўлиқ ток кучи, a — ўтказгичнинг радиуси.



123- расм. Тоқли тўғри симнинг магнит майдони.

Шундай қилиб, ўтказгич ичидаги майдон кучланганлиги ўқдан масофага қараб қизиқли қонун бўйича ортади, ташқи фазода эса гиперболик қонун бўйича камаяди. Бу боғлиқлик 123-расмда юқорида график тасвирланган.

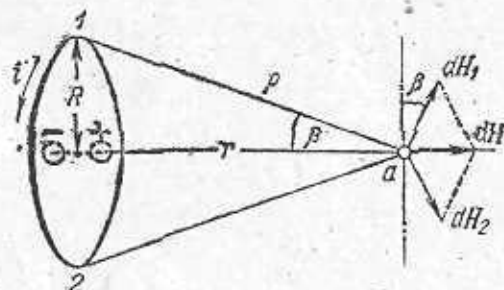
82-§. Токнинг магнит моменти

Кўпгина ҳолларда ўлчамлари улардан кузатиш нуқтасигача бўлган масофага қараганда жуда кичик ўлчамли ёпиқ контурлар билан иш кўришга тўғри келади. Бундай токларни биз элементар токлар деб атаймиз.

Бунга ўхшаш токлар барча атомларда бўлади, чунки уларда ёпиқ орбита бўйича ҳаракатланувчи электронлар бор (XI боб). Атомлар жуда кичик бўлгани туфайли бу токларни деярли ҳамма масалада элементар деб қараш мумкин.

Элементар ток ҳосил қиладиган магнит майдон нималарга боғлиқлигини қараб чиқамиз.

Ток кучи i бўлган R радиусли айланма ток берилган бўлсин. Ток ўқида унинг марказидан r масофада турган бирор a нуқтадаги магнит майдонни ҳисоблаймиз (124-расм). Бу ҳолда токнинг барча элементлари радиус-векторга перпендикуляр ва шунинг учун



124-расм. Тоқли айланма ўрамнинг магнит майдони.

(79.2) формулада $\sin \theta = 1$. Кейин 124-расмдан кўринадики, бир диаметрга жойлашган 1 ва 2 жуфт ток элементлари ҳосил қиладиган dH_1 ва dH_2 магнит майдонлар қўшилиб, ток ўқи бўйича йўналган dH майдонни беради. Шунинг учун бутун айланма токнинг тўлиқ майдони унинг ўқи бўйича йўналган.

Битта ток элементи ҳосил қиладиган майдоннинг ток ўқи бўйича ташкил этувчиси

$$\frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin \theta}{\rho^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{idl R}{\rho^3}$$

бўлади. Бу ифодани бутун ток элементлари бўйича қўшиб, қуйидагини оламиз:

$$H = \frac{iR}{4\pi\rho^3} \int dl = \frac{iR}{4\pi\rho^3} 2\pi R = \frac{iS}{2\pi\rho^3},$$

бунда $S = \pi R^2$ — ток оқиб ўтадиган юз.

Агар ток элементар ток бўлса, яъни агар $\rho \gg R$ бўлса, унда иккинчи тартибли аниқликкача олинган формулада $\rho \approx r$ дейиш мумкин. Охириги натижани қуйидаги кўринишда ёзиш қулайдир:

$$H = \frac{p_m}{2\pi r^3}, \quad p_m = iS. \quad (82.1)$$

Агар биз ток ўқи бўйича йўналган (124-расмда у пунктир билан тасвирланган) элементар электр диполга эга бўлсак эди, у ҳолда электр диполь ҳосил қиладиган электр майдон ҳам қаралаётган мисолдаги магнит майдон йўналиши билан бир хил йўналган бўлар эди, яъни у ҳам ток ўқи бўйича йўналар эди. Электр силжиш катталиги $D = \epsilon_0 E$ эса (25.5) га мувофиқ ($\cos \alpha = 1$ деб фараз қилинганда) қуйидагига тенг бўлар эди:

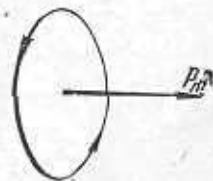
$$D = \frac{p}{2\pi r^3}, \quad (82.2)$$

бунда p — диполнинг электр моменти. (82.2) формула ҳам худди (82.1) формула каби кўринишга эга. Аммо p электр диполь моменти ролини iS кўпайтма бажаради; у токнинг магнит моменти деб аталади. Магнит момент бирлиги $A \cdot m^2$ бўлади.

Диполнинг электр моменти вектор катталиқдир (15-§). Шунга ўхшаш токнинг магнит моменти ҳам вектордир. Ўрам текислигига ўтказилган нормал йўналишини токнинг магнит моменти йўналиши қилиб олинади (125-расм). Агар n нормалнинг бирлик вектори бўлса, у ҳолда токнинг магнит моменти p_m қуйидагига тенг:

$$p_m = iSn. \quad (82.3)$$

Юқорида биз айланма токнинг хусусий ҳоли билан чекланиб, кузатиш нуқтаси ток ўқида ётади, деб ҳисоблаган эдик. Аммо токнинг магнит моменти тушунчаси умумий аҳамиятга эга. Ихтиёрий кузатиш нуқтасида исталган шаклдаги элементар токнинг магнит майдон кучланганлигини (25.5) ва (25.6) формулалардан топиш мумкинлигини кўрсатиш осон, бунда уларни $\epsilon_0 E$ ва $\epsilon_0 E_d$ орқали ифодалаш ва диполнинг электр моменти p ни (82.3) формула билан аниқланадиган токнинг



125-расм. Токнинг магнит моменти.

магнит моменти p_m билан алмаштириш лозим. Элементар ёпиқ токнинг магнит таъсири унинг магнит моменти билан аниқланишини кўрамыз.

83-§. Параллел жойлашган токли икки ўтказгич

Бирор токли ўтказгич ҳосил қилаётган магнит майдонни билган ҳолда шу майдонда токли бошқа ўтказгичга таъсир қиладиган кучни ҳисоблаш мумкин.

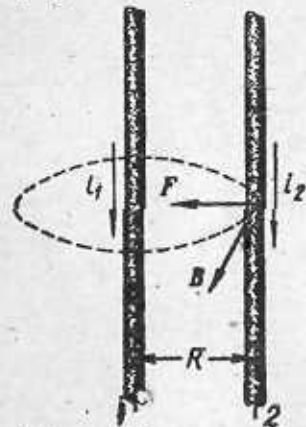
Мисол сифатида токли иккита чексиз узун параллел ўтказгич 1 ва 2 ни қараб чиқамиз (126- расм) ва ўтказгич 1 томонидан ўтказгич 2 нинг 1 узунликдаги кесмасига таъсир қиладиган кучни ҳисоблаймиз. Ўтказгич 2 турган жойда ўтказгич 1 ҳосил қиладиган магнит майдон кучланганлиги (79.4) формула билан ифодаланади, бинобарин, магнит индукция қуйидагига тенг:

$$B_1 = \frac{\mu_0 i_1}{2\pi R}$$

Индукция ўтказгич 2 га перпендикуляр, бинобарин, $\sin(\mathbf{l}, \mathbf{B}) = 1$. Шунинг учун (76.16) қуйидагини беради:

$$F = \mu_0 \frac{i_1 i_2}{2\pi R} l. \quad (83.1)$$

Агар биз ток 2 ҳосил қиладиган индукция B_2 ни ҳисоблаб, сўнгра ўтказгич 1 га таъсир қиладиган кучни топсак, унда бари бир ўша (83.1) формулаи олар эдик. Бундай бўлиши тушунарли, чунки магнит ўзаро таъсирда таъсир ва акс таъсирнинг тенглик қонуни бажарилади.



126- расм. Токли иккита параллел симларнинг ўзаро таъсири.

Ўнг парма қондасини 126- расмга татбиқ қилиб, агар иккала ўтказгичда ҳам ток йўналиши бир хил бўлса, унда пайдо бўладиган кучлар ўтказгичлар орасидаги R масофани камайтиришга интилади; агар тоқлар қарама-қарши томонга йўналган бўлса, унда бу кучлар R масофани катталаштиришга интилади: параллел тоқлар ўзаро тортишади, антипараллел тоқлар ўзаро итаришади.

Ампер таърифи. 4- § да СИ системасининг тўртинчи асосий бирлиги—ампер тоқларнинг магнит ўзаро таъсирлари орқали аниқланиши ҳақида гапирилган эди. Бунинг учун худди мана шу иккита параллел тоқларнинг ўзаро таъсири қонунидан фойдаланамиз. Ампер ўзгар-

майдиган токнинг кучи бўлиб, у вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган, доиравий кесими жуда кичик бўлган чексиз узун иккита параллел тўғри ўтказгичдан ўтганда бу ўтказгичлар орасида узунлигининг ҳар метрида СИ системанинг $2 \cdot 10^{-7}$ куч бирлигига тенг куч ҳосил қилади.

Бундан биз 78- § да келтириб чиқарган μ_0 нинг қиймати бевосита олинади. Ҳақиқатан ҳам, (83.1) формуладан ва ампер таърифидан

$$2 \cdot 10^{-7} = \mu_0 \frac{1 \cdot 1}{2\pi \cdot 1}$$

келиб чиқади, бунда

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ СИ бирлиги.}$$

Ампер ва СГСМ ҳамда СГСЭ системаларидаги ток кучи бирлиги орасидаги муносабатни топамиз. Рационаллаштирилмаган СГСМ системада $\mu_0 = 1$. Бундан ташқари, биз ҳамма формулага яна 4π кўрайтирувчи киритишимиз лозим. Шунинг учун СГСМ системасида (83.1) формула ўрнига қуйидагига эга бўламиз:

$$F = \frac{2i_{1m} i_{2m}}{R} l, \quad (83.2)$$

бунда ток кучи СГСМ бирликларида, узунлик—сантиметр, куч эса дина ҳисобида ўлчанади. Агар ҳар иккала токнинг кучи 1 А, $R = l$ ($l = l_m$) бўлса, у ҳолда куч $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} = 2 \cdot 10^{-2}$ дина бўлади ва биз қуйидагига эга бўламиз:

$$2 \cdot 10^{-2} = 2i_{1m} i_{2m}$$

Бундан кўринадики, $i_{1m} = i_{2m} = 0,1$. Бу СИ системасида 1 А тенг бўлган ток кучи СГСМ системасида 0,1 СГСМ-ток бирлигига тенг деган сўзидир.

1 СГСМ-бирликка тенг бўлган ток кучи СГСЭ системасида $3 \cdot 10^{10}$ СГСЭ-ток бирлигига тенг бўлади, унда 1 А га $3 \cdot 10^9$ СГСЭ-ток бирлиги тўғри келади.

84-§. Магнит майдондаги механикавий иш. Магнит оқими

Магнит майдонда токли ўтказгичга кучлар таъсир қилгани туфайли ўтказгич ҳаракатланганида маълум иш бажарилади. Бу иш катталигини топамиз.

Ток занжирига кирган 1 узунликдаги тўғри ўтказгич ўз-ўзига параллел равишда илгариланма ҳаракатланиб, dx кесмага кўчади ва 1 вазиятдан 2 вазиятга ўтади, дейлик (127- расм). Магнит индукция B нинг йўналиши l га ҳам, dx га ҳам перпендикуляр деб ҳисоблаймиз. Ўтказгичга

$$F = ilB$$

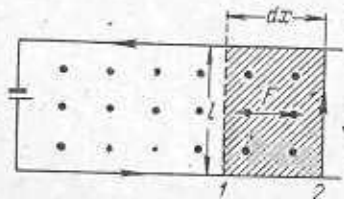
куч таъсир қилади ва шунинг учун механикавий иш δA қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\delta A = ilB dx = iB dS,$$

бунда $dS = l dx$ —токли ўтказгич ҳаракатланаётганда чизган юз (124- расмда штрихланган).

Агар индукция B бошқача йўналган бўлса, унда уни доим dS га перпендикуляр бўлган ташкил этувчи B_n ва dS га параллел бўлган ташкил этувчи B_t га тақсим қилиш мумкин. Куч F доим B га перпендикуляр бўлгани учун (76-§) унда B_t ташкил этувчи dx га перпендикуляр бўлган куч ҳосил қилади ва бу кучнинг иши нолга тенг бўлади. Шунинг учун

$$\delta A = i B_n dS. \quad (84.1)$$



127-расм. Ҳайкалчил илгариланма ҳаракатланганда механикавий иш-ни ҳисоблашга доир.



128-расм. Ҳайкалчил айланма ҳаракатланганда механикавий иш-ни ҳисоблашга доир.

Энди ўтказгичнинг айланма ҳаракатини қараб чиқамиз. Ток занжирига кирган ўтказгичнинг dl элементи магнит майдонда $d\alpha$ бурчакка бурилсин (128-расм). Ҳаракатланганда у $dS = l d\alpha dl$ юз чизади, бунда l — айланиш ўқи O дан элементнинг узуңлиги. dl элементнинг кўчиш йўналишида унга таъсир қилувчи куч

$$idlB_n$$

бўлади, бунда B_n — кучлачганликнинг ташкил этувчиси бўлиб, у dS га перпендикуляр. Шунинг учун баъжариладиган иш

$$\delta A = i dl B_n l d\alpha = i B_n dS$$

га тенг бўлиб, бу ҳам илгариланма ҳаракатдаги сингари (84.1) формула билан ифодаланаяди.

Аммо ўтказгичнинг ҳар қандай ҳаракатини илгариланма ва айланма ҳаракатга келтириш мумкин. Демак, (84.1) формула ўтказгичнинг исталган ҳаракати учун механикавий ишни аниқлайди.

Агар магнит оқими тушунчаси киритилса, олинган натижани қулайроқ шаклда тасаввур қилиш мумкин.

Индукцияси B бўлган бир жинсли магнит майдонда турган текис (яъни) юз S ни қараб чиқамиз (129-расм). Юз S орқали магнит оқими ёки магнит индукция вектори оқими деб қуйидаги катталикни айтади:

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S. \quad (84.2)$$

Бу ерда α — юзга ўтказилган n нормал йўналиши ва индукция B йўналиши орасидаги бурчак, B_n — B векторнинг n нормалга проекцияси. B_n скаляр катталик бўлиши учун магнит оқими ҳам

скаляр катталикдир. Магнит оқими $B_n S$ мазкур сирт орқали ўтадиган магнит индукция чизикларининг тўлиқ сонига тенг.

Магнит оқими фақат ўз катталиги билан характерланмай, $\cos \alpha$ қандай ишорага эга эканлигига ҳам боғлиқ. Бу ишора n нормалнинг мусбат йўналишининг танланишига боғлиқ. Барча электромагнит ҳодисаларда қаралаётган сиртни чегараловчи контурдан оқиб ўтаётган токнинг магнит оқимига боғланишини қарашга тўғри келади. Шунинг учун нормалнинг мусбат йўналишини шу ток йўналиши билан боғлаш табиийдир. Нормалнинг майдонга мусбат йўналиши ток йўналишида айланаётган ўнг парманинг силжиш йўналиши билан мос тушади деб ҳисоблаймиз (129-расм билан таққосланг). Жумладан, токли бирор ўтказгич контур ўзи билан чегараланган сирт орқали ҳосил қиладиган магнит оқими доим мусбат эканлиги келиб чиқади.

Агар магнит майдон бир жинсли бўлмаса, қаралаётган сирт текис бўлмаса, унда уни чексиз кичик dS элементларга ажратиш мумкин. Сиртнинг ҳар бир элементини текис юз деб, шу элементдаги исталган майдонни бир жинсли деб қараш мумкин. Шунинг учун сирт элементи орқали магнит оқими

$$d\Phi = B_n dS$$

бўлади, бутун сирт орқали тўлиқ оқим эса

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (84.3)$$

Агар (84.2) ва (84.3) да B ни тесла, S ни m^2 ҳисобида ифодаласак, унда магнит оқими ҳам СИ бирликларда вебер (Вб) ҳисобида ифодаланган бўлади (91-§ га қ.).

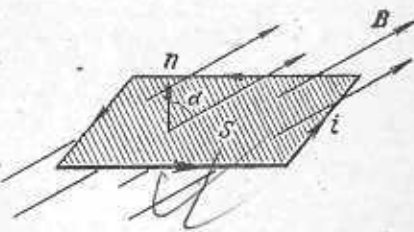
Магнит оқими тушунчасидан фойдаланиб (84.1) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

$$\delta A = i d\Phi. \quad (84.4)$$

Бу ерда δA — майдон кучлари баъжарган иш; $d\Phi$ — токли контур билан чегараланган сиртда магнит оқимининг ортиши.

Агар ўтказгич бирор чекли масофага кўчса, у ҳолда

$$A = i (\Phi_2 - \Phi_1), \quad (84.5)$$



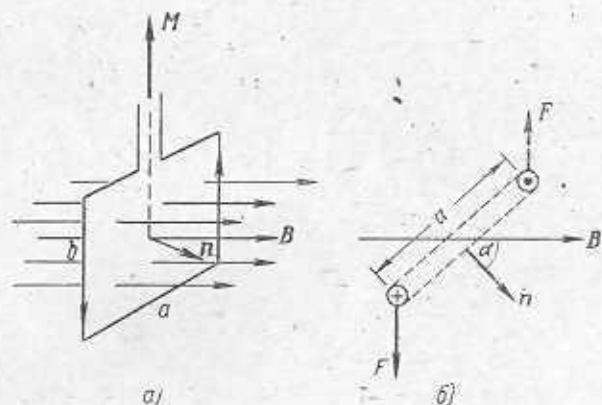
129-расм. Магнит оқими таърифига доир.

бунда Φ_2 — кўчиш охирида контур орқали магнит оқими, Φ_1 — бошланғич вазиятдаги оқим; бунда кўчиш вақтида контурдаги ток кучи доимий сақланади деб ҳисоблаймиз.

Бу формулада магнит оқимини веббер ҳисобида, ток кучини ампер ҳисобида ифодалаб, ишни жоуль ҳисобида оламиз.

85-§. Магнит майдондаги токли контур

Энди магнит майдондаги токли ёпиқ контурга таъсир қилувчи механикавий кучларни топамиз. Дастлаб, контур тўғри бурчакли рамка шаклига эга (130-расм) ва магнит майдон бир жинсли деб ҳисоблаймиз. (76.1 а) формулага кўра a қиррага таъсир қилувчи кучлар уларга ва магнит индукция B га перпендикуляр ва шу-



130-расм. Магнит майдондаги токли тўғри бурчакли рамка.
а) ёнидан кўриниши, б) юқоридан кўриниши.

нинг учун ўрамни чўзишга (ёки сиқишга) интилади. b қиррага таъсир қилувчи F куч эса ўрам текислиги B га перпендикуляр бўладиган қилиб, уни буришга интилади. Бинобарин, ўрамга бирор M моментли жуфт куч таъсир қилади. Равшанки, бу фақат тўғри бурчакли рамка учун ўринли бўлмай, ихтиёрий шаклдаги контур учун ҳам ўринли бўлади.

Жуфт куч momenti катталиги M ни (ихтиёрий шаклдаги текис контур учун ҳам) бевосита (84.4) формулалар топиш мумкин. Бунинг учун контурнинг майдон кучлари таъсирида чексиз кичик $d\alpha$ бурчакка бурилишига имкон берамиз. Контурдаги i ток кучини ўзгармайди ва бинобарин, контурнинг магнит momenti $p_m = iS$ ни доимий деб ҳисоблаймиз. Унда майдон кучларининг механикавий иши $\delta A = M d\alpha$ га тенг бўлади. Шу билан бирга контурдан ўтувчи магнит оқими $\Phi = SB \cos \alpha$ бўлади, α бурчак $d\alpha$

га камайганда унинг ўзгариши $d\Phi = SB \sin \alpha d\alpha$ га тенг бўлади. Шунинг учун (84.4) формуладан

$$M d\alpha = iSB \sin \alpha d\alpha$$

га эга бўламиз, бундан

$$M = p_m B \sin \alpha. \quad (85.1)$$

Олинган натижаларни жуфт куч momenti йўналиши ва катталигини берадиган вектор формула билан ифодалаш мумкин:

$$\mathbf{M} = [p_m \mathbf{B}]. \quad (85.2)$$

Бу формула электростатик майдонда электр диполга таъсир қилувчи жуфт кучлар momenti учун ёзилган ифодага ўхшаш.

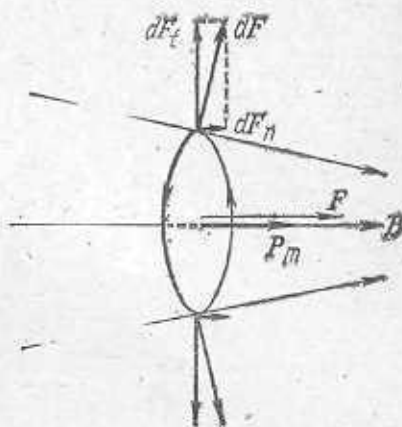
Энди бир жинсли бўлмаган магнит майдондаги токли кичик ўрамни қараб чиқамиз (131-расм) ва дастлаб индукция чизиқлари ўрам текислигига ўтказилган нормалга симметрик деб ҳисоблаймиз. Ўрамнинг айрим участкаларига таъсир қилувчи dF кучлар токка ва магнит майдонга перпендикуляр бўлади. Бироқ энди индукция чизиқлари параллелмаслиги туфайли бу кучлар ўрам текислиги билан бирор бурчак ҳосил қилади. Бу кучларнинг ўрамга параллел бўлган dF_t ташкил этувчилари ўрамни чўзадиган ёки сиқадиган кучларни ҳосил қилади. Ўрам текислигига перпендикуляр бўлган dF_n ташкил этувчилари эса ўрамни магнит майдонда кўчиришга интилувчи F кучни беради.

Унг парма қондасини қўллаб, шуни кўриш осонки, агар ток momenti p_m магнит индукциясига параллел бўлса (расмда кўрсатилгандек бўлса), унда ўрам майдоннинг кучлироқ соҳасига тортилади. Агар p_m вектор индукцияга антипараллел бўлса, унда ўрам итариб чиқарилади ва майдоннинг кучсизроқ соҳасига кўчади.

Юқоридаги услубдан фойдаланиб, бу куч катталигини топамиз.

Ўрам p_m йўналишида кичик dx кесмага силжийди дейлик. Унда механикавий иш $\delta A = F dx$. Магнит оқимининг ўзгариши $d\Phi = S \frac{\partial B_n}{\partial x} dx$ бўлади, бунда B_n — B ни ташкил этувчиси бўлиб, ўрам текислигига нормал. Шунинг учун (84.4) формула

$$F dx = iS \frac{\partial B_n}{\partial x} dx$$



131-расм. Бир жинсли бўлмаган майдондаги токли ўрам.

кўриниш олади, бинобарин,

$$F = p_m \frac{\partial B_n}{\partial x}. \quad (85.3)$$

Магнит майдонда токли кичик ўрамга таъсир қилувчи куч магнит индукциянинг қаралаётган йўналишда ўзгариш тезлигига пропорционалдир.

Худди шундай мулоҳаза юритиб, токли кичик контурнинг магнит индукция йўналишига нисбатан ихтиёрий ориентацияси учун кучнинг умумий ифодасини топиш осон. Агар p_{mx} , p_{my} ва p_{mz} тўғри бурчакли координаталар ўқида контур магнит момент векторининг ташкил этувчилари. B_x , B_y ва B_z магнит индукция векторининг ташкил этувчилари бўлса, унда X ўқ йўналишидаги куч (15.6) формула каби ифодаланган:

$$F_x = p_{mx} \frac{\partial B_x}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial B_x}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial B_x}{\partial z}. \quad (85.4)$$

Кучнинг F_y ва F_z ташкил этувчилари учун ҳам шунга ўхшаш формулалар ўринли бўлади. Бу натижаларни вектор формула кўринишида ёзиш мумкин:

$$F = (p_m \text{ grad}) B, \quad (85.4a)$$

бунда

$$(p_m \text{ grad}) = p_{mx} \frac{\partial}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial}{\partial z}$$

дифференциал оператор киритилган.

Умумий ҳолда ўрам текислигига перпендикуляр бўлмаган турли жинсли майдонда ўрамни буришга итилувчи жуфт кучлар ҳам, уни илгариланма силжитувчи куч ҳам таъсир қилади.

Чекли ўлчамли токли контурга таъсир қилувчи кучни шу контур билан чегараланган S юзни dS элементларга ажратиб топиш мумкин. Бу элементлардан бирдай i ток кучи контурдаги йўналишда оқиб ўтади. Тўлиқ куч магнит моментлари idS бўлган алоҳида элементларга таъсир қилувчи кучларнинг йиғиндисидан иборат.

86-§. Ҳаракатланаётган заряднинг магнит майдони

Биз юқорида токли ҳар бир ўтказгич атроф муҳитда магнит майдон ҳосил қилишини кўрдик. Аммо ҳар қандай ўтказгичдаги электр токи зарядланган зарралар ҳаракатидан иборатдир: металлларда электронлар ҳаракатидан, электролитларда—ионлар ҳаракатидан, газ разрядда ионлар ва электронлар ҳаракатидан иборат. Бундан ҳар қандай ҳаракатланувчи заряд ўз атрофида магнит майдон ҳосил қилади, деб хулоса чиқариш мумкин. Бу майдон катталигини топамиз.

Ўзулиги l бўлган i токли кичик кесмани қараб чиқамиз. (79.2) формулага кўра бу кесма r масофадаги бирор нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{il \sin \theta}{r^2}$$

бўлади. Аммо ток кучини ток зичлиги j ва ўтказгич кесими S орқали ($i = jS$), ток зичлигини эса зарядланган зарралар концентрацияси n ва уларнинг тезлиги v орқали ($j = nev$, бунда e —зарранинг заряди) ифодалаш мумкин. Бу

$$il = jSl = nev Sl = Nev$$

ни беради, бунда N —ўтказгич кесмасидаги тўлиқ зарралар сони. Шунинг учун майдон кучланганлигини қуйидаги кўринишда тасаввур қилиш мумкин:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{Nev \sin \theta}{r^2}.$$

Бундан битта зарядланган зарра ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги қуйидаги қийматга эга бўлиши келиб чиқади:

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{ev \sin \theta}{r^2}. \quad (86.1)$$

Бу майдоннинг йўналиши зарралар тезлиги v га ва заряддан қаралаётган нуқтагача ўтказилган радиус-вектор r га перпендикуляр бўлиб, аввалгидек ўнг парма қондасига бўйсунди (132-расм).

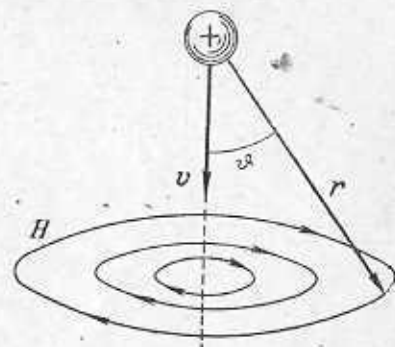
Векторлар алгебраси белгиланишларидан фойдаланиб, ҳаракатланаётган заряднинг катталигини ҳам, майдон йўналишини ҳам битта формула билан ифодалаш мумкин:

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{e[vr]}{r^3}. \quad (86.2)$$

Бу формула v тезлик билан ҳаракатланаётган мусбат заряднинг майдон кучланганлигини ифодалайди. Агар манфий заряд ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда формуладаги e ни $-e$ га алмаштириш лозим.

(86.2) ни (79.2 а) билан таққослаб, ҳаракатланаётган заряд ўзининг магнит хоссаларига кўра ток элементига эквивалент эканлигини кўрамиз:

$$il = ev. \quad (86.3)$$



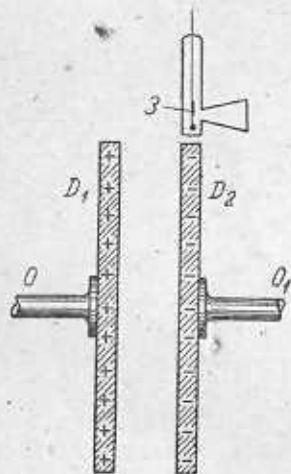
132-расм. Ҳаракатланаётган заряднинг магнит майдони.

(86.1) ва (86.2) формулаларни 79- § натижаларидан олдик. Бу натижалар ўз навбатида қўзғалмас (кузатувчига нисбатан) ўтказгич контур билан қилинган тажрибаларда аниқланган эди. Шунинг учун бу формулаларга кирган σ тезлик нисбий тезликдан, яъни кузатувчига нисбатан ва магнит майдонни ўлчайдиган асбобларга нисбатан тезликдан иборат (141- § билан таққосланг).

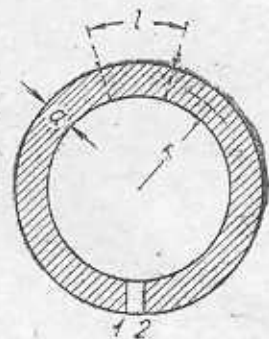
87-§. Роуланд ва Эйхенвальд тажрибалари

86- § да олинган натижалар фақат ҳаракатланаётган электронлар ёки ионлар учун ўринли бўлмай, балки ҳар қандай зарядланган жисм учун ҳам ўринлидир. Агар зарядланган жисм кузатувчига нисбатан қўзғалмас бўлса, унинг учун фақат электр майдон мавжуд бўлади. Агар зарядланган жисм кузатувчига нисбатан ҳаракатланса, унда электр майдондан ташқари магнит майдон ҳам мавжуд бўлади. Бу ҳулосалар Роуланд томонидан тажрибада сифат жиҳатдан текширилган ва А. А. Эйхенвальд томонидан 1901 йилда ўрганилган эди.

Эйхенвальд тажрибаларидан бирининг схемаси 133- расмда кўрсатилган. Иккита параллел металл диск D_2 ва D_1 лар O ва O_1 ўқлар атрофида айлана олади. Дисклар яқинида инъичка ипда унча катта бўлмаган магнит стрелка осилган бўлиб, унинг ўқи дисклар текислигига параллел. Стрелканинг бурилишини кузатиш учун у билан бирга унча катта бўлмаган кўзгуча K маҳкамланган. Стрелка ўтказувчи ғилоф ичига жойлаштирилиб, у стрелкани электр тоқлар ва диск айланишида ҳосил бўладиган ҳаво оқими таъсири-



133- расм. Эйхенвальд тажрибаси.



134- расм. Эйхенвальд тажрибасига доир.

дан сақлайди. Иккала дискни турли ишорада зарядлаб, тез айлантирилади. Бунда ё дискларнинг биттаси, ёки иккала диск биргаликда бир йўналишда, шунингдек, қарама-қарши йўналишда айланиди. Тажрибалар дисклар айланиганда магнит стрелка оғанини кўрсатди, бу эса магнит майдон ҳосил бўлишини кўрсатади.

(86.3) формулани миқдорий баҳолаш учун дискларни тўхтатиб, улар орқали чет манба токи ўтказилади ва дисклар айланган вақтда стрелка қандай бурчакка оғган бўлса, бунда ҳам худди шундай бурчакка оғдирувчи ток кучи аниқланади. Тажрибалар бу ток кучи (86.3) формулага мос келишини кўрсатди.

Агар диск изоляцияловчи материалдан тайёрланган бўлиб, ўлчамлари 134- расмда кўрсатилган ҳалқа кўринишидаги металл қопламга эга бўлса, ҳисоблаш жуда осон бўлади. Бундай ҳалқанинг l кичик кесмаси dl сиртга эга бўлиб (a — ҳалқанинг эни), ундаги заряд катталиги ald дан иборат (σ — заряднинг сирт зичлиги). Агар v — ҳалқанинг ҳаракат тезлиги бўлса, унда (86.3) га кўра қара-
лаётган кесма ток элементига эквивалент:

$$il = ald\sigma,$$

бундан

$$i = a\sigma v.$$

Агар ҳалқанинг ўртача радиуси r бўлса, диск эса секундига n марта айланса, унда $v = 2\pi rn$. Яна $2\pi ra = S$ ҳалқанинг тўла сирти эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$i = a\sigma 2\pi rn = qn,$$

бунда q — ҳалқанинг тўлиқ заряди.

Солид мисол қараб чиқамиз. Ҳалқанинг юзи $S = 100 \text{ см}^2 = 10^{-2} \text{ м}^2$, дисклар орасидаги масофа $d = 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$ бўлсин. Унда дискларнинг сийими:

$$C = \epsilon_0 \frac{S}{d} = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{10^{-2}}{10^{-2}} = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \text{ Ф}.$$

Агар дисклар орасидаги кучланиш $U = 10^4 \text{ В}$ бўлса, унда

$$q = CU = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \cdot 10^4 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-5} \text{ Кл}.$$

Айланиш тезлиги $n = 100 \text{ айл/сек}$ бўлганда ток кучи

$$i = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-5} \cdot 10^2 \approx 0,9 \cdot 10^{-5} \text{ А}$$

бўлади. Ҳалқанинг 1 ва 2 учларини ток манбаига туташтириб (134- расм) ва ҳалқада шундай ток кучи ҳосил қилиб, бунда ҳам стрелкани диск айланаётгандагидек оғдирамиз.

Келтирилган мисол жуда кам ток кучи ҳосил бўлишини ва шунга ўхшаш ҳолларда ҳосил бўладиган майдонлар жуда кучсиз бўлишини кўрсатади. Одатда, бу майдонлар Ернинг магнит майдонидан бир неча ўн минг марта кичик бўлгани учун тажриба қилиш жуда мураккаб.

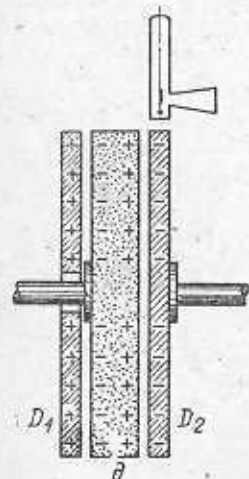
Агар D_1 ва D_2 дисклар орасига электр сингдирувчанлиги ϵ бўлган диэлектрик диск d жойлаштирилса (135- расм), унда металл дискалардаги зарядлар ϵ марта ортиб, ϵq га тенг бўлади. Шунинг

учун дисклар айланаётганда ва диэлектрик қўзғалмас бўлганда магнит майдон ҳам е марта ортади.

Диэлектрик сиртида қутбловчи зарядлар пайдо бўлиб, диск δ нинг ҳар қайси сиртида уларнинг каттали ($\epsilon - 1$) q га тенг. Агар D ва D_1 дискларни ҳаракатлантирмай туриб, δ дискни айлантирсак, унда ҳам магнит майдон ҳосил бўлади. Бироқ бу майдон D ва D_1 дисклар айланишида ҳосил бўлган майдонга қараганда анча кичик бўлади, чунки δ дискда икки хилшорали зарядлар пайдо бўлиб, унинг таъсири бир-бирига қарама-қарши йўналган иккита айланма токка мос келади.

Агар ниҳоят, диэлектрикли бутун конденсаторни бир бутун (яхлит) қилиб айлантирилса, унда ҳар қайси металл дискда ҳаракатланувчи eq заряд бўлади, диэлектрикнинг унга яқин сиртида эса қарама-қарши ишорали заряд $(\epsilon - 1)q$ бўлади. Шунинг учун магнит таъсири $eq - (\epsilon - 1)q = q$ га пропорционал бўлади, яъни диэлектрик йўқлигидаги каби бўлади.

Бу ҳолларнинг ҳаммасини Эйхенвальд тажрибада текширган эди. Бу тажрибалар ҳар қандай ҳаракатланувчи зарядлар, уларнинг табиатидан қатъи назар, қутбловчи зарядлар ҳам магнит майдон ҳосил қилишини кўрсатди.



135-рasm. Эйхенвальднинг ҳаракатланувчи диэлектрик билан қилган тажрибаси.

88-§. Лорентц кучи

Энди магнит майдоннинг токка таъсирига қайтамиз. Ҳар қандай ток зарядланган зарралар (электронлар ёки ионлар) ҳаракатидан иборат бўлганидан магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядга куч таъсир қилиши келиб чиқади.

Бу куч катталигини аниқлаш қийин эмас. Узунлиги l бўлган токли ўтказгичга магнит майдонда

$$ilB \sin(\alpha, B)$$

куч таъсир қилади, бунда i — ўтказгичдаги ток, B — магнит индукция. Иккинчи томондан

$$il = Nev,$$

бунда N — ўтказгич ичида ҳаракатланаётган зарядланган зарраларнинг тўлиқ сони. l йўналиш мусбат зарраларнинг ҳаракат тезлиги v нинг йўналиши билан мос тушишини ҳисобга олиб (ток йўналиши билан ҳам мос тушади), куч учун ёзилган ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$NevB \sin(\alpha, B).$$

Ўтказгичга таъсир қилаётган куч ҳаракатланаётган тўлиқ зарраларга пропорционал, демак, битта заррага таъсир қилаётган куч

$$F = evB \sin(\alpha, B)$$

га тенг. Бу кучнинг йўналиши тезлик v нинг йўналишига ва магнит индукцияси B нинг йўналишига перпендикуляр бўлиб, ўнг парма қондасига бўйсунди (136-рasm).

Олинган натижани қуйидаги вектор формула кўринишида ифодалаш мумкин:

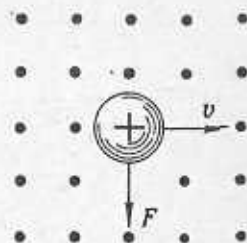
$$F = e[v \times B]. \quad (88.1)$$

Агар яна электр майдон бўлса, унда тўлиқ иш қуйидагига тенг:

$$F = eE + [v \times B]. \quad (88.2)$$

(88.2) ифодани биринчи бўлиб Г. Лорентц олган эди ва шунинг учун ҳаракатланаётган зарядга таъсир қилувчи кучни *Лорентц кучи* дейилади.

(88.2) формулани 86-§ нинг натижалари каби токли қўзғалмас контурларнинг ўзаро таъсири тўғрисидаги тажриба маълумотларини таҳлил қилиб олдик. Шунинг учун (88.2) га кирган тезлик магнит майдонга нисбатан тезлиكنинг ўзгина-сидир (143-§ билан таққосланг). Лорентц кучи магнит майдонда электрон ва ионларнинг ҳаракатида намоён бўлади. Бу ҳодисалар XVII бобда қаралади.



136-рasm. Магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядга таъсир қилувчи кучнинг йўналиши.

IX БОБ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

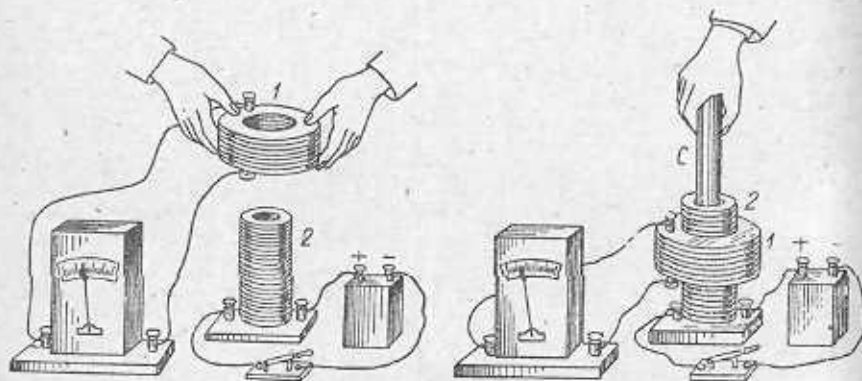
89-§. Электромагнит индукция

Олдинги бобда электр тоklar ўз атрофида магнит майдон ҳосил қилишини кўрган эдик. Тескари ҳодиса ҳам мавжуд: магнит майдон электр тоklarни ҳосил қилади. Бу ҳодисани 1831 йилда Фарадей кашф қилган эди. У *электромагнит индукция* деб аталди.

Электромагнит индукция ҳодисасини тушунтирувчи баъзи тажрибаларни қараб чиқамиз. Бунинг учун симдан қилинган 1 ва 2 ғалтаклардан фойдаланамиз (137-рasm). Улардан бирини (1) иккинчисига (2) кийдириш мумкин. Ғалтак 1 ни гальванометрга, ғалтак 2 ни ток манбаига улаймиз. Агар ғалтак 1 ғалтак 2 га нисбатан (яъни магнит майдонга нисбатан) қўзғалмаса, ғалтак 2 нинг магнит майдони қанчалик кучли бўлмасин, занжир 1 да ток бўлмайди. Энди ғалтак 1 ни ҳаракатлантира бошлаймиз. Биз гальванометр ток пайдо бўлганлигини кўрсатишини кўрамиз. Бу ток фақат ғал-

так ҳаракатлангандагина мавжуд бўлади ва ғалтак қанчалик тез ҳаракатланса, ток ҳам шунчалик кучли бўлади. Ғалтаклар бир-бирига яқинлаштирилганда ҳам, узоқлаштирилганда ҳам ғалтак 1 занжирида ток пайдо бўлади-ку, аммо иккала ҳолда ҳам тоқлар қарама-қарши йўналган бўлади.

Агар ғалтак 1 ни ҳаракатлантирмай, токли ғалтак 2 ни ҳаракатлантирилса, бунда ҳам ғалтак ҳаракатланганда гальванометр ток пайдо бўлганлигини кўрсатади.



137-расм. Ғалтак 1 ни ғалтак 2 нинг магнит майдонида ҳаракатлантирилганда ғалтак 1 занжирида ток пайдо бўлади.

138-расм. Темир ўзак C ҳаракатлантирилганда ғалтак 2 нинг магнит майдони ўзгаради ва ғалтак 1 занжирида ток пайдо бўлади.

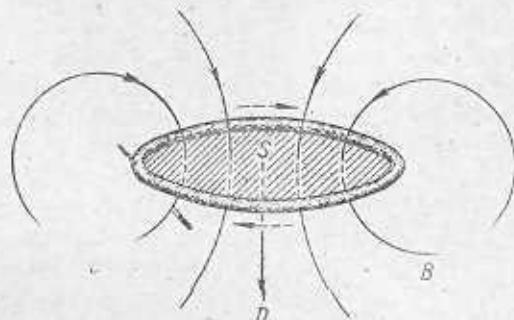
1 ва 2 ғалтакларни ҳаракатлантирмай, ғалтак 2 даги ток кучини реостат ёрдамида ўзгартириш мумкин. Унда ток кучи (яъни магнит майдон) ҳар қандай ўзгарганида ғалтак 1 занжирида ток пайдо бўларди. Магнит майдон кучайтирилганда ғалтак 1 даги токнинг йўналиши майдон сусайтирилгандаги йўналишига қарама-қарши, агар магнит майдон ўзгармаса, ғалтак 1 да ток пайдо бўлмайди.

Бу тажрибалар индукцион токнинг пайдо бўлишига магнит майдоннинг ўзгариши сабаб бўлишини кўрсатади. Бу ўзгариш қай тарзда ҳосил қилиниши фарқсиздир. 138-расмда тасвирланган тажрибада иккала 1 ва 2 ғалтак қўзғалмас бўлиб, лекин ғалтак 2 га темир ўзак C киритилади ёки чиқарилади. Ўзак киритилаётганда у магнитланади ва магнит майдон кучаяди; ўзак чиқарилаётганда майдон сусаяди. Ўзак ҳаракатлантирилгандагина ғалтак 1 занжирида ток оқади.

Доимий магнитни ҳаракатлантириб ҳам ўзгарувчи магнит майдон ҳосил қилишимиз мумкин. Агар токли ғалтак 2 ни бутунлай олиб қўйсак ва ғалтак 1 га доимий магнит киритсак (ёки чиқарсак) ҳам гальванометр ток пайдо бўлганини кўрсатади. Агар ғалтак

ҳаракатланиб, магнит тинч турса ҳам худди шунинг ўзи кузатилади. Магнит ва ғалтак яқинлаштирилганда ва узоқлаштирилганда токнинг йўналишини кузатиб, худди олдинги тажрибадаги каби улар қарама-қарши йўналганлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Фарадей ўзининг кўнгини тажрибалари натижаларини қўйидаги тарзда яққол ифодалаб берди. Магнит майдонни магнит индукция чизиқлари ёрдамида тасвирлаймиз. Унда магнит индукция



139-расм. Ёпиқ ўтказгич ва магнит индукция чизиқлари ўзаро еналашган.

катталиги индукция чизиқлари қуюқлиги билан характерланади. Энди ёпиқ ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланиб, майдоннинг кучлироқ соҳасига ўтади дейлик. Унда ўтказгич қамраб оладиган индукция чизиқлари миқдори ортади. Аксинча, ўтказгич майдоннинг кучсизроқ соҳасида ҳаракатланганда ўтказгич қамраб оладиган индукция чизиқлари сони камаяди. Аммо магнит майдон уюрмавий майдондир (81-§) ва унинг индукция чизиқларининг охири йўқ. Бу туфайли майдоннинг индукция чизиқлари сим контур билан занжир звеноларига ўхшаб илашибган (139-расм). Шунинг учун контур қамраб олган индукция чизиқлари миқдорининг ҳар қандай ўзгариши улар фақат сим контурни кесиб ўтиши натижасидагина рўй бериши мумкин. Худди шунингдек, агар ўтказгич тинч туриб, магнит индукция катталиги ўзгарса, унда майдон кучайганда индукция чизиқларининг қуюқлиги ортади ва улар бир-бирига тортилади, майдон сусайганда эса бир-биридан қочади. Бу ҳолда ҳам бирор сондаги индукция чизиқларини ўтказгич кесиб ўтади. Шунинг учун Фарадей агар ўтказгич ёки унинг ихтиёр қисми магнит индукция чизиқларини кесиб ўтса, ўтказгичда индукцион ток пайдо бўлади деб хулоса чиқарди.

Электромагнит индукциянинг кашф қилиниши жуда катта илмий ва техникавий аҳамиятга эга. Бу ҳодиса фақат тоқлар ёрдамида магнит майдон олибгина қолмай, балки аксинча, магнит майдон

ёрдамида электр токи ҳосил қилиш мумкинлигини кўрсатди. Бу билан электр ва магнит ҳодисалари орасида ўзаро боғланиш борлиги ўзил-кесил аниқланган эди.

90-§. Ленц қонуни

Э. Х. Ленц индукцион токнинг йўналишини аниқлашга имкон берадиган муҳим қонунни топди. У бу қонунни қуйидагича таърифлади: «Агар металл ўтказгич гальваник ток яқинида ёки магнит яқинида ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда бу ўтказгичда шундай йўналишдаги гальваник ток уйғонадики, бу ток тинч турган симнинг ташқаридан симга қўйилган ҳаракат йўналишига тўғри қарама-қарши йўналишда ҳаракатланишини юзага келтиради, бунда тинч турган сим фақат бу охириги ҳаракат йўналишида ёки тўғри қарама-қарши йўналишда ҳаракатлана олади деб фараз қилинади».

Ленц қонунини ихчамроқ шаклда қуйидагича ифодалаш мумкин: Индукцион ток ҳамма ҳолларда шундай тарзда йўналганки, унинг таъсири шу токнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлган таъсирга қарама-қарши бўлади.

Ленц қонунини ўтказгичлар ҳаракатланмасдан, балки магнит майдон (ток кучи) ўзгарадиган ҳолларга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Бу ҳолда индукцион тоқлар доим майдон ҳосил қилади. Бу майдон шу тоқлар ҳосил қилган ташқи майдоннинг ўзгаришига қаршилик кўрсатишга интилади. Масалан, агар тажрибада (137-расм) ғалтаклар ҳаракатланмайдиган бўлса, унда ғалтак 2 га ток уланганда (унинг ортишида) ғалтак 1 даги токнинг йўналиши қарама-қарши бўлар эди (индукцион ток ғалтак 2 нинг ортиб бораётган майдонини сусайтиришга интилади), токни узишда эса (унинг камайишида) ғалтак 1 даги ток ҳам ғалтак 2 даги токнинг йўналиши каби бўлади (кучсизланаётган магнит майдонни қувватлаб туришга интилади).

Ленц қонуни энергиянинг сақланиш қонунидан келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, ҳар қандай электр ток каби индукцион ток ҳам маълум иш бажаради. Бу магнит майдонда ёпиқ ўтказгич ҳаракатлантирилганида ташқи кучлар томонидан қўшимча иш бажарилиши лозимлигини англатади. Индукцион тоқлар магнит майдон билан ўзаро таъсирлашиб, ҳаракатланишга қарама-қарши йўналгани, яъни ҳаракатланишга тўсқинлик кўрсатувчи кучларни ҳосил қилгани учун бу иш бажарилади.

91-§. Электромагнит индукциянинг асосий қонуни

Фарадей кўпгина тажрибалар натижасида электромагнит индукциянинг асосий миқдорий қонунини топди. Аммо ҳозир биз бу қонуннинг Максвелл кейинроқ берган бошқача таърифни кўриб чиқамиз.

Индукцион токнинг пайдо бўлиши электромагнит индукция вақтида ўтказгичда маълум электр юритувчи куч пайдо бўлишини кўрсатади. 89-§ да агар ўтказгич магнит индукция чизиқларини кесиб ўтса, яъни симли контур билан чегараланган юз орқали ўтаётган индукция чизиқларининг тўлиқ сони ўзгарсагина, индукцион ток, бинобарин, индукция э. ю. к. пайдо бўлади. Бирор сирт орқали ўтаётган магнит индукция чизиқларининг тўлиқ сони шу сирт орқали магнит оқимининг ўзгинасидир. Бундан, электромагнит индукция э. ю. к. нинг пайдо бўлишига сабаб магнит оқимнинг ўзгаришидир, деб ҳулоса қилиш мумкин. Фарадей тажрибалари натижаларини анализ қилиб Максвелл ҳамма ҳолларда ҳам электромагнит индукция э. ю. к. контур билан чегараланган юз орқали магнит оқимнинг ўзгариш тезлигига пропорционал деб топди, яъни

$$\mathcal{E} = f \frac{d\Phi}{dt},$$

бунда f — пропорционаллик кўпайтувчиси бўлиб, у бирликларнинг танланишигагина боғлиқ.

СИ бирликлар системасида э. ю. к. вольт, вақт эса секунд ҳисобида ўлчанади. Электромагнит индукция қонунидан эса магнит оқим бирлиги веберни аниқлашда фойдаланилади. Уни биз 84-§ да кўрган эдик. Бу бирлик шундай танлаб олиндики, f кўпайтувчи бирга айлансин.

Энди электромагнит индукция э. ю. к. нинг ишорасига тўхталиб ўтамиз. 84-§ да магнит оқимга аниқ ишора ёзиб қўйган эдик. У ишора контур текислигига ўтказилган мусбат нормалнинг танланишига боғлиқ. Нормалнинг бу йўналишини ўнг парма қондаси ёрдамида контурдаги токнинг мусбат йўналиши билан боғлаган эдик. Шунинг учун нормалнинг мусбат йўналишини танлаб (ихтиёрий), контурдаги токнинг мусбат йўналиши ва э. ю. к. ни қандай аниқласак, оқим ишорасини ҳам шундай аниқлаймиз. Бундан фойдаланиб индукция э. ю. к. нинг катталиги ва ишорасини қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

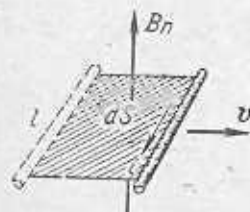
$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (91.1)$$

бу формула электромагнит индукциянинг асосий қонунини Максвелл берган шаклда ифодалайди.

Бу формуладаги минус ишора Ленц қонунига мос келади. Буни конкрет мисолда тушунтирамиз. Нормалнинг мусбат йўналиши магнит индукция йўналиши билан мос тушсин (139-расм). Унда контур орқали оқим мусбат бўлади. Токнинг мусбат йўналиши нормаль йўналишининг танланиши билан аниқланади ва 139-расмда пунктир билан кўрсатилган. Агар энди магнит майдон ортса, яъни $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ бўлса, унда (91.1) га кўра $\mathcal{E} < 0$, бинобарин, $i < 0$.

Бу, индукцион токнинг йўналиши биз танлаган мусбат йўналишга қарама-қарши, демакдир.

(91.1) формула электромагнит индукция қонунини умумий кўринишда ифодалайди. Бу формулани қўзғалмас контурларга, шунингдек, магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичларга ҳам татбиқ қилинади. Бунга кирган магнит майдондан вақт бўйича олинган ҳосила умумий ҳолда икки қисмдан иборат бўлиб, бири магнит индукциянинг вақт бўйича ўзгаришига, иккинчиси контурнинг магнит майдонига нисбатан ҳаракатига (ёки унинг деформацияланишига) боғлиқ. Бу қонуннинг татбиқ қилинишига доир баъзи мисолларни кўриб чиқамиз.



140-расм. Магнит майдонда ўтказгичнинг ҳаракатланиши.

Агар ўтказгичнинг оний тезлиги қиймати v бўлса, унда кичик dt вақт ичида $dS = l v dt$ юзни чизиб, шу вақт ичида dS орқали ўтадиган ҳамма магнит индукция чизиқларини кесиб ўтади. Шунинг учун таркибига ҳаракатланаётган ўтказгич кирган контур орқали ўтувчи магнит оқим ўзгариши $d\Phi = B_n l v dt$ бўлади. Бу ерда B_n — магнит индукциянинг ташкил этувчиси бўлиб, dS га перпендикуляр. Бунини (91.1) формулага қўйиб, қуйидаги э. ю. к. ни оламиз:

$$\mathcal{E} = B_n l v. \quad (91.2)$$

Индукцион токнинг йўналиши ва э. ю. к. нинг ишораси Ленц қонунидан аниқланади: ток шундай йўналганки, бунда ҳаракатланаётган ўтказгичга таъсир қилувчи механикавий куч тезликка қарама-қарши (ҳаракатни тормозлайди).

Солиқ мисолни қараб чиқамиз. Узулиги $l = 2$ м бўлган вертикал ўтказгич (автомобиль антеннаси) ернинг магнит майдонига шарқдан ғарбга $v = 60$ км/соат = $60 \frac{10^3}{60 \cdot 60}$ м/сек тезлик билан ҳаракатланмоқда. Ўтказгич учлари орасидаги кучланишни ҳисоблаймиз.

Ўтказгич узук бўлганда унда ток бўлмайди ва учларидаги кучланиш индукция э. ю. к. нга тенг бўлади. Ер майдони магнит индукциясининг горизонтал ташкил этувчиси (яъни ҳаракат йўналишига перпендикуляр ташкил этувчиси) ўрта кенгликлар учун $0,2 \cdot 10^{-4}$ Т га тенглигини ҳисобга олиб, (91.2) формуладан қуйидагини топамиз:

$$U = B_n l v = 0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \frac{10^3}{60} = \frac{2}{3} \cdot 10^{-4} \text{ В,}$$

яъни 1 мВ га яқин.

Ернинг магнит майдони жанубдан шимолга йўналган. Шунинг учун э. ю. к. юқоридан пастга йўналганлиги толамиз. Бу, симнинг қуйи учи каттароқ потенциалга эга (мусбат зарядланади), юқори учи эса камроқ потенциалга эга, деган сўзлар.

2-мисол. Магнит майдонда ёпиқ сим контури турибди. Уни магнит индукция оқими Φ кесиб ўтади. Бу оқим нолгача камайдидеб, занжирдан ўтган тўлиқ заряд катталигини ҳисоблаймиз.

Магнит оқим йўқолиши жараёнида э. ю. к. нинг оний қиймати (91.1) формула билан ифодаланади. Бинобарин, Ом қонунига кўра ток кучининг оний қиймати

$$i = -\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt}$$

дан иборат, бунда r — занжирнинг тўлиқ қаршилиги. Ўтган заряд миқдори

$$q = \int i dt = -\frac{1}{r} \int_{\Phi}^0 d\Phi = \frac{\Phi}{r}. \quad (91.3)$$

Олинган бу ифода электромагнит индукция қонунини Фарадей топган шаклда ифодалайди, у ўз тажрибаларидан: занжирдан ўтган заряд миқдори ўтказгич кесиб ўтган магнит индукция чизиқларининг тўлиқ сонига пропорционал ва занжир қаршилигига тескари пропорционал деган хулоса чиқарди.

СИ системасида магнит оқим бирлигининг таърифи (91.3) га асосланган: вебер — магнит оқими бўлиб, у нолгача камайганда қаршилиги 1 Ом бўлган у билан илашган контурда 1 Кл электр миқдори ўтади.

Бундан, шунингдек, магнит индукция учун СИ birlikлар системасидаги таърифи келиб чиқади: тесла — магнит индукция бўлиб, унда юзи 1 м² бўлган кўндаланг кесим орқали ўтаётган магнит оқим 1 Вб га тенг.

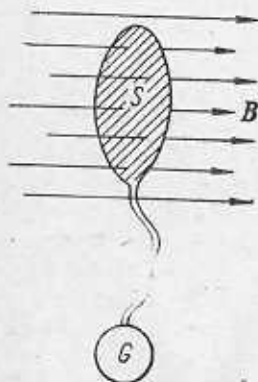
(91.3) формула магнит индукцияни ўлчашнинг оддий ва қулай усулидир. Бунинг учун флюксметр хизмат қилади. У унча катта бўлмаган ясси сим ғалтак бўлиб, баллистик гальванометрга уланган (141-расм). Майдон бир жинсли бўлмаганда майдоннинг муайян нуқтасида индукция қийматига яқинлашиш учун ғалтакнинг ўлчамлари кичик қилиб олинади (диаметри 1 см га яқин).

Ўлчаш вақтида флюксметр ғалтаги магнит индукция йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилади. Унда ғалтак орқали магнит оқими $\Phi = B S n$ га тенг бўлади, бунда S — ғалтак юзи, n — сим ўрамлари сони. Сўнгга ғалтак орқали магнит оқимни тез нолгача камайтирилади. Бунга ғалтакни магнит майдон соҳасида тез чиқариб олиб ёки магнит майдонни ҳосил қилаётган токни ўзиб, ёки ғалтакни 90° га буриб эришилади. Бунда занжирдан

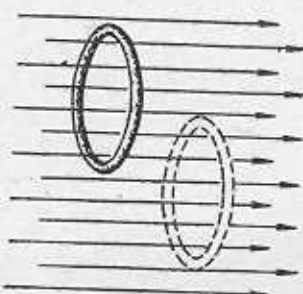
$$q = \frac{\Phi}{r} = \frac{S n}{r} B = a B$$

заряд ўтади. Шунинг учун q зарядни баллистик гальванометр билан ўлчаб ва асбоб доимийси a ни билиб, магнит индукция B ни аниқлаш мумкин. a нинг қиймати одатда ҳисобланмайди, уни тажриба йўли билан маълум индукцияли майдон ёрдамида (узун соленоидлар майдони) аниқланади.

3-мисол. Бир жинсли магнит майдонда ёпиқ сим ўрами илгариланма ҳаракатланмоқда (142-расм). Бу ҳолда ўрам юзидан ўтаётган магнит оқим доимийлигича қолади, (91.1) га кўра индукция э. ю. к. $\mathcal{E} = 0$. Шунинг учун ўрамда ток ҳам бўлмайди. Бу мисолда ўрамнинг алоҳида қисмлари магнит индукция чизикларини кесиб ўтади ва уларда э. ю. к. ҳосил бўлади. Контурнинг алоҳида қисмларида ҳосил бўладиган э. ю. к. лар йиғиндисига, ёнг бўлган контурнинг тўлиқ э. ю. к. и нолга тенг бўлиб қолади.



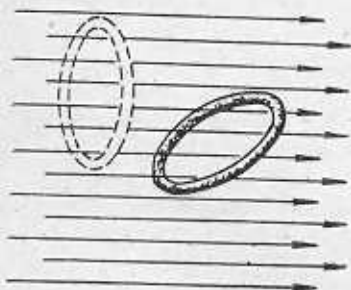
141-расм. Флюксметр принципи.



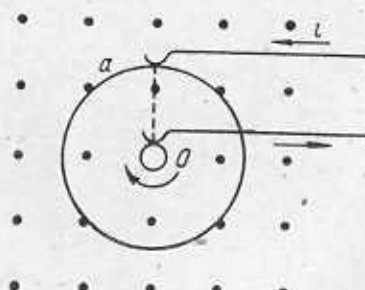
142-расм. Ўрамнинг магнит майдонда магнит оқимини ўзгартирмай ҳаракатланиши.

Бир жинсли магнит майдонда ҳаракатланаётган ёпиқ қаттиқ контурда э. ю. к. ҳосил бўлиши учун контур бурилиши лозим (143-расм).

4-мисол. Магнит майдонда айланаётган металл дискни кўриб чиқамиз. Занжирга диск унинг O ўқи ва айланасининг a нуқтасида (144-расм) тегадиган



143-расм. Магнит майдонда ўрамнинг айланиши.



144-расм. Магнит майдонда дискнинг айланиши.

сирпанувчи контактлар ёрдамида улашиши мумкин. Магнит майдон диск текислигига перпендикуляр. Диск айланишида ҳосил бўладиган индукция э. ю. к. ни топамиз.

Бу мисолда дискнинг O ва a нуқталарини туташтирувчи радиал қисми занжир таркибига кирадиган ҳаракатланувчи ўтказгич бўлади. Индукция э. ю. к. ўтказгичнинг молдасига ва унинг кесимига боғлиқ бўлмагани учун катталиги 1-мисолдаги каби бўлади. У диск радиуси Oa ни 1 сек да кесиб ўтадиган магнит индукция чизиклари сонига тенг.

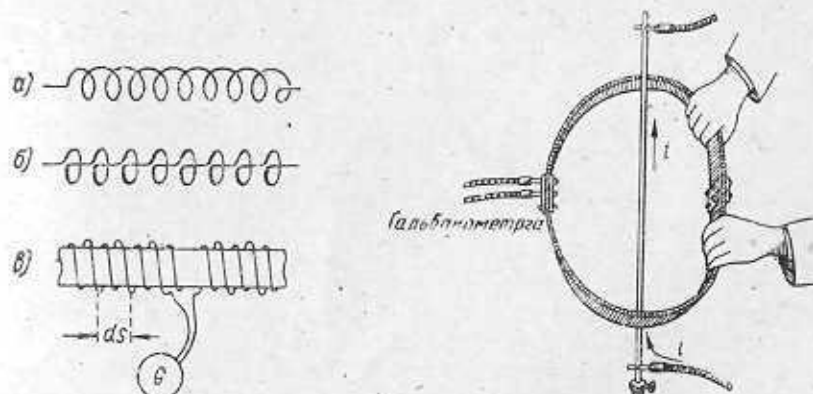
92-§. Магнит кучланишини ўлчаш

Электромагнит индукция ҳодисасидан фойдаланиб, 81-§ да кiritилган магнит кучланишини оддийгина ўлчаш мумкин.

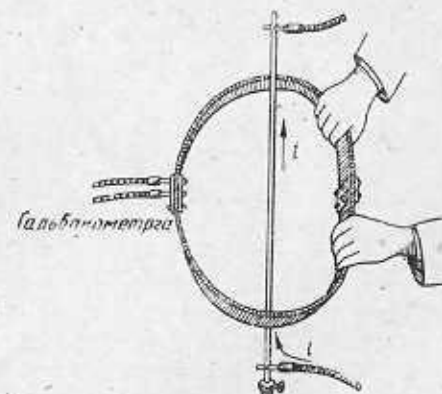
Магнит майдондаги узун ғалтакни кўриб чиқамиз (145-а расм). Уни ёпиқ ўрамлар ва ўрамларни бирлаштирувчи тўғри чизикли кесмалар (йиғиндиси) тўплами каби қараш мумкин. Агар магнит майдон тезда нолгача камайса, унда ғалтак занжиридан бирор миқдор заряд оқиб ўтади. Заряд айланма ўрамлар ва тўғри чизикли кесмалардаги қисқа вақтли кучланиш импульслари сабабли вужудга келади. Агар ғалтак икки қатламли қилиб ўралган бўлса, тўғри чизикли кесмаларнинг таъсирини йўқотиш мумкин (145-в расм), чунки бу ҳолда ички ва ташқи ўрамларнинг тўғри кесмалари ташқи занжирда қарама-қарши тоқлар ҳосил қилади ва шунинг учун фақат ғалтак ўрамларининг таъсирини қолади.

Майдоннинг йўқолиш вақти ичида занжирда ўтган заряд катталигини ҳисоблаймиз. Агар n — ғалтакнинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони бўлса (иккала қатламдаги), унда ғалтакнинг ds элементи узунлигида nds ўрам бўлади, у 91-§ да айтилганга кўра

$$dq = \frac{Sn}{r} B_s ds = \mu_0 \frac{Sn}{r} H_s ds$$



145-расм. Роговский камарининг схемаси.



146-расм. Тўғри ток майдонда магнит кучланишини ўлчаш. Роговский камари токни бир марта ўраган.

заряд беради. Бу ерда B_s ва H_s — магнит индукцияси ва мос равишда магнит майдон кучланганлигининг ds йўналишга проекцияси, μ_0 — магнит доимийси, бошқа белгиланишлар аввалги қийматларга эга. Шунинг учун занжирдан ўтган тўлиқ заряд

$$q = \mu_0 \frac{Sn}{r} \int H_s ds = AU_M. \quad (92.1)$$

Бу ерда интеграллаш ғалтак ўқи билан мос келадиган I контур бўйича олинади. Заряд магнит кучланиши U_M га пропорционал ва шунинг учун ғалтакни тегишлича букиб, ҳар қандай контур бўйича магнит кучланишини ўлчаш мумкин.

Шунга ўхшаш ўлчашларда Роговский камари хизмат қилади. У эластик камарга ўралган икки қатламли ингичка ғалтақдан иборат (146- расм). Чулғамнинг ташқи қатлам ўртасидан чиққан учлари баллистик гальванометрга уланади.

Роговский камаридан фойдаланиб, 81- § да аниқланган магнит кучланиши тўғрисидаги асосий теоремани текшириб кўриш мумкин. Агар Роговский камарини тўғри токни ўровчи ёпиқ контур шаклида букилса (146- расм) ва сўнгра магнит майдон ҳосил қиллаган ток тўхтатилса, унда баллистик гальванометр оғиши ёпиқ контур бўйича магнит кучланишини кўрсатади. Бундай Роговский камари ҳосил қилган контур токни бир марта ўрагунча у ҳар қандай букилганда ҳам гальванометр стрелкасининг оғиши ўзгармаслигига ишониш осон. Агар ёпиқ контур токни икки марта ўраган бўлса, гальванометр оғиши ҳам икки марта ортади. Агар камар токни ўрамасдан ёпиқ контур ҳосил қилса, унда гальванометрда ҳеч қандай оғиш кузатилмайди.

Роговский камаридан фойдаланиб ёпиқ ёки очик контур бўйича исталган магнит майдондаги (бу майдонни токни контур ёки магнит ҳосил қилишидан қатъи назар) магнит кучланишини ўлчаш мумкин.

93- §. Ўзиндукция

Контурни кесиб ўтаётган магнит оқим ўзгарган ҳолларда электромагнит индукция ҳодисаси кузатилади. Жумладан, бу оқим ўзгариши қаралаётган контурнинг ўзидаги токнинг ўзгаришидан ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Шунинг учун бирор контурдаги ток кучининг ҳар қандай ўзгариши унда индукция э. ю. к. пайдо бўлишига сабаб бўлади, у контурда қўшимча ток ҳосил қилади. Бу ҳодиса ўзиндукция дейилади, ўзиндукция э. ю. к. ҳосил қилган қўшимча тоқлар ўзиндукция экстратоклари дейилади.

147- расмда экстратокларни кузатиш мумкин бўлган тажрибанинг схемаси берилган. Батарея B , реостат r ва калит K дан иборат занжирга бир неча минг ўрамли сим ғалтак L уланган. Ғал-

такка параллел қилиб гальванометр G уланган. Калит ёпиқ бўлганда батарея токи тармоқланади: унинг i қисми ғалтак орқали, i_1 қисми эса гальванометр орқали ўтади. Агар калит узилса, унда ғалтакда магнит оқим йўқола бошлайди ва унда ўзиндукция экстратоки (узилиш экстратоки) пайдо бўлади. Ленц қонунига кўра бу ток магнит оқимнинг камайишига тўсқинлик қилади, яъни ғалтакдаги камаювчи ток каби йўналган бўлади. Бу экстраток дастлабки ток i_1 нинг йўналишига қарама-қарши йўналишда гальванометр орқали ўтади. Шунинг учун гальванометр тескари томонга оғади.

Калит уланганида ҳам (ток барқарорлашаётганда) ғалтакда экстраток пайдо бўлади (бу токни уланиш экстратоки дейилади). Унинг ғалтакдаги йўналиши батареянинг ортиб борувчи токига қарама-қарши. Аммо уланиш ҳолида экстраток батарея ва гальванометр орасида тақсимланади ва бундан ташқари унинг гальванометрдаги йўналиши ҳам батарея токи i нинг ортиш йўналиши каби бўлади. Шунинг учун уланиш экстратоки анча ёмон сезилади.

Агар ғалтакка темир ўзак жойлаштирилса, экстратоклар анча ортади. Бунда гальванометрний унча катта бўлмаган чўғланма лампа билан алмаштириш мумкин. Калитни узаётганда лампа «ялт этиб» ёнади.

Ўзиндукция э. ю. к. нимага боғлиқлигини қараб чиқамиз. Майдоннинг исталган нуқтасида магнит индукция катталиги (магнит оқим зичлиги) ғалтакдаги ток кучи i га пропорционал. Шунинг учун ғалтакни кесиб ўтадиган магнит оқим ҳам токка пропорционал:

$$\Phi = Li. \quad (93.1)$$

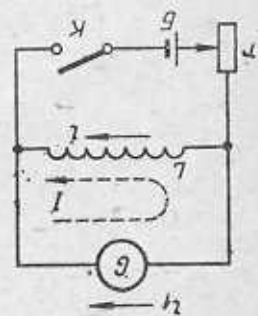
Пропорционаллик коэффициент L ни контурнинг индуктивлиги дейилади. Агар $i = 1$ бўлса, унда $\Phi = L$, яъни контурнинг индуктивлиги контурдаги ток кучи бирга тенг бўлганда шу контур орқали ўтувчи магнит оқимга тенг.

Индуктивлик бирлиги—генри (Г). У ток кучи 1 А бўлганда 1 Вб га тенг магнит оқим ҳосил бўладиган контурнинг индуктивлигидир:

$$1 \text{ Г} = 1 \text{ Вб/А.}$$

Ўзиндукция ҳодисасига электромагнит индукциянинг асосий қонунини татбиқ қилиб (91- §), ўзиндукция э. ю. к. учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt}. \quad (93.2)$$



147- расм. Ўзиндукция экстратоки ҳодисасини кузатиш.

Ўзиндукция э. ю. к. токдан вақт бўйича олинган ҳосилага, яъни токнинг ўзгариш тезлигига пропорционал.

Контурнинг индуктивлиги унинг шакли ва ўлчамларига, шунингдек, атроф муҳитнинг хоссаларига боғлиқ.

Дастлаб контур вакуумда ёки, амалда шунини ўзидек, атмосфера ҳавосида турибди деб ҳисоблаймиз. Контур индуктивлигини ҳисоблаш учун шу контур орқали ўтувчи бирор i ток кучи ҳосил қилаётган магнит оқим Φ ни топиш лозим. Шундан кейин индуктивлигини (93.1) формуладан топиш мумкин. Баъзи мисолларни кўриб чиқамиз.

1- мисол. Соленоиднинг индуктивлиги. Соленоид узунлигини унинг диаметрига қараганда анча катта деб ҳисоблаймиз, шунинг учун соленоид учлари яқинида майдоннинг бузилишини эътиборга олмаймиз. Бундай деб тахмин қилишда соленоид ичидаги ҳамма нуқталарда майдон кучланганлигини бир хил деб ҳисоблаш мумкин. 81- § га кўра унинг катталиги

$$H = ni = Ni/l.$$

Бу ерда n — узунлик бирлигидаги ўрамлар сони, N — тўлиқ ўрамлар сони, l — соленоид узунлиги. Агар S — соленоиднинг кесим юзи бўлса, унда бир ўрам орқали магнит оқим

$$\Phi_1 = \mu_0 \frac{Ni}{l} S$$

бўлади, ҳамма N ўрам орқали тўлиқ оқим эса

$$\Phi = \mu_0 \frac{N^2 S}{l} i.$$

Шунинг учун ҳавода узун соленоиднинг индуктивлиги

$$L = \mu_0 \frac{N^2 S}{l}. \quad (93.3)$$

Бу формула билан ёпиқ тороидал ғалтакнинг индуктивлигини ҳам аниқлаш мумкин.

Агар соленоиднинг узунлиги унинг диаметрига нисбатан анча катта бўлмаса, (93.3) формула ноаниқ бўлиб қолади. Бу ҳолда тузатма кўнайтувчи киритилади. Унинг қийматини радиотехникага доир справочниклардан топиш мумкин.

2-мисол. Икки симли линиянинг индуктивлиги. Ток занжири таржибда иккита узун параллел сим бўлсин (148-расм). Ҳар қайси симнинг радиуси a га, уларнинг ўқлари орасидаги масофа d га тенг. l узунликдаги кесма учун симлар ўқи чегаралаган юз орқали магнит оқимни ҳисоблаймиз. Дастлабвал чапдаги битта симнинг магнит майдонини қараб чиқамиз. $0 < x < a$ соҳада (сим ичида) майдон кучланганлиги қуйидагига тенг (81-§):

$$ix/2\pi a^2.$$

шунинг учун сим ичида ётган қаралаётган юз орқали ўтувчи оқим

$$\mu_0 \frac{il}{2\pi a^2} \int_0^a x dx = \frac{\mu_0}{4\pi} il$$

бўлади. 81-§ га мувофиқ $x > a$ соҳада майдон кучланганлиги қуйидагига тенг:

$$i/2\pi x,$$

бу эса юзнинг қолган қисми орқали оқим учун қуйидагини беради:

$$\mu_0 \frac{il}{2\pi} \int_0^d \frac{dx}{x} = \mu_0 \frac{il}{2\pi} \ln \frac{d}{a}.$$

Иккала ўтказгичда тоklar қарама-қарши томонга йўналгани учун иккала симнинг ўқлари орасида ҳосил бўладиган майдонларнинг йўналиши бир хил бўлади (148-расмга қ.). Шунинг учун иккала сим ҳосил қиладиган тўлиқ оқим Φ битта сим ҳосил қиладиган оқимдан икки марта кўп бўлади:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{d}{a} \right) il.$$

Бунда икки симли линия индуктивлиги учун қуйидаги формулани оламиз:

148-расм. Икки симли линиянинг индуктивлигини ҳисоблашга доир.

$$L = \frac{\Phi}{i} = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{d}{a} \right) l. \quad (93.4)$$

Агар линиянинг узунлиги (l) метрда ифодаланган бўлса, индуктивлик (L) генрида ифодаланган. Одатда, симларнинг радиуси a улар орасидаги масофа d га қараганда жуда кичик бўлади, шунинг учун қавс ичидаги $1/2$ касрни $\ln(d/a)$ га қараганда ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Магнит доимийси μ_0 нинг ўлчов бирлиги. СИ бирликлар системасида индуктивлик тушунчасидан магнит доимийси μ_0 нинг ўлчов бирлигини белгилашда (вакуумнинг абсолют магнит сингдирувчанлигини белгилашда) фойдаланилади. Масалан, агар соленоид индуктивлиги учун (93.3) формуладан фойдаланиб, ундан μ_0 ни ифодаласак ва сўнггра бошқа барча катталикларни уларнинг ўлчовлари билан алмаштирсак, СИ системасида μ_0 нинг ўлчов бирлигини қуйидаги кўринишда оламиз:

$$1 \text{ бирлик } \mu_0 = 1 \text{ Г} \cdot \text{м/м}^2 = 1 \text{ Г/м}.$$

Бу метрга генри деб ном олган. Бу ҳақда юқорида гапирилган эди.

94-§. Модданинг магнит сингдирувчанлиги

Тажриба ҳар қандай контурнинг индуктивлиги шу контур турган муҳитнинг хоссаларига ҳам боғлиқ эканлигини кўрсатади. 93-§ да баён этилган (147-рasm) тажриба ёрдамида бунга ишонч ҳосил қилиш мумкин. Агар ғалтак L га темир ўзак киритилса, унда ҳар қандай бошқа ҳолларда экстраток кучи кўп марта ортади, демак, ғалтакнинг индуктивлиги ҳам жуда ортади.

Атрофдаги муҳитни бир жинсли деб ва қаерда магнит майдон бўлса, у ўша жойдаги бутун фазони тўлдиради дейлик. Бу ёпиқ тороидал ғалтак учун амалда қуйидагини билдиради: муҳит ҳамма жойда ғалтак ичида бўлади, чунки тороиддан ташқарида майдон жуда кучсиз (битта ёпиқ ўрамнинг майдони). Бу узун соленоид учун ҳам ўринлидир.

L_0 — бирор контурнинг вакуумдаги индуктивлиги, L — бутун магнит майдонини тўлдирувчи бир жинсли моддадаги ўша контурнинг индуктивлиги бўлсин. У ҳолда

$$L/L_0 = \mu \quad (94.1)$$

нисбат модданинг магнит сингдирувчанлиги дейилади. Магнит сингдирувчанлик модданинг магнит хоссаларини характерлайди, у модданинг турига ва унинг ҳолатига (масалан, температурасига) боғлиқ.

Биз диэлектрик сингдирувчанлик ϵ (31-§) га ўхшаш магнит сингдирувчанлик μ ни киритдик. Бу ҳолда ҳам (94.1) формула билан аниқланадиган μ катталик қаралаётган модда ва вакуумнинг (μ_0) абсолют магнит сингдирувчанликлари нисбатидан ёки вакуумга нисбатан магнит сингдирувчанлигидан иборат. Равшанки, ϵ сингари μ ҳам ўлчамсиз катталик. Модданинг магнит сингдирувчанлигининг абсолют қиймати μ/μ_0 ҳам μ_0 нинг ўлчамлигига эга.

Контурнинг индуктивлигига муҳит таъсир қилиш факти муҳит ўзгариши билан контурни кесиб ўтувчи магнит оқим ўзгаришини, бинобарин, майдоннинг ҳар бир нуқтасидаги индукция ҳам ўзгаришини кўрсатади. Магнит сингдирувчанлиги μ бўлган муҳитда (контурдаги токнинг аynи бир қийматда) индукция вакуумдагига қараганда μ марта катта:

$$B = \mu \mu_0 H. \quad (94.2)$$

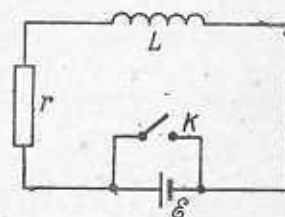
Бунинг физикавий сабабларини XI бобда қараб чиқамиз.

(94.2) формуладан кўринадики, абсолют магнит сингдирувчанлик бирлиги 1 Г/м магнит майдон кучланганлиги 1 А/м бўлганда 1 Т магнит индукция ҳосил бўладиган муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги бирлиги экан.

95-§. Токнинг йўқолиши ва тикланиши

Ўзиндукция экстратоклари Ленц қонунига мувофиқ уларни ҳосил қилган токларнинг ўзгаришига доим тўсиқлик қилади. Ток манбаи занжирга уланганида экстратоклар манба ҳосил қилаётган токка қарама-қарши йўналган бўлади. Ток манбаи узилганида экстратокларнинг йўналиши манбаининг кучсизланаётган токнинг йўналиши билан бир хил бўлади. Шунинг учун занжирнинг индуктивлиги ток йўқолиш ва тикланиш процессини секинлаштирганда кўринади. Бу ҳодисани муфассалроқ қараб чиқамиз.

Э. ю. к. \mathcal{E} бўлган ток манбаи, қаршилик r ва индуктивлик L дан иборат занжир берилган бўлсин (149-рasm). Калит K узук бўлганда занжирда манбаининг э. ю. к. таъсир қилади, унда $i_0 = \mathcal{E}/r$ ток кучи тикланади. Агар калит K уланса, унда ток манбаи занжирдан узилади ва ток йўқола бошлайди.



149-рasm. Индуктивлик, қаршилик ва э. ю. к. ли занжир.

Токни квазистационар деб ҳисоблаймиз ва токнинг йўқолиш қонунини топамиз. Вақтнинг t моментда оддий ток кучини i орқали белгилаймиз ва $LKrL$ контурга Кирхгофнинг иккинчи қонунини татбиқ қиламиз (70-§). Занжирда ўзиндукция э. ю. к. — $L \frac{di}{dt}$ борлигини ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$ri = -L \frac{di}{dt}.$$

Бу тенгламада ўзгарувчиларни ажратсак,

$$\frac{di}{i} + \frac{r}{L} dt$$

бўлади, уни интеграллаб қуйидагини топамиз:

$$i = C \exp \left(-\frac{r}{L} t \right).$$

Интеграллаш доимийси C ни бошланғич шартлардан аниқлаш мумкин. Вақтнинг $t = 0$ моментда манбаи узилади дейлик. Унда бошланғич шарт $t = 0$, $i = i_0$ дан иборат, бундан $C = i_0$. Шунинг учун токнинг камайиш қонуни қуйидаги кўринишни олади:

$$i = i_0 \exp(-t/T), \quad (95.1)$$

бунда

$$T = L/r. \quad (95.2)$$

T катталик вақт ўлчамлигига эга, шунинг учун уни индуктивлик ва қаршиликли занжирнинг вақт доимийси дейилади, (95.1) дан кўринадики, T вақтни беради, шу вақт давомида ток кучи $e = 2,71$ марта камаяди. Индуктивлик қанчалик катта бўлса ва қаршилик қанчалик кичик бўлса, токнинг йўқолиши шунчалик секин бўлади.

(95.1) га мувофиқ ток кучи нолга асимптотик интилишини, $t = \infty$ вақтдан кейингина ток тўлиқ йўқолишини ($i = 0$) қайд қилиб ўтамиз. Аммо токнинг йўқолиши унинг кучи етарлича кичик бўлиб кетгандлигини билдиради. Бундай деярли барқарорлашган ҳолатга чекли вақт ичида эришилади, аммо вақт доимийси T қанчалик катта бўлса, бу вақт ҳам шунчалик катта бўлади.

Сонли мисол қараб чиқамиз. $L = 1$ Г, $r = 100$ Ом бўлсин. Унда $T = 0,01$ сек ва шу вақтдан кейин ток $e = 2,75$ марта камаяди. Ток дастлабки катталлигининг $0,001$ гача t вақтдан кейин камаяди, уни (95.1) дан аниқлаш мумкин.

$$\ln 1000 = t/0,01,$$

бундан $t = 0,069$ сек.

Агар 149-расмда тасвирланган занжирда калит K дастлаб уланиб, кейин тўсатдан узилган бўлса, занжирда токнинг тикланиш процесси бошланади. Бу ҳолда занжирда манбанинг э. ю. к. \mathcal{E} ва ўзиндукция э. ю. к. $-L \frac{di}{dt}$ мавжуд бўлади ва Кирхгофнинг иккинчи қондаси қуйдагини беради:

$$ri = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}.$$

Бу ерда r — занжирнинг тўлиқ қаршилиги бўлиб, мазкур ҳолда унга манбанинг ички қаршилигини ҳам қўшиш лозим.

Қуйдаги янги ўзгарувчини киритиб

$$u = ri - \mathcal{E},$$

бу тенгламани ҳам юқоридаги кўринишга келтириб қуйдагини оламиз:

$$\frac{du}{u} = -\frac{dt}{T},$$

бунда T орқали вақт доимийси белгиланган бўлиб, (95.2) формула билан ифодаланади. Шунинг учун

$$u = \mathcal{E} \exp(-t/T)$$

Агар вақт ҳисоб боши манбани улаш моменти билан мос келса, унда бошланғич шарт қуйдаги кўринишга эга бўлади:

$$t = 0, \quad i = 0, \quad u = -\mathcal{E}.$$

Бу $C = -\mathcal{E}$ ни беради ва биз қуйдагига эга бўламиз:

$$u = ir - \mathcal{E} = -\mathcal{E} \exp(-t/T).$$

Бундан ток кучи i ни ифодалаб, узил-кесил қуйдагини топамиз:

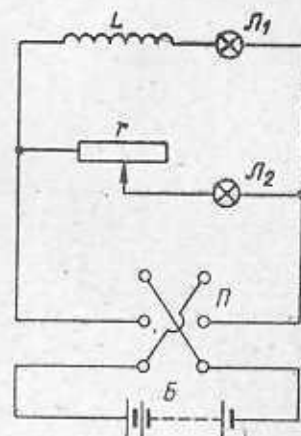
$$i = \frac{\mathcal{E}}{r} (1 - \exp(-t/T)). \quad (95.3)$$

Ток кучи дастлабки қиймати $i = 0$ дан ортади ва барқарор қиймати \mathcal{E}/r га асимптотик яқинлашади. Токнинг тикланиш тезлиги ҳам токнинг йўқолишидаги вақт доимийси T билан аниқланади.

Индуктивлик таъсирини 150-расмда кўрсатилган тажриба схемаси ёрдамида намойиш қилиш мумкин. Бу ерда иккита параллел уланган тармоқ бўлиб, улардан бири бир неча ўн генрига эга бўлган ғалтак L (юқори вольтли трансформаторнинг иккиламчи чулғами), иккинчиси эса ғалтак L нинг қаршилигига тенг бўлган r қаршилик \mathcal{L}_1 ва \mathcal{L}_2 — бир хил чўғланма лампа бўлиб, демонстрацион амперметр ролини ўйнайди; Π — переключатель бўлиб, ток йўналишини ўзгартиришга имкон беради. B — батарея. Занжир батареяга уланганда \mathcal{L}_2 лампа тез ёнади, одатда бир онда ёнади. \mathcal{L}_1 лампа эса кечга қолиб (1 сек тартибда) қизийди ва унинг ёруғланиши аста-секин кучаяди.

Батареяни тез-тез улаб-узиб турилганда \mathcal{L}_1 лампа шу вақтлар ичида ёниб улгура олмайди ва ўчиглигича қолади. Бу тажриба ўзгарувчан ток занжиридаги индуктивликнинг «туюлма қаршилиги» сабабини тушунтиради. Буни биз 219-§ да муфассал кўриб чиқамиз.

Кўпгина мақсадлар учун, масалан, ўзгарувчан токда ўлчашлар ўтказишда индуктивлиги иложи борица кам бўлган ғалтакли (симли) қаршиликлар ишлатиш керак. Бундай индуктивсиз ғалтак ясаш учун икки букланган сим олинади ва ҳосил бўлган қўш симдан чулғам тайёрланади. Бундай бифиляр (қўш толали) ғалтакларни қарама-қарши токли иккита ғалтак деб қараш мумкин. Бундай ғалтакларнинг магнит-майdonи деярли нолга тенг, шунинг учун уларнинг индуктивлиги жуда кичик.



150-расм. Токнинг тикланиш вақтида индуктивлик таъсирини демонстрация қилиш.

X боб

МАГНИТ МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

96-§. Токнинг хусусий энергияси

Электр занжирдаги токни орттириш учун бирор иш бажариш зарур бўлади. Бу ишни занжирга уланган ток манбаи бажаради. Аксинча, занжирдаги ток камайганда бирор энергия ажралади ва ток манбаи ўзгармас тоқдагига қараганда камроқ иш бажаради. Бу масалани муфассалроқ қараб чиқамиз.

149-расмда тасвирланган занжирга яна қайтамыз, у индуктивлик L ва тўлиқ қаршилик r дан иборат ва дастлаб унда барқарорлашган ўзгармас ток мавжуд дейлик. Бу ток кучи манбаининг электр юритувчи кучи \mathcal{E} ва занжирнинг қаршилиги билан аниқланади: $i = \mathcal{E}/r$. Занжирда dt вақт ичида $ri^2 dt$ Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралади. Бунда $ri = \mathcal{E}$ бўлгани учун

$$ri^2 dt = \mathcal{E} i dt.$$

Бу тенгликнинг ўнг қисми шу dt вақт ичида ток манбаи бажарган ишни ифодалайди. Манба бажарган иш Жоуль—Ленц иссиқлигига тенглигини кўрамиз, демак, доимий магнит майдонни тутиб туриш (қувватлаб туриш) учун ҳеч қандай иш талаб қилинмас экан.

Энди занжирдаги ток $\frac{di}{dt}$ тезлик билан ортади, дейлик. Бу ҳолда занжирда ўзиндукция э. ю. к. пайдо бўлиб, у қуйидаги экстратокни ҳосил қилади:

$$\delta i = \frac{|\mathcal{E}_c|}{r} = \frac{L}{r} \frac{di}{dt}.$$

У i токка қарши йўналган ва шунинг учун занжирдаги тўлиқ ток $i = \delta i$ бўлади.

Бундан кейин биз токнинг ортиш процесси жуда секин бўлиб беради деб ҳисоблаймиз ($\delta i \ll i$) ва ҳисоблашларда биринчи тартибли ҳақларни олиб қоламиз.

Қаралаётган процессда dt вақт ичида $r(i - \delta i)^2 dt$ Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралади. Бу иссиқлик ўзгармас ток ҳолидигига қараганда

$$ri^2 dt - r(i - \delta i)^2 dt = 2ri \delta i dt = 2Li \frac{di}{dt} dt = 2Lidi$$

миқдорга кичик. Бу ерда $di - dt$ вақт ичида занжирда токнинг ортишидир.

Шу вақт ичида манба $\mathcal{E}(i - \delta i)dt$ иш бажаради ва шунинг учун батарея бажарадиган иш

$$\mathcal{E} i dt - \mathcal{E}(i - \delta i) dt = \mathcal{E} \delta i dt = Lidi$$

қадар камаяди.

Бинобарин, ток орта борганда ток манбаининг иши ажралган иссиқлик миқдорига қараганда кўпроқ бўлади. Манба бажарган ортиқча иши

$$dW = Li di$$

бўлади, бу иш занжирдаги ток кучи қийматини i дан $i + di$ гача ошириш учун керак бўлган ишдир. i токнинг тикланиши учун зарур бўлган тўлиқ иш

$$W = L \int_0^i i di = \frac{1}{2} Li^2. \quad (96.1)$$

Ток манбаи узилганда занжирда W иш ажралади; уни узилиш экстратоклари бажаради. Шунинг учун (96.1) ифода токли контур ўзида тўплайдиган энергияни беради. Уни *токнинг хусусий энергияси* деб аталади. Худди мана шу энергия тажрибада (147-расм) гальванометр стрелкасининг оғишида ва узилиш экстратокларида лампанинг «ялт» этиб ёнишида намоён бўлади.

Токли контурнинг хусусий энергияси ва зарядланган конденсаторнинг энергияси (34-§) учун ёзилган ифодаларни таққослаб кўриш фойдалидир:

$$\frac{1}{2} q^2 / C.$$

Конденсатор энергияси заряд квадратагига пропорционал, ток энергияси эса ток кучи квадратагига пропорционал, яъни зарядларнинг ҳаракатланиш тезлигига боғлиқ.

Механикада энергиянинг икки тури: потенциал энергия ва кинетик энергияга дуч келган эдик. Сиқилган пружинанинг потенциал энергияси

$$\frac{1}{2} kx^2$$

га тенг, бунда x — пружина учининг силжиши, k — унинг эластиклиги, ҳаракатланаётган жисмнинг кинетик энергияси

$$\frac{1}{2} mv^2$$

га тенг, бунда m — жисмнинг массаси, v — унинг тезлиги. Электр ва механикавий ҳодисалар орасидаги ўхшашликни ривожлантириб, конденсатор энергияси механикада потенциал энергияга мос келишини, токнинг хусусий энергияси эса кинетик энергияга мос келишини кўрамиз. Бунда сиғимга тескари бўлган катталик $1/C$ пружинанинг эластиклигига ўхшаш, индуктивлик L эса жисм массасига ўхшаш бўлади.

97-§. Магнит майдон энергияси

Ҳар қандай электр ток доим магнит майдон билан ўралган бўлади. Шунинг учун токнинг хусусий энергияси қаерда мужассамланган (локаланган) — электр зарядлари ҳаракатланадиган ўтказгич ичидами ёки магнит майдондами, яъни токларни ўраб олган муҳитдами, деб сўраш мумкин.

эканлигини кўрамиз: у иккала токнинг ўзаро энергияси катталиги қадар фарқ қилади.

Хусусий ҳол: тороидал галтакларни қараб чиқиб, (99.1) ва (99.2) формулани олдик. Бу натижа ҳар қандай муҳитда турган ихтиёрий шаклдаги контурлар учун ҳам ўринли бўлишига осонгина ишониш мумкин (5- қўшимчага қ.).

100-§. Магнит майдон мавжудлигида энергиянинг сақланиш қонуни

Табиатдаги ҳар қандай бошқа процесслар каби магнит майдон ҳам энергиянинг сақланиш қонунига бўйсунди. Буни икки контур мисолида қараб чиқамиз.

Токлар i_1, i_2 , э. ю. к. лари $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ бўлган ток манбалари ва тўлиқ қаршиликлари r_1 ва r_2 бўлган иккита ихтиёрий контур берилган бўлсин. Контурлар ҳаракатланмаслиги ҳам, ҳаракатланиши ҳам мумкин, улардаги токлар эса ўзгариши мумкин.

Ҳар қайси контурда, биринчидан, ток манбалари маълум иш бажаради. Чексиз кичик dt вақт ичида улар бажарган иш қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E}_1 i_1 dt + \mathcal{E}_2 i_2 dt.$$

Агар ток манбалари сифатида гальваник элементлар олинса, у ҳолда бу иш элементлардаги химиявий реакциялар ҳисобига бажарилади.

Сўнгра, контурларда қуйидаги Жоуль—Ленц иссиқлиги аж-
ралади:

$$r_1 i_1^2 dt + r_2 i_2^2 dt.$$

Ҳар қайси контурга магнит ўзаро таъсир кучлари таъсир қилади. Шунинг учун контурлар ҳаракатланганида (ёки улар деформацияланганда) маълум механикавий иш бажарилади. Унинг катталигини δA орқали белгилаймиз.

Нихоят, контурлар ҳаракатланганида ёки улардаги ток кучлари ўзгарганида магнит майдон ўзгаради, бинобарин, унинг энергияси ҳам ўзгаради, 99- § га кўра магнит майдоннинг ўзгариши қуйидагига тенг:

$$dW = d\left(\frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 \pm L_{12} i_1 i_2\right).$$

Контурлар сифимини жуда кичик деб ҳисоблаймиз, шунинг учун электр майдон энергиясини ҳисобга олмаймиз.

Энергиянинг сақланиш қонунига кўра қуйидагига эга бўламиз: ток манбаларининг иши = Жоуль—Ленц иссиқлиги + механикавий иш + магнит майдон энергиясининг ортиши.

Ёки бошқача:

$$\mathcal{E}_1 i_1 dt + \mathcal{E}_2 i_2 dt = (r_1 i_1^2 dt + r_2 i_2^2 dt) + \delta A + dW. \quad (100.1)$$

Агар контурлар иккита эмас, балки ундан кўп бўлса, унда энергиянинг сақланиш қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\sum_k \mathcal{E}_k i_k dt = \sum_k r_k i_k^2 dt + \delta A + d \sum_k \sum_l \frac{1}{2} L_{kl} i_k i_l. \quad (100.1a)$$

Бу формулалаги охириги ҳад магнит майдон энергияси ўзгаришини, L_{kk} — k -контурнинг ўзиндукция коэффициентини, L_{kl} — k - ва l -контурларнинг ўзаро индукция коэффициентини билдиради. $k=l$ да йиғиндининг тегишли ҳади k -контурнинг хусусий энергияси $\frac{1}{2} L_{kk} i_k^2$ ни беради, $k \neq l$ да $\frac{1}{2} L_{kl} i_k i_l + \frac{1}{2} L_{li} i_l i_k = L_{kl} i_k i_l$ йиғиндининг ҳар бир жуфт ҳади k ва l контурларнинг ўзаро энергиясидан иборат. Айтилганларни мисолларда тушунтирамиз.

1-мисол. Ўзгармас токли битта контур. Мазкур ҳолда магнит майдони доимий бўлгани учун майдон энергиясининг ўзгариши нолга тенг. Агар контур деформацияланмаса, унда механикавий иш ҳам $\delta A = 0$. Шунинг учун (100.1) қуйидагини беради:

$$\mathcal{E} i dt = r i^2 dt.$$

Бу ҳолда ток манбаининг иши бутунлай иссиқликка айланади (153-а расм).

2-мисол. Ток энди тикланаётган битта контур. Токнинг тикланиш процессида ток кучининг вақтга боғлиқлиги 95-§ га кўра, қуйидаги формула билан ифодаланади:

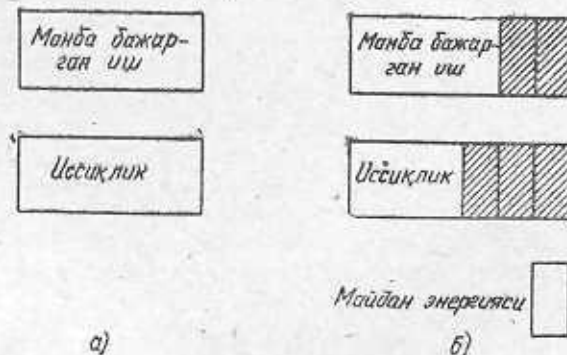
$$i = i_0 (1 - \exp(-\frac{r}{L} t)), \quad i_0 = \mathcal{E}/r.$$

dt вақтда ток манбаининг иши $\mathcal{E} i dt$ га тенг. Ток тикланган ҳол билан тақ-қосланганда у

$$\mathcal{E} i_0 dt - \mathcal{E} i dt = \mathcal{E} i_0 \exp(-\frac{r}{L} t) dt$$

катталиқка камаяди. Шунинг учун бутун ток тикланиш процессида батарея «нагрузканинг камайиши» рўй беради. У қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E} i_0 \int_0^\infty \exp(-\frac{r}{L} t) dt = L i_0^2.$$



153-расм. Ўзгармас токли (а) ток тикланаётган контурда энергия айланиши (б).

формацияланадики, унинг индуктивлиги L ўзгаради деб фараз қилайлик. Деформация процессида контурдаги ток

$$\delta i = -\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt}$$

катталikka ўзгаради, бунда Φ — контурни кесиб ўтувчи магнит оқим. Шунинг учун dt вақт ичида ток мавбан бажарган ишнинг камайиши

$$\mathcal{E} idt - \mathcal{E} (i + \delta i) dt = -\mathcal{E} \delta i dt = i d\Phi$$

бўлади. Жоуль—Ленц иссиқлигининг камайиши

$$ri^2 dt - r(i + \delta i)^2 dt = -2ri \delta i dt = 2i d\Phi.$$

Шундай қилиб, dt вақт ичида $i d\Phi$ энергия ютилади, бутун деформацияланиш давомида

$$i \Delta \Phi = i^2 (L_2 - L_1) = i^2 \Delta L,$$

бунда ΔL — деформация туфайли контур индуктивлигининг ўзгариши. Магнит майдон энергиясининг ортиши

$$\frac{1}{2} L_2 i^2 - \frac{1}{2} L_1 i^2 = \frac{1}{2} i^2 \Delta L.$$

Шунинг учун энергиянинг сақланиш қонунидан изланаётган механикавий иш қуйидагига тенг:

$$\Delta A = i^2 \Delta L - \frac{1}{2} i^2 \Delta L = \frac{1}{2} i^2 \Delta L.$$

Олинган натижани қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

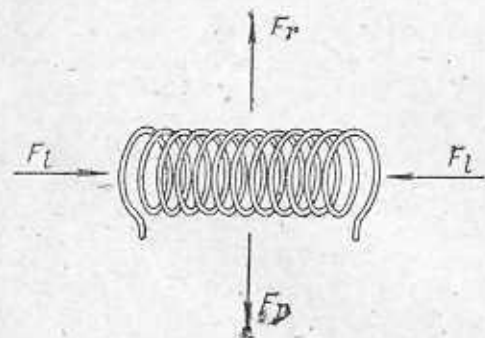
$$\Delta A = \Delta \left(\frac{1}{2} Li^2 \right)_{i=\text{const}} \quad (101.1)$$

яъни механикавий иш контурдаги ток кучи ўзгармаганда магнит майдон энергиясининг ўзгаришига тенг.

Топилган натижани (101.1) соленоидга татбиқ қиламиз. Унинг чулғамларининг ўзаро тортишиши туфайли соленоидга тортувчи F_l кучлар пайдо бўлади (155- расм). Соленоидни ўзгаришсиз ҳо-

латда тутиб туриш учун унинг учларига ташқи F_l кучини қўйиш лозим. Худди шундай ҳар бир чулғамга соленоиднинг магнит майдон таъсир қилиши туфайли F_r радиал кучлар пайдо бўлиб, бу кучлар соленоидни узатишга интилади (155- расм). (101.1) формуладан фойдаланиб бу кучларни толамиз.

Соленоиднинг индуктивлиги қуйидаги формула билан ифодаланади (93-§):



155- расм. Токли соленоидга таъсир қилувчи кучлар.

$$L = \mu_0 N^2 S / l.$$

Шунинг учун соленоиднинг чексиз кичик қисқаришида, яъни dl га қисқарганида пондеромотор кучларнинг бажарган иши (101.1) га кўра қуйидагича ифодаланади:

$$\delta A = \frac{1}{2} i^2 \frac{\mu_0 N^2 S}{l^2} dl.$$

Иккинчи томондан

$$\delta A = F_l dl.$$

Иш учун ёзилган иккала ифодани тенглаштириб, қуйидагини топамиз:

$$F_l = \frac{\mu_0 N^2 S}{2l^2} i^2.$$

Олинган ифодани анча қулай кўринишда ёзиш мумкин. Соленоид учининг сирт бирлигига таъсир қилувчи f_l кучни (сиқувчи кучланиши) ҳисоблаймиз ва соленоидда магнит майдон кучланганлиги $H = Ni/l$ ни киритамиз. Унда

$$f_l = F_l / S = \frac{1}{2} \mu_0 H^2. \quad (101.2)$$

Сиқувчи кучланиш соленоид магнит майдони энергиясининг ҳажмий зичлигига тенг.

Энди кўндаланг чўзувчи кучлар нимага тенглигини кўрамиз. Соленоид радиуси r чексиз кичик ортганда, яъни dr га ортганда (101.1) га кўра пондеромотор кучлар қуйидаги ишни бажаради:

$$\delta A = \frac{1}{2} i^2 dL = \frac{1}{2} i^2 d \left(\frac{\mu_0 N^2 \pi r^2}{l} \right) = \frac{\pi \mu_0 N^2 r}{l} i^2 dr.$$

Бу ишни бошқача ифодалаш мумкин:

$$\delta A = f_r 2\pi r l dr,$$

бунда f_r — радиал куч бўлиб, ён сирт бирлигига мўлжалланган (радиал-кучланиш). Бундан

$$f_r = \mu_0 N^2 i^2 / 2l^2$$

ни оламиз. Бу ифодага соленоид ичидаги магнит майдон кучланганлиги H ни киритиб, пировардида

$$f_r = f_l = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \quad (101.3)$$

ни оламиз. Сиқувчи кучланиш каби радиал кучланиш ҳам магнит майдон энергиясининг ҳажмий зичлигига тенг.

Агар соленоид магнит сингдирувчанлиги μ бўлган муҳитда турса, кучланиш ҳам μ марта катта бўларди.

Сонли мисол қараб чиқамиз. П. Л. Капица махсус генератор ёрдамида соленоид орқали қисқа вақтга қисқа туташув токлари ўтказиб, кучланганлиги $3 \cdot 10^7$ А/м гача бўлган магнит майдон

олди. Бунда галтакдаги механикавий кучланиш катта қийматларга етган:

$$f_l = f_r = \frac{1}{2} 4\pi \cdot 10^{-7} (3 \cdot 10^7)^2 \sim 10^6 \text{ Н/м}^2.$$

Галтаклар бу кучланишга бардош бериши учун улар алоҳида механикавий конструкцияга эга бўлиши лозим.

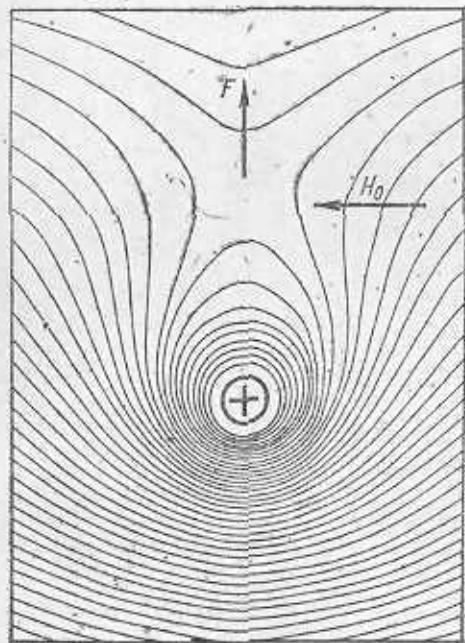
102-§. Фарадей—Максвелл босими ва таранглиги

Олдинги параграфда топилган натижаларни жуда аёний изоҳлаш мумкин. Соленоидга таъсир қилувчи механикавий кучланишлар f_l ва f_r қуйидагича экан: куч чизиқлари чўзилган эластик толалар каби бўлса, улар қисқаришга интилиб, ҳар бир квадрат метрга $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ бўйлама кучланиш ҳосил қилар, бундан ташқари, улар бир-бирини итариб, энергиянинг ҳажмий зичлиги $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ га тенг бўлган ёнаки босим ҳосил қилар экан.

Бу фақат соленоид учун ўриқли бўлиб қолмай, балки магнит майдонда бошқа ҳоллардаги пондеромотор кучлар учун ҳам ўринли экан.

Электр майдонда ҳам худди шунга ўхшаш бўлади. Агар электр куч чизиқлари бўйлама кучланиш ва ёнаки босимга эга бўлиб, уларнинг ҳар бири майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги $\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ га тенг бўлса (72-§ даги 1-ва 2-мисоллар билан таққосланг), электр пондеромотор кучлар ҳам худди шундай катталиқка эга бўлади.

Электр ва магнит куч чизиқларининг таранглиши ва ёнаки босими тўғрисидаги тасаввурни Фарадей ва Максвелл киритишган эди. Ҳақиқатда ҳеч қандай физикавий кучлар мавжуд бўлмаса ҳам (куч чизиқлари геометрик образ бўлиб, биз уни майдонларни



156-рasm. Магнит майдонда токка таъсир қилувчи куч майдон куч чизиқларининг босими ва таранглишини натижаси каби бўлади.

график тарзда тасвирлаш учун киритганмиз), шу билан бирга Фарадей ва Максвелл тасаввурлари кўпгина ҳолларда жуда фойдали, чунки у электромагнит майдондаги механикавий кучларнинг харақтерини оддийгина аниқлашга имкон беради.

Мисол сифатида бир жинсли магнит майдондаги тўғри токни қараб чиқамиз (156-рasm). Ток берилгунга қадар майдоннинг куч чизиқлари H_0 ўнгдан чапга йўналган параллел тўғри чизиқлар кўринишига эга. Токнинг куч чизиқлари эса концентрик айланалардан иборат. Иккала майдон қўшилиб, расмда тасвирланган куч чизиқлари манзарасини беради. Бундан симга таъсир қилаётган куч унга ва дастлабки магнит майдонга перпендикуляр эканлиги тўғрисида хулоса чиқариш мумкин.

XI боб

МАГНЕТИКЛАР

103-§. Муҳитнинг магнитланиши

Биз шу вақтгача вакуумдаги магнит майдонни қараб чиқдик. Агар токли ўтказгичлар вакуумда эмас, балки бошқа муҳитда бўлса, у ҳолда магнит майдон ўзгаради.

Бу турли моддалар магнит майдонда магнитланишини, яъни уларнинг ўзи магнит майдон манбаи бўлиб қолишини кўрсатади. Муҳитдаги натижавий магнит майдон токли ўтказгичлар ва магнитланган муҳит ҳосил қиладиган майдонлар йиғиндисидан иборат, шунинг учун у вакуумдаги майдонга тенг бўлмайди. Магнитланиш қобилятига эга бўлган моддалар магнетиклар дейлади.

Магнитланишнинг сабаби ҳамма моддаларда битта атом чегарасида туташган майда электр тоқлар (молекуляр тоқлар) мавжудлигидир. Кейинроқ биз магнетиклар ичида молекуляр тоқлар мавжудлигини исботловчи ва бу тоқлар табиатини аниқлашга имкон берувчи тажрибаларни кўриб чиқамиз (115-, 116-§). Молекуляр тоқлар мавжудлигини аввал бошдан ҳисобга оламиз.

Агар магнетик магнитланмаган бўлса, у ҳолда у магнит майдон ҳосил қилмайди. Бу, уларда молекуляр тоқлар тартибсиз жойлашган ва уларнинг йиғинди таъсирлари нолга тенг деган сўздир. Магнетик магнитланишида молекуляр тоқларнинг жойлашини қисман ёки бутунлай тартибланиб қолади. Шунинг учун магнитланган магнетикни майда ориентацияланган (маълум тартибда жойлашган) тоқлар системаси каби тасаввур қилиш мумкин (157-рasm).

82- ва 85- §§ да ёпиқ токларнинг магнит таъсирлари уларнинг магнит моментлари билан аниқланишини кўрган эдик:

$$p_m = iSn,$$

бунда i — ток кучи, S — ток оқиб ўтадиган юз, n — токли ўрам текислигига ўтказилган бирлик вектор нормали. Магнетикда ҳар қайси молекуляр ток маълум магнит моментига эга, демак, магнит ҳам магнитланганида магнит моментига эга бўлади, бу магнит momenti барча молекуляр токлар магнит моментларининг вектор йиғиндисига тенг. Шунинг учун модданинг ҳар бир ҳажми бирлигига магнит momenti бериб унинг магнит ҳолатини характерлаш мумкин. Бу катталик магнитланиш вектори деб аталади.

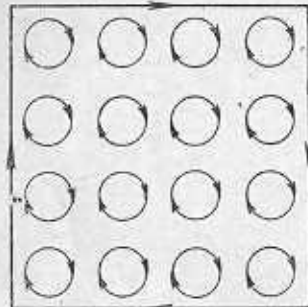
Магнитланиш векторини I орқали белгилаб, таърифга кўра қуйидагига эга бўламиз:

$$I = \sum p_m / \tau, \quad (103.1)$$

бунда τ — физикавий жиҳатдан кичик ҳажм бўлиб (40-§ га қ.), йиғинди бутун τ ҳажмдаги молекуляр токлардан олинади.

Магнитланиш вектори модданинг магнит ҳолатини характерлашда асосий катталик ҳисобланади. Бирор жисмнинг ҳар бир нуқтаидаги магнитланиш векторини билган ҳолда, қаралаётган магнитланган жисм ҳосил қилаётган магнит майдонни аниқлаш мумкин.

Агар магнетикнинг ҳамма нуқталарида магнитланиш вектори бир хил бўлса (бир жинсли магнитланиш), масала анча соддалашади. Бу ҳолда уларнинг кесмаларига ёндашган молекуляр токларнинг қўшилишида қарама-қарши йўналишга эга бўлган токлар ўзаро компенсацияланиб, фақат магнетиклар сиртига ёндашган ток кесмаларигина қолади. Шунинг учун барча молекуляр токлар таъсири ҳам магнитланган магнетикдан ўтувчи бирор сирт токи таъсирга ўхшаш бўлади (157-расм). Бу ҳолда қуйидагини айтиш мумкин: соленоидга темир ўзак киритилганда ўзак сиртида кўзга кўринмайдиган қўшимча ампер-ўрамлар ҳосил бўлгандек туюлади, улар магнитлашувчи ампер-ўрамлар сонига қўшилади.



157-расм. Бир жинсли магнитланган магнетикдаги молекуляр токларнинг модели ва уларга тегишли бўлган сирт токлари.

Айтиб ўтилган сирт токи катталиги магнитланиш қиймати билан аниқланади. Бир жинсли магнит майдонидаги етарлича узун цилиндрик стерженни (узун соленоидни) кўриб чиқамиз (158-расм) ва сирт токининг чизиқли зичлигини, яъни стерженнинг узунлик бирлигига тўғри келган ток кучини j_1 орқали белгилаймиз. Унда стерженнинг

тўлиқ сирт токи кучи $j_1 l$ дан иборат, бунда l — стерженнинг узунлиги. Агар S стерженнинг кесим юзи бўлса, унда унинг магнит momenti катталиги қуйидагига тенг:

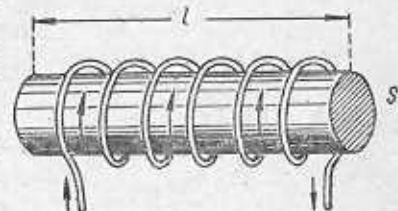
$$j_1 l S = j_1 \tau,$$

(τ — стерженнинг ҳажми). Иккинчидан, I магнитланиш таърифига кўра бу момент $I\tau$ га тенг. Иккала ифодани тенглаштириб, қуйидагини топамиз:

$$I = j_1, \quad (103.2)$$

Бир жинсли магнитланишда магнитланиш I нинг қиймати магнетикнинг сирт токи чизиқли зичлигига тенг.

Магнитланиш бирлиги — метрга ампер (А/м). Бу шундай магнетланишки, бунда ҳажми 1 м^3 бўлган модда 1 А/м^2 магнит моментига эга бўлади.



158-расм. Магнитланган цилиндрдаги сирт токлари.

104-§. Магнетик ичидаги магнит майдон кучланганлиги

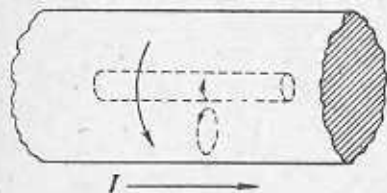
Биз диэлектрикларнинг қутбланишини ўрганганда диэлектрик ичида электр майдон кучланганлигини диэлектрик ҳажмидаги микроскопик майдоннинг ўртача кучланганлиги каби аниқлаган эдик. Шунингдек, бу катталик диэлектрикда қутбланиш вектори йўналишига параллел қилиб кесилган тор тирқишдаги майдон кучланганлиги (40-§) билан мос тушишини ҳам кўрган эдик.

Магнетизмни ўргана бошлаганда модданинг магнитланиш процесси диэлектрикнинг қутбланиш процессига бутунлай ўхшаш деб тахмин қилинган ва уни моддалар ичида майда элементар магнитлар (магнит диполлари) мавжудлиги билан тушунтирилган эди. Шунинг учун магнетик ичидаги магнит майдон кучланганлигини ҳам диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлиги каби, яъни магнетикда магнитланиш вектори йўналишига параллел бўлган тор тирқишда майдон кучланганлиги сингари аниқлаган эдик.

Бироқ кейинчалик шу нарса аниқландики, табиатда ҳеч қандай магнит зарядлари мавжуд эмас экан ва жисмларнинг магнитланиши уларда молекуляр токларнинг бўлиши билан боғлиқ экан. Аммо токларнинг магнит майдони уюрмавий майдон бўлиб, зарядларнинг электр майдони эса уюрмавий майдон эмас. Бу ҳар иккала майдон турли хоссага эга ва шунинг учун диэлектрикда электр майдон кучланганлигининг физикавий маъноси ва магнетикларда магнит майдоннинг физикавий маъноси турлича бўлиб чиқди.

Юқорида аниқланган магнетик ичидаги майдон кучланганлиги қандай физикавий маънога эга эканлигини аниқлаймиз. Қарда

магнит майдони бўлса, магнетик ўша фазони бутунлай тўлдиради деб ҳисоблаймиз. Тороидал ғалтак ҳолида эса магнетик ёпиқ тороидал ўзак кўринишига эга эканлигини билдиради. Агар тўғри соленоид магнитланувчи ғалтак бўлиб хизмат қилса, у ҳолда магнетик жуда узун цилиндр шаклига эга ва унинг учларининг таъсирини ҳисобга олмаса ҳам бўлади деб ҳисоблаймиз.



159-расм. Магнетик ичидаги магнит майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

Молекуляр тоқларнинг биттаси схематик кўрсатилган.

$nI = j_1 = I$ дейиш лозим. Бу $H_1 = I$ ни беради. Тоқлар ички сиртда қарама-қарши йўналишга эга (159-расм) шунинг учун улар ҳосил қиладиган майдон $H_2 = -I$ дан иборат. Тирқишдаги тўлиқ майдон кучланганлиги

$$H = H_0 + I - I = H_0. \quad (104.1)$$

Бундан, чексиз магнетик ичида магнит майдон кучланганлиги магнитланувчи ғалтакнинг магнит майдони кучланганлигига тенг эканлигини кўрамиз.

Айтилганлардан магнетик ичида майдон кучланганлигини ўлчаш методи келиб чиқади. Бунинг учун юқорида кўретилган тирқишдаги майдонни (масалан, флюксметр ёрдамида, 91-§) ёки энг осони, ғалтакдан магнетикни чиқариб олиб, магнетиксиз ғалтак ҳосил қиладиган майдон кучланганлигини ўлчаш мумкин.

105-§. Магнит индукция вектори

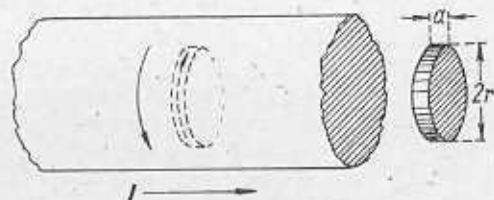
Энди магнитланиш вектори йўналишига перпендикуляр бўлган тор тирқиш очилган магнетикни кўриб чиқамиз (160-расм). Бундай тирқиш ичидаги магнит индукцияни магнетик ичидаги магнит индукция дейилади.

Шундай қилиб, магнит индукция векторини ҳам электростатик индукция вектори каби аниқлаймиз (41-§). Аммо 104-§ да кўрсатилган сабабларга кўра магнит индукциянинг физикавий маъноси бутунлай бошқача экан.

Магнетикдаги магнит индукция тўла микроскопик қийматининг ҳажм бўйича ўртачасини (40-§ билан таққосланг), яъни магнетик ичидаги исталган нуқтада магнитловчи чулғам сингари барча молекуляр тоқлар ҳосил қилган индукцияни (вакуумда) \bar{B}_m орқали белгилаймиз. У ҳолда магнит индукция қуйидагига тенг бўлади:

$$B = \bar{B}_m - B',$$

бунда B' орқали магнетикнинг бўшлиқни олдин тўлдириб турган, энди эса олиб ташланган қисми ҳосил қиладиган магнит индукция белгиланган. Бўшлиқ доиравий тирқиш шаклига эга дейлик (ҳисоблаш натижаси бўшлиқнинг шаклига боғлиқ бўлмайди). Унда магнетикнинг олиб ташланган қисми диск шаклида бўлади (160-



160-расм. Магнетик ичида магнит индукцияни аниқлашга доир.

расм). Агар магнетикнинг магнитланиши I бўлса, унда дискни айланиб оқиб ўтувчи ток кучи aI га тенг, бунда a — дискнинг қалинлиги (103-§). Шунинг учун (79.3) га кўра

$$B' = \frac{aI}{2r} \mu_0,$$

бунда r — диск (бўшлиқ) радиуси. Бундан, агар $a/r \rightarrow 0$ (шартга кўра) бўлса, унда $B' \rightarrow 0$ бўлиши кўриниб турибди, шунинг учун

$$B = \bar{B}_m. \quad (105.1)$$

Шундай қилиб, таърифга кўра, магнетикдаги магнит индукция магнетик ичидаги микроскопик магнит индукциялар қийматининг ҳажм бўйича ўртачасига тенг.

Магнит индукция учун (105.1) ифодани бошқача тасаввур қилиш мумкин. Магнит индукциянинг ўртача қиймати \bar{B}_m магнитловчи ғалтак ҳосил қиладиган индукция $\mu_0 H$ (бунда H — магнетик ичидаги майдон билан мос тушувчи ғалтак ҳосил қиладиган майдон) ва магнетикнинг сирт тоқлари ҳосил қиладиган индукциялар йиғиндисидан иборат бўлади. Аммо, 104-§ да айтилганларга кўра, сирт тоқларининг майдон кучланганлиги I га тенг, бинобарин, улар ҳосил қиладиган индукция $\mu_0 I$ дан иборат. Шунинг учун магнетикдаги магнит индукциянинг тўла қиймати

$$B = \mu_0 H + \mu_0 I. \quad (105.2)$$

га тенг. Бу формула магнетикдаги магнит индукциянинг бошқача таърифини беради. У магнетик ичидаги магнит майдон кучланганлиги орқали магнит индукцияни ва унинг магнитланишини ифодалайди. У электр силжишни аниқловчи (41.2) формулага ўхшайди.

Майдон кучланганлиги H ва магнитланиш I лар йўналиш жиҳатдан бир-бири билан мос тушмаслиги мумкин. Бу баъзи магнит кристалларида кузатилади. Бундай кристалларда магнитланиш катталиги кристалл ўқларига нисбатан майдоннинг йўналишига ҳам боғлиқ. Бундай моддаларни *анизотроп* магнетиклар дейилади. Булар учун индукция B ва кучланганлик H нинг йўналишлари турлича бўлади.

Аксинча, кўпгина моддалар учун H ва I нинг йўналишлари доим мос келади. Бундай моддаларнинг магнитланиши магнитловчи майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун уларни *изотроп* магнетиклар деб аталади. Уларда ҳам B ва H нинг йўналишлари бир хил бўлади.

Изотроп магнетикларда майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги боғланиш анча соддалашади. Бу ҳолда

$$I = \kappa H \quad (105.3)$$

дейиш мумкин, бунда κ —скаляр катталик бўлиб, магнетикнинг турига ва унинг ҳолатига (температура ва ҳ. к. га) боғлиқ; у мазкур модданинг *магнит қабул қилувчанлиги* дейилади, у диэлектрикларнинг диэлектрик қабул қилувчанлигига ўхшаш (42-§). Аммо, (42.1) формуладан фарқли ўлароқ, κ (худди α диэлектрик қабул қилувчанлик каби) ўлчамсиз катталик бўлсин учун (105.2) формулада μ_0 ни ёзмаймиз. (105.3) ни (105.2) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$B = \mu_0 H, \quad (105.4)$$

бунда μ —модданинг нисбий магнит сингдирувчанлиги бўлиб, қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$\mu = 1 + \kappa. \quad (105.5)$$

Модданинг магнит сингдирувчанлиги μ магнит индукция, яъни магнетикдаги магнит оқимнинг ўртача зичлиги битта магнитловчи ғалтак ҳосил қиладиган магнит оқим зичлигидан неча марта кўпчилигини кўрсатади. Шунинг учун фазо магнетик билан тўлдирилганда μ марта ортади ва токли контурни кесиб ўтувчи тўлиқ магнит оқим, бинобарин, магнит сингдирувчанликнинг (105.5) формула билан ифодаланган таърифи 94- § да берилган таъриф билан мос тушади.

106-§. Магнетикларда магнит майдон қонунлари

Электр майдонни ўрганганимизда иккита асосий катталик—электр майдон кучланганлиги E ва электр силжиш (электростатик индукция) D ни киритиш зарур бўлиб қолган эди. Шунга ўхшаш

магнит майдонни тавсифлаш учун ҳам иккита асосий катталик—магнит майдон кучланганлиги H ва магнит индукция B ни киритиш зарур. Шунинг учун магнетикларда магнит майдон кучланганлиги H ва индукция B нинг маъносини яхшироқ тушуниб олиш учун уларни диэлектриклардаги электр майдон кучланганлиги E ва электр силжиш D нинг катталиклари билан солиштириб кўриш лозим.

Диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлиги E конденсатор қопламаларининг зарядлари, шунингдек, диэлектрикнинг молекула-диполлари ҳосил қилган ҳақиқий тўлиқ кучланганликнинг ҳажм бўйича ўртачаси \bar{E}_m дан иборат эканлигини 40- § да кўрган эдик. Бунда зарядларга таъсир қилувчи кучлар айнан майдон кучланганлиги E нинг ўзи билан аниқланади (электр силжиш D билан эмас). Магнит индукция учун ҳам шунга ўхшаш ҳолат кузатилади. Магнетикларда B магнит ғалтаклари, шунингдек, магнетикнинг ўзининг молекуляр токлари (105- §) ҳосил қилган тўлиқ магнит оқим зичлиги B_m дан ҳажм бўйича олинган ўртачасидир. Магнит майдонда токка таъсир қилувчи куч индукция B га (H га эмас) пропорционал эканлигини 76- § да кўрган эдик. Шунинг учун магнетиклардаги магнит индукция B диэлектриклардаги электр майдон кучланганлиги E га мос келади.

Бошқа томондан, электр силжиш D конденсатор қопламалари зарядлари (диэлектрикнинг қутбловчи зарядларини ҳисобга олмagan ҳолда) ҳосил қилаётган вакуумдаги электр силжиш билан мос тушади. Шунга ўхшаш магнетикдаги магнит майдон кучланганлиги магнитланувчи ғалтакларнинг ўзининг (магнетикнинг молекуляр токларини ҳисобга олмagan ҳолда) магнит майдонидан иборат. Бинобарин, магнетиклардаги магнит майдон кучланганлиги H диэлектриклардаги электр силжиш D га мос келади. Шунинг учун магнит индукцияни магнит майдон кучланганлиги деб, магнит майдон кучланганлигини индукция деб атаган тўғрироқ бўлади; аммо бу шу вақтга қадар тарихий анъаналарга кўра шундай қилинмаган.

Индукция B ва майдон кучланганлиги H нинг физикавий маъносини билган ҳолда, вакуумдан магнетикка ўтганда магнит майдон қонунлари қандай ўзгаришини тушуниб олиш осон.

Кучланганлик H магнитловчи ғалтакларнинг магнит майдон кучланганлигини ифодалагани учун, равшанки, бу кучланганлик вакуумда ҳам ва исталган магнетикда ҳам бир хил бўлади. Шунинг учун токларнинг магнит майдонини ифодаловчи барча формулалар ўзгармайди. Жумладан, ток элементи ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги ҳам (79- §) вакуум учун ёзилган ифода кўринишига эга бўлади:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{i[dlr]}{r^3}. \quad (106.1)$$

Бу майдон муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлмайди.

Худди мана шу сабабга кўра магнит кучланиши тўғрисидаги теорема ҳам ўзгармайди (81-§).

$$\oint H_s ds = i, \quad (106.2)$$

Бунда аввалгидек чап қисмидаги H_s —магнетикдаги магнит майдон кучланганлигини, i —ўтказгичлардаги (магнетикларнинг молекуллар тоқларини ҳисобга олинмаган) тоқларнинг алгебраик йиғиндисини ифодалайди.

Аксинча, вакуумдан магнетикка ўтишда магнит майдоннинг электр тоқларга механикавий таъсири ўзгаради. Бу таъсирлар магнит оқимнинг йиғинди зичлиги билан (магнитловчи ғалтаклар ва молекуллар тоқлар билан), яъни магнетикдаги индукция B билан аниқланади. Фазо моддасининг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ бўлган магнетик билан фазо тўлдирилганда (магнитловчи ғалтакларда ток ўзгармаган ҳолда) магнит индукция $\mu\mu_0 H$ га тенг бўлиб қолади, яъни μ марта ортади ва механикавий кучлар ҳам шунча марта ортади. Шунинг учун магнит майдонда тоқли симга таъсир қилувчи куч магнетик ичида қуйидагига тенг:

$$F = i [IB] = i\mu\mu_0 [IH]. \quad (106.3)$$

Нижоят, яна электромагнит индукция ҳодисасига қайтамыз. 91- § да индукция э. ю. к. қаралаётган контурни кесиб ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариш тезлигига боғлиқлигини кўрган эдик. Бу магнетиклар учун ҳам ўринлидир. Аммо мазкур ҳолда йиғинди магнит оқим магнитловчи ғалтаклар ҳосил қиладиган оқим ва молекуллар тоқлар ҳосил қиладиган оқимлар йиғиндисидан иборат. Шунинг учун электромагнит индукциянинг асосий қонуни (91.1) да Φ деб магнетик ичидаги магнит индукция оқими вектори $B = \mu\mu_0 H$ ни тушуниш лозим. Фазо магнит сингдирувчанлиги μ бўлган магнетик билан тўлдирилганда индукция э. ю. к. ҳам μ марта ортади.

81- § да тоқларнинг магнит майдон куч чизиқлари узлуксиз бўлишини кўрган эдик. Бу, магнит индукция чизиқлари $\mu_0 H$ ҳам вакуумда узлуксиз бўлади деган сўздир. Иккинчи томондан 105- § да магнетик ичидаги магнит индукция вакуумда магнитловчи ғалтаклар ва магнетикларнинг элементар тоқлари ҳосил қилган магнит индукция йиғиндисидан иборат эканлигини гапириб ўтган эдик. Бундан магнетик ичидаги магнит индукция чизиқлари ҳам ҳамма жойда узлуксиз эканлиги келиб чиқади. Бу, ҳар қандай ёпиқ сирт учун у орқали кираётган индукция чизиқлари сонни чиқаётганлар сонига тенг деган сўздир, яъни ёпиқ сирт орқали тўлиқ магнит индукция оқими ҳар доим нолга тенг:

$$\int B_n ds = 0. \quad (106.4)$$

Бу формула магнит майдон учун Остроградский—Гаусс теоремасини ифодалайди.

107-§. Жисм шаклининг магнитланишга таъсири

Биз шу вақтга қадар чегараланмаган магнетикларни ёки, аниқроғи, магнитловчи майдоннинг чизиқлари жисм (тороидал ёпиқ ўзак, соленоид ичидаги чексиз узун тўғри цилиндр) сиртини кесиб ўтмайдиган шаклдаги жисмларни қараб чиқдик. Бу ҳолда магнетик ичидаги майдон кучланганлиги $H = H_0$, бунда H_0 —магнитловчи ғалтакнинг майдон кучланганлиги.

Энди чегараланган магнетикни, масалан, калта цилиндр I шаклига эга бўлган магнетикни қараб чиқамиз (161- расм). Бу магнетикда магнит майдонни ҳосил қилишда қатнашадиган молекуллар тоқли ён қисмлари 2 ва 3 йўқ. Шунинг учун чегараланган магнетикдаги магнит майдон зичлиги, яъни магнит индукция B кам бўлади, бинобарин, майдон кучланганлиги $H = B/\mu_0$ ҳам H_0 дан бирор H_0 катталик қадар кам бўлади:

$$H = H_0 - H_0, \quad (107.1)$$

бундаги H_0 майдон магнитсизловчи майдон дейилади. Магнетик қисмлари 2 ва 3 нинг таъсири мазкур модданинг магнитланиш катталиги I га пропорционал бўлгани туфайли қуйидагича фараз қилиш мумкин:

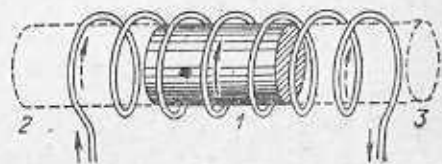
$$H_0 = \beta I, \quad (107.2)$$

бунда β — ўлчамсиз кўпайтувчи бўлиб, жисмнинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ; у *магнитсизловчи фактор* деб аталади.

Магнитсизловчи майдонни (107.2) формула билан ифодалаб, магнитланиш I ни жисмнинг барча нуқталарида доимий деб фараз қиламиз. Ҳисоблашлар бу фақат эллипсоид учун аниқ бажарилишини кўрсатади. Кўрсатилган фараз шар (эллипсоиднинг хусусий ҳоли), шунингдек, чексиз ингичка стержень ва диск учун ҳам ўринли бўлади. Стержень ва дискни эллипсоиднинг чегаравий ҳоли деб қараш мумкин. Бошқа шаклдаги жисмлар учун (107.2) формула фақат тақрибан ўринли бўлади ва I деб магнитланишнинг бирор ўртача қийматини тушуниш лозим.

Айтилганлардан ҳақиқатда ҳеч қандай «магнитсизловчи» майдон мавжуд эмаслиги аён бўлади. Бу термин билан биз бирор жисм ичидаги магнит майдон жисмнинг шаклигагина боғлиқлигини ва у ёпиқ тороид ичидагига қараганда кичиклигини ифодалаймиз.

Энди оддий шаклдаги жисмлар учун магнитсизловчи факторни кўриб чиқамиз. Ёпиқ тороид учун $H = H_0$, $H_0 = 0$, шунинг учун



161- расм. Магнит майдондаги чекли магнетик.

$\beta = 0$, Узунлигининг диаметрига нисбати жуда катта бўлган жуда узун стержень учун магнитсизловчи фактор β жуда кичик ва амалда уни ҳам нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин.

Магнитловчи майдон йўналишига перпендикуляр бўлган юпқа дискнинг магнитсизловчи факторини ҳисоблаймиз. 105- § да дискдаги элементар тоқлар қўшилиб, кучи aI бўлган (a — дискнинг қалинлиги) доиравий сирт токи беришини ва у диск марказида қуйидаги магнит майдонни ҳосил қилишини кўрган эдик:

$$H' = aI/2r$$

(r — дискнинг радиуси). Шунинг учун диск ичидаги индукция қуйидаги қийматга эга:

$$B = \mu_0 H_0 + \frac{aI}{2r} \mu_0.$$

Чексиз юпқа диск учун $a/r \rightarrow 0$, шунинг учун

$$B = \mu_0 H_0, \quad H = B/\mu_0 = H_0/\mu.$$

Бу натижани (107.1) га қўйиб,

$$H_0 = H_0 - H = H(\mu - 1) = \kappa H$$

ни оламиз, чунки $\mu = 1 + \kappa$. Аммо (105.3) га кўра $I = \kappa H$. Шунинг учун

$$H_0 = I,$$

бинобарин,

$$\beta = 1 \text{ (чексиз юпқа диск).}$$

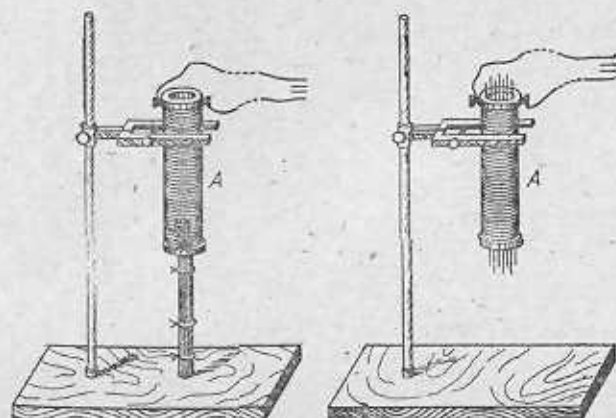
Шунингдек, шарсимон магнетик учун

$$\beta = 1/3 \text{ (шар)}$$

эканлигини ҳам кўрсатиш осон. Олинган натижалар жисмнинг шакли магнитланишга таъсир қилишини кўрсатади. Жисм ичида майдон кучланганлиги H қанчалик катта бўлса, ҳар қандай жисм моддасининг магнитланиши ҳам шунчалик катта бўлади. Бир хил моддадан қилинган, лекин шакли турлича бўлган жисмларни ташқи майдонга жойлаштириб, жисмлар ичида турлича майдон кучланганлигига эга бўламиз, шунинг учун турли шаклдаги жисмлар турлича магнитланади. Қайси жисмнинг магнитсизловчи фактори β кичик бўлса, ўша жисм кучлироқ магнитланади.

Шу айтилганларни тасдиқловчи тажриба 162- расмда тасвирланган. Вертикал жойлашган сим ғалтак A нинг остки томонига стержень кўринишида қилиб бирга боғланган темир симлар дастасини жойлаштирамиз ва ғалтакка шундай ток кучи берамизки, у стерженни ғалтак ичига тортиб оладиган кучдан бир оз камроқ бўлсин. Энди симлар дастасини чиқариб олиб, уларни тутиб турган боғичларини ечиб ташлаймиз ва симларни яна дастабки жойга қўямиз. Ўша ток кучида симлар ғалтак ичига кучли тортилганини

кўрамиз. Бу иккинчи ҳол ҳар қайси сим алоҳида магнитлангани туфайли содир бўлади, ингичка сим учун магнитсизловчи фактор йўғон стержендагига қараганда кам бўлгани учун магнитланиш ҳам катта бўлади.



162- расм. Темир симлар шу симларнинг ўзидан ташкил қилинган йўғон стерженга қараганда кучлироқ магнитланади.

Юқорида айтилганлар доимий магнитларга ҳам тааллуқлидир. Улар магнетиклардан иборат бўлиб, улардаги молекуляр тоқлар ташқи майдон бўлмаганида ориентацияланган ҳолатда бўлади. Темир пластинка билан магнит учларини туташтириб, магнитсизловчи факторни камайтирамиз, бундан магнит ичидаги майдон кучланганлиги ва магнит индукция ортади.

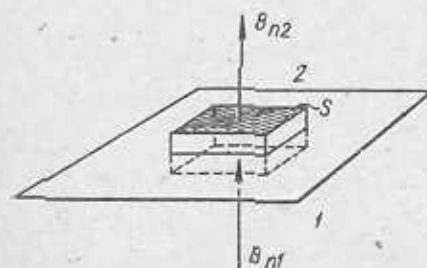
Тасодикий ташқи таъсирларда (механикавий силкиниш, ташқи магнитсизловчи майдон) доимий магнитларнинг магнитланиши камаймаслиги учун магнит ичидаги майдон кучланганлиги иллати борица катта бўлиши керак. Шунинг учун доимий магнитларни сақлашда учини (қутбларини) доим темир пластинка («якорлар») билан туташтириб қўйилади.

108- §. Магнит индукция чизиқларининг синиши

Магнит сингдирувчанлиги турлича бўлган икки хил муҳитнинг ажралиш чегарасида магнит индукция чизиқлари, электр силжиш чизиқларига ўхшаб (43- §), ўз йўналишини ўзгартиради, яъни синиши.

Индукция чизиқлари қандай синишини аниқлаш учун тўғри бурчакли параллелепипедни қараб чиқамиз. Бу параллелепипеднинг бир асоси магнит сингдирувчанлиги μ_1 бўлган 1 муҳитда, бошқа асоси эса магнит сингдирувчанлиги μ_2 бўлган 2 муҳитда

ётибди (163-рasm). Унинг сирти орқали магнит индукция оқимини ҳисоблаймиз. Агар S — асос юзи, B_{n2} — муҳит 2 да индукция векторининг ташкил этувчиси бўлса, унда параллелепипеднинг устки ёғидан ўтувчи оқим $B_{n2}S$ бўлади. Худди шунга ўхшаш остки ёғидан ўтувчи оқим $B_{n1}S$ га тенг. Параллелепипед баландлигини



163-рasm. Магнит майдон учун чегаравий шартларни келтириб чиқаришга доир.

Бунга қарама-қарши, магнит майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси иккала муҳитда турлича бўлади. $B_{n1} = \mu_1 \mu_0 H_{n1}$ ва $B_{n2} = \mu_2 \mu_0 H_{n2}$ бўлгани туфайли

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Энди h баландлиги чексиз кичик бўлган тўғри бурчакли контурни кўриб чиқамиз (164-рasm), унинг узунлиги l бўлган битта қирраси 1 муҳитда, бошқа қирраси 2 муҳитда ётибди. Унга магнит кучланиш тўғрисидаги теоремани (81-§) қўллаяймиз. Қаралаётган контур бўйича магнит кучланиш $\oint H_{t2} - \oint H_{t1}$ га тенг, бунда H_{t1} ва H_{t2} — иккала муҳитда магнит майдон кучланганлиги ташкил этувчиларининг ажралиш сиртига ўтказилган уринма. Агар $E \rightarrow 0$ бўлса, унда контур билан чегараланган юз ҳам нолга интилади, демак, бу юз орқали ўтадиган ток кучи ҳам нолга интилади. Шунинг учун

164-рasm. Магнит майдон учун чегаравий шартларни келтириб чиқаришга доир.

$$\oint H_{t2} - \oint H_{t1} = 0,$$

$$H_{t2} = H_{t1}. \quad (108.2)$$

Магнит майдон кучланганлигининг ташкил этувчилари икки муҳитнинг ажралиш чегараси орқали ўтишда ўзгармайди.

Аксинча, индукциянинг уринма ташкил этувчилари сакраб ўзгаради:

$$\frac{B_{t1}}{B_{t2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

(108.1) ва (108.2) ифодалар ҳамма ҳолларда бажарилади ва улар магнит майдон учун чегаравий шартларни ифодалайди. Улар электр майдон учун ёзилган чегаравий шартларга (41-§) ўхшашдир.

Бу формулалардан индукция чизикларининг синиш қонуни келиб чиқади:

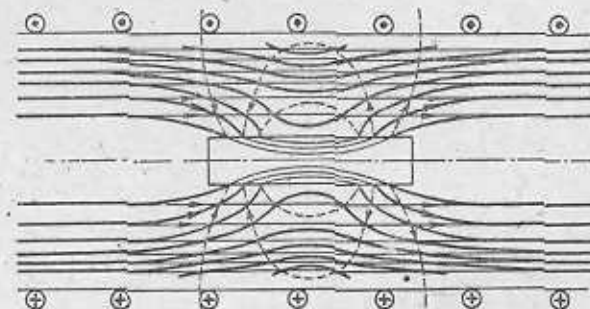
$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad (108.3)$$

бунда α_1 — муҳит 1 даги индукция чизиклари ва ажралиш сиртига ўтказилган нормал орасидаги бурчак, α_2 — муҳит 2 даги тегишли бурчак.

Изотроп магнетикларда индукция ва майдон кучланганлиги йўналишлари ўзаро мос тушгани учун (108.3) формула ҳам майдон кучланганлиги чизикларининг синиш қонунини ифодалайди.

(108.3) дан индукция чизиклари магнит сингдирувчанлиги катта бўлган муҳитга киришда нормалдан узоқлашади, бинобарин, қуюқлашади.

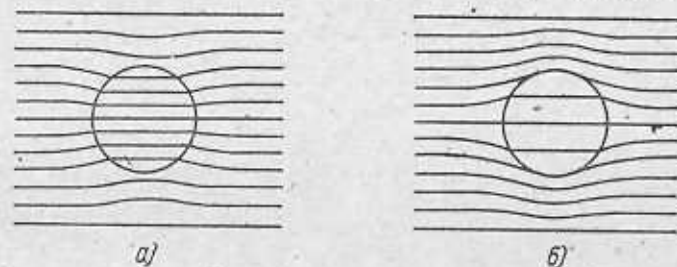
Хатто оддий шаклдаги jismlar учун индукция чизиклари йўлини ҳисоблаш анча мураккаб иш, шунинг учун биз уларни фақат сифат жиҳатдан қараб чиқамиз. Масалан, магнит майдондаги тўғри бурчакли брусok кўринишидаги магнетик бўлагини қараб чиқамиз. Магнетик киритилгунга қадар бу магнит майдон бир жинсли эди (165-рasm). Магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги атроф муҳитидан катта деб ҳисоблаймиз. Магнит майдонда бу брусok магнитланади ва ўзи ҳам магнит майдон манбаи бўлиб қолади. Унинг индукция чизиклари пунктир билан кўрсатилган. Бу май-



165-рasm. Магнетик ичида индукция чизикларининг қуюқлашиши. Магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги атроф муҳитига қараганда катта

дон ҳар қайси нуқтада дастлабки бир жинсли майдон билан параллелограмм қондаси бўйича қўшилади, ундан натижавий майдон пайдо бўлади. Бу майдон йўғон индукция чизиқлари билан кўрсатилган. 165- расмдан кўринишича, индукция чизиқлари брусочка тортилиб, унинг сиртида синади ва брусочка ичида анча қуюқ жойлашади.

166- а ва б расмда даставвал бир жинсли майдонга жойлаштирилган шар шаклидаги жисмда индукция чизиқлари кўрсатилган.

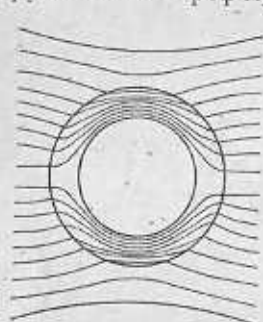


166- расм. Магнит майдондаги шар.

а—шар моддасининг магнит сингдирувчанлиги атроф муҳитига қараганда катта; б—унинг магнит сингдирувчанлиги атроф муҳитига қараганда кичик.

Бу ҳолда шар ичидаги индукция чизиқлари параллел тўғри чизиқлардан иборат бўлиб, индукция қиймати шарнинг ҳамма нуқтасида бир хил. Бунда майдон кучланганлиги H ҳам, магнитланиш I ҳам ўзгармайди, яъни шар бир жинсли магнитланади.

Агар бир жинсли магнит майдонга ичи бўш жисм, масалан, цилиндр жойлаштирилса (цилиндр ясалган модданинг магнит сингдирувчанлиги атроф-муҳитиникидан катта), унда индукция чизиқлари



167- расм. Дастлаб бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилган темир цилиндр ичидаги магнит индукция чизиқлари.

Ҳаво бўшлиғи ичида магнит майдон деярли йўқ.

цилиндрда қуюқлашади (167-расм). Цилиндр ичида эса бу чизиқларнинг қуюқлиги камаяди, бинобарин, цилиндр ичида магнит майдон кучсизланади. Магнит ҳимоя қурилмаларида шу ҳолдан фойдаланилади. Сегир ўлчов асбобларини ташқи магнит майдон таъсиридан сақлаш учун уларни магнит сингдирувчанлиги катта бўлган модда (темир) дан қилинган ёпиқ қобик ичига жойлаштирилади. Аммо электростатик ҳимоя (27- §) дан фарқли ўлароқ, бу услуб билан ташқи майдонни бир неча юз ва минг марта кучсизлантириш мумкин, холос, уни умуман йўқ қилиш мумкин эмас, чунки табиатда электр ўтказгичлар мавжуд, лекин магнетизм ўтказгичлари йўқ.

Айтилганлардан равшанки, агар даст-

лабки майдоннинг конфигурацияси ва жисмнинг шакли индукция чизиқлари унинг сиртини кесиб ўтмайдиган бўлса, унда индукция чизиқлари синмайди ва жисм киритилганда жисмдан ташқаридаги магнит майдон ўзгармайди. Масалан, агар токли узун тўғри симга унга коаксиал қилиб узун темир труба кийдирилса, бу ҳолда концентрик айланалар кўринишига эга бўлган индукция чизиқлари трубанинг ички сиртини ҳам, ташқи сиртини ҳам кесиб ўтмайди, бутун фазодаги магнит майдон эса трубанинг ўз йўғонлигидан ташқари, трубага кийдиргунга қадар қандай бўлса, ўшандайлигича қолади. Труба жисмидаги магнит индукция катталиги эса μ марта ортади.

109- §. Моддаларнинг магнит хоссалари. Диамагнетизм ва парамагнетизм

Турли моддаларнинг магнит хоссалари электр хоссаларига қараганда турли-тумандир. Турли моддаларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ доим бирдан катта бўлади, магнит сингдирувчанлиги эса бирдан катта бўлиши ҳам, бирдан кичик бўлиши ҳам мумкин. $\mu < 1$ бўлган моддаларни *диамагнетиклар* ёки *диамагнетиклар*, $\mu > 1$ бўлган моддаларни *парамагнетиклар* ёки *парамагнетиклар* дейилади. Магнит қабул қилувчанлик $\kappa = \mu - 1$ бўлгани туфайли парамагнетиклар учун κ мусбат, диамагнетиклар учун эса манфий бўлади.

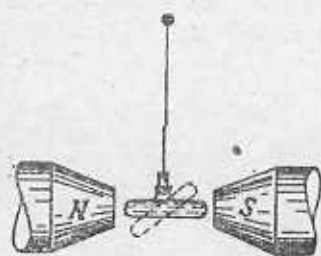
Моддаларнинг магнитланиши I (ҳажм бирлигидаги магнит моменти) магнит майдон кучланганлиги билан $I = \kappa H$ ифода орқали боғланганини 105- § да кўрган эдик. Диамагнетикларда κ нинг манфий қиймати шу моддаларда магнитланиш вектори магнитловчи майдонга қарама-қарши йўналганлигини билдиради. Магнитланишнинг биринчи қарашда бундай кутилмаган характерини қуйида кўриб чиқамиз.

Моддаларнинг кучли магнит майдондаги табиатини кузатиб, диа- ва парамагнит моддалар борлигини сифат жиҳатидан пайқаш осон. Атмосфера ҳавоси парамагнетикдир. 760 мм сим. уст. да ва ҳона температурасида унинг магнит қабул қилувчанлиги $\kappa = 0,38 \times 10^{-6}$ га тенг. Шунинг учун $\kappa > 0,38 \cdot 10^{-6}$ бўлган барча парамагнетиклар ўзини диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_1 атроф-муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_2 дан катта бўлган диэлектриклар каби тутати, яъни улар кучли магнит соҳасига тортилади. Аксинча, $\epsilon_1 < \epsilon_2$ бўлган диэлектрикларга қандай ишорали кучлар таъсир қилса, диамагнетикларга ҳам ўша ишорали кучлар таъсир қилади ва улар магнит майдондан итариб чиқарилади.

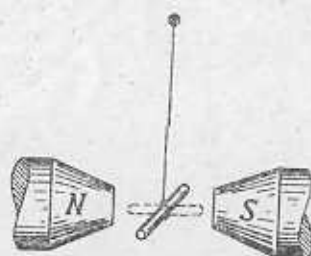
Парамагнетикка темир хлорид мисол бўлади. Магнит майдонда ингичка-инга осилган бу тузнинг сувдаги эритмаси солинган шиша ампулани майдон тортади ва у майдон йўналишига параллел ўрнашади (168- расм).

Висмут диамагнетикдир. Висмут таёқча магнит майдондан итарилади ва майдон йўналишига перпендикуляр равишда ўрнашади (169- расм).

Агар жисм ўзи магнитлана оладиган муҳитда турган бўлса, унга таъсир қилувчи кучлар жисмнинг магнитланишига эмас, балки атроф-муҳитнинг магнитланишига ҳам боғлиқ. Жумладан, χ си катта бўлган парамагнит муҳитга жойлаштирилган парамагнетик ўзини диамагнетик каби тутати.



168- расм. Магнит майдондаги парамагнит темир (II)-хлорид эритмаси солинган ампула.



169- расм. Магнит майдондаги диамагнит висмут таёқчаси.

Масалан, темир хлориднинг парамагнитли эритмаси солинган ампулани шу тузнинг кучлироқ эритмаси қуйилган идишга (кюветага) ботирилса, ампула магнит майдондан итарилади.

Қуйидаги жадвалда баъзи моддаларнинг магнит қабул қилувчанлик қиймати келтирилган. Газга тегишли маълумотлар 760 мм сим. уст. босимда ва хона температурасида олинган. Жадвалдан кўринишича, χ нинг қийматлари жуда кам, шунинг учун магнит сингдирувчанлик $\mu = 1 + \chi$ бирга яқин: ҳамма диа- ва парамагнит моддалар жуда кучсиз магнитланадиган моддалардир.

Модда	$\chi \cdot 10^6$	Магнетикнинг тури	Модда	$\chi \cdot 10^6$	Магнетикнинг тури
Азот	-0,0062	Диамагнетик	Кислород	1,8	Парамагнетик
Қарбон кислота	-5,3	—	Алюминий	21	—
Сув	-9,0	—	Платина	300	—
Кумуш	-26	—	Темир хлорид (FeCl_3)	2500	—
Висмут	-170	—			

Муайян модда учун χ модданинг зичлигига тахминан пропорционал. Шунинг учун кўпинча турли жадвалларда солиштирма магнит қабул қилувчанлик катталити $\chi_1 = \chi/d$ келтирилади, бунда d — модда зичлиги. χ ўлчамликка эга эмас, ундан фарқли ўлароқ χ_1 ўлчамликка эга бўлиб, унинг ўлчамлиги зичлик ўлчамлигига тескаридир.

110-§. Ферромагнетизм

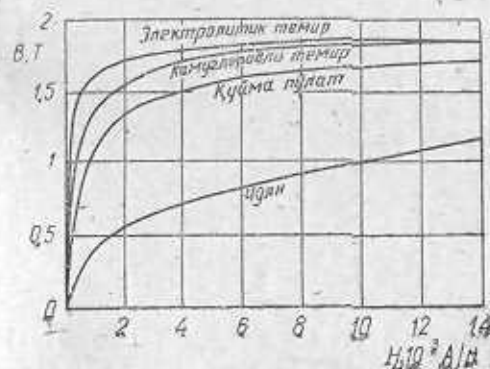
Диа- ва парамагнетиклар билан бирга шундай моддалар ҳам борки, улар жуда кучли магнитланиш қобилиятига эга. Улар *ферромагнетиклар* деб аталади. Кўпгина ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги оддий температураларда бир неча юз ва минг birlikлар билан ўлчанади, улар баъзи махсус тайёрланган ва қайта ишланган ферромагнетикларда миллионгача етади.

Ферромагнетиклар кучли магнитланиш қобилиятига эга бўлишидан ташқари диа- ва парамагнетиклардан муҳим фарқ қилувчи қатор хоссаларга ҳам эга.

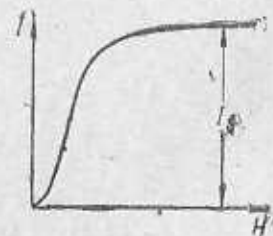
Магнитланиш эгри чизиги. Ферромагнетикларнинг характерли хусусияти индукция B ва майдон кучланганлиги H орасидаги мураккаб чизикли бўлмаган боғланишдан иборат. Бу боғланиш А. Г. Столетов классик ишларида юмшоқ темир мисолида аниқлаган эди. Ферромагнетикларда индукция B нинг магнит майдон кучланганлиги H га боғланиши 170- расмда кўрсатилган кўринишга эга. Дастлаб индукция тез ортади, аммо магнетикнинг магнитланишига қараб унинг ортиши сусаяди.

Индукция B ва майдон H нинг қийматларига қараб магнетикнинг магнитланиши $I = B/\mu_0 - H$ (ҳажм бирлигидаги магнит моменти) ни аниқлаш мумкин. Ферромагнетиклар учун I нинг H га боғлиқлиги 171- расмда тасвирланган. Индукцияга ўхшаб магнитланиш I ҳам дастлаб тез ортади, сўнгра магнит тўйиниш бўлади, бунда магнитланиш бирор максимал қиймат I_m га етади ва деярли майдон кучланганлигига боғлиқ бўлмай қолади.

B нинг H га чизикли боғланмагани туфайли магнит сингдирувчанлик $\mu = B\mu_0/H$ магнит майдон кучланганлигига боғлиқ. μ нинг B га боғлиқлик эгри чизиги (172- расм) майдон ортиши билан дастлабки қийматидан бирор максимал катталик μ_m гача ортади.



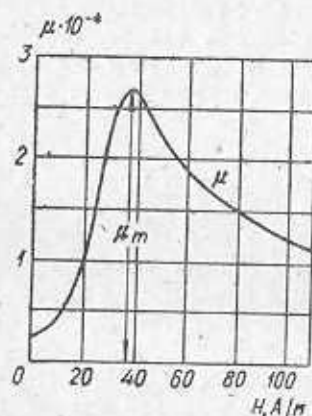
170- расм. Магнит индукциянинг магнит майдон кучланганлигига боғлиқлиги.



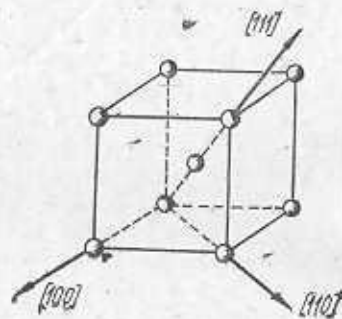
171- расм. Ферромагнетикларнинг магнитланиш эгри чизиги.

тади, сўнгра максимум орқали ўтганидан кейин μ камаяди ва бирга жуда яқин бўлган қийматга асимптотик интилади.

Ферромагнетикнинг магнит қабул қилувчанлиги $\mu = I/H$ ҳам доимий бўлмай майдон кучланганлигига боғлиқ экан. У максимумга эга бўлиб, майдон кучли бўлганда, нолга яқин қийматга асимптотик интилади.



172-расм. «Армко» темири учун магнит синдирувчанлиги μ нинг майдон кучланганлигига боғлиқлиги.



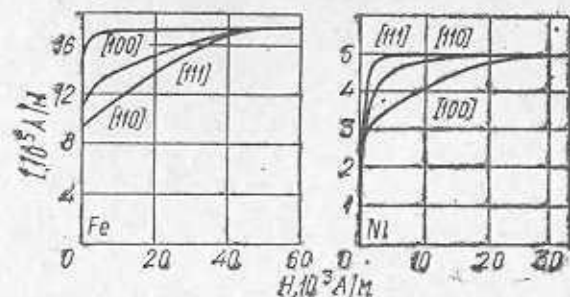
173-расм. Темирнинг элементар кристалл ячейкаси ва унинг асосий кристаллографик йўналишлари:

(100)—осон магнитланиш йўналиши; (111)—қийин магнитланиш йўналиши.

Ферромагнетиклар магнитланишининг бу хоссалари тўйинишдан узоқ бўлган магнитланиш соҳаларида кучли магнит майдон олиш учун улардан фойдаланиш анча самарали эканлигини кўрсатади. Жуда кучли майдонлар ҳолада эса магнит тўйиниш бўлади ва ферромагнитлардан фойдаланиш амалда бефойда бўлиб қолади.

Магнитланиш анизотропияси. Барча ферромагнетиклар магнит жиҳатдан анизотропдир. Аммо ферромагнетиклар майда кристалл тузилишга эга бўлиб, ундаги айрим кристаллчалар бутунлай тартибсиз жойлашган бўлса, бу анизотропия намён бўлмайди ва унинг магнитланиш майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Агар ферромагнетик яхлит кристаллдан иборат бўлса, унда магнитланиш майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Агар ферромагнетик яхлит кристаллдан иборат бўлса, унда магнитланиш эгри чизигининг кўриниши турлича бўлади ва кристалл ўқиға нисбатан магнитловчи майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлади. 173-расмда темир кристаллининг элементар ячейкаси (марказлашган куб) тасвирланган ва [100] (куб қирраси), [110] (ёқ диагонали) ва [111] (фазовий диагональ) символлар билан белгиланган кристаллографик йўналишлар кўрсатилган; 174-расмда темир ва никель монокристаллларнинг магнит майдонининг кўрсатилган учта йўналиш-

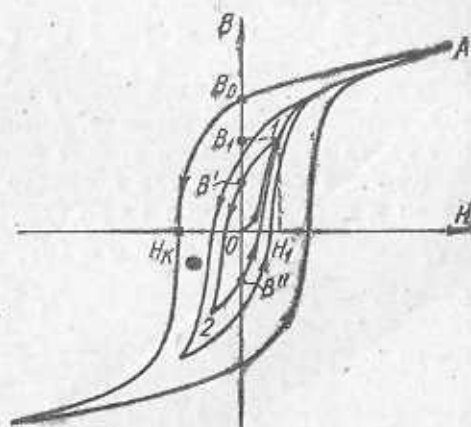
да магнитланиш эгри чизиги берилган. Расмдан кўринишича, ҳар қайси ферромагнетик учун энг катта (осон магнитланиш йўналиши) магнитланиш (берилган майдонда) ва энг кам (қийин магнитланиш йўналиши) магнитланиш йўналиши мавжуд.



174-расм. Магнитловчи майдоннинг турли йўналишларида темир ва никель монокристаллларнинг магнитланиш эгри чизиги.

Гистерезис. Биз дастлаб магнитланмаган ферромагнетикни магнитлаб, уни магнитловчи ғалтак ичига жойлаштириб, магнетик ичидаги магнит майдонни нолдан H_1 қийматгача орттирамиз, дейлик (175-расм). Магнетикдаги индукция қиймати $O1A$ индукция эгри чизигининг $O1$ кесмаси билан аниқланади ва OB_1 ордината кесмаси билан тасвирланади. Энди яна магнит майдонни камайтирсак, унда индукция камайиши $1O$ индукция эгри чизиги кесмаси билан эмас, балки $1B'$ эгри чизик билан тасвирланади ва майдон яна нолга тенглашганда индукция нолга тенг бўлмай, OB' кесма билан ифодаланади. Бу ҳолатда ферромагнетик доимий магнит бўлади. Агар бундан кейин магнитловчи ғалтакдаги ток йўналиши ўзгартирилса ва намуна тескари йўналишда магнитсизлантирилса, унда индукция эгри чизиги $B'2$ эгри чизик кесмаси билан кўрсатилади. Майдонни тескари йўналишда ўзгартирилганда индукция $2B''1$ эгри чизикқа тес равишда ўзгаради. Ферромагнетикни циклик қайта магнитлашда ундаги индукция ўзгариши сиртмоқсимон ёниқ эгри чизик $1B'2B''1$ билан тасвирланади.

Ферромагнетикда индукция қиймати фақат мавжуд



175-расм. Магнит гистерезис.

бўлган магнит майдони билан аниқланиб қолмай, дастлабки магнитланиш ҳолатларига ҳам боғлиқ бўлади, шу билан бирга индукция ўзгаришининг магнит майдон кучланганлиги ўзгаришидан ўзига ҳос орқада қолиши ҳам рўй беради. Бу ҳодиса магнит *гистерезиси* деб ном олда, юқорида кўрсатилган циклик қайта магнитланишда B нинг H га боғлиқлигини кўрсатувчи сиртмоқсимон эгри чизик *гистерезис сиртмоғи* дейилади. Магнит гистерезиси сегнетоэлектриклардаги диэлектрик гистерезисга ўхшашдир (50- §).

175- расмда кўрсатилган эгри чизикдан магнитловчи эгри чизик йўқотилганда ферромагнетик қолдиқ магнетизмни сақлаб қолади, шу билан бирга магнетик ичида бирор қолдиқ индукция мавжуд бўлади. Магнитловчи майдон амплитудаси орттирилганда у чегаравий қиймат B_0 га интилади (175- расм). Бу қолдиқ магнитланишни йўқотиш учун ферромагнетик ичида дастлабки магнитловчи майдонга қарши йўналган OH_K кесма билан тасвирланган майдон ҳосил қилиш лозим. Бу майдонни ферромагнетикнинг *тутиб қолувчи* ёки *коэрцитив* кучи дейилади.

Юқорида айтилганларга мос келадиган ферромагнитларин магнитсизлантириш учун амалий услуб бор. Бунинг учун ферромагнетик ўзгарувчан ток билан таъминланадиган ғалтак ичига жойлаштирилиб, ток кучини аста-секин юлгаче камайтирилади. Бунда ферромагнетик турли гистерезис сиртмоғига мос келувчи кўп марта циклик қайта магнитлантирилади, бунда гистерезис сиртмоқлари аста-секин камайиб, O нуқтага тушади (175- расм). Бу нуқтада магнитланиш юлгаче тенг.

Гистерезис ферромагнитнинг таркибига ва унинг ишлов берилганлигига жуда боғлиқ бўлади. Соф юмшюқ темир, яъни қиздирилиб, сўнгра секин совитилган темир учун гистерезис жуда кучсиз ва гистерезис сиртмоғи жуда тор бўлади. Тобланган пўлатда эса гистерезис анча сезиларлидир.

Кюри температураси. Пара-ва ферромагнетикларнинг магнитланиш қобилияти турли температураларда турлича, яъни уларнинг магнит қабул қилувчанлиги температурага боғлиқ. Температура ортиши билан у камаяди. Аксинча, диамагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги амалда температурага боғлиқ бўлмайди.

Кўпгина парамагнетик моддалар учун температура ўзгариши билан χ нинг ўзгариши Кюри қонунига бўйсунди:

$$\chi = C/T, \quad (110.1)$$

бунда T — абсолют температура, C — модданинг турига боғлиқ бўлган доимий (Кюри доимийси). Бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги температура ўзгариши билан монотон ўзгаради. Бундай моддалар *нормал парамагнетиклар* деб аталади.

Ферромагнетиклар учун магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги анча мураккаб характерга эга. Температура ортада ферромагнетикларнинг магнитланиш қобилияти камаяди,

Бунда магнит майдоннинг ҳар қандай қийматида ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлик ва сингдирувчанлик қийматлари пасаяди, гистерезис сусаяди ва тўйиниш магнитланиши I_s камаяди. *Кюри температураси* деб аталадиган бирор T_K температурада ферромагнит хоссалар бутунлай йўқолади.

Турли ферромагнетиклар учун кюри температураси турлича; баъзи моддалар учун унинг қиймати қуйидаги жадвалда келтирилган.

Модда	$T_K, ^\circ C$	Модда	$T_K, ^\circ C$
Кобальт	1150	Никель	360
Темир	770	30% ли пермаллой	70
78% ли пермаллой (22% Fe, 78% Ni қотишма)	550	Гадолиний	17

Кюри температурасидан анча юқори температураларда ферромагнетик парамагнетикка айланади. Бундай парамагнетиклар учун магнит қабул қилувчанлик χ нинг температурага боғлиқлиги Кюри—Вейс қонунига риоя қилади. Бу қонуннинг кўриниши қуйидагича:

$$\chi = \frac{C}{T - T_K}, \quad (110.2)$$

бу ерда C — модданинг турига боғлиқ бўлган доимий, T_K — Кюри температураси.

111- §. Магнитлантириш иши

Ҳар қандай магнетикни магнитлантиришда маълум иш бажарилади. Бу иш катталигини энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиб ҳисоблаймиз (100- §).

Магнетик ёпиқ тор шаклига эга ва у унга кийдрилган чулғам ёрдамида текис магнитланади дейлик, чулғамдаги ток кучи i , батареянинг э. ю. к. \mathcal{E} , занжирнинг тўлиқ қаршилиги r . Агар ток кучи ўзгармаса, унда магнит майдон ҳам ўзгармайди ва унинг энергияси ҳам ўзгармайди. Бу ҳолда ток манбаи бажарган иш бутунлай Жуль—Ленц иссиқлигига айланади ва унда биз қуйидагига эга бўламиз:

$$\delta i dt = r i^2 dt.$$

Энди чулғамдаги ток кучи жуда секин ортади дейлик. Унда қаршилиқ r нинг ўша қийматида ток кучи δi катталигига кам бўлади, чунки электромагнит индукция туфайли занжирда токка қарама-қарши йўналган ўзиндукция экстратоки ҳам бўлади. Бунда dt

вақт ичида магнит майдон ҳам ўзгаради ва унинг энергияси ҳам dW катталиқка ўзгаради. Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ

$$\mathcal{E}(i - \delta i) dt = r(i - \delta i)^2 dt + dW$$

бўлиши керак. Манбанинг иши $\mathcal{E}\delta i dt = r i \delta i dt$ катталиқка камаяди, иссиқликнинг камайиш миқдори $r i^2 dt - r(i - \delta i)^2 dt \approx 2 r i \delta i dt$ га тенг. Бу ишлар фарқи $r i \delta i dt$ магнитлантириш ишига тенг, шунинг учун

$$dW = r i \delta i dt.$$

Аммо электромагнит индукциянинг асосий қонунига кўра чулғамдаги э. ю. к.

$$-S \frac{dB}{dt} N$$

га тенг, бунда B — магнетикдаги индукция, S — унинг кесими (ўрам юзига тенг), N — чулғам ўрамларининг тўлиқ сони. Бундан

$$\delta i = \frac{S}{r} \frac{dB}{dt} N$$

олинади, бинобарин, $dW = r i \frac{S}{r} \frac{dB}{dt} N dt = S N i dB$. Бу тенгликнинг ўнг қисмини магнетик (тороид) узунлиги l га кўпайтириб ва бўлиб,

$$N i / l = H$$

эканлигини қайд қилиб (бу магнетик ичидаги майдоннинг кучланганлиги), қуйидагини толамиз:

$$dW = H dB \tau,$$

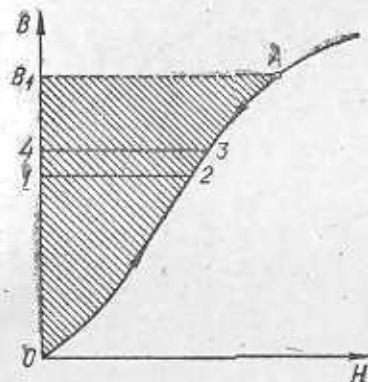
бунда $\tau = Sl$ — магнетикнинг ҳажми. Магнетикнинг ҳажм бирлигидаги индукцияни dB га орттириш учун зарур бўлган δw иш қуйидагига тенг:

$$\delta w = H dB. \quad (111.1)$$

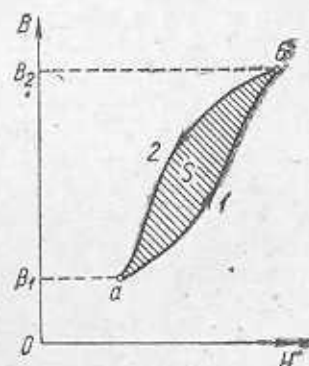
Магнитлантириш иши магнетик ичидаги процессларгагина боғлиқ бўлгани учун (111.1) ифода ҳар қандай шаклдаги магнетик учун ўринли бўлади.

Дастлаб гистерезиссиз магнетикни кўриб чиқамиз, у магнетик учун магнитланишнинг тўғри ва тескари эгри чизиқли тармоқлари мос тушади (176- расм). Магнитланиш чексиз кичик ортиши учун зарур бўлган иш, (111.1) га кўра, бу графикда 1234 юзининг катталиги билан ифодаланади. Индукция нолдан берилган қиймат B гача ортганида сарф бўладиган тўлиқ иш магнитланиш эгри чизиги ва OB , ўқ кесмаси билан (штрихланган) чегараланган OAB юзга тенг. Магнетик магнитланишида манба мана шу ишни сарф қилади.

Магнетик магнитсизланганда магнит майдонда ўзиндукция экстракционинг иши кўринишида тўпланган энергия манба занжирига қайтади. Бу иш шуни ҳам магнитланиш эгри чизиги ва ордината ўқи кесмаси OB_1 билан чегараланган юз катталиги билан ифодаланади. Агар гистерезис бўлмаса, унда эгри чизиқнинг иккала тармоғи ҳам мос тушади ва магнитсизланиш вақтида магнитланишда сарф бўлган ишнинг худди ўзи қайтади.



176- расм. Магнетикнинг гистерезиссиз магнитланиш иши.



177- расм. Циклик қайта магнитланишдаги иш гистерезис ҳалқасининг юзига тенг.

Гистерезисли магнетик учун бошқача бўлади. Бу ҳолда индукция B_1 дан бошқа бирор B_2 қийматгача ортганида (177- расм) магнитланиш эгри чизиги 1 тармоғи билан чегараланган юзга тенг, яъни $B_2 a 16 B_1$ юзга тенг иш талаб қилинади, дастлабки ҳолатгача магнитсизланганда қайтариладиган иш $B_2 62 a B_1$ юзга тенг бўлади, бу юз кичикроқ қийматга эга. Шунинг учун қайта магнитланишнинг тўлиқ циклида магнетикнинг ҳар қайси ҳажм бирлигига қуйидаги энергия киритилади:

$$w = S, \quad (111.2)$$

бунда S — гистерезис сиртмоғининг (ҳалқасининг) юзи. Бу энергия магнетикда коэрцитив кучларга қарши иш бажаришга сарф бўлади ва ниҳоят иссиқликка айланади. Шунинг учун циклик қайта магнитланишда ферромагнетиклар қизийди ва гистерезис қанчалик кучли бўлса, у шунча кўпроқ қизийди.

Даврий равишда қайта магнитланиб турадиган ферромагнетикли ўзгарувчан ток электр қурилмаларини ҳисоблашда доим гистерезис иссиқлиги ҳисобга олинади. Трансформаторларнинг темир ўзаклари (133- § га қ.) ва динамомашиналарнинг айланадиган темир якорлари худди ана шундай. Уларда гистерезис бўлиши энергия-

нинг бирор қисмини гистерезис иссиқлигига фойдасиз сарф бўлишига олиб келади ва қурилмаларнинг фойдали иш коэффициентини камайтиради. Шунинг учун бунга ўхшаш қурилмаларда махсус юмшоқ темир навлари (трансформатор темири) ишлатилади. Уларда гистерезис кучсиз бўлади.

112-§. Магнит материаллар. Ферритлар

Ҳозирги замон электротехникасида ферромагнетиклар катта роль ўйнайди. Биз ферромагнетиклардан фойдаланиб магнит майдон ҳосил қилишда элементар тоқларнинг қатнашишига мажбур қиламиз, бунда магнит майдонни магнитловчи ғалтакларнинг ўзига қараганда минг марта «текинга» орттирамыз деб айтиш мумкин.

Ферромагнетикларга вазифасига қараб турлича талаблар қўйилади. Масалан, улардан трансформаторларда фойдаланилганда магнит сингдирувчанлиги юқори бўлиши ва гистерезис кучсиз бўлиши («магнито-юмшоқ» материаллар) муҳим талаблардан ҳисобланади. Доимий магнитлар тайёрлашда эса қолдиқ магнитланиш ва коэрцитив кучнинг катта бўлиши энг муҳимдир.

Ҳозирги вақтда ферромагнит материаллар сифатида темир ва унинг бошқа элементлар билан қотишмаси кенг ишлатилади. Қотишмалар таркибини танлаб ва уларга ишлов беришни бир-биридан ўзгартириб магнит хоссалари бир-биридан жуда ҳам фарқ қиладиган ферромагнит материаллар олиш мумкин экан. Жадвалда ҳозирги замон техникасида қўлланиладиган баъзи моддаларнинг магнит характеристикалари келтирилган.

Келтирилган маълумотлар магнит материаллар тайёрлашда катта ютуқларга эришилганлигини кўрсатади. Баъзи қотишмалар (аллико, магнико) коэрцитив кучнинг ва қолдиқ индукциянинг жуда ҳам юқорилиги билан ажралиб туради, шунинг учун ҳам ҳозирги вақтда кучли магнит майдон талаб қилинадиган магнито-электрик ўлчов асбоблари ва бошқа қурилмаларда кўп ишлатиладиган юқори сифатли доимий магнитлар тайёрлашга имкон беради.

Магнито-юмшоқ материаллар	Таркиби	Сингдирувчанлиги		Тўйинишдаги индукция, Т	Коэрцитив куч, А/м
		дастлабки	энсимал		
Темир	99,9% Fe;	200	5000	2,15	80
Кремний—ташир қотишмаси	99,7% Fe; 0,3% Si	600	10 000	2,0	16
Шунинг ўзи, водородда чиққизирилган	99,7% Fe; 0,3% Si	1500	40 000	2,0	8,0
78% ни пермаллой	78% Ni; 22% Fe	8000	100 000	1,0	4,0
Супермаллой	79% Ni, 5% Mo, 16% Fe	100 000	800 000	0,80	0,32

Юқори коэрцитив қотишмалар	Таркиби	Коэрцитив куч, А/м	Қолдиқ индукция, Т
Вольфрамли пўлат	6% W; 0,7% C; 0,3% Mn; 93% Fe;	5200	1,0
Алли қотишмаси	25% Ni; 12% Al; 63% Fe	40 000	0,70
Аллико 5 қотишмаси	8% Al; 14% Ni; 24% Co, 3% Cu; 51% Fe	44 000	1,25
Платина—кобальт қотишмаси	77% Pt; 23% Co	210 000	0,45
Магнико қотишмаси	13,5% Ni; 9% Al; 24% Co; 3% Cu; ~50% Fe	56 000	1,32

Магнит қотишмалар ва химиявий бирикмаларни тадқиқ қилиш магнит материалларини қўллашнинг янги техникавий имкониятларини очиб берди. Масалан, ферромагнитмас элементларнинг баъзи қотишмалари компоненталар орасидаги маълум муносабатда кучли ферромагнетизмга эга бўлиши қайд қилинди. Марганец-висмут, марганец-сурьма, хром-теллур ва бошқалар шундай жумласидандир.

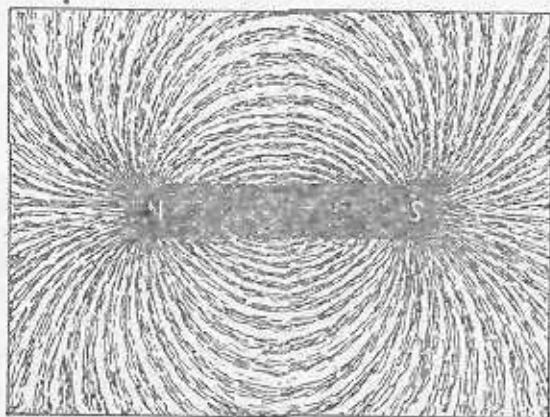
Иккинчи муҳим ютуқ феррит олиниладир (119-§ билан таққосланг). Улар $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ типдаги ферромагнит химиявий бирикмалардан иборат, бунда Me қуйидаги Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe икки валентли катионларнинг бири (ёки бирикмаси). Темир ва бошқа ферромагнит металллардан фарқли ўлароқ ферритлар магнит ярим ўтказгичлар бўлиб (151-§), 10^2 — 10^6 Ом·см тартибда солиштирама электр қаршиликка эга. Ферритларнинг техникавий аҳамияти ҳам ана шунда. Юқори частоталар радиотехникасида ферромагнит металллардан фойдаланиб бўлмайди, чунки уларнинг электр ўтказувчанлиги юқори ва бундан келиб чиқадиган уярмавий тоқларга кетадиган йўқотишлар кўп бўлади (132-§ га қ). Ферритларда бу кўрсатилган камчиликлар йўқ ва қатор радиотехникавий масалаларни янгича ҳал қилишга имкон беради.

113-§. Магнит зарядлар. Магнетизмнинг формал назарияси

Магнетизмни илк бор тадқиқ қилинганда тоқларнинг ўзаро таъсири ва магнитларнинг ўзаро таъсири турлича деб тахмин қилинган эди. Магнитларнинг ўзаро таъсирини уларда магнит зарядлар мавжудлиги билан ва табиатда икки тур магнит зарядлар мавжуд бўлиб, бир хил исмли магнит зарядлар ўзаро یتаришади, турли исмлилари эса тортишади деб тушунирилар эди. Магнит стрелканинг шимолга қараган учда мужассамланган зарядларни шимолӣ, магнит стрелканинг бошқа учда турган зарядларни жанубӣ деб аталди.

Аммо тоқларнинг ўзаро магнит таъсири кашф қилиниши билан ўқ, Ампер магнитларнинг ўзаро таъсирига сабаб тоқли ўтказгич

ларнинг ўзаро таъсиридаги каби бўлишини ва магнитлар ичида майда ёпиқ электр тоқлар (Ампернинг молекуляр тоқлари) бор деган тахминни илгари сурди. Магнетизмнинг бундан кейинги тадқиқ қилиниши Ампер гипотезасининг тўғрилигини тасдиқлади ва табиатда магнит зарядлар йўқ эканлигини кўрсатди. Шунга мувофиқ равишда биз ҳам магнит ҳодисаларни тоқларнинг магнит майдонини тадқиқ қилишдан бошладик. Магнит зарядлар тўғрисидаги



178-расм. Тўғри магнит майдонининг куч чизиқлари.

тасаввурларга асосланган ва магнитлар ўзаро таъсирини ҳаёлий магнит зарядлар ўзаро таъсири билан юзаки ўхшашлигидан фойдаланадиган магнит назариясини магнетизмнинг формал назарияси деб аташ мумкин.

80- § да баён қилинган услубдан фойдаланиб, доимий магнитлар ҳосил қиладиган майдон куч чизиқлари манзарасини олиш осон. Бундай манзаранинг мисоли 178- расмда келтирилган. Бунга ўхшаш тажрибалардан кўринадики, куч чизиқлари магнит учларига яқинроқда кўпроқ киради ва чиқади. Бу ҳол магнитларда атрофида магнит зарядлар тақсимланган шимоллий ва жанубий қутблар мавжудлиги ҳақидаги тасаввурга олиб келди.

Магнит узунлигининг унинг диаметрига нисбати қанчалик катта бўлса, магнит зарядлар магнитнинг шунчалик кам қисмида муҷассамлашган бўлади. Шунинг учун жуда узун ва ингичка магнитнинг учларида жойлашган нуқтавий магнит зарядлар тўғрисида тахминан гапириш мумкин.

Кулон узун ва ингичка магнит қутбларининг ўзаро таъсир кучини тажрибада текшириб, магнит зарядлар ҳам худди электр зарядлар каби ўзаро таъсир қонуни бўйича таъсирлашади деган хулосага келди: иккита нуқтавий магнит зарядларининг ўзаро таъ-

сир кучи зарядларни туташтирувчи чизик бўйича йўналган бўлиб, зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал:

$$F = f \frac{q_{m1} q_{m2}}{r^2} r. \quad (113.1)$$

Бу ерда q_{m1} ва q_{m2} — иккала заряднинг катталиги ёки магнетизм миқдори, f — пропорционаллик коэффиценти бўлиб, бирликларнинг танланушига боғлиқ.

Формал назарияда моддаларнинг магнитланиши қуйидагича тушунтирилади: атом ва молекулалар ўзаро таъсирнинг магнит хоссаларига кўра элементар магнит диполларга, яъни катталиклари бир хил бўлиб, бир-бирига нисбатан кичик l кесмага силжиган ишоралари турлича бўлган иккита магнит зарядга ўхшаш. Бундай диполларнинг магнит хоссалари электр диполлари моментига ўхшаб аниқланадиган магнит моментлари p_m билан характерланади:

$$p_m = q_m l. \quad (113.2)$$

Шундай қилиб, магнитланган жисмларнинг ўзаро таъсирини масофалар квадратларига тескари қонунга (113.1) бўйсунадиган магнит зарядлар тўғрисидаги тасаввурдан фойдаланиб формал тавсифлаш мумкин. Аммо тўғри натижалар олиш учун (113.1) қонунда f кўпайтувчини шундай танлаш лозимки, бунда жисмларда ҳақиқатан ҳам магнит зарядлар эмас, балки ёпиқ тоқлар мавжуд бўлсин. Шунинг учун СИ системасида магнит зарядлари учун Кулон қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш лозим:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_{m1} q_{m2}}{r^2} r. \quad (113.3)$$

Бу ерда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнит доимийси, μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги.

Тоқларнинг ва ҳаёлий магнит диполларининг ўзаро таъсир қонунларини таққослаб f нинг қийматини белгилаш мумкин. Иккита элементар ток 1 ва 2 ни қараб чиқамиз. Уларнинг магнит моментлари p_{m1} ва p_{m2} иккала токни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйича бир хил йўналган. Ток 2 турган нуқтада ток 1 ҳосил қиладиган магнит индукцияси (82.1) формулага кўра $B = \mu_0 p_{m1} / 2\pi r^2$ дан иборат, шунинг учун ток 2 га таъсир қилувчи куч (85.3) формулага кўра қуйидагига тенг:

$$F = p_{m2} \frac{\partial B}{\partial r} = - \frac{3\mu_0 p_{m1} p_{m2}}{2\pi r^3}.$$

Агар икки ток ўрнида худди тоқлардаги каби магнит моментларга эга бўлган иккита элементар магнит диполлар бўлса, унда (113.1) ва (113.2) формулалардан ва электр диполлари ҳолидаги каби фикр юритиб (15.25-§§) қуйидагини олар эдик:

$$F = - \frac{6f p_{m1} p_{m2}}{r^3}.$$

Куч учун ёзилган иккала ифодани солиштириб $f = \mu_0 / 4\pi$ эканлигини кўрамиз.

Магнит зарядлар (113.3) ва электр зарядлар (4.1), (44.1) учун ёзилган Кулон қонунини бир-бири билан таққослаб, улар орасидаги муҳим фарқни топамиз: ўзаро таъсир кучи учун ёзилган ифодада магнит сингдирувчанлик μ_0 суратда, диэлектрик сингдирувчанлик ϵ_0 эса махражда туради. Магнит зарядлар ва магнит диполлар ҳақиқатда мавжуд эмаслиги ҳам шунда намоён бўлади. Ҳақиқатан ҳам, молекула-диполлар бўлган диэлектрикларда электр майдонда қутбловчи зарядлар ҳосил бўлади, улар зарядлар орасидаги ўзаро таъсирни сусайтиради. Магнетикларда эса молекуляр токларнинг магнит майдонда ориентацияланиши туфайли магнит оқимнинг (магнит индукциянинг) йиғинди зичлиги ортади, шунинг учун токларга таъсир қилувчи механикавий кучлар ва уларга эквивалент бўлган диполлар ҳам ортади.

Равшанки, Кулон қонуни (113.3) дан ва худди электростатикадаги каби иш тутиб, тинч турган магнит зарядлар ёки магнитостатиканинг магнит майдон ҳақидаги тўлиқ назарияни ривожлантириш мумкин.

Магнетизмнинг формал назариясидан ҳозирги вақтда ҳам фойдаланилади, чунки бу назарияда ҳисоблашлар осон ва анча аён. Бироқ ҳамма вақт шунинг ёдда сақлаш лозимки, ҳақиқатда магнит ҳодисалари токларнинг ўзаро таъсири билан боғлиқдир.

114-§. Магнит ўзаро таъсирга муҳитнинг таъсири

Токлар ва магнитларнинг ўзаро таъсири атроф муҳитнинг хоссаларига боғлиқ. Чунки атроф-муҳит токлар ва магнитлар ҳосил қиладиган майдон билан магнитланади ва атроф-муҳитнинг ўзи қўшимча кучлар ҳосил қилувчи магнит оқим манбаи бўлиб қолади.

Агар чексиз магнетикда токли икки контур бўлса, унда бу токларнинг ҳар бири ҳосил қиладиган магнит оқим зичлигининг йиғиндиси $B = \mu_0 \cdot H$ индукция билан ифодаланади, буни биз 105-§ да кўрган эдик. Шунинг учун икки токнинг ўзаро таъсир кучи атроф-муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги μ га пропорционал.

Ҳар қандай доимий магнит токлар (элементар токлар) системасидан иборат бўлгани учун магнитлар орасида таъсир қилувчи кучлар ҳам μ га пропорционал бўлиб кўриниши мумкин. Аммо ҳақиқатда эса бу боғланиш мураккаброқ бўлади, чунки токлар ва магнитлар орасида муҳим фарқ бор: атроф-муҳит токли контур ичига киради, лекин магнитлар ичига кирмайди. Шунинг учун магнетик ичига ҳар қандай магнитнинг киритилиши магнетикнинг яхлитлигини бузиши аниқ ва унинг бир жиқилигини бузади. Магнетик ичидаги магнит атроф-муҳитнинг магнит сингдирувчанлигидан фарқ қилувчи бошқа магнит сингдирувчанлик μ' га эга бўлган модда билан тўлдирилган бўшлиқнинг ўзгинасидир (179-расм).

Магнитлар тўйингунча магнитланган деб фараз қилинса масала анча соддалашади. Унда $\mu \approx 1$ бўлади ва магнитни ичида вакуум бўлган бўшлиқ кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Ишнинг муҳиятини яхшироқ билиб олиш учун биз бундан кейин фақат мана шу ҳол билан чекланамиз, холос.

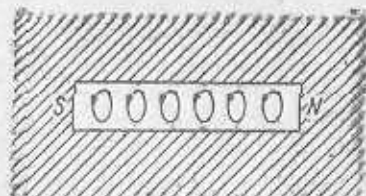
Даставвал ток ва магнитнинг ўзаро таъсирини қараб чиқамиз. Магнитга (яъни молекуляр токларга) таъсир қилувчи куч магнит ичидаги магнит индукция қиймати билан аниқланади. Бу индукция вакуумда ток ҳосил қиладиган индукция $\mu_0 H$ ва магнитланган муҳит ҳосил қиладиган индукция B' нинг қўшилишидан ҳосил бўлади. Аммо B' бўшлиқнинг шаклига жуда ҳам боғлиқ бўлади. Шунинг учун магнитга таъсир қилувчи куч магнитнинг шаклига боғлиқ бўлиб, магнитларга таъсир қилувчи кучга муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги таъсир қилиши тўғрисида ҳеч қандай умумий қонун бериш мумкин эмас.

Майдонга параллел жойлашган узун магнит ҳолини кўриб чиқамиз (180-расм). Магнит ичидаги (яъни майдонга параллел бўлган тирқишдаги, 104-§ билан таққослаб кўринг) майдоннинг кучланганлиги H_1 магнетик ичидаги майдон кучланганлигидан иборат, у вакуумдаги майдон кучланганлиги H_0 билан мос тушади. Шунинг учун магнит ичидаги индукция μH_0 га тенг ва магнетик ичида ток ва магнит орасидаги ўзаро таъсир кучи F худди вакуумдаги (F_0) каби бўлади, яъни

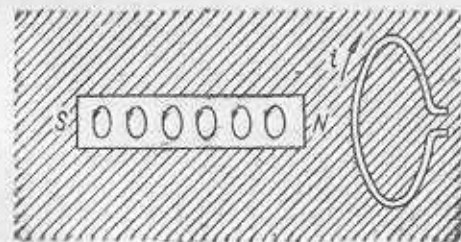
$$F = F_0 \quad (114.1)$$

ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ эмас.

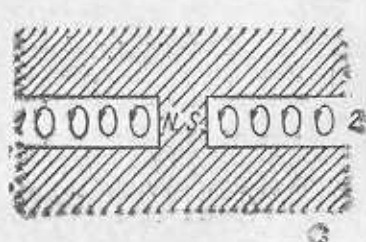
Ньютоннинг учинчи қонунига кўра магнит токка— F куч билан таъсир қиладиган, бу куч катталиги жиҳатидан тенг, йўналиши жиҳатидан қарама-қарши. Лекин токка таъсир қилувчи куч $B = \mu_0 H$



179-расм. Доимий магнит—ташқар муҳит учун сингдирувчан бўлмаган бўшлиқ ичидаги молекуляр токлар системасидан иборат.



180-расм. Токли контур ва магнетикдаги доимий магнит



181-расм. Магнетик ичидаги иккита доимий магнит.

индукция билан аниқланади. Бундан узун магнит ҳосил қилаётган индукция μ га боғлиқ эмаслиги, бинобарин, магнит майдон кучланганлиги μ марта камайиши келиб чиқади:

$$H = H_0/\mu. \quad (114.2)$$

Энди иккита магнитнинг ўзаро таъсирига ўтамиз. Ўқлари ўзаро мос тушадиган иккита жуда узун магнитни қараб чиқамиз (181-расм). Агар магнит 2 умуман бўлмаса, унда магнит 1 ташқи фазода (114.2) формула билан ифодаланадиган майдон кучланганлиги H_{1a} ни ҳосил қилар эди. Бу майдон кучланганлиги магнит 2 ичида ҳам бўлади (104- § билан таққослаб кўринг):

$$H_{2i} = H_{1a} = H_0/\mu.$$

Шунинг учун магнит 2 ичидаги индукция $\mu_0 H/\mu$, яъни вакуумдагига қараганда μ марта кам бўлади, бинобарин, узун магнитлар қутбларининг ўзаро таъсир кучи муҳитнинг магнит ёнгирувчанлигига тескари пропорционал

$$F = F_0/\mu. \quad (114.3)$$

Агар магнитларнинг шакли бошқача бўлса, унда натижалар ҳам бошқача бўлиб чиқарди.

Тўйинмагунга қадар магнитланган магнитлар ҳолида, юқорида қараб чиқилган бўшлиқлар ичида $\mu' \neq 1$ бўлган магнит моддаси бўлар эди ва ўзаро таъсир кучлари μ' га ҳам боғлиқ бўлар эди.

115-§. Молекуляр тоқларнинг табиати

Моддаларнинг магнитланишини тушунтиришда атом ва молекулалар ичида ёпиқ электр тоқлар (молекуляр тоқлар) мавжуд деган тасаввурни асос қилиб олган эдик. Энди бу тоқларнинг физикавий табиати қандай эканлигини кўриб чиқамиз.

Ҳамма атомлар мусбат зарядланган ядролардан тузилганлиги, уларда амалда атомнинг ҳамма массаси ва бирор миқдорда электронлар мужассамлашганлиги ҳақида гапирган эдик (7- §). Атомдаги электронлар сони шундайки, уларнинг тўлиқ манфий заряди ядронинг мусбат зарядига тенг, шунинг учун нормал ҳолатда атом электр жиҳатдан нейтрал бўлади.

Ядро заряди, бинобарин, атомдаги электронлар миқдори ҳам элементнинг даврий системадаги ўрнига жуда боғлиқ. Агар Z — элементнинг тартиб номери, e — электроннинг заряди бўлса, унда ядро заряди $+Ze$ га тенг бўлиб, атомда Z электрон бўлади. Масалан, водород атоми ($Z=1$) атиги битта электронга эга, Na атоми ($Z=11$) — 11 та электрон, темир атоми ($Z=26$) — 26 та электронга эга.

Атомдаги электронлар узлуксиз ҳаракатда бўлади. Кўпгина мақсадлар учун, масалан, магнит ҳодисаларини тушунтиришда

электронлар қуёш системаси планеталари каби (атомнинг планетар модели) ядро атрофида доиравий ёки эллиптик орбиталар бўйича айланади деб ҳисоблаш мумкин. Атом электронларининг ҳар бири ўз хусусий орбитаси бўйича ҳаракатланади, турли электрон орбиталар турли текисликда ётади.

Орбита бўйича айланадиган электронлар ёпиқ электр тоқдан иборат ва айнан мана шуларнинг ўзи молекуляр тоқлардан иборат деб фараз қилиш табиқийдир (Ампер ҳам молекуляр тоқларнинг мавжудлигини тахмин қилган эди.) Бу молекуляр тоқлар моддаларнинг магнитланишини белгилайди. Бу ҳақиқатан ҳам шундай эканлигини исботловчи тажрибаларни 116- § да кўриб чиқамиз.

Электронларга фақат зарядлар эмас, балки масса ҳам хос бўлгани туфайли орбитал ҳаракатланувчи ҳар қайси электрон фақат магнит моментигагина эга бўлиб қолмай (ҳар қандай ёпиқ тоқ каби), пилдиروقқа ўхшаб, яна маълум ҳаракат миқдорининг механикавий моментига ёки айланма импульсга ҳам эга бўлади.

Орбитадаги электроннинг магнит momenti ва унинг ҳаракат миқдори momenti орасида оддий боғланиш бор. Уни доиравий орбита мисолида кўриб чиқамиз (182- расм). Агар электрон ҳар секундда v марта айланса, унда ток кучи $i = ev$ га тенг. Орбитанинг магнит momenti катталиги p_m

$$p_m = evS$$

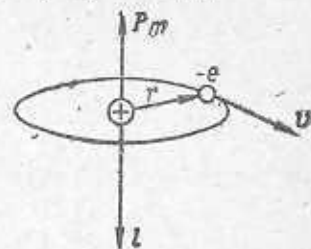
дан иборат, бунда S — орбита юзи. Агар электрон, 182- расмда кўрсатилганидек, соат стрелкаси бўйича айланса, унда ток соат стрелкасига қарама-қарши (электроннинг заряди манфий) йўналади ва орбитанинг магнит momenti вектори, ўнг парма қондасига мос равишда, орбита текислигига перпендикуляр равишда пастдан юқорига йўналади.

Орбитанинг ҳаракат миқдорининг momenti l қуйидагига тенг:

$$l = m\omega r^2 = 2mvS,$$

бунда $\omega = 2\pi v$ электроннинг бурчак тезлиги. l вектор йўналиши ҳам ўнг парма қондасига бўйсинади. 182- расмдан l ва p_m нинг йўналиши қарама-қарши эканлиги кўриниб турибди. Айтилганлардан, орбита магнит моментининг унинг механикавий моментига нисбати v ва S га боғлиқ бўлмаслиги ва фақат қуйидаги универсал доимий билан аниқланиши келиб чиқади:

$$\Gamma = p_m/l = -\frac{1}{2}(e/m), \quad (115.1)$$



182- расм. Электрон орбитасининг магнит (p_m) ва механикавий (l) моментлари.

бунда e/m — электроннинг солиштирма заряди бўлиб, $1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг га тенг. Бу формуладаги минус ишора p_m ва I нинг йўналиши қарама-қарши эканлигини кўрсатади. $\Gamma = p_m/I$ нисбатни *гиромагнит нисбат* дейилади. (115.1) формулани доиравий орбита учун ёздик. У эллиптик орбиталар учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатиш осон.

Энди орбитада ҳаракатланаётган электронга ташқи магнит майдон таъсир қилса, нима рўй беришини кўриб чиқамиз.

Магнит майдонда ёпиқ токка жуфт куч таъсир қилади (85- §).

Орбитада электрон пилдиروقқа ўхшагани учун бу жуфт куч таъсири остида электрон ҳам худди пилдиروق каби, прецессион ҳаракат қилади, яъни қўшимча текис айланиш (ҳаракат) олади, бунда I вектор индукция йўналиши B атрофида бирор Ω бурчак тезлик билан конус чизади (183- расм). Оддий ҳисоблашлар кўрсатадики (5- Қўшимчага қаранг), агар айланаётган зарра манфий зарядга (электронга) эга бўлса, унда бурчак тезлик вектори Ω индукция йўналиши B га параллел йўналган, прецессиянинг бурчак тезлиги катталиги эса

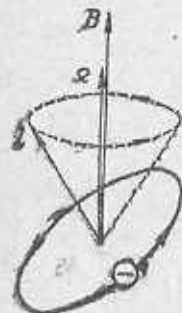
$$\Omega = \frac{1}{2} (e/m) B \quad (115.2)$$

га тенг бўлади. Бу прецессиянинг тезлиги орбитанинг ориентациясига, яъни I ва B векторлар орасидаги бурчакка боғлиқ эмас.

Биз таърифлаган натижа Лармор теоремасининг мазмунидаги иборат: *магнит майдоннинг ҳаракатланаётган электронга таъсири ташқи магнит майдон йўналиши атрофидаги бошланғич текис айланма ҳаракатнинг қўйилишидан иборат.*

Шундай қилиб, ташқи магнит майдон электрон орбиталарини бевосита қайта ориентацияламай, уларни фақат прецессиялантиради. Агар прецессияни тормозловчи бирор сабаб бўлса, масалан, қўшни атомлар билан тўқнашишлар бўлса, унда электрон ўз ориентациясини аста-секин ўзгартириб, ниҳоят шундай тарзда жойлашиб олишга интиладики, бунда орбитанинг магнит моменти магнит майдонга параллел бўлиб қолади.

Атом электронлар тўпламидан иборат, шунинг учун магнит ва механикавий моментларга эга бўлиб, улар атомнинг айрим электронлари моментларининг вектор йиғиндисидан иборат. Ташқи майдонда атомлар дастлаб прецессияланади, кейин эса тўқнашишлар таъсири остида майдон йўналишида ориентацияланади, бунда модда маълум йиғинди магнит моментга эга бўлади, яъни магнитланади.



183- расм. Лармор прецессияси.

116- §. Магнитомеханик ва механомагнит ҳодисалар

Юқорида кўриб чиқилган тасаввурлар, яъни атомнинг ҳаракатланувчи электронлари молекуляр тоқлардан иборатлиги тўғрисидаги тасаввурлар моддалар магнитланишининг ҳар қандай ўзгариши маълум механикавий ҳодисалар билан рўй беришига олиб келади. Ҳақиқатан ҳам, I электрон орбитанинг механикавий моменти унинг магнит моменти p_m билан (115.1) ифода орқали боғланган. Агар I — магнитланиш вектори, τ — жисм ҳажми бўлса, унда жисмнинг тўлиқ магнит моменти $I\tau$ дан иборат бўлади. У барча молекуляр тоқлар моментларининг вектор йиғиндисига тенг

$$I\tau = \sum p_m.$$

(115.1) га кўра бу магнит моментга ҳаракат миқдорининг механикавий моменти L тўғри келади

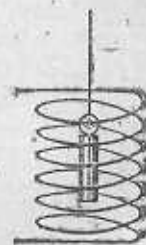
$$L = \sum I\tau = \frac{1}{\Gamma} I\tau. \quad (116.1)$$

Агар жисм даставвал магнитланмаган бўлса, унда $I = 0$ ва барча элементар тоқларнинг механикавий моментлари йиғиндисини $L = 0$ бўлади. Элементар тоқлар магнитланганда (116.1) формула билан ифодаланадиган механикавий моментлар йиғиндисини L га эга бўлади. Аммо элементар тоқлар ориентацияси тўқнашишлар, яъни ички кучлар таъсири остида рўй беради, шунинг учун ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунига бўйсунуши лозим. Демак, магнитланаётганда жисм ҳаракат миқдори моменти L га эга бўлиши, яъни магнитланиш вектори I га параллел бўлган ўқ атрофида айлана бошлаши лозим.

Магнитланишда айланма ҳаракатнинг юзага келиши *магнитомеханик* ҳодиса деб аталади. У механикадаги Жуковский скамейкаси билан қилинадиган тажрибага ўхшайди: агар айланаётган курсида ўтирган киши айланаётган маховикни бурса, унда система ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни туфайли курси экспериментатор билан бирга айлана бошлайди.

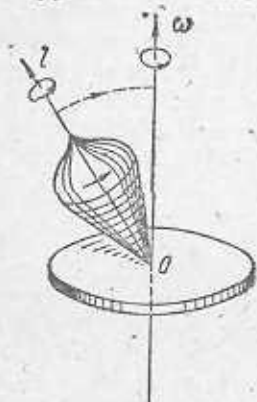
Магнитомеханик ҳодисани 1915 йилда биринчи бўлиб Эйнштейн ва Гааз тажрибада кузатишган эди. Бу тажрибаларда унча катта бўлмаган темир цилиндрчани ингичка толага осиб, соленоид ичига жойлаштирилган эди (184- расм). Цилиндрни магнитлаётганда у бурила бошлайди, магнит майдон ўзгартирилганда айланиш йўналиши ўзгаради. Цилиндр бурилиши унга маҳкамлаб қўйилган унча катта бўлмаган кўзгу ёрдамида қайд қилинади.

Бунда юзага келадиган бурчак тезлик жуда кичик бўлади. Масалан, диаметри бир неча миллиметр бўл-

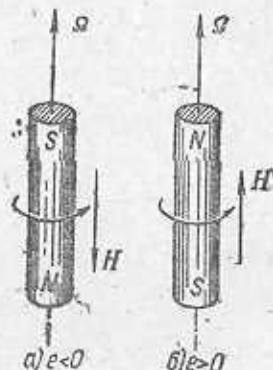


184- расм. Магнитомеханик ҳодисани кузатиш учун тажриба схемаси.

ган темир цилиндр 10^4 А/м майдонда 10^{-3} рад/сек бурчак тезликка эга бўлади, холос. Шунинг учун кузатиладиган эффектни кучайтириш учун Эйнштейн ва Гааз механикавий резонанс ҳодисасидан фойдаланишди: улар цилиндрнинг буралма тебраниш частотасини ўзгарувчан ток частотасига тенглаштирдилар.



185- расм. Пилдиروقнинг мажбурий прецессияси.



186- расм. Механомагнит ҳодиса.

Магнитомеханик ҳодиса билан бирга унга тескари бўлган ҳодиса ҳам мавжуд; жисмнинг механикавий айланиши шу жисмни магнитлантиради.

Маълумки, агар айланаётган пилдиروقни бирор ўқ атрофида қўшимча айланишда (мажбурий прецессия) қатнашишга мажбур қилинса, унда пилдиروقқа жуфт куч таъсир қила бошлайди, бу жуфт куч пилдиروق ўқи ва мажбурий прецессия ўқи орасидаги бурчакни камайтиришга ва пилдиروقни бу иккала ўқнинг параллел жойлаштиришга интилади (185- расм).

Атомлар маълум ҳаракат миқдори моментига эга бўлгани туфайли жисмни айлантирганда бу атомлар худди пилдиروق каби ориентацияланади, бинобарин, магнитланади.

Айлантирганда магнитланиш (механомагнит ҳодиса) тажрибада кузатилади ва уни биринчи бўлиб, Барнетт пайқаган эди. Бу тажрибада унча катта бўлмаган цилиндрни ўз ўқи атрофида тез айлантирилиб, сўнгра айланиш туфайли ҳосил бўлган магнитланиш ўлчанади. Одатда кузатилаётган эффектнинг миқдорий ўлчови қилиб ташқи магнит майдон кучланганлиги H қабул қилинади. Бу магнит майдон кучланганлиги ҳам айлантиргандаги каби магнитланади (эквивалент майдон). Бу эквивалент майдон жуда ҳам кичик бўлади. Масалан, айланиш тезлиги ҳатто 6000 айл/мин бўлганда ҳам бу магнитланиш тахминан 10^{-2} А·м га тенг, яъни Ернинг магнит майдонидан тахминан минг марта кам бўлади.

Механомагнит ҳодиса (худди магнитомеханик ҳодиса каби) магнитланишга сабаб бўлувчи молекуляр токларнинг механикавий моментга эга бўлишини кўрсатади. Ҳосил бўлаётган магнитланиш ишорасини аниқлаб, ҳаракатланаётган зарралар зарядининг ишорасини аниқлаш мумкин. Масалан, агар зарралар манфий зарядга эга бўлса, унда ҳар қайси элементар токнинг магнит ва механикавий моментлари қарама-қарши йўналган бўлади (115- §) шунинг учун жисмнинг магнит моменти ва эквивалент майдоннинг йўналиши ҳам айланишнинг бурчак тезлигига қарама-қарши бўлади (186- а расм). Агар зарраларнинг заряди мусбат бўлса, унда жисмнинг магнит моменти ва айланишнинг бурчак тезлиги бир хил йўналган бўлади (186- расм). Тажрибалар, пайдо бўлаётган магнитланиш зарраларнинг манфий зарядига мос келишини кўрсатади, шунинг учун механомагнит ҳодиса ҳам жисмларнинг магнитланишига сабаб—ҳаракатланаётган электронлар эканлиги тўғрисидаги тахминни тасдиқлайди.

117- §. Электроннинг магнит ва механикавий моментлари

Магнитомеханик ва механомагнит ҳодисаларни мукаммал ўрганиш элементар токларнинг табиати тўғрисидаги масала дастлабки туюлганга қараганда анча мураккаб эканлигини кўрсатади.

Бу иккала ҳодиса гиромагнит нисбат катталиги Γ га боғлиқ. Шунинг учун тажриба маълумотларига кўра гиромагнит нисбатини аниқлаш ва уни электрон қобиқ учун кутилган назарий қиймат (115.1) билан таққослаш мумкин. Бу борада қилинган биринчи тажрибалар Γ нинг экспериментал қиймати (115.1) билан мос келмаслигини ва тахминан икки марта катта эканлигини кўрсатди. Гиромагнит нисбатини аниқлашлар бу натижани тасдиқлади. Гиромагнит нисбатнинг аномал қиймати қуйидаги хулосага олиб келади; атом ичида электроннинг орбитал ҳаракатидан ташқари, бошқа типдаги ҳаракат ҳам бўлиб, у магнит ва механикавий моментларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Шунинг учун электроннинг ўзига ҳам магнит, ҳам механикавий моментлар тегишли бўлиб, шу билан бирга электрон учун уларнинг нисбати Γ_e қуйидагига тенг:

$$\Gamma_e = -e/m. \quad (117.1)$$

Кейинчалик бу тахмин тўла тасдиқланди.

Шундай қилиб, электрон ўзининг магнит ва механикавий ҳоссаларига кўра ўз ўқи атрофида айланаётган зарядланган жисмга ўхшар экан. Шунинг учун дастлаб «айланаётган электрон» тўғрисидаги тасаввур пайдо бўлди ва физикага доир адабиётларда электрон *спини* деган термин пайдо бўлди. Электрон спини электроннинг хусусий механикавий ҳаракат миқдори моментини билдиради.

Шуни қайд қилиб ўтиш лозимки, электрон спини термини ҳозирги вақтда ҳам кўп қўлланилса-да, электроннинг механикавий айланиши тўғрисидаги тасаввурни унга боғлаб бўлмайди. Атомнинг квант физикаси тараққий қилиши билан макроскопик механика образларини атом дунёси соҳасига кўчириш мумкин эмаслиги кўринди. Ҳозирги вақтда биз электронни ўз заряди, массаси, магнит ва механикавий моментлари билан характерланадиган элементар зарралардан бири каби қараймиз.

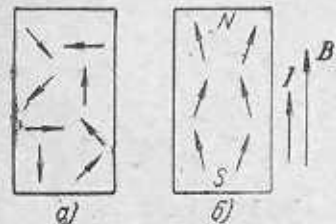
Электроннинг магнит ва механикавий моментлари фақат моддаларнинг магнит хоссаларидагина намоён бўлиб қолмай, балки бошқа кўпгина ҳодисаларда, жумладан, оптикавий спектрлар хоссаларида ҳам намоён бўлади. Шунинг учун электронларда бу хоссаларнинг мавжудлиги ҳозирги вақтда жуда катта ишончлилик билан аниқланган. Барча тажриба маълумотлари электроннинг магнит momenti $9,283 \cdot 10^{-21}$ СГСМ-бирлик ёки $9,283 \cdot 10^{-24}$ А·м² га тенг деган хулосага олиб келади. У *магнетон* деб аталди.

Атомлар магнетизмининг вужудга келишига сабаб биринчидан, электронлар ҳаракати, бу ҳаракатни ёпиқ орбиталар бўйича айланиш ҳаракат деб тасаввур қилиш мумкин, иккинчидан, электронларнинг ўз магнетизми, электронларнинг орбитал ҳаракатига боғлиқ бўлмаган ҳолда улар магнит майдон майдондан иборат бўлади.

118-§. Пара- ва диамагнетизмнинг тушунтирилиши

Атомларнинг асосий магнит хоссаларини билиб олиб, модданинг магнит хоссаларини тушунтиришга ўта оламиз.

Моддаларнинг парамагнит хоссалари атомларда маълум магнит момент борлиги билан тушунтирилади. Магнит момент йўқлигида парамагнетикдаги атомларнинг магнит моментлари иссиқлик ҳаракати туфайли тартибсиз жойлашган бўлади (187-а расм). Шунинг учун алоҳида атомлар моментларининг вектор йиғиндисига тенг бўлган жисмнинг магнит momenti нолга яқин, бинобарин, жисм магнитланмаган бўлади.



187-расм. Парамагнетизмнинг тушунтирилиши:

а — майдон йўқлигидаги парамагнетик;
б — ташқи майдондаги парамагнетик.

Ташқи магнит майдонда ҳар қайси атомга жуфт куч таъсир қилиб, атомларнинг магнит моментларини майдонга параллел ўрнатишга ҳаракат қилади. Натижада бу парамагнетик ичида атомлар тартибли жойлашади ва магнитланиш нолга тенг бўлмайди (187-б расм). Бунда магнитланиш йўналиши I (жанубдан шимолга) индукция йўналиши B га параллел бўлиб, бу парамагнетиклар учун характерлидир.

Парамагнетикнинг температураси қанчалик юқори бўлса, атомларнинг иссиқлик ҳаракати шунчалик кучли, бинобарин, муайян майдонда уларнинг жойлашиши (ориентировкаси) шунчалик кучсиз, яъни магнитланиш шунчалик кучсиз бўлади. Парамагнетиклар қизиганда уларнинг магнит қабул қилувчанлиги камайиши шу билан тушунтирилади.

Айтилганлардан кўриниб турибдики, парамагнетизмнинг тушунтирилиши қутбли молекулалар диэлектриклар қутбланишининг тушунтирилишига (48-§) мос келади, бунда яқкаю-ягона фарқи диэлектрик қутбланиши учун атомларнинг электр моментлари муҳим, магнитланиши учун эса уларнинг магнит momenti муҳимлигидир. Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, тарихан парамагнетизм назарияси Лапжевен томонидан диэлектриклар назариясидан илгарироқ ривожлантирилган. Сўнгга бу назария тасаввурларини Дебай диэлектрикларга кўчирган эди, холос.

Парамагнетизм назариясининг баъзи натижалари устида мукамалроқ тўхталиб ўтамиз. Атомнинг магнит momenti p_m нинг ташқи магнит майдон йўналишига проекциясининг ўртача қиймати $\overline{p_{mH}}$ бўлсин. Унда атомлар кучсиз ориентацияланган ҳол учун (48.1) га ўхшаш формула ўринли бўлади:

$$\overline{p_{mH}} = \frac{p_m^2}{3kT} \mu_0 H'.$$

Бу ерда H' — атомга таъсир қилаётган майдон кучланганлиги, T — абсолют температура, k — Больцман доимийси. Модданинг ҳажм бирлигидаги атомлар сонини n орқали белгилаймиз. Унда ҳажм бирлигининг магнит momenti (магнитланиши)

$$I = n \overline{p_{mH}} = \frac{n p_m^2}{3kT} \mu_0 H'. \quad (118.1)$$

Бошқа томондан $I = \chi H$, бунда χ — магнит қабул қилувчанлик. Барча парамагнетиклар жуда кучсиз магнитлангани учун H ва H' орасидаги фарқ унча катта бўлмайди, $H' \approx H$ дейиши мумкин. Шунинг учун (118.1) дан

$$\chi = \frac{I}{H} = C/T \quad (118.2)$$

келиб чиқади, бунда

$$C = \frac{n p_m^2}{3k} \mu_0$$

белгилаш киритилган. Бу формула бизга маълум бўлган Кюри қонунини (110-§) ифодалайди. у Лапжевен назариясида назарий тушунтирилади.

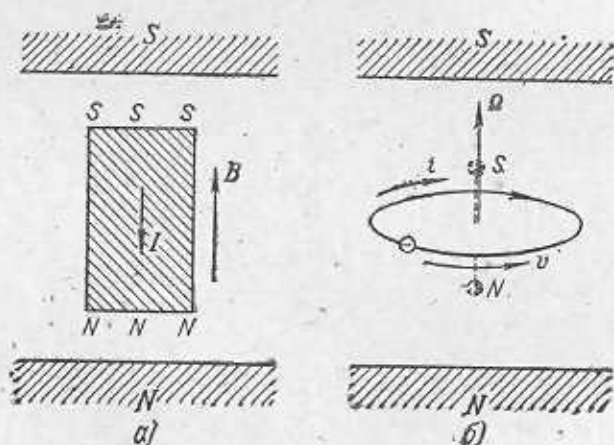
Металлар парамагнетизми бир оз бошқачароқ характерга эга. Биз биламики, металлларда ўтказувчанлик электронлари мавжуд бўлиб, улар айрим атомларга тегишли бўлмайди ва ўзига хос электрон газ ҳосил қилади. Электронда

хусусий магнит момент бўлгани учун бу электрон газ парамагнетизмга (эркин электронлар парамагнетизмига) эга. Аммо юқоридан баён қилинган Ланжевен назариясини металллардаги электрон газга татбиқ қилиб бўлмайди, чунки металллар ичида электронларнинг ҳаракати классик қонулар билан эмас, балки квант назарияси қонуллари билан тавсифланади.

Энди диамагнетикларнинг мавжудлиги қандай тарзда тушунтирилишини қараб чиқамиз.

Диамагнетиклар учун характерли ҳол уларда магнитланиш вектори I магнитловчи майдонга қарама-қарши йўналган. Шундай эканлигини 109- § да кўрган эдик (188- а расм). Диамагнетикларнинг бундай табиатини магнетизмнинг формал назарияси ёрдамида, яъни магнетиклар остида магнит диполлари мавжуд деб тахмин қилиб тушунтириб бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, бунда қуйидагича дейиш мумкин эди: ташқи майдонда диполларнинг шимолий учлари таъсир қилаётган магнитнинг шимолий қутбга, жанубий учлари эса жанубий қутбга қараб жойлашади ёки бошқача айтганда, бир хил исмли магнит қутблари итарилмайд, балки тортилади. Аксинча, диамагнетикларнинг мавжудлиги молекуляр тоқларнинг борлиги билан тушунтирилиши табиий.

Диамагнетизмни ҳам биринчи бўлиб Ланжевен тушунтирган эди. Унинг назариясининг асосий ғоясини 188- б расм билан тушунтирилади. Атом ичидаги бирор электрон орбитасини қараб чиқайлик. Вақтнинг бирор моментда ташқи магнит майдонни уладик, дейлик. Электроннинг ҳаракати ўзгаради, Лармор прецессияси рўй беради, шу билан бирга электроннинг ҳаракатланиш ҳоли учун ($e < 0$) прецессиянинг бурчак тезлик вектори Ω майдон B нинг йў-



188- расм. Диамагнетизмнинг тушунтирилиши.

а—диамагнетикларда магнитланиш векторининг ва магнитловчи майдоннинг ўзаро йўналиши;
б—Лармор прецессияси туфайли электрон орбитанинг магнит momenti ўзгаришига мос келувчи магнит диполь.

налишига параллел йўналган бўлади (115- §). Бу 188- расмда электроннинг соат стрелкаси йўналишига тескари (агар юқоридан қаралса) қўшимча айланишига мос келади. Манфий зарранинг соат стрелкасига тескари айланиши соат стрелкаси бўйича оқётган тоқдир. Бунда токнинг шимолий томони пастдан жойлашади, жанубий томони юқоридан жойлашади, яъни прецессия туфайли пайдо бўлаётган орбитанинг қўшимча магнит momenti жанубий уч магнитнинг жанубий қутбига, шимолий уч эса шимолий қутбига қараган диполга мос келади (диамагнит эффект). Шундай қилиб, Лармор прецессияси диамагнетизмнинг мавжудлигини тўла-тўқис тушунтиради. Ланжевеннинг диамагнетизм назарияси диамагнетизмни фақат сифат жиҳатидан тушунтирибгина қолмай, балки магнит қабул қилувчанлик катталигининг тўғри тартибига (аниқ қийматига) ҳам олиб келади.

Юқоридан биз атом ичидаги электрон орбиталарининг Лармор прецессияси туфайли пайдо бўладиган диамагнетизмни қараб чиқдик. Агар модда металлдан иборат бўлса, унда ўтказувчанлик электронлари билан боғлиқ бўлган қўшимча диамагнит эффект ҳам пайдо бўлади. Бу эффектни Л. Д. Ландау назарий жиҳатдан аниқлаган эди. У Лорентц кучи таъсирида магнит майдонда электронлар йўлининг қийпайиши ҳам диамагнетизмга (эркин электронлар диамагнетизмига) олиб келишини кўрсатди. Аммо ҳисоблашлар бу диамагнетизм электронларнинг хусусий магнит momentлари билан боғлиқ бўлган парамагнетизмдан уч марта кичиклигини кўрсатади. Шунинг учун эркин электронлар диамагнетизми бевосита тажрибада кузатилмайти ва иккала эффектнинг бир вақтда рўй бериши натижасида металлларда электрон газ доим парамагнит бўлади.

Юқоридаги айтилганларни умумлаштириб нима учун бир хил моддалар парамагнетиклар, бошқалари диамагнетиклар бўлишини тушуниб олишимиз мумкин. Магнит майдондаги ҳар қандай атомнинг барча электронлари Лармор прецессиясига дуч келгани туфайли барча моддаларнинг атомлари диамагнит хоссаларни ташувчилар бўлади. Аммо бу модда диамагнетик бўлади деган сўз эмас, чунки атомлар доимий йиғинди магнит моментга эга бўлиб, бу уларнинг парамагнит хоссаларига сабаб бўлади. Агар атомларнинг магнит momenti катта бўлса, унда парамагнит хоссалари диамагнит хоссаларидан кучли бўлади ва модда парамагнетик бўлади. Агар магнит momenti кам бўлса, унда диамагнит хоссалари кучли бўлади ва модда диамагнетик бўлади. Жумладан, барча инерт газларнинг атомлари нолга тенг бўлган тўлиқ магнит моментга эга. Шунинг учун уларда фақат битта диамагнит эффект бўлади ва барча инерт газлар диамагнит бўлади.

119- §. Ферромагнетизмни тушунтириш

Энди ферромагнетизмни тушунтиришга ўтамиз.

Ҳозирги замон ферромагнетиклар назарияси ўз тараққиётида қуйидаги асосий тажриба далиллари таянади. Биринчидан, 110- § да баъзи ферромагнетикларни кичик магнитловчи майдон таъсири

остида магнитлаб, магнитланишни дастлабки ноль қийматдан жуда улкан тўйиниш қийматигача ўзгартириш мумкинлигини кўрган эдик. Бу ҳол ферромагнетиклар учун характерли бўлиб, парамагнетиклардан кескин фарқ қилади. Таққослаш учун нормал парамагнит туз, масалан, FeSO_4 хона температурасида 10 А/м майдон таъсири остида магнитланишни баъзи магнит-юмшоқ ферромагнит қотишмаларга қараганда бир неча юз миллион марта кам оширишни кўрсатамиз.

Иккинчи хусусияти ферромагнит моддалар атомларининг магнит моментлари катталигига тегишлидир. Тўғри тажрибалар (Штерн ва Герлах тажрибалари) ферромагнит моддалар атомларининг магнит моментлари ҳам парамагнетикларники каби катталик тартибда бўлишини ва унча катта бўлмаган магнетон билан ўлчанишини кўрсатади. Бундан ферромагнетизмни парамагнетизм назариясига ўхшаш назария ёрдамида тушунтириш мумкин эмаслиги ва ферромагнит хоссаларни атомда магнит momenti борлиги билан тушунтириш мумкин эмаслиги келиб чиқади.

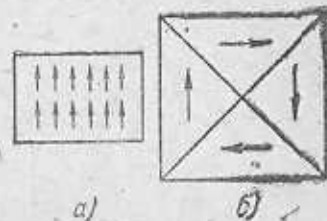
Учинчи муҳим тажрибавий далил гироманит нисбат катталиги G га боғлиқ. Бу катталик ферромагнетикларда электрон орбиталар учун кутиладиган назарий қийматга қараганда тахминан икки марта катта бўлиб, электроннинг хусусий магнит ва механикавий моментлари нисбатига тўғри келади. Бу ҳол ферромагнетикларнинг магнитланишига электронларнинг (электрон спинларнинг) хусусий магнит моментларининг жуда кучли ориентацияси сабаб бўлади (атомларнинг яхлит магнит моментларининг кучли ориентацияси билан эмас).

Тажрибада тасдиқланган ҳозирги замон тасаввурларига кўра ферромагнетизмнинг моҳияти уларда элементар магнит моментларнинг кучли ориентацияланиши ташқи магнит майдонга боғлиқ бўлмаган ҳолда рўй беришидан иборат. Демак, ферромагнетик ҳеч қандай магнит майдонсиз муайян температурага жавоб берадиган бўлиб тўйиниб магнитланар экан (189- а расм). Бундай ўз-ўзидан ихтиёрий ёки спонтан магнитланиш ферромагнетикларнинг энг характерли хоссаларидандир.

Кўрсатилган тасаввурлар 1892 йилдаёқ Б. Л. Розинг ишларида айtilган эди. Аммо бу ишлар ўша вақтда етарлича ривожланмади, фақат 1907 йил Вейсс томонидан қайтадан илгари сурилди. Ферромагнетиклар ташқи майдон йўқлигида магнитланмаган бўлиши мумкинлиги туфайли, бу туюлма зиддиятни тушунтириш учун Вейсс иккинчи асосий гипотезани илгари сурди. Бу гипотезага кўра ферромагнетик жуда кўп майда (бироқ макроскопик) соҳаларга ёки доменларга ажратилади. Бу соҳаларнинг ҳар бири Кюри температурасидан паст температурада жуда кучли магнитланган бўлиб, магнитланиш йўналиши турли доменларда турлича. Улар шундай йўналганки, ферромагнетикнинг тўлиқ магнит momenti нолга тенг (189- б расм).

1928 йили Я. И. Френкель ва сўнгра Гейзенберг ўз-ўзидан магнитланишнинг физикавий сабаби тўғрисидаги саволни принципал равишда ҳал қилишди. Улар электрон спинларининг кучли ориентацияланиши алмашинув ўзаро таъсир кучлари туфайли сўдир бўлишини кўрсатишди. Классик физикада тушунтириб бўлмайдиган бу кучларнинг янги синфини энди ривожланаётган атомнинг квант физикаси тасаввурлари асосидагина тушунтирилган эди.

Ферромагнетикларда доменларнинг мавжудлиги ҳозирги вақтда турли тажрибаларда исботланган. Тўғридан-тўғри кузатиладиган энг яхши метод кукун фигуралар методидир. Агар яхшилаб силлиқланган ферромагнетик сиртида майда ферромагнит (масалан, Fe_2O_3) зарралари муаллақ турадиган суюқлик қатлами ҳосил қилинса, у ҳолда бу майда зарралар майдон бир жинсли бўлмаган жойларга кўпроқ чўкади. Аммо доменлар чегараси яқинида майдоннинг бир жинслилиги бузилган бўлади, шунинг учун чўккан кукун ўз-ўзидан магнитланиш соҳалари чегарасини чизади. 190- расмда катталаштириши унча катта бўлмаган микроскопда кўринадиган кукун фигураларнинг фотосурати келтирилган. Айниқса шун қайд қилиш керакки, ташқи магнит майдон бўлмаганда ҳам доменлар кузатилади. Ферромагнетиклар билан бажарилган кўпгина тадқиқотларда кукунли фигуралар методидан фойдаланилган эди.



189- расм. Ўз-ўзидан магнитланишида электронлар спинлари жойлашувининг схематик тасвири (паст температурада)
(а) ва алоҳида доменларда (б) магнитланиш йўналиши.

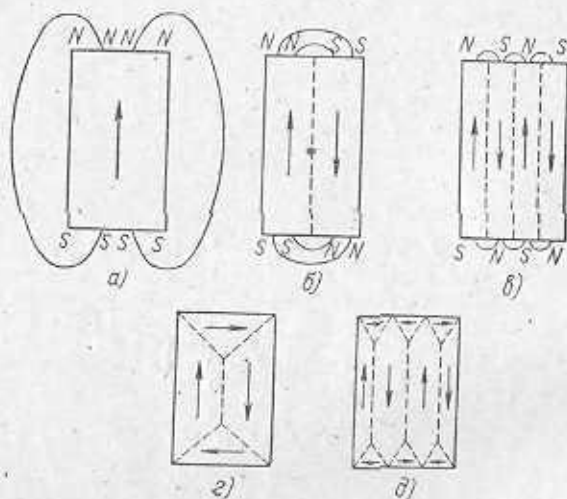


190- расм. Деформацияланган кремнийли пўлатдаги доменлар (80 марта катталаштирилган).

а—майдон йўқлигида; б—магнит майдон чизма текислигига перпендикуляр; в—ўшандай кўч перпендикуляр, лекин қарима-қарин йўналган магнит майдон бўлганда.

Бу метод доменларнинг ўлчамлари, шакли ва жойлашишини, шунингдек, ташқи магнит майдонда доменларнинг ўзгаришини аниқлашга имкон берди.

Нима учун ферромагнетикларда одатда кўп сонли доменлар пайдо бўлишини муфассалроқ ўрганайлик. Соддалик учун ферромагнетик жуда ҳам анизотроп ва унинг енгил магнитланадиган ўқи намуна сиртига перпендикуляр деб ҳисоблаймиз. 191-а расмда



191- расм. Доменлар пайдо бўлишини тушунтиришга доир.

битта домендан иборат ферромагнетик тасвирланган. Бу ҳолда ташқи фазода маълум миқдор энергияга эга бўлган магнит майдон пайдо бўлади, 191-б расмда магнитланиш йўналиши қарама-қарши бўлган иккита домен бор. Бу ерда ташқи магнит майдон масофа ортиши билан а ҳолдагига қараганда тезроқ камаяди ва майдонда тўпланган энергия ҳам кам бўлади. 191-в расмда кўрсатилган ҳолда магнит майдон амалда бевосита магнетик сиртига яқин жойдагина мавжуд бўлади ва майдон энергияси янада камаяди. 191-г расмда ташқи фазода магнит майдон умуман бўлмаган ҳол тасвирланган. Бу ерда ён сиртлари магнитланиш вектори билан ҳамма жойда 45° бурчак ҳосил қиладиган уч ёқли призмалар шаклидаги «туташтирувчи» доменлар бор. Шу туфайли магнит оқим фақат ферромагнетик ичидан ўтиб, у чегаравий доменлар воситасида туташади, *туташтирувчи* доменлар деб аталишининг ҳам сабаби шунда, г ҳолат олдинги ҳолатга қараганда энергетик жиҳатдан анча қулай, шунинг учун а ҳолатда турган ферромагнетик г ҳолатга ўтишга интилади. Ниҳоят, 191-д расмда туташтирувчи доменлар билан бир-

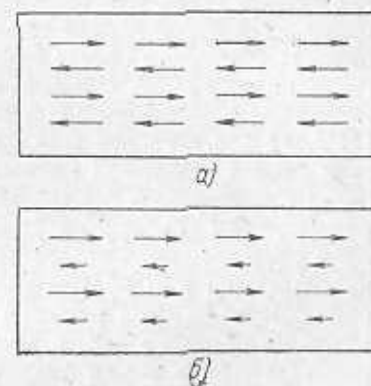
галикда доменлар тўплами кўрсатилган бўлиб, унда ҳам ташқи майдон йўқ. Бундай шаклдаги доменлар тажрибада кузатилади. Шундай қилиб, домен структуралар ҳосил бўлишида ферромагнетик энергияси камайиши туфайли ферромагнетикларнинг доменларга ажралиши содир бўлади (Л. Д. Ландау ва Е. М. Лифшиц).

Биз юқорида ташқи магнит майдон бўлмагандаги ферромагнетикни кўриб чиқдик ва унинг фақат хусусий магнит энергиясини ҳисобга олдик. Агар яна бошқа энергия манбалари, масалан, механикавий кучланиш ёки ташқи магнит майдон ҳам бўлса, унда доменларнинг шакли системанинг тўлиқ энергияси билан аниқланади. Шунинг учун механикавий кучлар ва ташқи майдон борлигида домен структураси ўзгаради.

Ўз-ўзидан магнитланиш (электрон спинларининг ориентацияланиши) рўй берганда магнетик деформацияланади. Агар Кюри температурасидан юқорида температурада ферромагнетик монокристалдан шар қирқиб олиinsa, Кюри температурасидан паст температурагача совиғанида шар эллипсоидга айланади. Ута магнитланганда ҳам доменларнинг шакли ва ўлчамлари ўзгаради. Шунинг учун ферромагнетик бутунча қараганда магнитланмаган бўлади, магнитланишда эса деформацияланади.

Магнитланишда деформация ҳодисасини ўтган аср ўрталарида Жоуль очган эди. У *магнитострикция* деб аталди. Бунда пайдо бўладиган деформация жуда кам. 10^5 А/м тартибдаги майдонда намунанинг исбий узайиши $\Delta l/l$ одатда 10^{-6} — 10^{-8} тартибда бўлади. Магнитострикциядан тескари пьезоэлектр эффект каби (52-§) қувватли ультратовуш тўлқин нурлагичлари яратишда ва бошқа мақсадларда фойдаланилади.

Алмашиниш ўзаро таъсир кучлари ферромагнетиклардаги электрон спинларини параллел жойлаштиради. Алмашиниш кучлари жисм структурасига боғлиқ бўлгани учун улар юзага келтирадиган спинлар ориентацияси турли характерда бўлиши мумкин. Шундай моддалар ҳам мавжудки, уларда ҳам электрон спинларининг кучли ориентацияси мавжуд, бироқ ферромагнетиклардан фарқли ўлароқ, уларда электрон спинлари жуфт-жуфт бўлиб антипараллел жойлашган бўлади. Энг оддий ҳолда электрон спинлари бир-бирига кiritиб қўйилган ва қарама-қарши йўналишда магнитланган фазовий паяжарачаларга ўхшайди (192-расм).



192- расм. Антиферромагнетикларда (а) ва ферритларда (б) магнитланиш характери (схематик кўриниши).

Иккала панжарачаси бир хил катталикда магнитланадиган моддалар антиферромагнетиклар деб аталади. Уларнинг мавжудлигини 1933 йилда Л. Д. Ландау назарий кўрсатиб ўтган эди. Марганец хром, ванадийнинг баъзи бирикмалари (MnO , MnS), ($NiCr$, Cr_2O_3), (VO_2) ва бошқалар антиферромагнетиклардир. Паст температураларда бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги жуда кичик бўлади. Температура орттирилганда электрон спинларининг қатъий жуфт-жуфт антипараллеллиги бузилади ва магнит қабул қилувчанлиги ортади. Маълум бир температурада (антиферромагнит Кюри температураси ёки Неел температураси) электрон спинларининг ўз-ўзидан ориентацияланиш соҳаси бузилади ва антиферромагнетик парамагнетикка айланади. Температура бундан ҳам ортганда, ҳар қандай парамагнетикдаги каби, унинг магнит қабул қилувчанлиги камаяди, бинобарин: антиферромагнит Кюри температурасида магнит қабул қилувчанлик максимумга эга бўлади.

Агар иккала панжарачанинг магнитланиши катталик жиҳатдан бирдай бўлмаса, у ҳолда компенсацияланмаган антиферромагнетизм ҳосил бўлади ва модда анча юқори магнит моментга эга бўлиши мумкин. Бундай магнитланиш характери ферритларда бўлади (112- § га таққосланг).

Ферромагнетикнинг магнитланиш процесслари. Ферромагнетизм назариясининг асосий масалаларидан бири магнитланиш эгри чизигини, яъни магнитланиш I нинг магнитловчи майдоннинг кучланганлигига боғлиқлигини тушунтиришдан иборат. Кўпгина тадқиқотлар натижасида ферромагнетикларнинг магнитланиш процессининг қуйидаги умумий манзараси аниқланган эди.

Ташқи майдон бўлмаганида ферромагнетиклар доменларга шундай ажраладики, уларнинг натижавий магнит моменти нолга яқин бўлади. Бу 193- а расмда схематик тарзда кўрсатилган бўлиб, унда бир хил ҳажмдаги тўртта домен тасвирланган. Бу доменлар тўйингунга қадар магнитланиб, тўйиниш ҳолатида бўлган бутун магнетик тўлиқ моментининг тўртдан бирига тенг бўлган магнит моменти $1/4 I_s$ га эга. Ташқи майдон қўйилганда баъзи доменлар энергияси бир хил бўлмай қолади: магнитланиш вектори майдон йўналиши билан ўткир бурчак ҳосил қилган доменлар энергияси кам бўлади, агар бу бурчак ўтмас бўлса, энергияси кўп бўлади. Шунинг учун доменлар чегарасида силжиш процесси рўй беради, бунда энергияси кам бўлган доменлар ҳажми ортади, энергияси кўп бўлганлариники эса камаяди (193- б расм). Бу процессни фазовий айланиш процесси деб, турли йўналишли магнитланишни эса ферромагнетикнинг турли фазалари деб қараш мумкин.

Майдонлар жуда ҳам кучсиз бўлганда чегараларнинг бу силжиши қайтувчан бўлиб, майдон ўзгариши билан аниқ мосликда бўлади. Ферромагнетикларнинг бошланғич магнитланиши ва маг-

нитланиш эгри чизигининг I соҳаси (193- г расм) чегаралар силжишининг қайтувчан процессига тўғри келади.

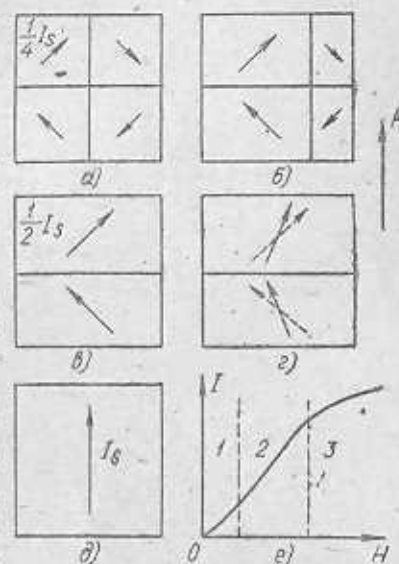
Майдон кучайтирилганда доменлар чегарасининг силжиши қайтувчан бўлмай қолади. Магнитловчи майдоннинг катталиги етарлича бўлганда энергетик жиҳатдан ноқулай бўлган доменлар бутунлай йўқолади (193- в расм).

Агар майдон янада кучайтирилса, у ҳолда магнитланиш процессининг янги типи пайдо бўлади. Бунда домен ичидаги магнит моментнинг йўналиши ўзгаради (айланиш магнитланиши, 193- а расм). Ниҳоят, жуда кучли майдонда барча доменларнинг магнит моментлари майдонга параллел жойлашади. Бу ҳолатда ферромагнетик мазкур температурада энг катта магнит моментга эга бўлади, яъни тўйингунча магнитланган бўлади (193- д расм).

Магнитланишнинг кўрсатилган процесслари (кучсиз майдонларда чегараларнинг силжишидан ташқари) бир оз кечикиш билан рўй беради, яъни чегараларнинг силжиши ва магнитланиш векторининг бурилиши майдон ўзгаришидан орқада қолади, бу эса гистерезис ҳодисаси рўй беришига олиб келади.

Бошқа сабабга кўра ҳам гистерезис пайдо бўлиши мумкин.

Виз юқорида, майдон борлигида домен чегараларининг силжиши туфайли кам энергияга эга бўлган магнит фазанинг (доменларнинг) ҳажми ортади деб гапирган эдик. Аммо шундай ҳам бўлиши мумкинки, ферромагнетикнинг муайян ҳолатида ёки майдоннинг муайян йўналишида магнит фаза мавжуд бўлмаслиги мумкин, шунинг учун бундай фазанинг майда соҳалари пайдо бўлиши ва ўсиб чиқиши ёки қайта магнитланиш куртаклари пайдо бўлиши лозим. Бундай қайта магнитланиш куртаклари фазанинг мавжудлиги майдоннинг энергетик жиҳатдан қулай бўлган аниқ бир қийматидагина ҳосил бўлмай, балки қайта магнитланиш куртакларининг ўсишида кечикиш рўй беради, у ҳам ўз навбатида гистерезис пайдо бўлишига олиб келади. Бу ҳодиса бугнинг ўта тўйинишига ва су-
юқликнинг ўта совишига ўхшайди, яъни барқарор фаза ўсишининг кечикиши туфайли барқарормас фазаларнинг мавжуд бўлиши.



193- расм. Ферромагнетикнинг магнитланиш процессларининг турли типлари (схематик кўриниши):

а, б, в — чегараларнинг силжиши; г ва д — магнитланиш векторининг айланиши.

гига ўхшайди. Агар майда ферромагнетик кристалл структурага эга бўлса, яъни унинг алоҳида кристаллари фақат битта домендан иборат бўлса, унда жуда катта коэрцитив куч олиш мумкин бўлади.

XII боб

МАГНИТ ОҚИМДАН ТЕХНИКАДА ФОЙДАЛАНИШ. ГЕНЕРАТОРЛАР ВА ДВИГАТЕЛЛАР

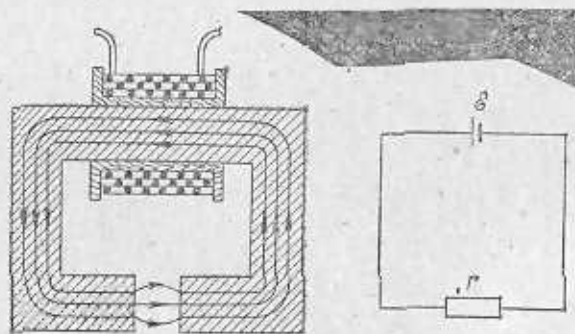
120-§. Магнит занжирлари

Ҳозирги замон электротехникасида магнит оқимдан кенг фойдаланилади. Электромагнитлар, кучли электр тоқ генераторлари, электродвигателлар, трансформаторлар ва кўпгина ўлчов асбобларининг ишлаши уларда магнит оқим мавжуд бўлишлигига асосланган.

Магнит оқимни кучайтириш учун деярли доим ферромагнит материаллар ишлатилади. Бу материаллардан турли шакл ва ўлчамдаги жисмлар тайёрлаб, керакли катталиқдаги магнит оқимлар ҳосил қилиш ва уларни исталган йўналишда йўналтириш мумкин экан. Ичидан магнит индукция ёпиқ чизиқлари ўтадиган жисмлар тўплами *магнит занжири* дейилади.

VIII ва XI бобларда кўриб чиқилган магнит майдоннинг умумий қонунлари берилган ҳар қандай магнит занжиридаги магнит оқимни ҳисоблашга имкон беради. Аммо амалда бу қонунлардан бевосита фойдаланмай, балки даставвал улардан баъзи умумий натижаларни ёки магнит занжири қонунларини келтириб чиқариб, сўнгра бу хусусийроқ қонунларни амалий масалаларни ечишга татбиқ этиш қулайроқ бўлади.

Даставвал оддий ёки тармоқланмаган магнит занжирини кўриб чиқамиз (194- расм). Бу занжир икки қисмдан, магнит сингди-



194- расм. Тармоқланмаган магнит занжири ва унга мос электр занжири.

рувчанлиги μ бўлган материалдан қилинган кесими S бўлган ярмо ва магнит сингдирувчанлиги μ_1 бўлган ўшандай кесимли ҳаво оралиқдан иборат деб ҳисоблаймиз. Сўнгра индукция ўрта чизиги ажратамиз ва унга магнит кучланиш тўғрисидаги теоремани (81-§) татбиқ қиламиз:

$$NI + H_1 l_1 = Ni,$$

бунда H — ярмо ичидаги майдон кучланганлиги, H_1 — ҳаво оралиқдаги майдон кучланганлиги, l — ярмонинг индукция ўрта чизиги бўйича ўлчанган узунлиги, l_1 — ҳаво оралиқ узунлиги, N — чулғамдаги ўрамлар сони i — ундаги ток кучи.

Индукция чизиқлари узлуксиз бўлгани туфайли ярмо ичидаги ва ҳаво оралиқ ичидаги магнит оқим Φ нинг қиймати бир хил бўлади. Кейин қуйидаги

$$\Phi = BS, \quad B = \mu_0 H$$

ифодалардан фойдаланиб майдон кучланганлигини оқим орқали ифодалаш мумкин, яъни

$$H = \Phi / \mu_0 S, \quad H_1 = \Phi / \mu_1 \mu_0 S.$$

Бу ифодаларни биринчи формулага қўйиб, ундан Φ оқимни топамиз:

$$\Phi = \frac{Ni}{l/\mu_0 S + l_1/\mu_1 \mu_0 S}.$$

Олинган формула 194-расмда тасвирланган ёпиқ электр занжири учун Ом қонунига ўхшайди. Бунда

$$\mathcal{E}_m = Ni \quad (120.1)$$

катталиқ электр юритувчи куч родини ўйнайди, шунинг учун ҳам у *магнит юритувчи куч* деб аталади. СИ системасида магнит юритувчи куч бирлиги — ампер. Қуйидаги

$$R_m = l/\mu_0 S + l_1/\mu_1 \mu_0 S \quad (120.2)$$

йигинди формулага Ом қонунида электр занжирининг тўлиқ қаршилиги каби киради, шунинг учун уни *занжирнинг тўлиқ магнит қаршилиги* дейилади. Қуйидаги

$$r_m = l/\mu_0 S, \quad r_{m1} = l_1/\mu_1 \mu_0 S \quad (120.3)$$

катталиқлар занжир участкаларининг магнит қаршилигини беради. Электр қаршилиги сингари магнит қаршилиги ҳам магнит ўтказгичнинг узунлиги l ва унинг кесими S га боғлиқ бўлиб, солиштирма электр ўтказувчанлик λ родини магнит сингдирувчанлик μ_0 ўйнайди.

Бу тушунчалардан фойдаланиб олинган натижаларни қуйидагича тасаввур қилиш мумкин:

$$\Phi = \mathcal{E}_m / R_m. \quad (120.4)$$

Бошқача айтганда, тармоқланмаган магнит занжиридаги магнит оқим магнит юритувчи кучни тўлиқ магнит қаршилигига бўлишдан чиққан бўлишмага тенг.

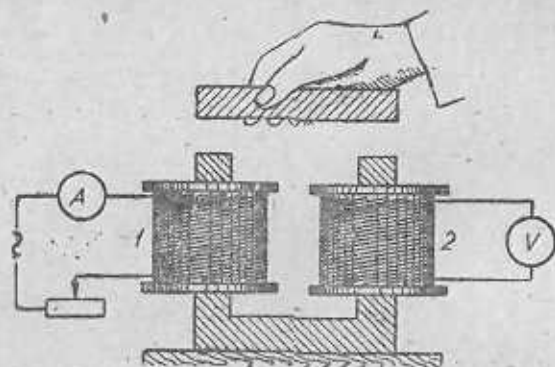
(120.4) формуладан кўринишича, СИ системасида магнит қаршилиги веберга ампер (А/Вб) ҳисобида ўлчанади.

(120.2) ва (120.3) ни солиштириб, қаралаётган занжирнинг тўлиқ қаршилиги унинг қисмлари қаршилигининг йиғиндисига тенг эканлигини кўрамиз:

$$R_m = r_m + r_{m1} \dots$$

Равшанки, бу натижа исталганча қисмлардан тузилган занжир учун ҳам ўринли, бунда магнит оқим шу қисмлар орқали кетма-кет яхлит ўтиши лозим; магнит ўтказгичлари кетма-кет уланганда уларнинг магнит қаршиликлари қўшилади.

195- расмда магнит қаршилигининг таъсирини кўрсатувчи тажриба тасвирланган. П-симон темир ўзак 1 чулғам билан магнитла-



195- расм. Темир ўзак туташтирилганда унинг қаршилиги камаяди ва унинг ичидаги магнит оқим ортади.

нади. 1 чулғам амперметр A ва реостат билан ўзгарувчан ток тармоғига кетма-кет уланган. Чулғам 2 да индукция э. ю. к. ҳосил бўлади, вольтметр U нинг кўрсатиши ўзакдаги магнит оқим катталигига пропорционал. Агар чулғам 1 даги ток кучини ўзгартирмай сақлаб, ўзакни темир пластинка билан бирлаштирсак, занжирнинг магнит қаршилиги камаяди ва вольтметрнинг кўрсатиши ортади.

Эслатиб ўтиш керакки, киритилган терминлар ва тушунчалар формал характерга эга. Магнит оқимда ҳеч қандай зарра ҳаракатланмайди, шунинг учун «магнит юритувчи куч» тўғрисида ҳам, «магнит қаршилиги» тўғрисида ҳам гапиришга ҳеч қандай асос йўқ. XI бобда тушунтирилгани каби, тавсифланган ва унга ўхшаш тажрибаларнинг физикавий мазмуни шундан иборатки, магнит занжи-

рига магнитланувчи жисмларни киритиб, магнетикларнинг молекуляр тоқларини ҳаракатга келтирамиз, улар эса қўшимча магнит оқим ҳосил қилади. Аммо юқорида кўрсатилган формал тавсиф амалий масалаларни ечиш учун қулай, шунинг учун ҳам улар электротехникада кўп қўлланилади.

121- §. Электромагнитлар

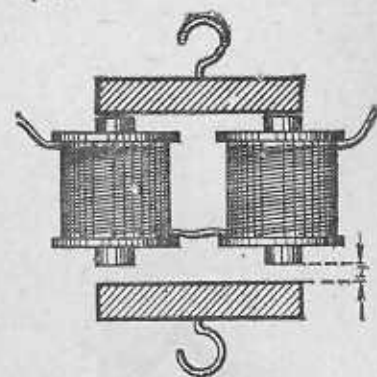
Оддий электромагнит (196- расм) тармоқланмаган магнит занжирига мисол бўлади.

Электромагнит тутиб тура оладиган юкнинг максимал оғирлиги тақрибан қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$F = \frac{1}{2\mu_0} B^2 S. \quad (121.1)$$

Бу ерда B — ўзак ичидаги индукциянинг қиймати, S — ўзак ва якорнинг тегиб турган юзи. Агар (121.1) формулада B ни тесла, S ни m^2 ҳисобида ифодаласак, унда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м ва F куч Ньютон ҳисобида ифодаланади.

(121.1) формулани қуйидаги тарзда олиш мумкин. Якорь ва ўзак орасида кичик оралиқ x бўлиб (196- расм), якорь ўзакдан dx кесмага узоқлашади, дейлик. Бунда магнитловчи чулғам орқали ўтувчи магнит оқим бирор $d\Phi$ катталиққа ўзгаради ва занжирда қўшимча ток



196- расм. Электромагнит.

$$\delta i = - \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt}$$

пайдо бўлади. Бу ерда r — ток манбаининг қаршилигини ҳам ўз ичига олган занжирнинг тўлиқ қаршилиги. Биз якорь шунчалик секин ҳаракатланадики, δi ни чексиз кичик миқдор дейиш мумкин деб ҳисоблаймиз.

Энергиянинг сақланиш қонунига кўра (100-§) бундай кўчишда ток манбаи бажарган ишнинг ўзгариши = Жоуль—Ленц иссиқлик миқдорининг ўзгариши + механикавий иш + магнит майдон энергиясининг ўзгариши.

Ток манбаи бажарган ишнинг ўзгариши:

$$\delta (i + \delta i) dt - i \delta i dt = - \frac{\delta}{r} \frac{d\Phi}{dt} dt = - i d\Phi.$$

Иссиқлик миқдорининг ўзгариши:

$$r (i + \delta i)^2 dt - r i^2 dt = 2 r i \delta i dt = - 2 r i \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt} dt = - 2 i d\Phi.$$

Майдон энергиясининг ўзгариши кўчиш охири ва бошидаги энергиялар фарқидан иборат:

$$dW = (1/2 Li^2)_{x+dx} - (1/2 Li^2)_x = 1/2 i^2 dL,$$

бунда dL — оралиқ dx га ортганда электромагнит индуктивлигининг ортини, Аммо $\Psi = Li$, шунинг учун

$$dW = 1/2 i d\Psi.$$

Ниҳоят, механикавий иш $\delta A = F dx$. Шунинг учун

$$-i d\Psi = -2 i d\Psi + F dx + 1/2 i d\Psi \text{ ёки } F = 1/2 i d\Psi/dx.$$

Бу формулаларда Ψ чулғамни кесиб ўтувчи оқимдир. Агар Φ — ўзакдаги оқим бўлса ва чулғамда N та ўрам бўлса, унда $\Psi = N\Phi$.

Аммо 120-§ га кўра ўзакдаги оқимни қуйидаги тарзда ифодалаш мумкин ($\mu_1 = 1$, $I_1 = 2x$):

$$\Phi = \frac{Ni}{l/\mu_0 S + 2x/\mu_0 S} = \mu_0 S \frac{Ni}{l + 2\mu x},$$

бунда l — ўзак ва якордаги индукция чизигининг узунлиги, S — ўзак кесими. Шунинг учун

$$\frac{d\Psi}{dx} = N \frac{d\Phi}{dx} = -\frac{2\mu_0 \mu^2 S N^2 i}{(l + 2\mu x)^2}.$$

Бу ифодани кўтариш кучи учун ёзилган формулага қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$F = \frac{1}{2} i \frac{d\Psi}{dx} = -\frac{S}{\mu_0} \left(\frac{\mu \mu_0 N i}{l + 2\mu x} \right)^2.$$

Ифодадаги минус ишораси якорга таъсир қилувчи куч x оралиқни камайтиришга интилади. Қавс ичида турган ифода электромагнит ўзагидаги B индукциядан иборат, $2S$ — ўзак ва якорнинг тегиб туриш юзи. Бу юзни S билан ифодалаб, (121.1) формулани оламиз:

(121.1) формула кўтариш кучи индукция квадратига пропорционал эканлигини кўрсатади. Шунинг учун катта кўтариш кучи ҳосил қилишда магнит синдирувчанлиги юқори бўлган материаллардан фойдаланиш ва ўзак ҳамда якорнинг зич туташувини таъминлаш лозим.

122-§. Магнит оқимнинг тармоқланиши

Амалда оддий магнит занжирлари билан бир қаторда магнит оқим тармоқланадиган мураккаброқ занжирлар билан иш кўришга тўғри келади. 197-расмда магнит занжирга мисол кўрсатилган. Магнит кучланиши тўғрисидаги теоремадан фойдаланиб, бу ҳолда ҳам магнит оқимни ҳисоблаш учун оддий қоидалар бериш мумкин.

Биз қараётган занжир таркибига кирган $abgea$ ёпиқ контурни кўрамиз (197-расм). bd участканинг узунлигини l_1 орқали, унинг кесимини S_1 орқали ва ундаги майдон кучланганлигини H_1 орқали, $geab$ участка учун тегишли катталикларни l_2 , S_2 ва H_2 орқали белгилаймиз. Аввалгидек, H_1 ва H_2 ни қаралаётган участкалардаги Φ_1 ва Φ_2 оқимлар орқали ифодалаш мумкин.

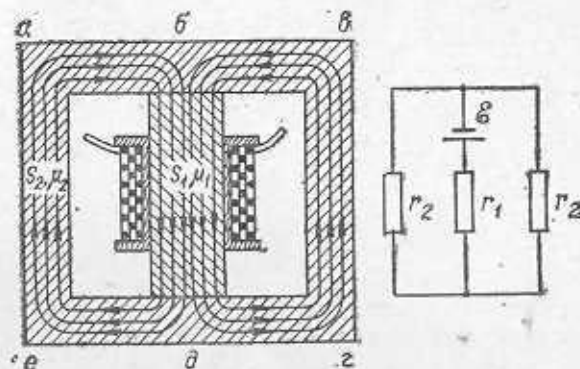
$$H_1 = \Phi_1 / \mu_1 \mu_0 S_1, \quad H_2 = \Phi_2 / \mu_2 \mu_0 S_2,$$

бунда μ_1 ва μ_2 — участка bd ва участка $geab$ даги материалларнинг магнит синдирувчанлиги. Шунинг учун

$$\Phi_1 \frac{l_1}{\mu_1 \mu_0 S_1} + \Phi_2 \frac{l_2}{\mu_2 \mu_0 S_2} = N_1 i_1.$$

Аммо

$$l_1 / \mu_1 \mu_0 S_1 = r_{m1}, \quad l_2 / \mu_2 \mu_0 S_2 = r_{m2}$$



197-расм. Магнит оқим тармоқланган магнит занжири.

занжирнинг bd ва $geab$ участкаларининг магнит қаршилиги,

$$N_1 i_1 = \mathcal{E}_{m1}$$

—бу занжирнинг магнит юритувчи кучи, у ҳолда олдинги формула оддий кўриниш олади:

$$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \mathcal{E}_{m1}.$$

Ажратилган ёпиқ контурга оқимлари турлича бўлган иккита участка эмас, балки бир қанчаси кириши мумкин ва бу участкаларнинг ҳар бирида ўзининг магнитловчи чулғами бўлиши мумкин. Шунинг учун умумий ҳолда

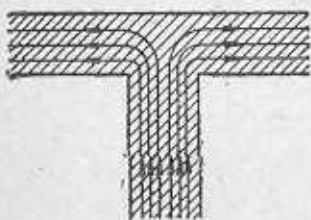
$$\sum \Phi_k r_{mk} = \sum \mathcal{E}_{mk} \quad (122.1)$$

Бу формула тармоқланувчи тоқлар учун Кирхгофнинг иккинчи қондаси учун ёзилган кўринишга эга (70-§), бунда ток кучи i ўрнига магнит оқими Φ кирган, электр қаршилиги r ва э. ю. к. \mathcal{E} ролини магнит қаршилиги r_m ва магнит юритувчи куч \mathcal{E}_m ўйнайди.

(122.1) формуладан фойдаланишда \mathcal{E}_m ва Φ учун ишоралар қондасини ҳисобга олиш лозим. Агар чулғам ҳосил қилаётган оқимнинг йўналиши контурни айланиб ўтиш йўналиши билан мос тушса, магнит юритувчи куч мусбат ҳисобланади. Оқим Φ

нинг мусбат бўлиши оқим йўналишининг танланган айланиш йўналиши билан мос тушишини билдиради.

Энди магнит занжирининг уч ёки ундан кўп магнитопровод туташган тармоқланиш тугунини қараб чиқамиз (198- расм). Индукция чизиқлари узлуксиз бўлгани туфайли тармоқланиш тугунига келаётган чизиқларнинг умумий сони тармоқланиш тугунидан кетаётган чизиқлар сонига тенг.



198- расм. Магнит оқимнинг тармоқланиши.

Шундай қилиб, ҳар қандай магнит занжиридаги оқимларни ҳисоблаш масаласи электр занжиридаги тоқларни ҳисоблаш масаласига ўхшайди, шу билан бирга ҳар қайси магнит занжири учун унга мос электр занжирини кўрсатиш мумкин (197- расм).

Бу ўхшашликдан фойдаланиб, кўпгина ҳолларда масалани охиригача ечмасдан туриб, электрга доир маълум масаланинг ечимидан фойдаланиш мумкин. Масалан, ўтказгичлар параллел уланганда улардаги тоқ қаршилиқка тескари пропорционал бўлади. Шунинг учун магнит ўтказгичлар параллел уланганда улардаги магнит оқими магнит қаршилиқка тескари пропорционал бўлади.

Магнит ва электр занжирлари орасидаги ўхшашликдан фойдаланилганда муҳим фарқ борлигини назарда тутиш лозим. Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги амалда тоқ зичлигига боғлиқ бўлмайди, шунинг учун электр занжири участкаларининг қаршилигини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Магнит сингдирувчанлик μ магнит майдон кучланганлигига боғлиқ, бинобарин, (122.1) формуладаги магнит қаршилиқлар Φ оқимнинг қийматига боғлиқ бўлган ўзгарувчан катталиклардир.

123- §. Ўзгарувчан ток генераторлари

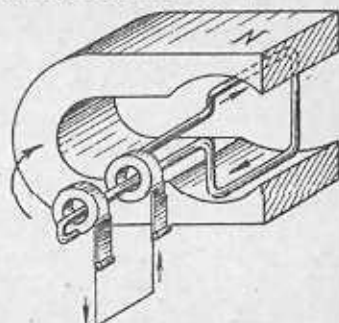
Магнит оқимнинг механикавий энергияни электр энергияга (генераторлар) ёки электр энергияни механикавий энергияга (электродвигателлар) айлантириш учун мўлжалланган электр машиналарда қўлланилиши жуда муҳимдир.

Ҳозирги вақтда генератор ва двигателларнинг жуда кўп типлари мавжуд. Уларнинг конструкцияси шундай юқори даражада такомиллашганки, қатор муҳим ёрдамчи техникавий масалаларни

ҳал қилишни талаб қилди. Аммо биз электр машиналари деталларининг конструкцияси ҳақида тўхталмаймиз (бу электротехниканинг махсус курсига тегишли), биз фақат уларнинг тузилиш принципи билан чекланамиз.

Замонавий қудратли электр ток генераторларининг ҳаммаси магнит майдонда ўтказгични ҳаракатлантиргандаги электромагнит индукция ҳодисасига асосланган. Даставвал ўзгарувчан ток генераторлари устида тўхталиб ўтамиз.

199- расм техникавий ўзгарувчан ток олиш принципини тушунтиради. Сим чулғам айланиши туфайли электр юритувчи куч пайдо бўлади. Чулғамнинг учлари машина ўқиға маҳкамланган иккита изоляцияланган мис ҳалқага (контакт ҳалқаларга) келтирилган ва мисдан ёки графитдан қилинган сиқувчи ўтказгичлар (чўтка) ёрдамида чулғам айланишини бузмаган ҳолда ёпиқ ток занжирига улашни мумкин.



199- расм. Ўзгарувчан ток олиш принципи.

Агар α ўрам текислигига нормал n ва майдоннинг индукция вектори B билан ташкил қилган бурчаги бўлса, унда ўрам орақали ўтувчи оқим қуйидагига тенг:

$$\Phi = BS \cos \alpha = \Phi_0 \cos \alpha,$$

бунда S — ўрам юзи, Φ — оқимнинг $\alpha = 0$ бўлгандаги максимал қиймати. Ўрам ω бурчак тезлик билан текис айлантирилганда $\alpha = \omega t + \alpha_0$ шунинг учун битта ўрамнинг э. ю. к.

$$\mathcal{E} = -\alpha\Phi/dt = \Phi_0\omega \sin(\omega t + \alpha_0) = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \alpha_0). \quad (123.1)$$

Агар бир эмас, балки N та ўрам сим бўлса, унда \mathcal{E} э. ю. к. амплитудаси N марта кўп бўлади. Агар Φ_0 ни Вб ҳисобида, ω ни рад/сек ҳисобида ифодаланса, унда \mathcal{E} вольт ҳисобида ифодаланган бўлади.

(123.1) дан кўринадики, э. ю. к. ни ошириш учун магнит оқими Φ_0 ни кўпайтириш зарур, бунинг учун эса машинанинг магнит занжири қаршилигини иложи борица камайитириш лозим. Шунинг учун генераторларнинг магнит системаси икки темир ўзакдан қилинади: ташқи ҳалқасимон қўзғалмас ўзак ва ички айланувчи цилиндр ўзак, улар орасидаги ҳаво оралигини минимал ўлчамга келтирилади. Одатда, машина икки чулғамга эга бўлиб, уларнинг бири қўзғалмас ўзак (статор)нинг ички томонидаги ўйиқларга (пазларга) жойлаштирилади, иккинчи чулғам эса айланади.

ган ўзак (ротор) ўйиқларига жойлаштирилади. Битта чулғам магнит оқимини ҳосил қилиш учун, иккинчи чулғам ишчи бўлиб хизмат қилади ва унда ўзгарувчан э. ю. к. индукцияланади.

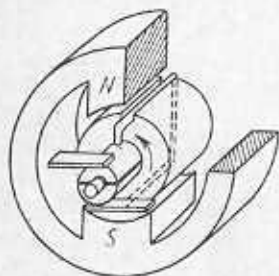
124-§. Ўзгармас ток генераторлари

Ўзгармас ёки тўғри ток генераторларида айланаётган чулғамда пайдо бўлаётган ўзгарувчан э. ю. к. айланивчи переключателдан иборат бўлган коллектор ёрдамида тўғриланади.

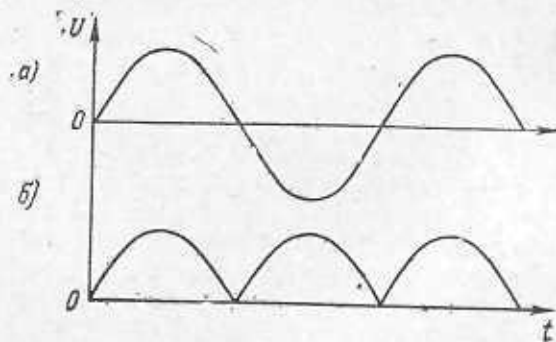
Энг оддий тўғри ток генератори 200- расмда тасвирланган. У бир ўрамдан иборат чулғамга эга бўлиб, унинг коллектори машинанинг ўқиға кийдирилган изоляцияланган иккита мис ярим цилиндрлардан иборат. Уларга чулғам учлари уланган. Коллектор пластинкаларига иккита чўтка сиқилади. Бу чўткалар чулғамни ток занжирига улайди. 201- расм коллекторнинг ишлашини тушунтиради. *a* эгри чизиқ чулғам учларидаги кучланишдан иборат бўлиб, *y* (123.1) га мувофиқ синус қонунига кўра ўзгаради. Ҳар ярим айланага бурилгандан кейин коллектор чулғам учларини коммутациялайди, шунинг учун чўткада *b* эгри чизиқ билан тасвирланган кучланиш олинади. Бундай оддий генератор пульсацияланувчи ток беради, бу токнинг йўналиши ўзгаришсиз қолса ҳам, лекин кучи ўзгаради.

Коллектор айлангани учун унга уланган ишчи чулғам ҳам доим айланадиган қилинади. Уни машина ўқиға кийдирилган ички темир ўзакка жойлаштирилади. Пульсацияланмайдиган ўзгармас ток олиш учун чулғам кўп секцияларга ажратилади ва кўп пластинкалардан иборат коллектор ишлатилади.

Ҳозирги замон қудратли генераторларида магнит оқим олиш учун фақат электромагнитлардан фойдаланилади. Баъзи махсус ҳолларда электромагнит чулғамини таъминлашда ёрдамчи манбалар (ташқи уйғотишли машиналар) дан фойдаланилади. Бироқ кўпинча ўз-ўзидан уйғонадиган машиналар қурилади, уларда электромагнитда (уйғотиш чулғамда) ток ҳосил қилиш учун машинанинг ўзи эришадиган кучланишдан фойдаланилади.



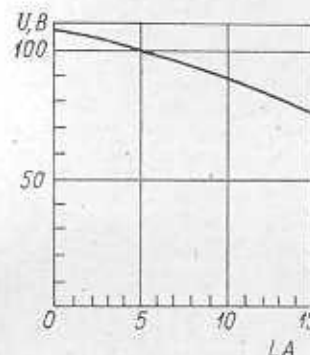
200- расм. Энг оддий тўғри ток генератори.



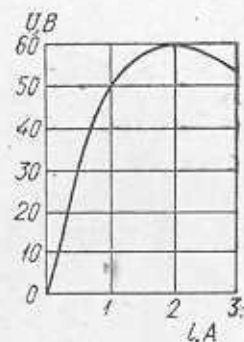
201- расм. Коллекторнинг ишлаши.

Ўзгармас ток машиналарининг хоссаси уйғотиш чулғамининг машина якори билан уланиш усулига муҳим боғлиқ. Шу принцип бўйича машиналар қуйидаги типларга бўлинади: параллел уйғотишли машиналар (шунтли машиналар), кетма-кет уйғотишли машиналар (сериес машиналар) ва арадаш уйғотишли машиналар (компаунд машиналар).

Шунтли машиналарда уйғотиш чулғами якорга параллел уланади. Электромагнитга тармоқланаётган ток олатда якорь токнинг 1% дан (катта генераторларда) 5% гачасини (кичик генераторларда) ташкил қилади. Шунинг учун уйғотиш чулғамининг қаршилиги r_y якорь қаршилиги r_a дан анча катта бўлади.



202- расм. Параллел уйғотишли машина характеристикаси.



203- расм. Кетма-кет уйғотишли машина характеристикаси.

Шунтли машина қисқичларидаги кучланиш нағрузка токига қандай боғлиқлигини қараб чиқамиз. Қисқичлардаги кучланиш

$$U = \mathcal{E} - r_a (i_y + i),$$

бунда \mathcal{E} — якорлагги э. ю. к. i_y — уйғотиш токи, i — нағрузка токи. Машина узук бўлганда (салт ишлаш) $i = 0$ бўлади ва U максимал қийматга эга бўлади. Ток i оширилганда U камаяди, камайганда ҳам икки сабабга кўра камаяди. Биринчидан, якорь ичидаги кучланиш тушуви ортгани туфайли (кучланиш тушувининг ортиши $r_a(i + i_y)$). Иккинчидан, U нинг бу камайиши уйғотиш токнинг сусайишига олиб келади, у ўз навбатида э. ю. к. \mathcal{E} ни пасайтиради ва машина кучланишини яна ҳам кўпроқ камайтиради. Шунинг учун $U = f(i)$ боғлиниш 202- расмда кўрсатилган эгри чизиқ билан тасвирланади.

Сериес машиналарда уйғотиш чулғами якорь билан кетма-кет уланади. Бу ҳолда машинанинг тўлиқ токи уйғотиш чулғами орқали ўтади ва шунинг учун ундаги кучланиш исрофи камроқ бўлсин учун $r_y \ll r_a$ бўлиши лозим.

Ҳар қандай ток манбаси сингари сериес машина қисқичларидаги кучланиш ҳам якорининг э. ю. к. \mathcal{E} ва машина ичидаги кучланиш тушини орасидаги фарққа тенг:

$$U = \mathcal{E} - i(r_a + r_y).$$

Салт ишлашда ($i = 0$) ички кучланиш тушуви нолга тенг. Аммо бу ҳолда уйғотиш чулғамда ҳам ток йўқ, шунинг учун ҳам кучланиш U нолга яқин. Нағрузка токи i ортганида машинадаги магнит оқим ортади, бундан э. ю. к. \mathcal{E} ва кучланиш U ҳам ортади. Бу ортми маълум чегарага, яъни электромагнит ўзатида тўйиниш бошлангунга қадар лавом этади. i нинг бундан кейинги ортишида э. ю. к. амалда ортмайди, бу вақтда эса ички кучланиш тушуви

$i(r_a + r_y)$ ортишда давом этади, шунинг учун кучланиш U камая бошлайди. Сервес машинанинг характеристикаси 203-расмда кўрсатилган.

Шундай қилиб, шунгли машиналар пасаяувчи характеристикага, сервес машиналар эса кўтарилувчи характеристикага эга. Бу хусусиятларни компаунд машиналарда бирга қўшилади, бу машиналарнинг электромагнитлари иккита чулғамга эга: улардан бири якорга параллел, иккинчиси кетма-кет уланади. Чулғамларни тегишлича танлаб, маълум интервалда нагрузка токни ўзгартириб кучланишни тахминан ўзгаришсиз сақлаб қолишга эришиш мумкин.

125-§. Ўзгармас ток электр двигатели

Олдинги параграфда қараб чиқилган ўзгармас ток машинасида ташқи манбадан ток ҳосил қилинса, унинг якори айлана бошлайди. Шунинг учун коллекторли машиналар генератор бўлиб ҳам, двигатель бўлиб ҳам хизмат қилиши мумкин, яъни улар қайтувчандир.

Генератор ва двигательларда энергиянинг бир-бирига айланишини яхшироқ тушуниш учун якорга таъсир қилувчи кучларни қараб чиқамиз. 204-расмда генератор сифатида ишлайдиган (а) ва двигатель сифатида ишлайдиган (б) ўзгармас ток машинаси схематик тасвирланган. Генератор ҳолида якордаги индукция токининг йўналиши Ленц қонуни билан аниқланади (91-§): шимолий қутбда ток чизмадан китобхонга, жанубий қутбда эса китобхондан чизма орқасига йўналган. Якорь симларига электродинamik кучлар таъсир қилади, бу кучлар якорь токига пропорционалдир. Бу кучлар якорьни соат стрелкаси бўйича, яъни генератор айланишига қарама-қарши томонга айлантиришга ҳаракат қилади. Якорь айланишини қувватлаб туриш учун генераторни айлантирувчи двигатель ҳосил қилаётган кучга катталиги жиҳатидан тенг ва йўналиши жиҳатидан қарама-қарши бўлган ташқи кучлар таъсир қилиши зарур. Шунинг учун двигатель электродинamik кучларга қарши узлуксиз механикавий иш бажаради, генератордан олинаётган ток қанчалик кучли бўлса, бу иш ҳам шунчалик кўп бўлади, бинобарин, двигательнинг механикавий иши электр энергияга айланади.

Машина электр двигатель сифатида ишлаганда ташқи двигатель йўқ ва якорь чулғамига фақат электродинamik кучлар таъсир қилиб, бу кучлар таъсири остида якорь айлана бошлайди. Бу ҳолда ишни электродинamik кучлар бажаради ва биз двигательни таъминловчи манбанинг электр энергияси механикавий ишга айланади.

Машина электр двигатель сифатида ишлаганда ташқи двигатель йўқ ва якорь чулғамига фақат электродинamik кучлар таъсир қилиб, бу кучлар таъсири остида якорь айлана бошлайди. Бу ҳолда ишни электродинamik кучлар бажаради ва биз двигательни таъминловчи манбанинг электр энергияси механикавий ишга айланади.

нишини кўрамиз. 204-расмдан генератор ва электр двигателнинг бир хил йўналишда айланишида якордаги тоқлар йўналиши қарама-қарши бўлиши кўриниб турибди.

Двигатель якори айланаётганда унинг чулғами магнит майдон индукция чизиқларини кесиб ўтади, шунинг учун ҳам унда индукция э. ю. к. \mathcal{E} пайдо бўлади. Юқорида тушунтирилганидек, бу э. ю. к. якорь токига қарама-қарши бўлган ток ҳосил қилишга интилади, шунинг учун ҳам у қарши электр юритувчи куч деб ном олди. Якордаги ток кучи якордаги кучланиш U га қандай боғлиқ бўлса, қарши электр юритувчи кучга ҳам шундай боғлиқ (э. ю. к. ли занжир участкаси учун Ом қонуни)

$$I_n = \frac{U - \mathcal{E}}{r_n},$$

бунда r_n — якорнинг қаршилиги.

Қарши электр юритувчи куч якорь токини камайтирди. Двигатель нагрузкисиз (салт) ишлаётганда якорнинг айланиш тезлиги катта бўлади ва акс электр юритувчи куч U кучланишдан бир оз камроқ бўлади. Шунинг учун салт юриш томи кичик. Нагрузка оширилганда якорнинг тезлиги камаяди ва акс электр юритувчи куч пасаяди. Бунга мос равишда двигатель истеъмол қилаётган ток ортади, нагрузка қанчалик кучли бўлса, бу ортиш шунчалик катта бўлади.

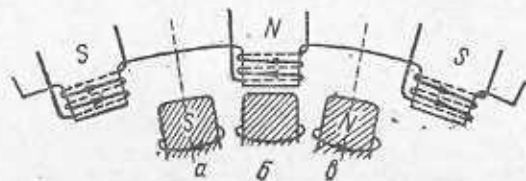
Двигателни юритиб юборишда бу ҳолни ҳисобга олишга тўғри келади. Юритиб юбориш моментиде якорь бутунлай айланмайди ва қарши электр юритувчи куч нолга тенг. Шунинг учун юритиб юборгандан кейинги дастлабки моментларда якорь токи шунчалик катта бўлиши мумкинки, у чулғам ва коллектор пластинкаларини ишдан чиқариши мумкин. Бу ҳодисани йўқотиш учун қудратли двигательларни юритиб юборишда доим юритиб юбориш реостатлари ишлатилади, бу реостатларни двигательга кетма-кет уланади ва двигательнинг айланишлар сонининг ортиши билан уни занжирдан аста-секин чиқарилади.

126-§. Синхрон двигателлар

Ўзгарувчан ток генераторларидан электродвигателлар сифатида фойдаланиш мумкин, яъни улар ҳам ўзгармас ток машиналари каби қайтувчанликка эга.

Бундай двигателларнинг ишлаш усулини тушунтириш учун 205-расмга мурожаат қиламиз, унда машинанинг ташқи қутблари билан бир қисми кўрсатилган. Унинг $SNS \dots$ электромагнитлари ҳам, худди генератордаги каби, ташқи ўзгармас ток манбадан таъминланади, масалан, машинанинг умумий ўқиға ўрнатилган ёрдамчи генератордан таъминланади, ротор эса ўзгарувчан ток тармоғига

уланади. Ротор қутбларидан бири a вазиятда бўлсин ва ротор чулғамидаги ток бу қутбда жанубий магнитланиш ҳосил қилади. Ротор қутби жанубий қутб S дан итарилади ва шимолий қутб N га тортилади ва ротор соат стрелкаси бўйича бурилади бошлайди. Роторнинг b вазиятида (205-расм) ток кучи нолга айланади, кейинроқ e вазиятда эса ротор чулғамидаги ток ўз йўналишини ўзгарттиради. Унда роторнинг биз қараётган қутби қайта магнитланади ва энди



205-расм. Ўзгарувчан ток синхрон двигателининг принципи.

статорнинг шимолий қутби N дан итарилади ва жанубий қутб S га тортилади. Шунинг учун ҳам ротор чулғамида ўзгарувчан ток бўлгунга қадар ротор соат стрелкаси бўйича айланишда давом этади.

Айтилганлардан равшанки, ротор фақат қатъий маълум тезликда айланади. Бу тезлик шундай бўлиши керакки, роторнинг ҳар қайси қутби статорнинг бир хил исмли қўшни қутблари орасидаги масофани ўтиши учун зарур бўлган вақт ўзгарувчан токнинг даврига аниқ тенг бўлиши лозим. Ёки, одатда қабул қилинганидек, ротор ўзгарувчан токнинг ўзгариши билан синхрон равишда айланиши лозим. Шунинг учун ҳам бундай типдаги двигателлар синхрон двигателлар деб ном олди.

Синхрон двигателларнинг ноқулайлиги шундаки, улар уланганда ўзи ҳаракатга келмайди: уларни юритиб юбориш учун роторни бошқа бир двигатель ёки бирор бошқа услуб билан синхрон тезликкача айлантириш лозим. Худди шунингдек, агар нагрузка ортиб кетса, роторнинг тезлиги камаяди (двигатель синхронизмдан чиқади), у ҳолда двигатель тўхтайди. Шунга қарамасдан синхрон двигателлар ишлатилади, хусусан, айланишлар сони қатъий бўлиши талаб қилинган ҳолларда кўп ишлатилади.

Синхрон двигателлар билан бир қаторда бошқа типдаги ўзгарувчан ток электродвигателлари ҳам бор. М. О. Доливо-Добровольский кўп фазали токлар системасини ишлаб чиққандан кейингина ўзгарувчан ток двигателлари техникага кенг татбиқ қилинадиган бўлди. Энди кўп фазали токларни қараб чиқамиз.

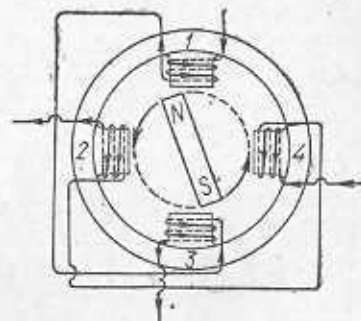
127-§. Икки фазали ток

Оддий ўзгарувчан ток генераторига ўхшаш генераторни (206-расм), бирор иккита мустақил чулғамли: бири 1 ва 3 ғалтақдан, иккинчиси биринчи чулғамга нисбатан $\pi/2$ бурчакка бурилган 2 ва 4 ғалтақдан иборат бўлган генераторни қараб чиқамиз. Ротор айланганида чулғамларнинг ҳар бирида ўзгарувчан э. ю. к. индукцияланади, аммо 2—4 чулғамда э. ю. к. \mathcal{E}_2 максимумга 1—3 чулғамда э. ю. к. \mathcal{E}_1 нинг максимумга эришишига нисбатан роторнинг айланиш вақтидан чорак давр кечроқ эришади, э. ю. к. \mathcal{E}_2 ҳам худди шундай кечикиш билан нолга айланади. Бошқача айтганда, иккала чулғамдаги э. ю. к. тебранишлари орасидаги фазалар фарқи 90° ёки $\pi/2$ мавжуд. Агар ҳар қайси чулғамдаги э. ю. к. нинг максимал қийматини \mathcal{E}_0 (э. ю. к. амплитудаси) орқали, роторнинг айланиш бурчак тезлигини ω орқали белгиласак, унда иккала ғалтақдаги э. ю. к. нинг ўзгариш қонуни қуйидаги кўринишни олади:

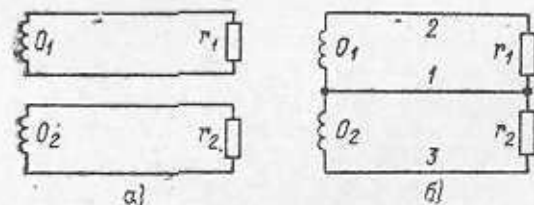
$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 90^\circ). \quad (127.1)$$

Генераторнинг иккала чулғамининг ҳар бирини (бундан кейин уларни O_1 ва O_2 билан белгилаймиз) нагрузка қаршиликлари r_1 ва r_2 га улашимиз мумкин (207-расм), унда ҳар қайсисида ўзгарувчан ток бўлган иккита занжир ҳосил бўлади. Аммо бу иккала ток мослашган бўлади, улар орасида ҳам маълум фазалар фарқи мавжуд. Бундай икки токни *икки фазали токлар системаси* ёки *тўғридан-тўғри икки фазали ток* дейилади.

207-расмда генераторни нагрузка билан бирлаштирувчи тўртта сим кўрсатилган. Симлар сонини камайтириш мумкин. Электр ҳодисалари учун потенциаллар фарқи муҳим бўлгани туфайли ҳар



206-расм. Икки фазали ток олиш.



207-расм. Икки фазали токлар системасининг схемаси.

қайси занжирнинг битта симини умумий қилиш мумкин, унда биз 207-б расмда кўрсатилган икки фазали токнинг уч симли занжирини оламиз.

Чулғамларнинг O_1 ва O_2 учлари орасидаги кучланишларни *фаза кучланишлари* O_1 ва O_2 даги тоқларни *фаза тоқлари* дейлади. Нагрузка қаршиликлари r_1 ва r_2 даги кучланишлар ва тоқлар ҳам шундай деб номланади. 1, 2 ва 3 линия симлари орасидаги кучланишлар *линия кучланишлари*, бу симлардаги тоқлар эса *линия тоқлари* дейлади. Агар генератор узук бўлса ($r_1=r_2=\infty$), унда фаза кучланишлари ҳар қайси чулғамдаги э. ю. к. га тенг. Агар сим 1 нинг потенциали нолга тенг деб олинса унда сим 2 нинг потенциали ёки сим 1 ва 2 орасидаги линия кучланиши

$$U_{12} = \mathcal{E} \sin \omega t$$

га, 1 ва 3 орасидаги линия кучланиши

$$U_{13} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 90^\circ)$$

га тенг. 2 ва 3 симлар орасидаги линия кучланиши эса 2 ва 3 симларнинг потенциаллари фарқидан иборат:

$$U_{23} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t - \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 90^\circ) =$$

$$= 2\mathcal{E}_0 \sin 45^\circ \cos(\omega t - 45^\circ) = \sqrt{2}\mathcal{E}_0 \sin(\omega t + 45^\circ). \quad (127.2)$$

Шундай қилиб, икки фазали токнинг уч симли системасида бир хил ω частотали учта оддий (бир фазали) ток олишимиз мумкин, лекин фазалар фарқи 90° ва 45° ва э. ю. к. лари амплитудаси икки хил

$$\mathcal{E}_0 \text{ ва } \mathcal{E}_0 \sqrt{2}.$$

n та чулғамли битта генераторда иккита эмас, балки уч, тўрт ва умуман n ўзгарувчили уйғунлашган тоқларни тасаввур қилишимиз мумкин. Бунда чулғамлар маълум фазалар фарқига ёки кўп фазали тоқлар системасига эга бўлиши лозим. Аммо уч фазали токни амалда кенг татбиқ қилинадиган бўлини.

128-§. Уч фазали ток

Уч фазали ток генераторнинг схемаси 208-расмда кўрсатилган. Генераторда бир-бирига нисбатан айлананинг $1/3$ га силжиган учта чулғам бор. Ротор айланганида ҳар қайси чулғамда (бундан кейин чулғамларни O_1, O_2 ва O_3 орқали белгилаймиз) $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ ва \mathcal{E}_3 ўзгарувчан э. ю. к. лар оламиз, улар орасидаги фазалар фарқи 120° ва 240° бўлади. Агар чулғам O_1 даги э. ю. к. тебраниши қуйидаги формула билан ифодаланса

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t,$$

бошқа чулғамлардаги э. ю. к. лар учун қуйидагига эга бўламиз:

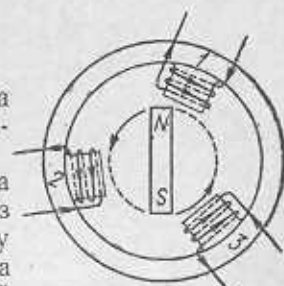
$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 120^\circ),$$

$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 240^\circ).$$

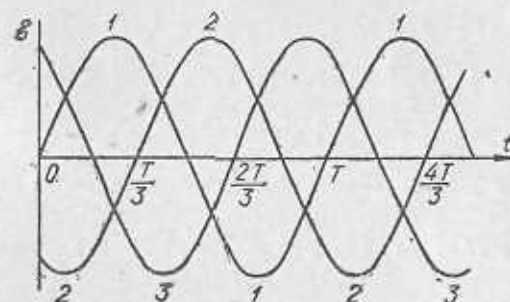
Учта чулғамдаги э. ю. к. ларнинг вақт бўйича ўзгариши 209-расмда график равишда тасвирланган.

Ҳар қайси чулғамни r_1, r_2 ва r_3 нагрузка қаршиликларига (210-расм) туташтиришимиз ва учта бир фазали ток олишимиз мумкин, бу тоқлар орасида мос равишда 120° ва 240° га тенг бўлган фазалар фарқи бўлади. Бундай учта уйғунлашган ўзгарувчан токни *уч фазали тоқлар системаси* ёки қисқача *уч фазали ток* дейлади.

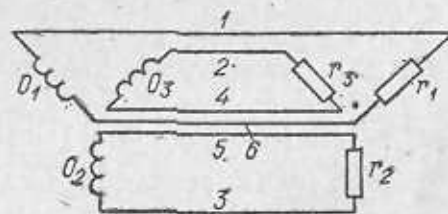
Генераторни нагрузка билан бирлаштирувчи симлар сонини икки фазали тоқдаги сингари ҳар қайси занжирда биттадан симни бирлаштириш йўли билан камайтириш мумкин. Унда биз 211-расмда генераторнинг кўрсатилган усулда уланишини оламиз. Уни юлдуз усулида улаш дейлади. У 212-расмда кўрсатилган учта бир хил ток манбаларини улашга ўхшайди.



208-расм. Уч фазали ток олти.

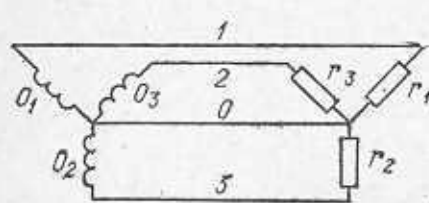


209-расм. Уч фазали ток генераторининг э. ю. к.

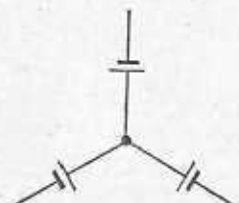


210-расм. Уч фазали тоқлар системаси.

Генератор узук ($r_1=r_2=r_3=\infty$) деб фараз қиламиз ва фаза кучланишлари (O_1, O_2 ва O чулғамлардан ҳар қайсисида мавжуд бўлган) ва линия кучланишлари орасидаги ($O, 1, 2, 3$ симлар орасидаги) кучланишлар боғланишини топамиз. Равшанки, O сим билан бошқа исталган сим орасидаги линия кучланиши фаза кучланишига тенг ва унинг амплитудаси \mathcal{E}_0 га тенг. Исталган $1, 2$ ва 3 симлар жуфти



211-расм. Юлдуз усулида улаш.



212-расм. Учта ток манбаини юлдуз усулида улаш.

орасидаги линия кучланиши бошқача бўлади. Масалан, 1 ва 3 симлар орасидаги кучланишни ҳисоблайлик. Бу кучланиш O_1 ва O_2 чулғамларнинг эркин учлари орасидаги потенциаллар фарқига тенг:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t - \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 120^\circ) = 2 \mathcal{E}_0 \sin 60^\circ \cos (\omega t - 60^\circ).$$

Аммо $\sin 60^\circ = \sqrt{3}/2$, $\cos (\omega t - 60^\circ) = \sin (\omega t + 30^\circ)$, шунинг учун

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sqrt{3} \sin (\omega t + 30^\circ).$$

Бинобарин, биз фаза кучланиши сингари ω частота билан ўзгарувчи линия кучланишига эга бўламиз, лекин амплитудаси фаза кучланиши амплитудасига қараганда $\sqrt{3}$ марта катта бўлади. Шундай қилиб, генераторни юлдуз усулида улаганимизда линияда икки хил кучланишни—фаза кучланиши \mathcal{E} ни ва $\mathcal{E}_0/\sqrt{3}$ кучланишни оламиз.

Энди генераторга юлдуз усулида уланган (211-расм) қаршиликлар уланган бўлсин дейлик, $r_1=r_2=r_3$ (симметрик нагрузка). Бу ҳолда $1, 2$ ва 3 симларнинг ҳар бирида тоқлар амплитудаси i_0 бир хил бўлади ва ўлардаги ток қуйидаги қонун бўйича ўзгаради:

$$i_1 = i_0 \sin \omega t, \quad i_2 = i_0 \sin (\omega t - 120^\circ), \quad i_3 = i_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

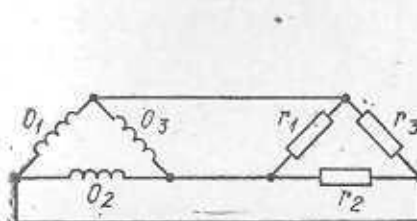
Умумий O симдаги ток кучи i барча линия тоқларининг йиғиндисига тенг

$$i = i_1 + i_2 + i_3 = i_0 \sin \omega t + i_0 \sin (\omega t - 120^\circ) + i_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

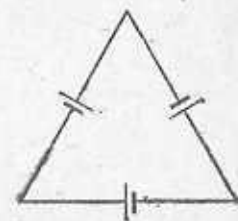
$$\text{Аммо } \sin (\omega t - 120^\circ) + \sin (\omega t - 240^\circ) = 2 \sin (\omega t - 180^\circ) \cos 60^\circ = -\sin (\omega t - 180^\circ) = -\sin \omega t. \text{ Шунинг учун}$$

$$i = i_1 + i_2 + i_3 = 0.$$

Шундай қилиб, симметрик нагрузкада O симдаги ток нолга тенг, шунинг учун ҳам у *нолинчи* сим дейилади. Симметрик нагрузка ҳолида (ёки ҳатто тахминан симметрик бўлганда ҳам) *нолинчи* симни бутунилай йўқотиш мумкин, линия яхши ишлай беради.



213-расм. Учбурчак усулида улаш.



214-расм. Учта ток манбаини кетма-кет улаш.

Генератор чулғамларини бошқача улаш ҳам мумкин, масалан, 213-расмда кўрсатилгандек (учбурчак усулида улаш). Унга 214-расмда тасвирланган учта ток манбаини улаш тўғри келади.

Биринчи қарашда бу ҳолда чулғамлар ўзи-ўзига улангандек (қисқа туташтирилгандек) кўринади. Агар учта ўзгармас ток манбаига эга бўлганимизда эди, ҳақиқатан ҳам шундай бўларди. Бу ерда эса биз фазалар фарқига эга бўлган ўзгарувчан э. ю. к. ларга эгамиз, бу ҳолда бутунилай бошқача бўлади. Ҳақиқатан ҳам, учбурчакнинг тўлиқ э. ю. к. қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t + \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 120^\circ) + \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

Лекин биз бу йиғиндини юқорида ҳисоблаб, унинг нолга тенг эканлигини кўрган эдик. Шундай қилиб, учбурчакнинг тўлиқ э. ю. к. нолга тенг, агар генераторга нагрузка берилмаган бўлса, қисқа туташув бўлмайди ва унинг чулғамларида бутунилай ток бўлмайди.

213-расмдан, учбурчак усулида уланганида линия кучланишлари фаза кучланишларига тенг: генератор узук бўлганда линия кучланишларининг амплитудаси битта чулғамдаги э. ю. к. \mathcal{E} нинг амплитудасига тенг эканлиги ҳисоблашларсиз ҳам тушунарлидир.

Ниҳоят, шуни қайд қиламизки, 211- ва 213-расмларда генератор ҳам, нагрузкалар ҳам бир хил ё юлдуз, ё учбурчак усулида уланган деб фараз қилган эдик. Аралаш схемалардан ҳам фойдаланиш мумкин, масалан, генераторларни юлдуз энергия истеъмолчиларини учбурчак ёки аксинча генераторни учбурчак, истеъмолчиларни юлдуз усулида улаш мумкин.

Йўл-йўлаккай муҳим бир ҳолни қайд қилиб ўтамиз. 211-расмдаги схемага қайтамиз ва симлардан бири, масалан, I сим узилган ёки қўйган деб фараз қилайлик. Бу r_1 нагруканинг узилишига олиб келади, лекин аналгидек фаза кучланишлари бўлган r_2 ва r_3 нагрукаларнинг нормал ишлашни бузмайди. Нолинчи сим узилганда эса бошқача бўлади. Бу ҳолда ҳар қайси жуфт қаршиликлар, масалан, r_1 ва r_2 кетма-кет уланган ва фазавий кучланишдан $\sqrt{3}$ марта каттароқ кучланиш остида бўлади. Бу кучланиш ҳар қандай кетма-кет уланган ҳолдаги сингари r_1 ва r_2 қаршиликларга пропорционал равишда потекис тақсимланади. Масалан, агар r_1 қаршилик битта лампочкадан, r_2 қаршилик эса тўққизта лампочкадан (параллел уланган) иборат бўлса, у ҳолда r_2 тармоқда тўлиқ кучланишнинг фақат 1/10 улуши, r_1 тармоқда эса 9/10 улуши бўлади. Агар тармоқ кучланиши (фаза кучланиши) 220 В бўлса, у ҳолда иккала тармоқда $220\sqrt{3} = 380$ В бўлади, улардан $380 \cdot 1/10 = 38$ В кучланиш r_2 тармоқдаги лампочкаларга, $380 \cdot 9/10 = 342$ В эса r_1 тармоқдаги лампочкага тўғри келади. Шунинг учун лампочка куйди ва иккала тармоқдаги ток узилади. Шу сабабга кўра тўсатдан қисқача туташув бўлганда нолинчи сим узилмаслиги учун унга ҳеч қачон эрувчан сақлагичлар қўйилмайди, тармоқ бошқа симларга қўйилган сақлагичлар билан ҳимоя қилинади.

129-§. Вектор диаграммалар

Юқорида биз синус ёки косинус қонунини бўйича ўзгарадиган, яъни механикадаги гармоник тебранишлар каби ўзгарадиган қонун бўйича бўладиган ўзгарувчан тоқларни қараб чиқдик. Бундай гармоник ўзгарувчи тоқлар ва кучланишларни қўшиш билан шуғулланган эдик, бунинг аналитик тарзда ҳам тегишли тригонометрик функцияларни қўшиб бажарган эдик. Лекин гармоник тебранишларни график тарзда тасвирлаш ва уларни график метод билан қўшиш кўпгина ҳолларда аналитик методга қараганда осонроқ. Бу мақсадда тебранишларнинг вектор диаграммаларидан фойдаланилади.

Механикадач маълумки, нуқтанинг гармоник тебранишини текис айланаётган векторнинг проекцияси каби тасаввур қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, ихтиёрий тўғри чизиқ x (215-расм) ва шу тўғри чизиқ билан φ бурчак ташкил қилувчи a узунликка эга бўлган векторни қараб чиқайлик. Бу вектор соат стрелкасига тескари ω бурчак тезлик билан текис айланади дейлик, унда

$$\varphi = \omega t + \alpha,$$

бунда α — вақтнинг $t = 0$ моментидан бурчак φ нинг қиймати. Унда қаралаётган векторнинг x ўққа проекцияси

$$x = a \cos(\omega t + \alpha)$$

215-расм. Гармоник тебранишнинг текис айланаётган векторнинг проекцияси сифатида тасвирлаш.

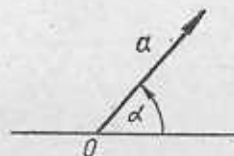
формула билан ифодаланади, унга перпендикуляр бўлган Y ўққа про-

екцияси эса қуйидаги формула билан ифодаланади:

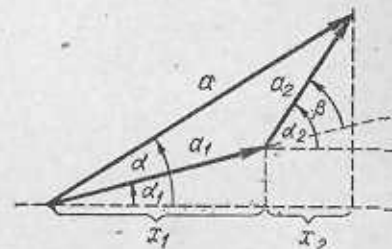
$$y = a \sin(\omega t + \alpha).$$

Шунинг учун маълум ва ўзгармас тебранишлар частотаси ω да гармоник тебранишни бемалол аниқлай оламиз, бунинг учун танланган x йўналиш билан α бурчак ташкил этувчи a узунликдаги векторни ифодалаш лозим (216-расм).

Энди бир хил частотали иккита гармоник тебранишни қўшишни қараб чиқамиз. Биринчи тебранишнинг тасвирловчи векторни ясаймиз. Унинг a_1 узунлиги (217-расм) тебранишлар амплитудаси



216-расм. Гармоник тебранишнинг вектор ёрдамида тасвирлаш.



217-расм. Икки гармоник тебранишнинг вектор йиғиндиси.

сига тенг, диаграмма ўқи билан ташкил қилган бурчак α_1 бошланғич фазани беради. Бу вектор охиридан (учидан) иккинчи тебранишнинг тасвирловчи иккинчи вектор ясаймиз, унинг амплитудаси a_2 ва бошланғич фазаси α_2 га тенг. $\beta = \alpha_2 - \alpha_1$ бурчак тебранишлар фазалари фарқидан иборат. a_1 векторнинг x_1 проекцияси $x_1 = a_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$ тебранишлардан бирини, иккинчи векторнинг x_2 проекцияси эса иккинчи тебраниш $x_2 = a_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$ ни беради. $x_1 + x_2$ йиғинди иккала тебраниш йиғиндисидан иборат. Лекин икки вектор проекцияларининг йиғиндиси иккала вектор йиғиндисининг проекциясига тенг. Шунинг учун a_1 ва a_2 векторларнинг йиғиндиси бўлган a вектор натижавий тебранишдан иборат.

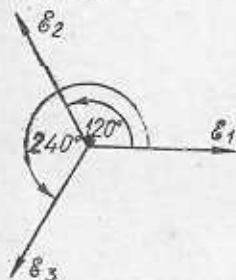
Айтилганлардан равшанки, бундай услубдан фойдаланиб фақат иккита эмас, исталганча сондаги тебранишларни қўшиш мумкин. Бунинг учун иккинчи векторнинг охиридан учинчи тебранишнинг ифодаловчи учинчи векторни яшаш, сўнгра охириги вектор охиридан тўртинчи тебранишнинг тасвирловчи кейинги векторни яшаш ва ҳоказо шундай қилиб, олинган синиқ чизиқни туташтирувчи йиғинди векторни топиш мумкин.

Юқоридаги фикр-мулоҳазаларимизда y (ёки x) ҳаракатланаётган нуқтанинг силжишини билдиради деб ҳисоблаган эдик. Аммо биз чиқарган хулосалар у синус ёки косинус қонунини бўйича ўзгарувчи ҳар қандай физикавий катталиқни ифодаласа ҳам ўз кучини

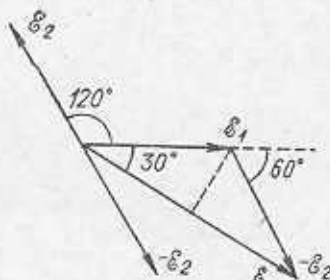
сақлайди, шунинг учун вектор диаграммалари методи ҳар қандай гармоник тебранишни тасвирлаш ва қўшиш учун яроқли бўлади.

Бу методи уч фазали токка татбиқ қиламиз ва 128- § да олинган натижаларни геометрик тасвирлаймиз.

Уч фазали генераторнинг учта чулғамида учта э. ю. к. пайдо бўлади, бу э. ю. к. лар бир хил \mathcal{E}_0 амплитудага эга бўлиб, бир-бирига нисбатан 120° фазалар фарқига эга бўлган гармоник қонун бўйича ўзгаради. Шунинг учун уч фазали генераторнинг э. ю. к. диаграммаси 218- расмда тасвирланган тенг томонли юлдуз кўринишига эга.



218-расм. Уч фазали генератор э. ю. к. нинг вектор диаграммаси.



219-расм. Фаза ва линия кучланишларининг вектор диаграммаси; юлдуз усулида улаш.

Кейинроқ биз узук (очиқ) генераторнинг фаза кучланиши \mathcal{E}_0 ва линия кучланиши \mathcal{E} орасида боғланиш ўриятдик ва юлдуз усулида улаганда $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sqrt{3}$ эканлигини топдик. Бу ифодани вектор диаграммаси ёрдамида тушунтирамиз (219- расм). Линия кучланиши икки қўшии чулғамлардаги э. ю. к. \mathcal{E}_1 ва \mathcal{E}_2 лар фарқидан иборат бўлиб, \mathcal{E}_1 ва $-\mathcal{E}_2$ векторлар йиғиндиси билан тасвирланади. Расмдан кўринишича, \mathcal{E} тенг ёқли учбурчакнинг асосидан иборат (учбурчак асосидаги бурчак 30°), бянобарин,

$$\mathcal{E} = 2 \mathcal{E}_0 \cos 30^\circ = 2 \mathcal{E}_0 \sqrt{3}/2 = \mathcal{E}_0 \sqrt{3}.$$

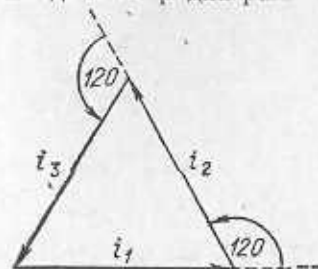
бу тебранишларни аналитик қўшгандаги олдинги натижанинг ўзгинасидир.

Ниҳоят, уч фазали токнинг тўрт симли линиясини қараб чиқиб, нолинчи симдаги ток фазалар бўйича 120° га силжиган учта токнинг йиғиндисидан иборат эканлигини кўрган эдик. Симметрик нагрукда бу токларнинг амплитудалари бир хил бўлади ва токларнинг вектор диаграммаси тенг томонли ёпиқ учбурчак кўринишига эга (220- расм). Бу учта вектор туташтирувчисининг узунлиги нолга тенг, шунинг учун вақтнинг исталган моментида токнинг натижавий кучи ҳам нолга тенг.

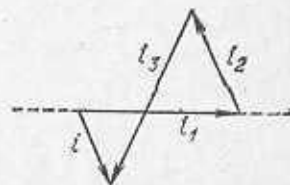
Агар нагрукка носимметрик бўлса, унда i_1 , i_2 ва i_3 токларни тасвирловчи векторларнинг узунликлари бир хил бўлмайди. Шунинг

учун биз 221- расмда тасвирланган вектор диаграммани оламиз. Бу ҳолда нолинчи симда ўзгарувчан ток мавжуд бўлади. Бу токнинг амплитудаси ва фазаси I вектор билан тасвирланади.

Келтирилган тажрибалар вектор диаграммалар токлар ва кучланишларнинг тебранишини анча аён тасвирлаш ва йиғинди олишни осон бажариш мумкинлигини кўрсатади. Шунинг учун электро-техникада вектор диаграммалари методи кенг тарқалган.



220-расм. Нолинчи симдаги токларнинг вектор диаграммаси. Симметрик нагрукка.



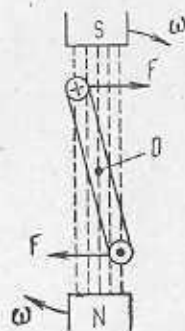
221-расм. Нолинчи симдаги токларнинг вектор диаграммаси. Носимметрик нагрукка.

130- §. Айланувчи магнит майдон

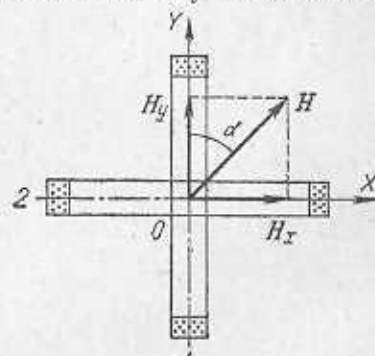
Айланаётган доимий магнитни тасаввур қилайлик. Магнит билан бирга у ҳосил қилаётган магнит майдон ҳам кўчади ва биз айланувчи магнит майдонга эга бўламиз.

Агар бундай майдонга магнит стрелка жойлаштирилса, унда стрелка майдон чиқиқлари бўйича ўрнашишга интилади ва у майдон айланаётган томонга айлана бошлайди.

Ёпиқ сим ўрами ҳам ўзини магнит стрелка каби тутати. Майдон ўрамга нисбатан ҳаракатлангани туфайли симда индукцион ток пайдо бўлади, у 222-расмда кўрсатилгани каби йўналади. Магнит



222-расм. Ёпиқ сим чулғаида айланувчи магнит майдоннинг таъсири.



223-расм. Икки фазали ток айланувчи магнит майдонининг пайдо бўлиши.

майдон томонидан бу токка кучлар таъсир қилиб, ўрамни майдон билан бирга айланттиришга ҳаракат қилади ва ўрам айлана бошлайди.

Массив металл диск ёки цилиндр ҳам ўзини шу тарзда тутади, чунки уларда ҳам индукцион тоқлар пайдо бўлади, бу тоқлар металл диск ёки цилиндр қалинлиги бўйича туташади (буларни уюрмавий тоқлар деб аталади; 132- § билан таққосланг), бироқ бу тоқлар ҳам симлардаги тоқлар каби магнит майдон билан ўзаро таъсирлашади. Бунда пайдо бўладиган кучлар, Ленц қонунига кўра, дискнинг майдонга нисбатан айланиш тезлигини камайтирадиган йўналишда бўлади, бунда диск (ёки цилиндр) майдон йўналиши билан бир хил йўналишда айлана бошлайди.

Айланувчи магнит майдонни ўзгарувчан тоқлар ёрдамида ҳам олиш мумкин. Даставвал икки фазали ток ёрдамида айланувчи майдон олишни қараб чиқамиз. Бир-бирига нисбатан 90° га бурилган иккита ғалтак 1 ва 2 берилган бўлсин (223-расм). Бу ғалтаклар икки фазали токдан таъминланади. Бу деган сўз, агар ғалтак 1 даги ток $i_1 = i_0 \sin \omega t$ қонун бўйича ўзгарса, унда 2 даги ток $i_2 = i_0 \sin(\omega t - 90^\circ)$ бўлади. Ғалтак 1 қуйидаги қонун бўйича ўзгарувчи ўзгарувчан магнит майдон H_x ни ҳосил қилади:

$$H_x = H_0 \sin \omega t.$$

Ғалтак 2 майдон H_x га перпендикуляр йўналиб, ундан фаза жиҳатидан 90° га орқада қоладиган H_y магнит майдонни ҳосил қилади:

$$H_y = H \sin(\omega t - 90^\circ) = H_0 \cos \omega t.$$

Натижавий майдоннинг абсолют катталиги

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = H_0 \quad (130.1)$$

вақт бўйича ўзгаришсиз қолади. Бу майдоннинг йўналиши эса ўзгаради. Бу йўналишни H вектор ва Y ўқ ташкил қилган α бурчак билан характерлаймиз (223-расм). Унда

$$\operatorname{tg} \alpha = H_x / H_y = -\operatorname{tg} \omega t,$$

ёки

$$\alpha = -\omega t. \quad (130.2)$$

Натижавий майдоннинг H вектори соат стрелкасига қарши ω бурчак тезлик билан текис бурилишини кўрамиз, яъни айланаётган доимий магнит майдонга ўхшаган айланувчи магнит майдонга эга бўламиз.

Қаралаётган мисолда соат стрелкасига қарши айланувчи майдонни олдик. Агар 1 ёки 2 ғалтаклардан бирининг учларини туташтирсак, унда биз H_x ёки H_y майдонлардан бирининг ишорасини ўзгартирган бўлардик ва бунда $\alpha = +\omega t$ ни олар эди, яъни айланиш соат стрелкаси бўйича бўларди.

Уч фазали ток ёрдамида айланувчи магнит майдон олиш учун мос равишда уч фазали тоқлар системасида учта ўзгарувчан токка мос учта ғалтак (ёки улар сонининг учлангани) керак бўлади. Ғалтак 1, 2 ва 3 бир-бирига нисбатан 120° бурчакка бурилган бўлиши лозим. Бу 224-расмда кўрсатилган. Бу ҳолда биз учта ўзгарувчан магнит майдон H_1 , H_2 ва H_3 га эга бўламиз. Булар ҳам худди ғалтаклар каби бир-бири билан 120° бурчак ташкил қилади. Бу майдонларнинг тебранишлари қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_2 = H_0 \sin(\omega t - 120^\circ), \quad (130.3)$$

$$H_3 = H_0 \sin(\omega t - 240^\circ).$$

Бу учала майдон қўшилиб, ω бурчак тезлик билан айланаётган натижавий майдонни берилиши кўрсатиш қийин эмас. Натижавий майдоннинг абсолют қиймати доимийлигича қолиб, $\frac{3}{2} H_0$ га тенг.

Ғалтакларга (ёки генератор қисқичларига) уланган исталган жуфт симларнинг учлари алмаштирилса, у ҳолда майдоннинг айланиш йўналиши тескарисига ўзгаради.

Ўзаро перпендикуляр икки координата ўқи X ва Y ни киритамиз ва X ўқи H_1 майдонга параллел қилиб йўналтирамиз. Унда майдоннинг X ўқи бўйича ташкил этувчилари:

$$H_{1x} = H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_{2x} = H_2 \cos 120^\circ = -\frac{1}{2} H_0 \sin(\omega t - 120^\circ),$$

$$H_{3x} = -H_3 \cos 240^\circ = -\frac{1}{2} H_0 \sin(\omega t - 240^\circ).$$

Дастлаб охирги икки майдонни қўшамиз:

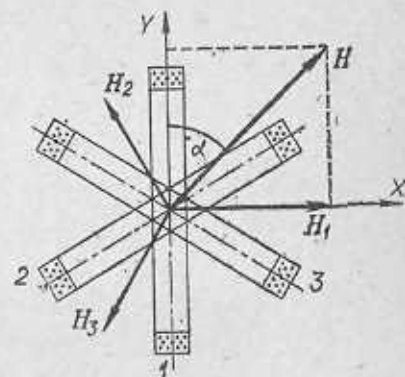
$$\begin{aligned} H_{2x} + H_{3x} &= -\frac{1}{2} H_0 [\sin(\omega t - 120^\circ) + \sin(\omega t - 240^\circ)] = \\ &= -\frac{1}{2} H_0 2 \sin(\omega t - 180^\circ) \cos 60^\circ = \frac{1}{2} H_0 \sin \omega t. \end{aligned}$$

Шунинг учун натижавий майдоннинг X ўқи бўйича ташкил этувчиси

$$H_x = H_{1x} + H_{2x} + H_{3x} = \frac{3}{2} H_0 \sin \omega t.$$

Энди y ўқи бўйича ташкил этувчисини топамиз:

$$H_{1y} = 0,$$



224-расм. Уч фазали ток айланувчи магнит майдонининг пайдо бўлиши.

$$H_{2y} = H_2 \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin(\omega t - 120^\circ),$$

$$H_{3y} = H_3 \cos 150^\circ = -\frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin(\omega t - 240^\circ).$$

Шунинг учун

$$H_y = H_{2y} + H_{3y} = \frac{\sqrt{3}}{2} 2 \sin 60^\circ \cos(\omega t - 180^\circ) = -\frac{3}{2} H_0 \cos \omega t.$$

Олдингидагидек иш тутиб, натижавий майдон катталигини топишимиз:

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = \frac{3}{2} H_0;$$

H вектор ва y ўқ ҳосил қилган α бурчак қуйидаги муносабатдан топилади:

$$\operatorname{tg} \alpha = H_x/H_y = -\operatorname{tg} \omega t,$$

бинобарин,

$$\alpha = -\omega t.$$

Шундай қилиб, бу ерда ҳам ω бурчак тезлик билан айланаётган магнит майдонни олашимиз.

Айланувчи магнит майдондан ўзгарувчан ток асинхрон двигателларида фойдаланилади. Уч фазали ток двигателларида айланувчи магнит майдонни ҳосил қилувчи учта чулғам статор ўйиқларига жойланган. Улар ё учбурчак, ё юлдуз схемаси бўйича уланади ва уч фазали ток тармоғидан таъминланади.

Двигатель ротори темир ўзакдан иборат бўлиб, унинг ўйиқларига чулғамлар жойланган. Унча қудратли бўлмаган двигателларда бу чулғамлар ўз-ўзига қисқа туташган бўлади. Ротор чулғами кўпинча учлари мис ҳалқалар билан туташтирилган йўғон «стержень» шаклида қилинади. Шунинг учун бутун чулғам «олмаҳон гилдираги» кўринишига эга бўлади.

Айланувчи майдон пайдо бўлиши туфайли ротор чулғамида индукцион ток пайдо бўлади, у статор магнит майдони билан ўзаро таъсирлашиб роторни айлантирувчи кучга олиб келади.

Роторнинг ток кучи майдон ва ротор айланишининг нисбий тезлигига боғлиқ. Бу тезлики роторнинг сирпаниш коэффициенти билан характерлаш қабул қилинган:

$$K = \frac{v_m - v_p}{v_m},$$

бунда v_m — майдоннинг бир секундда айланишлар сони, v_p — роторнинг бир секундда айланишлар сони. Агар ротор майдон тезлиги билан айланса (нисбий тезлик нолга тенг), унда $K = 0$. Агар ротор ҳаракатланмаса (юргизм момент), унда $K = 1$. Двигатель нагрукаси қанчалик катта бўлса, ротордаги ток ҳам шунчалик кучли бўлиши, сирпаниш коэффициенти шунчалик катта бўлиши ва

роторнинг айланишлар сони шунчалик кичик бўлиши лозим. Шунинг учун двигателнинг айланишлар сони доимийлигича қолмай, нагрукка ўзгариши билан бир оз ўзгаради, шунинг учун ҳам 126-§ да қараб чиқилган синхрон двигателдан фарқли ўлароқ, бу двигатель асинхрон двигатель деб ном олади.

Юргизиб юбориш моментидан $K = 1$ бўлиб, айланишнинг нисбий тезлиги энг катта. Бу вақтда ротордаги ток кучи энг катта бўлиб, чулғамларнинг қаршичилиги жуда ҳам кичик бўлган қудратли двигатель роторларида хавфли қийматларгача етиши мумкин. Бу бошланғич ток кучини камайтириш учун катта двигателларнинг роторларини қисқа туташтирилган қилинмай, балки контакт ҳалқалар билан таъминланади. Ҳалқалар ва чўткалар ёрдамида ротор чулғами юргизиб юбориш реостатига туташтирилади, двигателнинг айланишлар сони ортиси билан реостатни занжирдан аста-секин чиқарилади.

Уч фазали асинхрон двигатель жуда ҳам содда тузилганлиги билан ажралиб туради. Шунингдек, унинг механикавий характеристикалари ҳам яхши. Шунинг учун ҳам бу двигатель жуда кенг тарқалган.

XIII БОБ

ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРНИНГ ЎЗАРО АЙЛАНИШИ. МАКСВЕЛЛ НАЗАРИЯСИ

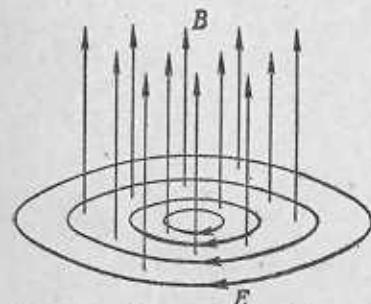
Электр ва магнит майдонлар орасида чуқур ички боғланиш мавжуд бўлиб, у бу майдонларнинг бир-бирига айлана олишида намоён бўлади. Магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши доимо электр майдон пайдо бўлиши билан бўлади, ва аксинча, электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши магнит майдон пайдо бўлишига олиб келади. Электр ва магнит майдонларнинг бу ўзаро айланиши ўтган асрнинг иккинчи ярмида Максвелл томонидан очилган эди. У тинч турган муҳитларда электромагнит майдоннинг умумий назариясини ривожлантирди. Максвелл назарияси ягона нуқтани назарда юқорида қараб чиқилган электр ва магнит майдонлар ҳоссаларига тегишли бўлган фактларнинг ҳаммасини, шунингдек, янги муҳим ҳодисаларни қамраб олишга имкон беради. Бу бобда биз шу назариянинг асосий гоёларини қараб чиқамиз.

131-§. Уюрмавий электр майдон

Электромагнит индукция ҳодисасига қайтамыз ва магнит майдондаги қўзғалмас ёпиқ ўтказгични қараб чиқамиз. IX бобда магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгаришида бундай ўтказгичда электр юритувчи куч пайдо бўлиши ва бунинг оқибатида индукцион ток ҳосил бўлишини кўрган эдик.

Иккинчи томондан, VII бобда айтилганлардан, ҳар қандай занжирда электр юритувчи куч фақат қуйидаги ҳолда, агар ундаги зарядларга бирор чет кучлар, яъни электростатик бўлмаган кучлар таъсир қилсагина пайдо бўлишини биламиз. Шунинг учун бу ҳолда чет кучларнинг физикавий табиати қандай деган савол туғилади.

Тажриба шуни кўрсатадики, индукция электр юритувчи куч ўтказгич моддасининг турига: у бир жинсли бўладими ёки бир жинсли бўлмайдими, биринчи класс ўтказгич бўладими ёки иккинчи класс (электрוליит) бўладими, умуман боғлиқ бўлмайди. У шунингдек ўтказгичнинг ҳолатига ҳам боғлиқ бўлмайди, жумладан, ўтказгич бутун узунлиги бўйлаб температура бир хил ёки бир хил бўлмаслигига боғлиқ эмас. Бу ҳолда чет кучлар магнит майдонда ўтказгичнинг хоссалари ўзгаришига боғлиқ бўлмай, балки магнит майдоннинг ўзига боғлиқлигини кўрсатади.



225-расм. Магнит майдон ўзгарганда уярмавий электр майдон пайдо бўлади.

E нинг чизмада кўрсатилган йўналиши B нинг ортшига тўғри келади.

Қаралаётган ҳодисанинг муҳим хусусияти шундан иборатки, пайдо бўлаётган электр майдон электростатик ҳодиса эмас. Электростатик майдоннинг куч чизиқлари доим очиқ; бу куч чизиқлари электр зарядларда бошланади ва уларда тугайди, бунга мувофиқ равишда электростатик майдонда ёпиқ контур бўйича кучланиш доим нолга тенг. Шу сабабга кўра электростатик майдон зарядларнинг ёпиқ ҳаракатини қувватлаб тура олмайди ва бинобарин, электр юритувчи кучнинг пайдо бўлишига олиб кела олмайди. Аксинча, электромагнит индукцияда ҳосил бўлувчи электр майдон ўзлуксиз куч чизиқларига эга, яъни уярмавий майдондан иборат. Бундай майдон симда электронларни ёпиқ траектория бўйича ҳаракатлантиради ва электр юритувчи кучларнинг пайдо бўлишига олиб келади — уярмавий электр майдон кучлари — чет кучлар бўлади. Бундай майдонда ёпиқ контур бўйича электр кучланиш нолга тенг эмас; исталган икки нуқта орасидаги электр кучланиш фақат бу нуқталарнинг вазияти билангина аниқланмай (электростатик майдон ҳолида нуқталарнинг вазиятига боғлиқ), балки мазкур нуқтани бирлаштирувчи (133- § билан таққосланг) контурнинг (ўтказгичнинг) шаклига ҳам боғлиқ.

Шундай қилиб, электромагнит индукция ҳодисасини чуқурроқ талқин қилиш Максвелл назариясининг биринчи асосий қондасини ифодаловчи қуйидаги ҳулосага олиб келади: *магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши уярмавий электр майдонни ҳосил қилади.*

Олинган натижани миқдорий шаклда ифодалаш мумкин. Электромагнит индукциянинг асосий қонунига кўра (91- §) индукция э. ю. к. магнит оқимнинг ўзгариш тезлигига тенг:

$$\mathcal{E} = -d\Phi/dt, \quad (131.1)$$

бунда Φ — қаралаётган l контур билан чегараланган S юз орқали B магнит индукцияси оқими (226-расм).

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (131.2)$$

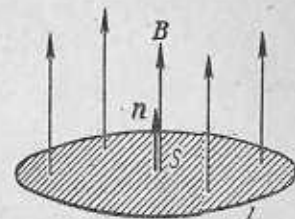
Иккинчи томондан, 69- § га кўра, бирор l контурдаги электр юритувчи куч қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E} = \oint_l E_t dl, \quad (131.3)$$

бунда E^* — чет кучларнинг майдон кучланганлиги. Мазкур ҳолда E^* уярмавий электр майдон кучланганлиги E дан иборат. Шунинг учун (131.3) дан $E^* = E$ ни (131.1) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\oint_l E_t dl. \quad (131.4)$$

Бу муносабат ўзгарувчан магнит майдон (B) ва уярмавий электр майдон (E) орасидаги миқдорий боғланишни ифодалайди ва Максвелл назариясида асосий тенгламалардан бири ҳисобланади. Шунинг эслатиб ўтаминки, (131.1) формулада магнит оқимга маълум ишора берамиз, бу ишора нормаль n нинг S юзга мусбат йўналишининг танлаб олинишига боғлиқ. Нормалнинг бу ишораси э. ю. к. нинг ишорасини аниқлайди, у n нинг йўналиши билан ўнг парма қондаси бўйича боғлиқ (91- §). Шунинг учун ҳам Максвелл тенгласи (131.4) да n нормалнинг йўналиши ва l контур бўйича айланиб ўтиш йўналиши ўнг парма қондасига боғлиқ.



226-расм. Максвелл тенгласининг таърифига доир.

Айтилганларни мисолда тушунтирамиз. 226-расмда n нормалнинг танланган йўналиши ва унга тегишли бўлган l контурни айланиб ўтиш йўналиши кўрсатилган. Агар B вектор n га параллел йўналган бўлса (ёки n билан ўткир бурчак ташкил қилса), унда Φ оқим мусбат бўлади. Агар магнит майдон ортса, унда $d\Phi/dt > 0$ ва (131.4) да $\oint_l E_t dl < 0$ келиб чиқади. Бу уярмавий электр майдон контурни айланиб чиқишдаги йўналишга тескари йўналган деган сўздир.

132-§. Уюрмавий тоқлар

Агар ўзгарувчан магнит майдонда бирор массив ўтказгич бўлса, унда уюрмавий электр майдон бу ўтказгичда индукцион ток ҳосил қилади. Ўтказгичнинг исталган нуқтасида бу токнинг зичлиги Ом қонуни бўйича $j = \lambda E$ га тенг. E кучланганлик чизиқлари ёпиқ бўлгани туфайли ток чизиқлари ҳам ўтказгич ичида туташади, шунинг учун ҳам бу тоқлар *уюрмавий тоқлар* деб аталган.

Уюрмавий тоқлар ўтказгични қиздиради. Агар ўзгарувчан тоқли ғалтак ичига ўтказувчи жисм, масалан, ғалтак ўқиға перпендикуляр ориентирланган металл диск жойлаштирилса, унда дискни юқори температурагача қиздириш ва эритиб юбориши мумкин.

Ўтказгичларни уюрмавий тоқлар билан қиздириш индукцион металлургия печларида металлларни эритиш ва улар қотишмаларини тайёрлашда фойдаланилади. Энг катта индукцион печлар лаборатория ва завод практикасида металлларни вакуумда қиздириш ва бошқа мақсадларда кенг фойдаланилади.

Магнит майдонда массив ўтказгичларни ҳаракатлантирганда ҳам уюрмавий тоқлар пайдо бўлади. Уюрмавий тоқлар магнит майдон билан ўзаро таъсирлашиб, ҳаракатланаётган ўтказувчи жисмга таъсир қилувчи кучларни ҳосил қилади. Ленц қонунига кўра, бу кучлар доим ҳаракатланишга қаршилиқ кўрсатади. Бу тормозловчи таъсир ҳам уюрмавий тоқларни осонгина пайқашга имкон беради. 227- расмда қизил мисдан қилинган массив ёсимқ шаклидаги маятник кўрсатилган бўлиб, маятник тебранганида у электромагнит қутблари орасидан ўтади. Электромагнит узиб қўйилганида масса катта бўлганлиги туфайли маятник жуда кам сўниб тебранади, аммо электромагнит уланганида кескин тўхтади.

Агар мис тангани кучли электромагнит қутблари орасида бошланғич тезликсиз эркин туширсак, унда танга жуда кичик тезликда, яъни 1 см/сек тартибда деярли текис ҳаракатланади. Бу худди жуда қовушоқ муҳитдаги ҳаракатланишга ўхшайди.

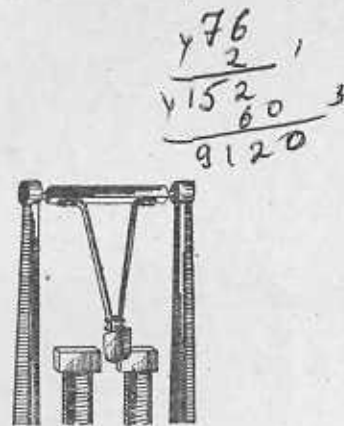
Агар мис диск доимий магнит яқинига жойлаштирилса ва магнит айлантирила бошланса, унда диск ҳам магнит айланаётган томонга айлана бошлайди (228- расм).

Уюрмавий тоқларнинг магнит майдон билан ўзаро таъсирлашиши Ньютоннинг учинчи қонунига бўйсунди. Шунинг учун агар охириги тажрибада магнит ўрнига диск айлантирилса, унда магнит ҳам шундай айлана бошлайди.

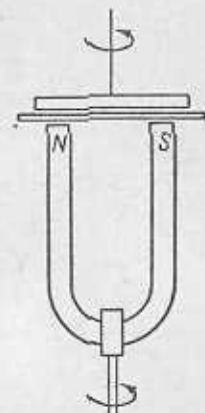
Уюрмавий тоқлар ҳосил қилаётган ва магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичларга таъсир қилувчи кучлар кўпгина ўлчов асбобларида (электр сўтчиклар, ўлчов асбобларининг электромагнит тинчлантиргичлари, тахометрлар ва бошқаларда) фойдаланилади.

Баъзи техникавий қурилмаларда уюрмавий тоқлар зарарли

роль ўйнайди. Масалан, трансформаторларнинг темир ўзақларида ва электр генераторларнинг айланувчи қисмларида пайдо бўладиган уюрмавий тоқлар фойдасиз қизишга олиб келади ва бу қурилмаларнинг ф. и. к. ини пасайтиради. Уюрмавий тоқларни заифлантириш учун бундай деталларни юпқа изолятор қатлами билан ажратилган юпқа листлардан тайёрланади. Бунда изоляцияловчи қатлам уюрмавий тоқларнинг мумкин бўлган чизиқларини кесиб

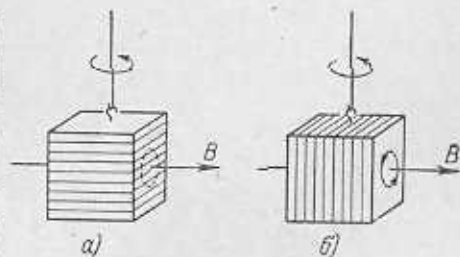


227- расм. Уюрмавий тоқлар ҳосил бўлиши туфайли магнит майдонда металл маятник тормозланади.



228- расм. Айланаётган магнит яқинига осилган мис диск айлана бошлайди.

ўтади. Бу услубнинг моҳияти 229- расмда тасвирланган тажриба билан тушунтирилади. Юпқа металл пластинкалардан йиғилган кубни ипга осамиз, уни электромагнит қутблари орасига жойлаштирамиз ва ипни олдиндан бураб, ип бўшаётганида кубнинг айланишини кузатамиз. Агар куб a вазиятда осилган бўлса, унда изоляцияловчи қатламлар уюрмавий ток чизиқларини кесиб ўтади (улардан бири пунктир билан кўрсатилган). Бу ҳолда уюрмавий тоқлар фақат ҳар бир пластинка чегарасидагина пайдо бўлади; уларнинг таъсири жуда кучсиз бўлиб, куб катта бурчак тезлик билан эркин айланади. Агар куб b вазиятда осилса, унда қатламлар уюр-



229- расм. Уюрмавий тоқларнинг заифланиши.

Уюрмавий тоқлар b ҳолга қараганда a ҳолда анча кучсиз.

мавий ток чизиқларига параллел бўлади ва ток пайдо бўлишига халақит бермайди. Куб ўзини худди қатлам йўқлигидек тутди ва уюрмавий токларнинг тормозловчи таъсири туфайли жуда секин бурилади.

133-§. Трансформатор

Трансформатор ўзгарувчан ток кучланиши ва кучини қайта ўзгартирадиган қурилмадир. Унда юмшоқ темир ёки бошқа магнито-юмшоқ ферромагнетикдан қилинган ўзакка (одатда, ёпиқ шаклда) эга бўлиб, унда икки чулғам — бирламчи ва иккиламчи чулғам бўлади (230- расм). Бирламчи чулғамнинг учлари (трансформаторнинг кириши), таъминловчи ўзгарувчан ток тармоғига, иккиламчи чулғам учлари (чиқиши) электр энергия истеъмолчисига уланган иккиламчи чулғамда пайдо бўладиган электромагнит индукция э. ю. к. ундаги ўрамлар сонига пропорционал, шунинг учун бу ўрамлар сонини ўзгартириб, трансформатор чиқишидаги кучланишнинг кенг чегарада ўзгартириш мумкин.

Ҳозирги замон электротехникасида трансформаторлар муҳим роль ўйнайди. Ҳозирги вақтда кучли электр узатиш линияларида деярли доим юқори кучланиш (минг ва бир неча ўн минг вольт) қўлланилади. Бу линиядаги ток кучини камайтириш, демак, симлар кесимини ҳам камайтириш имконини беради, бу эса электр узатиш линиялари қуриш таннархини анча камайтиришга олиб келади. Аммо юқори кучланишга мўлжалланган генераторларни (шунингдек, электр энергия истеъмол қилувчи турли асбоблар) қуриш анча қийин, чунки чулғамларни яхши изоляцияланишини таъминлаш лозим. Шунинг учун электр генераторларини паст кучланишга мўлжаллаб қурилади ва сўнгра кучайтирувчи трансформаторлар ёрдамида бу кучланиш оширилади. Электр энергия истеъмол қилинадиган жойларда эса юқори кучланишли токлар пасайтирувчи трансформаторлар ёрдамида паст кучланишли токларга (110, 220 В ва бошқалар) айлантирилади.

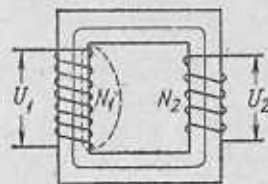
Трансформаторларнинг фойдали иш коэффициентини юқори бўлиб, 99% гача етади ва ҳеч қандай ҳаракатланадиган қисмга эга бўлмайди, шунинг учун ҳам улар жуда қулай техникавий қурилмадир.

Трансформатор уюрмавий электр майдоннинг техникада қўлланилишига-яққол мисолдир. Худди мана шу майдон иккиламчи чулғамдаги электронларни ҳаракатга келтиради ва унда э. ю. к. пайдо бўлишига ҳам сабаб бўлади. Шунини таъкидлаб ўтамизки, бирламчи чулғам ҳосил қилаётган магнит оқим амалда трансформатор ўзаги ичида мужассамланган бўлади, уюрмавий электр майдон эса ўзакнинг ҳам ичида, ҳам ташқарисида мавжуд бўлади. Шунинг учун иккиламчи чулғамда э. ю. к. ўзак ва чулғам орасида оралик бўлганда ҳам содир бўлаверади.

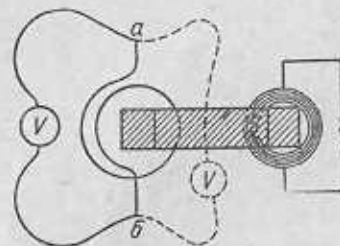
Уюрмавий электр майдонда икки нуқта орасидаги кучланиш уларни бирлаштирувчи контурлар шаклига боғлиқ эканлигини (131- § билан таққосланг) трансформатордан фойдаланиб тажрибада осонгина текшириб кўриш мумкин. Бунинг учун иккиламчи чулғамнинг ўрамлар сонини камайтириш (бир-иккита) ва унинг a ва b учларига вольтметрни шундай улаш лозимки, биринчи галда вольтметр симлари трансформатордан ташқарида бўлсин (туташ чизиқлар), иккинчи галда эса трансформатор ичидан ўтиб, унинг ўзагини қамраб олсин (пунктир чизиқ). Иккала ҳолда ҳам вольтметр кўрсатиши ўша a ва b нуқталарга уланган бўлишига қарамай ҳар хил бўлади (иккинчи ҳолда кўпроқ).

Техникавий трансформаторларда бу кўринмайди, чунки биринчидан, одатда, уларда иккиламчи чулғамдаги ўрамлар сони кўп бўлади, шунинг учун битта ортиқча чулғамни қўшишга олиб келаётган вольтметрнинг уланиши кам таъсир қилади. Иккинчидан, металл гилофнинг бўлиши умуман пунктир билан кўрсатилган уланишни амалга оширишга йўл қўймайди. Лекин бари бир кўрсатилган факт принципиал аҳамиятга эга.

Энди кириш кучланиши U_1 ва чиқиш кучланиши U_2 ўзаро қандай боғланганини қараб чиқамиз. Φ — ўзакдаги магнит оқим бўлсин. Синус қонун бўйича ўзгарувчи техникавий ўзгарувчан ток ҳолида ва ўзак магнитланганида (тўйинишдан ҳали анча узоқ), бу магнит оқим ҳам деярли синусоидал қонун бўйича ўзгаради: $\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$, бунда ω — ўзгарувчан токнинг бурчак частотаси (2 π секунддаги даврлар сони), Φ — оқимнинг (унинг амплитудасининг) максимал қиймати. Реал трансформаторларда бирламчи чулғам ҳосил қиладиган индукция чизиқларининг бир қисми ўзакдан чиқади ва сочилиш (тарқалиш) оқими деб аталадиган оқим ҳосил қилиб, иккиламчи чулғамдан ташқарида туташади (230- расмдаги пунктир). Аммо яхши трансформаторларда ўзак ичидаги оқимга қараганда сочилиш оқими кам бўлади, шунинг учун ҳам биз бир Φ оқимнинг ўзи иккала чулғамни кесиб ўтади деймиз. Бирламчи



230- расм. Трансформатор.



231- расм. Трансформаторнинг уюрмавий электр майдонда кучланиш контурининг шаклига боғлиқ бўлади.

чулғамда пайдо бўладиган э. ю. к. ўзиндукция э. ю. к. қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E}_1 = - \frac{d\Phi}{dt} N_1,$$

иккиламчи чулғамдаги э. ю. к. эса

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi}{dt} N_2,$$

бунда N_1 ва N_2 —бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги ўрамлар сони. Трансформатор чулғамларига э. ю. к. ли участка учун Ом қонуни татбиқ қилиб (68-§), трансформатор киришидаги кучланишни топамиз:

$$U_1 = r_1 i_1 - \mathcal{E}_1 = r_1 i_1 + \frac{d\Phi}{dt} N_1$$

ва чиқишидаги кучланиш

$$U_2 = r_2 i_2 - \mathcal{E}_2 = r_2 i_2 + \frac{d\Phi}{dt} N_2.$$

Бу ерда r_1 ва r_2 —бирламчи ва иккиламчи чулғамларнинг қаршилиги, i_1 ва i_2 —улардаги ток кучи.

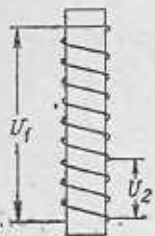
Биз фақат иккиламчи чулғам очиқ ҳол билан чекланамиз ва шунинг учун $i_2 = 0$ деймиз. Сўнгра $r_1 i_1 \ll \mathcal{E}_1$ деб ҳисоблаймиз (одатда, барча техникавий трансформаторлар учун бажарилади). Унда охириги икки тенгламани ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} \quad (133.1)$$

$K = N_2/N_1$ нисбатни *трансформация коэффициентини* дейилади. У салт ишлаш режимида иккиламчи кучланиш бирламчи кучланишга қараганда неча марта кўплигини кўрсатади.

Агар трансформаторга нагрузка уланган бўлса (иккиламчи чулғам ёпиқ), унда индукция э. ю. к. га нисбатан кучланиш тушиши i_1 ни ҳисобга олмаслик мумкин эмас, бунда (133.1) формула ўрнига анча мураккаб муносабат олинади.

Баъзан трансформаторнинг бирламчи чулғамининг бир қисми иккиламчи чулғам бўлиб, ёки аксинча, иккиламчи чулғамнинг бир қисми бирламчи бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда трансформаторни автотрансформатор дейилади (232-расм). Автотрансформатор контактларининг бирини кўпинча силжийдиган қилинади, бу эса чиқиш кучланишини текис ўзгартириш имконини беради.

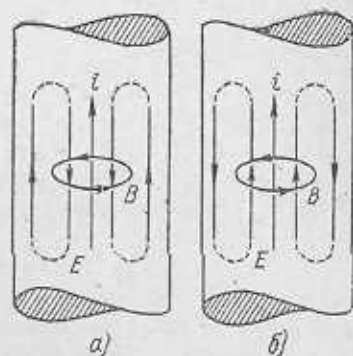


232-расм. Автотрансформатор.

134-§. Ўзгарувчан токнинг сиқиб чиқарилиши (скин-эффект)

Агар ўзгармас кўндаланг кесимли бир жинсли ўтказгичда ўзгармас ток бўлса, унда ўтказгичнинг турли кесимларида ток зичлиги бир хил. Ўзгарувчан токда эса бошқача бўлади. Бу ҳолда ток зичлиги кесим бўйича бирдай бўлмайди: сиртда энг катта бўлиб, ўтказгич ўқида энг кичик бўлади. Ўтказгич қанчалик йўғон ва ўзгарувчан ток частотаси қанчалик катта бўлса, унинг нотекислиги шунчалик катта бўлади, частота жуда катта бўлганда эса ток фақат юпқа сирт қатламида мавжуд бўлади. Бу ҳодиса *скин-эффект* деб ном олди.

Кўрсатилган бу қизиқ ҳодиса ҳам электромагнит индукциянинг уюрмавий электр майдон пайдо бўлиши билан тушунтирилади. Ўзгарувчан ток ли ўтказгични қараб чиқамиз ва вақтнинг муайян моментида ток i 233-расмда кўрсатилган йўналишга эга бўлсин. Бу ток ўтказгич ичида магнит майдон ҳосил қилади, бу майдоннинг индукция чизиқлари ўтказгич ўқида перпендикуляр бўлган текисликда ётади. i ток кучаяди, дейлик. Унда ортиб борувчи B индукция уюрмавий электр майдон E ни ҳосил қилади (233-а расм), бу уюрмавий электр майдон ҳам ўтказгич сиртида i ток каби, ўтказгич ўқида эса токка қарама-қарши йўналган. Бу майдон сиртдаги токни кучайтириб, унинг ўқидаги токни эса сусайтиради.



233-расм. Ўзгарувчан токни ўтказгич сиртига сиқиб чиқарилишининг тушунтирилиши.

а—ток ортади; б—ток камаydi.

Энди i ток камаydi, дейлик. Бу ҳолда кучсизланувчи B индукция электр майдон E ни ҳосил қилади, бу майдон биринчи ҳолдагига қараганда қарама-қарши йўналади (233-б расм), яъни сиртда токка қарама-қарши бўлиб, ўқда эса ток билан мос тушади. Иккала ҳолда ҳам: ток кучайганда ҳам, сусайганда ҳам ўтказгич ўқидаги уюрмавий электр майдон токнинг ўзгаришига тўсқинлик қилади, сиртдаги уюрмавий электр майдон эса токнинг ўзгаришига кўмаклашади, демак, ўтказгич ўқида ўзгарувчан ток кучсизроқ, сиртда эса кучлироқ бўлади.

Агар ўтказгич текис қатлам шаклига эга бўлса, унинг қалинлиги $2D$ энига қараганда анча кичик бўлса, ўтказгич кесими бўйича ток зичлигининг тақсимот қонунини жуда ҳам оддий бўлади. Ҳисоблашлар кўрсатадики, бу тақсимланиш

$$d = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \omega \mu_0 \sigma}} \quad (134.1)$$

катталikka боглиқ. Бу катталик токнинг сингиш чуқурлиги деб ном олди. Бу ерда μ — ўтказгич моддасининг магнит сингдирувчанлиги, μ_0 — магнит доимийси, λ — солиштирма электр ўтказувчанлик, $\omega = 2\pi\nu$ — ўзгарувчан токнинг доиравий частотаси. Бу катталикларни бирликларнинг СИ системасида ифодалаб, d ни метр ҳисобида оламиз.

Агар $d \gg D$ бўлса, унда ўтказгич кесими бўйича ток зичлиги амалда ўзгармайди. Агар $d \ll D$ (скин-эффект кучли) бўлса, унда тақсимот қонуни тахминан қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I(y) = I_{\text{сирт}} \exp(-y/d), \quad (134.2)$$

бунда $I(y)$ — ўтказгич сиртидан y масофада ток зичлиги, $I_{\text{сирт}}$ — сиртдаги ток зичлиги. (134.2) дан сингиш чуқурлиги d ўтказгич сиртидан шундай чуқурликки, бу чуқурликда ток зичлиги $e = 2,71$ марта камаяди.

Скин-эффект туфайли катта частоталарда электр ток кўпроқ ўтказгичнинг сирт қатлаидан оқади. Бу ўтказгичнинг ишлаётган кесимининг камайишига ва ўтказгич қаршилигининг ортishiга олиб келади. Частота катта бўлганда ёки сим йўғон бўлганда бу ортish анча бўлиши мумкин.

Ўтказгичда ток текис тақсимланмагани туфайли фақат қаршилиги эмас, балки индуктивлиги ҳам ўзгаради. Ҳақиқатан ҳам, ўзгармас токда магнит майдон ташқи фазода ҳам, ўтказгич ичида ҳам пайдо бўлади. Скин-эффект кучли бўлганда ток амалда фақат сирт қатлаида мавжуд бўлади ва ўтказгич ичида магнит майдон бўлмайди. Магнит энергияси ўтказгич ичидаги майдон энергиясининг катталиги қадар камаяди, бинобарин, ўтказгичнинг индуктивлиги ҳам камаяди.

Скин-эффектнинг мавжуд бўлиши тез ўзгарувчан тоқлар техникасида доим ҳисобга олинади. Бундай тоқлар амалда ўтказгич ичида юрмаганлиги туфайли бундай тоқлар учун линияларни ичи бўш трубалардан қилинади. Ҳозирги замон ўта юқори частоталар радиотехникасида кўпгина деталлар (волноводлар, коаксиал линиялар) яхши ўтказувчи юпқа кумуш қатлами билан қопланади, чунки уларнинг қаршилиги фақат сирт қатлаида боглиқ.

135-§. Индукцион тезлаткич

Уюрмавий электр майдон катта тезликли электронлар дастаси олиш учун мўлжалланган индукцион тезлаткичлар ёки бетатронларда ажойиб қўлланиладиган бўлди.

Индукцион тезлаткичнинг схемаси 234- расмда тасвирланган. Унинг асосий қисми кучли электромагнит MM дан иборат. У ораллиқда ҳосил қилаётган магнит майдон OO ўққа нисбатан симметрик. Бу майдон ҳам ораллиқ ўртасидан ўтувчи AA симметрия текислигига эга. Электромагнит чулғами ўзгарувчан ток билан таъминланади, бу токнинг частотаси бир неча юзлаб герц частотага эга. Электромагнит чулғамидаги токни кучайтириш учун унга параллел қилиб катта конденсаторлар батареяси уланади ва электр резонанс

ҳодисасидан фойдаланилади (XXI бобга қ.). Электромагнит қутблари орасида торонд шаклида K камера бўлиб (234- расм), юқори вакуумгача ҳавоси сўрилади. Маълум вақт ораллиқларида, $B \approx 0$ да, камера ичида жойлашган махсус манбадаги термоэлектрон эмиссия ёрдамида олинадиган электронлар дастаси камерага тушади.

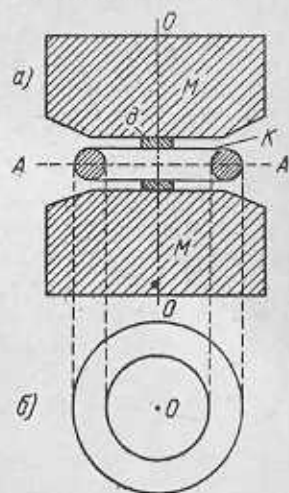
Магнит оқим ўзгарганида Максвелл назариясининг асосий таърифиға мувофиқ уюрмавий электр майдон E пайдо бўлади ва тезлатиш камерасидаги ҳар қайси электронга IE куч таъсир қилади. Электр майдон куч чизиқлари ёпиқ бўлгани туфайли куч йўналиши доим ҳаракат йўналиши билан мос тушади ва электронлар магнит майдонда айланиб ўз энергиясини узлуксиз орттира боради.

Шундай қилиб, индукцион тезлаткич трансформаторга ўхшайди, унда иккиламчи чулғамнинг битта ўрами ролини камера ўйнайди. Фарқи шундаки, оддий трансформаторнинг чулғамлари симда электронлар ишқаланиб ҳаракатланади ва шунинг учун улар тўплаган энергия узлуксиз иссиқлик ажралишига сарф бўлади; индукцион тезлаткичда эса электронлар вакуумда амалда ишқаланишсиз ҳаракатланади ва электр майдон кучлари бажарган иш электронларнинг кинетик энергиясига айланади.

Биринчи чорак давр давомида магнит майдон ортади ва маълум йўналишдаги электр майдон ҳосил қилади. Мана шу вақтда электронларнинг тезланиши рўй беради. Иккинчи чорак даврда магнит майдон камаяди ва электр майдон йўналиши тескарисига ўзгаради. Электронларни тезлаштириш учун $B \approx 0$ да бошланадиган фақат битта чорак даврдан, яъни ё биринчи, ё учинчи чорак даврдан фойдаланиш мумкин.

Электронлар энергияси максималга яқинлашганида (тезлаштиш даври охирида) электронларни тезланиш орбитасидан чиқарилади ва камера ичига маҳкамланган нишонни улар билан бомбардимон қилинади. Буни турли усуллар билан амалга оширилади.

Улардан бири қуйидагича: электромагнитнинг қутб учлари марказига магнит материалдан қилинган d дисклар маҳкамланади (234- расм), бу материалда $B = B_{\text{макс}}$ да тўйиниш рўй беради. Шунинг учун тезланиш даври охирида магнит майдоннинг фазовий тақсимланиши ўзгаради, электрон орбитасининг радиуси ўзгаради ва электрон даста нишонга ёки махсус дарчага тушади ва у орқали камерадан ташқарига чиқади.



234- расм. Индукцион тезлаткичнинг тузилиш схемаси:

a — электромагнит қутблари ва тезлаткич камераси; b — тезлаткич камерасининг планда кўриниши.

Индукцион тезлаткичлар асосан ядро физикасига доир тадқиқотларда қўлланилади. Бу тезлаткичлар тез электронлар оқими, яъни суъый β -нурланиш олишга имкон беради. Турли нишойларни шу электронлар билан бомбардимон қилинганда электромагнит нурланиш (суъый γ -нурлар) пайдо бўлади, бу нурланиш табиий радиоактив препаратларнинг γ -нурланишига қараганда анча сингувчан бўлади. Унча катта бўлмаган тезлаткичлар саноатда рентген дефектоскопиясида ва бошқа мақсадларда фойдаланиш учун нишонларни электронлар билан бомбардимон қилганда пайдо бўладиган қаттиқ рентген нурлари олишда қўлланила бошланди.

136-§. Силжиш токи

Ҳар қандай ўзгарувчан магнит майдон уюрмавий электр майдонни ҳосил қилишини олдинги параграфларда кўрдик. Максвелл турли электромагнит процессларни анализ қилиб, тескари ҳодиса ҳам мавжуд бўлиши керак: *электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши уюрмавий магнит майдоннинг пайдо бўлишига олиб келади*, деган хулоса чиқарди. Бу тасдиқ электромагнит майдоннинг муҳим хосасини ифодалайди (Максвелл назариясининг иккинчи асосий қондаси).

Магнит майдон ҳар қандай токнинг зарурий белгиси бўлгани туфайли Максвелл ўзгарувчан электр майдонни *силжиш токи* деб атади, бу ток зарядланган зарралар (электронлар ва ионлар)нинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган ўтказувчанлик токидан фарқ қилади.

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, бу термин унча яхши танланмаган. У диэлектриклар ҳолида бир оз асослироқ, чунки уларда ҳақиқатан ҳам атом ва молекулаларда зарядлар силжийди. Аммо силжиш токини ҳеч қандай заряд, бемобарин, уларнинг ҳеч қандай «силжиши» бўлмаган вакуумга татбиқ қиламиз. Шунга қарамай бу термин тарихий анъаналар туфайли сақланиб қолди.

Силжиш токи тушунчасини 235-расмда тасвирланган тажриба ёрдамида тушунтириш мумкин. Металл ўтказгич, конденсатор, батарея ва переключателдан иборат контур тузамиз. Контурдаги ток тўғрисида фикр юритиш учун унга унча катта бўлмаган чўғланма лампа улаймиз, у демонстрацион амперметр ролини ўйнайди. Биз бу ерда конденсатор узиб турган очик контурга эга бўламиз. Биламизки, бундай очик контур орқали ўзгармас ток ўтмайди ва батарея узоқ вақт уланиб турса ҳам лампочка ҳеч қизармайди.

Батарея улангандан кейин дастлабки моментларда бошқача бўлади. Конденсатор зарядланади ва металл симда қисқа муддатли заряд токи пайдо бўлади. Агар зарядлаш тугагандан кейин переключатель ёрдамида батарея қайта уланса, унда конденсатор қайта зарядланади ва қайта зарядланиш процессида симда яна ток пайдо бўлади, энди йўналиши тескари бўлади. Батареянинг ҳар бир қай-

та уланишида симда ток импульси пайдо бўлади ва лампочканинг қисқа муддатли ёниши кузатилади.

Агар симнинг переключателга уланган учлари ўзгарувчан токнинг ёритиш тармоғига уланса, унда конденсаторнинг қайта зарядланиши бир-биридан кейин узлуксиз ҳар секундда 100 марта частота билан давом этади ва контурда узоқ вақтгача ўзгарувчан ток мавжуд бўлади. Бу ҳолда лампочканинг ҳар бир ўчиб-ёниш вақти жуда қисқа бўлгани сабабли, уни биз сезмаймиз ва у текис қизийди (чўғланади).

Биз кўрамизки, ўзгармас токдан фарқли ўлароқ ўзгарадиган ёки ўзгарувчан токлар очик контурларда ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бунда ҳар гал очик контурда ток бўлганда унинг учлари (конденсатор қопламалари) орасида вақт бўйича ўзгарадиган электр майдон ёки силжиш токи бўлади. Шундай қилиб, металл ўтказгичда ўтказувчанлик токлари диэлектрикдаги силжиш токи билан туташади.

Максвелл назариясига кўра вақтнинг исталган моментда конденсатордаги электр майдон шундай магнит майдонни ҳосил қиладики, бу майдон конденсатор қопламалари орасида металл симлардаги ток кучига тенг бўлган ўтказувчанлик токлари ҳосил қиладиган майдон каби бўлади. Ёки бошқача айтганда, биз қаралаётган очик контурнинг магнит майдони ҳам худди контур ёпиқ бўлгандаги каби бўлади.

Бу ўзгарувчи электр майдон ва у ҳосил қилаётган магнит майдон орасидаги миқдорий боғланишни топишга имкон беради. Ҳақиқатан ҳам, агар конденсатордаги электр силжиш D дан иборат бўлса, унда, 41-§ га кўра, қопламалардаги заряднинг сирт зичлиги қуйидагича бўлади:

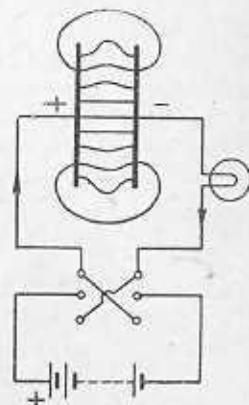
$$\sigma = D.$$

Шунинг учун ҳар қайси қопламадаги тўлиқ q заряд

$$q = SD$$

га тенг, бунда S — қопламалар юзи. Агар dt вақт ичида конденсатор заряди dq га ўзгарса, у ҳолда симдаги ток кучи

$$i = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt}$$



235-расм. Металл симда вақт бўйича ўзгарувчи ўтказувчанлик токи диэлектрикдаги силжиш токи билан туташади.

бўлади. У электр майдон индукциясининг ўзгариш тезлиги билан бир қийматли боғланган. Бундан конденсаторнинг ўзгарувчи майдони худди SdD/dt кучга ёки

$$j_c = \frac{dD}{dt} \quad (136.1)$$

зичликка эга бўлган ток каби магнит майдон ҳосил қилади. Бу катталиқ *силжиш токи зичлиги* деб ном олди.

Бу тушунчадан фойдаланиб, Максвеллнинг иккинчи қондасини қуйидаги миқдорий шаклда ифодалаш мумкин: *вақт бўйича ўзгарувчи электр майдон (136.1) формула билан аниқланадиган j_c зичликли ўтказувчанлик токи* каби магнит майдон ҳосил қилади.

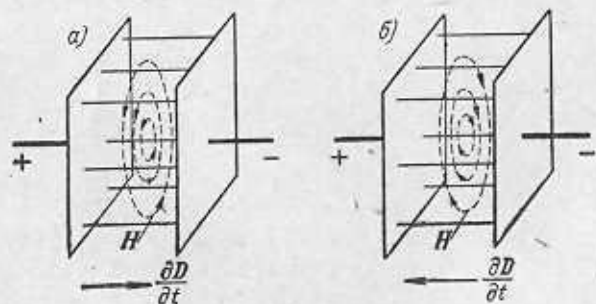
Умумий ҳолда электр майдон бир жинсли бўлмаслиги ва фақат вақтга эмас яна координаталарга ҳам боғлиқ бўлиши мумкин. Бу ҳолда силжиш токи зичлиги учун ифода қуйидагича бўлади:

$$j = \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (136.2)$$

бунда хусусий ҳосила белгиси магнит майдон майдоннинг ҳар қайси нуқтасида вақт бўйича индукциянинг ўзгариш тезлигига боғлиқлигини кўрсатади.

Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, силжиш токи D векторнинг ҳосиласи билан эмас, балки шу векторнинг ўзи билан аниқланади. Масалан, ясси конденсатор майдонида D вектор мусбат пластинкадан манфий пластинка томон йўналган. Агар электр майдон ортса, унда $\partial D/\partial t$, бинобарин, силжиш токи ҳам 236-а расмда кўрсатилгани каби йўналган. Агар электр майдон камайса, унда $\partial D/\partial t$ манфий пластинкадан мусбат томон йўналади ва магнит майдон биринчи ҳолга қараганда қарама-қарши бўлади (236-б расм).

Агар бирор ўтказгичда ўзгарувчан ток бўлса, унда ўтказгич ичида ўзгарувчан электр майдон мавжуд бўлади. Шунинг учун ўтказгич ичида ўтказувчанлик токи ҳам, силжиш токи ҳам бўлади



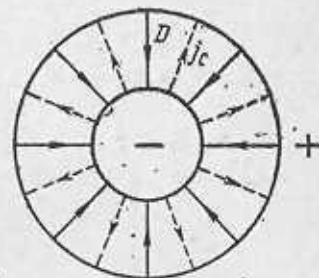
236-расм. Вақт бўйича ўзгарадиган электр майдон магнит майдонни (уюрмавий) ҳосил қилади.

ва ўтказгичнинг магнит майдони уларнинг йириндиси билан, яъни тўлиқ ток билан аниқланади. Тўлиқ ток зичлиги

$$j_{\tau} = j + \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (136.3)$$

Муҳитнинг электр ўтказувчанлиги ва майдоннинг ўзгариш тезлигига (ўзгарувчан ток частотасига) қараб (136.3) даги иккала қўшилувчи ҳар хил роль ўйнайди. Яхши ўтказадиган моддалар (металлар) да ва паст частоталарда токнинг силжиш зичлиги кам бўлади ва ўтказувчанлик токига қараганда силжиш токини ҳисобга олмаслик мумкин. Шунинг учун, масалан, металлларда ўзгарувчан токни сиқиб чиқариш ҳодисасида (134-§) силжиш токи сезиларли роль ўйнамайди. Аксинча, ёмон ўтказувчи муҳит (изоляцияторлар) да ва юқори частоталарда силжиш токи асосий роль ўйнайди.

(136.3) формуладаги иккала ҳад бир хил ва қарама-қарши ишорали бўлиши мумкин. Шунинг учун тўлиқ ток ўтказувчанлик токидан катта бўлиши ҳам мумкин, кичик бўлиши ҳам мумкин, хусусий ҳолда эса нолга айланиши мумкин.



237-расм. Зарядларнинг магнит майдон ҳосил қилмасдан ҳаракатланиши.

Бундай мисол 237-расмда келтирилган. Бунда ўтказувчи муҳит тўлдирилган сферик конденсатор тасвирланган. Агар қопламалардаги заряд q бўлса, унда марказдан r масофадаги D индукция қуйидагича тенг:

$$D = q/4\pi r^2.$$

Силжиш токи зичлиги

$$j_c = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{dq}{dt},$$

силжиш токи кучи эса

$$i_c = 4\pi r^2 j_c = \frac{dq}{dt}.$$

Конденсатор зарядсизланаётганда бу ток ички қопламадан ташқи қоплама томон йўналган. Ўтказувчанлик токи эса қарама-қарши йўналган (плюсдан минусга) ва унинг кучи эса

$$i = -\frac{dq}{dt}$$

дан иборат. Шунинг учун тўлиқ ток

$$i_{\tau} = i + i_c = 0$$

зарядларнинг қопламалар орасида ҳаракатланишига қарамасдан магнит майдон нолга тенг.

Шундай қилиб, ўзгарадиган тоқларнинг магнит майдони умумий ҳолда ўтказувчанлик токи билан эмас, балки тўлиқ ток билан

аниқланади. Агар биз очик контурга эга бўлсак, унда ўтказгич учларида ўтказувчанлик токигина узилади. Диэлектрикда эса ўтказгич учлари орасида силжиш токи бўлади, у ўтказувчанлик токини туташтиради. Шунинг учун, агар электр ток деганда (136.3) формула билан аниқланадиган тўлиқ ток тушунилса, унда табиатда ҳамма электр тоқлар ёпиқ бўлар экан. Бу муҳим хулосани ҳам Максвелл чиқарган эди.

137-§. Максвелл тенгламалари

Олдинги параграфда силжиш токининг магнит майдони тўғрисидаги олинган хулосани тенглама кўринишида ифодалаш мумкин. Ўзгарувчи тоқли ўтказгични қараб чиқамиз ва унинг ичида l контур билан чегараланган ихтиёрий S юзни ажратамиз (238-расм). Бу контурга магнит кучланиши тўғрисидаги теоремани қўллаймиз (81-§), бунда ўзгарувчи тоқнинг умумий ҳолида магнит майдон тўлиқ ток билан аниқланишини ҳисобга оламиз:

$$\oint H_l dl = i_r,$$

бунда i_r — юз S орқали тўлиқ ток кучи.

Энди i_r ни ҳисоблаймиз. (136.3) формулага асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$i_r = \int_S j_n dS + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS.$$

238-расм. Умумий ҳолда ўтказгич ичида ўтказувчанлик токи ҳам, силжиш токи ҳам бўлади.

Биринчи қўшилувчи ўтказувчанлик токи кучи i дан иборат. Иккинчи қўшилувчида интеграллаш ва дифференциаллаш тартибини ўзгартириш мумкин. Бу қуйидагини беради:

$$\int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_S D_n dS = \frac{\partial N}{\partial t},$$

бунда N — юз S орқали электр силжиш вектори оқими. Шунинг учун

$$i_r = i + \frac{\partial N}{\partial t}$$

ва узил-кесил қуйидаги муносабатни оламиз:

$$\oint H_l dl = i + \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (137.1)$$

Бу тенглама Максвелл назариясининг иккинчи асосий тенгламаси бўлиб, силжиш токининг магнит майдони тўғрисидаги Максвелл қондасининг математик шаклини ифодалайди.

Энди электр ва магнит майдонни аниқловчи асосий тенгламаларни ёзамиз. Максвелл тенгламаларидан бирини 131-§ да аниқлаган эдик:

$$\oint_l E_l dl = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (137.2)$$

Бу ерда Φ — контур l билан чегараланган S юз орқали магнит индукция оқими, шу билан бирга (137.1) даги каби вақт бўйича хусусий ҳосила симболидан фойдаланамиз, чунки B , бинобарин, Φ ҳам ҳали координаталарга (S юзнинг вазиятига) боғлиқ бўлиши мумкин. Бу тенгламаларга электр майдон (44-§) ва магнит майдон (106-§) учун Остроградский — Гаусс теоремасини ифодаловчи яна иккита тенгламани қўйиш мумкин:

$$\int D_n dS = q, \quad (137.3)$$

$$\int B_n dS = 0. \quad (137.4)$$

Нихоят, шуни эслатиш лозимки, бу тенгламаларга кирган турли катталиклар мустақил бўлиб, улар орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$B = \mu_0 H, \quad D = \epsilon_0 E, \quad (137.5)$$

бунда μ ва ϵ — модданинг магнит ва диэлектрик сингдирувчанлиги, (137.1) даги ўтказувчанлик токи кучи i эса ток зичлиги j билан аниқланади, у E билан Ом қонуни орқали қуйидагича боғланган:

$$j = \lambda E, \quad (137.6)$$

бунда λ — модданинг солиштирма электр ўтказувчанлиги.

(137.1)–(137.6) тенгламалар Максвелл тенгламалар системасини ташкил қилади. Улар тинч турган муҳитда электр ва магнит майдонлар учун энг умумий тенгламалар ҳисобланади.

Шуни таъкидлаб ўтамызки, Максвелл тенгламаларида ϵ , μ ва λ катталиклар материал доимийлар каби, яъни муҳитнинг хоссасини характерловчи берилган катталиклар каби қатнашади.

138-§. Дифференциал шаклдаги Максвелл тенгламалари

Максвелл тенгламалари (137.1)–(137.4) ни ҳар қандай катталиқдаги сирт учун татбиқ қилиш мумкин, шунинг учун уларга кирган катталиклар майдоннинг турли нуқталарига тегишли. Масалан, (137.1) тенгламанинг исталган қисмида H қаралаётган юзни чегараловчи контур нуқталаридаги майдон кучланганлигидан иборат, ўнг қисмдаги N оқим эса майдоннинг ўзидаги нуқталарда D нинг қийматларига боғлиқ.

Бу тенгламалар шаклини барча катталиклар майдоннинг фақат битта нуқтасига тегишли бўладиган қилиб ўзгартириш мумкин.

Бунинг учун Максвелл тенгламаларини чексиз кичик бўлган юзларга татбиқ қилиш лозим.

Дастлаб (137.1) Максвелл тенгламасига мурожаат қиламиз. Ўнг винтли тўғри бурчакли XYZ координаталар системасини киритамиз ва Y ҳамда Z ўқларга параллел бўлган dy ва dz томонли тўғри бурчакли 1—2—3—4 юзни қараб чиқамиз (239-расм). Юзнинг 1 учини майдоннинг ихтиёрий нуқтаси (x, y, z) га жойлаштирамиз ва шу нуқтада магнит майдон кучланганлигининг ташкил қилувчиларини H_x , H_y ва H_z орқали белгилаймиз. Координаталар системасининг ўнг винтли харақатига мос равишда 1—2—3—4 контур бўйича мусбат айланиб чиқиш йўналишини соат стрелкасига қарши қилиб оламиз ва мана шу контур бўйича магнит кучланишини ҳисоблаймиз. У контурнинг тўртта кесмасига тегишли бўлган тўртта қўшилувчига ажралади. 1—2 кесмадаги магнит кучланиш $H_y dy$ га тенг. 3—4 кесмада майдон кучланганлиги ташкил қилувчи $(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz)$

га тенг. Бу ерда айланиб чиқиш йўналиши H_y (Y ўқ) нинг мусбат йўналишига қарама-қарши, шунинг учун магнит кучланиш $-(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz) dy$ га тенг. Шунга ўхшаш 2—3 кесмадаги кучланиш $(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy) dz$ га 4—1 кесмада эса $-H_z dz$ га тенг. Шунинг учун

$$\oint H_s ds = H_y dy + (H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy) dz - (H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz) dy - H_z dz = (\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}) dy dz.$$

Энди (137.1) нинг ўнг қисмидаги қўшилувчини ҳисоблаймиз. N оқим учун электростатик индукция ташкил қилувчисининг юзга нормалигига муҳимдир. Шунинг учун $dydz$ орқали оқим $D_x dydz$ га тенг, бинобарин,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial D_x}{\partial t} dy dz.$$

Худди шунингдек, юз орқали ўтказувчанлик токи ток зичлиги j_x нинг нормал ташкил қилувчисидан иборат бўлиб, қуйидагига тенг:

$$j_x dy dz.$$

Бу барча катталикларни (137.1) га қўйиб ва тенгликнинг иккала қисмини $dydz$ га қисқартириб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}.$$

Бу фикр-мулоҳазаларни y ва z ўқларга перпендикуляр бўлган $dzdx$ ва xdy юзларга қўллаш мумкин. Шунинг учун (137.1) тенглама ўрнига Максвеллнинг биринчи группа тенгламаларини ҳосил қилувчи учта тенглама оламиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial D_y}{\partial t} + j_y &= -\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \\ \frac{\partial D_z}{\partial t} + j_z &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (138.1)$$

Худди шу тарзда кўрсатилган учта юзга Максвеллнинг иккинчи тенгламаси (137.2) ни қўллай оламиз. Бу Максвеллнинг иккинчи группа тенгламаларига олиб келади:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial B_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \\ -\frac{\partial B_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \\ -\frac{\partial B_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (138.2)$$

Епиқ сирт орқали оқим вектори ифодасини 14-§ даги дифференциал шаклга ўзгартирдик. Ўша олинган натижадан фойдаланиб, (137.3) ва (137.4) тенгламаларни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho, \quad (138.3)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (138.4)$$

(137.5), (137.6) тенгламалар у билан бирга (138.1)—(138.4) тенгламалар дифференциал шаклдаги Максвелл тенгламаларининг тўлиқ системасидан иборат бўлиб, унга кирган барча катталиклар майдоннинг фақат битта нуқтаси учун тегишли.

Вектор *уюрмаси* тушунчасидан фойдаланилиб, Максвелл тенгламаларини координаталар системасининг танлаб олинишига боғлиқ бўлмаган компакт вектор кўринишида ёзиш мумкин. Бирор *A* вектор майдонида *l* контур билан чегараланган кичик ΔS юзига қараб чиқамиз ва *A* векторнинг *l* контур бўйича циркуляцияси нисбатини тузамиз. Вектор анализидан маълумки, $\Delta S \rightarrow 0$ да бу нисбатнинг limiti (агар шу лимит мавжуд бўлса), майдонга *n* нормалнинг йўналишига янги векторнинг проекциясидан иборат. Бу вектор *A* векторнинг уюрмаси дейилади ва $\text{rot } A$ (французча rotation айланиш) ёки $\text{curl } A$ (инглизча curl — уярма) симболи билан белгиланади. Шундай қилиб, таърифга кўра

$$\text{rot } A = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint_l A_{tdl}}{\Delta S}.$$

Биз юқорида худди мана шу катталиклар ($A = H$ ва $A = E$) ни (*n* нинг *X*, *Y*, *Z* ўқларга параллел бўлган учта йўналиши учун) ҳисоблаб чиқарган эдик: улар (138.1) ва (138.2) тенгламаларнинг ўнг қисмларига тенг. Бундан тўғри бурчакли координаталарда $\text{rot } H$ нинг ташкил қилувчиси қуйидагига тенг:

$$\text{rot}_x H = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \text{rot}_y H = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \text{rot}_z H = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}.$$

Бундай формулалар $\text{rot } E$ учун ҳам ўринли.

Айтилганлардан, (138.1) ва (138.2) Максвелл тенгламалари вектор шаклда қуйидаги кўринишга эга эканлиги келиб чиқади:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + j = \text{rot } H, \quad (138.1a)$$

$$-\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot } E. \quad (138.2a)$$

Агар муҳит диэлектрик бўлса, унда Максвеллнинг биринчи гуруҳи тенгламаларида $j_x = j_y = j_z = 0$ деб олинади.

139-§. Максвелл назариясининг аҳамияти

Максвелл назарияси бизнинг электр тўғрисидаги билимларимизни ривожлантиришда катта роль ўйнайди. Бу назариянинг аҳамиятини яхшироқ тушуниш учун электр соҳасида Максвелл ишларига ча бўлган асосий кашфиётларнинг тарихий кетма-кетлигини эслаш лозим.

Юқорида эслатиб ўтилганидек, электр ҳодисаларини миқдорий жиҳатдан ўрганиш даставвал электр зарядларининг ўзаро таъсир қонунини ўрнатган ва уни кейинроқ «магнит зарядлари» нинг ўзаро таъсирига ёйган Кулон ишларидан кейин (1785 й.) бошланди. Аммо 1820 йилга қадар электр ва магнит ҳодисаларини ўзаро боғлиқ бўлмаган турли ҳодисалар каби қаралар эди.

1820 йилда Эрстед томонидан токнинг магнит таъсирининг очирилиши магнит ва электр ҳодисалари орасида боғланиш борлигини ва электр токлари ёрдамида магнит таъсирлари олиш мумкинлигини кўрсатди. Токларнинг магнит таъсирини Ампер синчиклаб ўрганди ва табиатдаги ҳамма магнит ҳодисаларини, шу билан бирга доимий магнит билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ҳам электр токлари ҳосил қилади деган хулосага келди (Ампернинг молекуляр токлар назарияси).

Уша даврдаги кейинги муҳим натижаларни Фарадей чиқарди. Улардан энг муҳими электромагнит индукциянинг очилишидир. Фарадей табиат ҳодисаларининг ўзаро боғланиши тўғрисидаги асосий ғоядан келиб чиқди. У агар токлар магнит ҳодисаларини ҳосил қилишга қодир экан, аксинча, магнитлар ёки бошқа токлар ёрдамида электр токлар олиш мумкин деб ҳисоблади. Изчил ва кўп марта уринишлар натижасида Фарадей ҳақиқатан ҳам 1831 йилда бу ҳодисани очди; у электр ва магнетизм орасидаги боғланиш тўғрисидаги тасаввурни янада мустаҳкамлади.

Фарадей ишларидаги иккинчи муҳим ғоя электр ҳодисаларида оралиқ муҳитнинг асосий, белгиловчи ролининг тан олиниши бўлди. Фарадей масофадан таъсир қилишга йўл қўймади, ҳозир биз яхши биламизки, бу физикавий жиҳатдан мазмунсиздир, электр ва магнит ўзаро таъсирлар оралиқ муҳит орқали узатилади ва худди мана шу муҳитда асосий электр ва магнит процесслари бўлади деб ҳисоблади.

Фарадей ғоялари Максвелл ишларида янада чуқурлаштирилди ва ривожлантирилди ҳамда қатъий математик назарияга айлантирилди. Максвелл назариясида электр ва магнит ҳодисаларининг мустаҳкам боғланиши тўғрисидаги фикр, биз 131- ва 136- §§ да қараб чиққан назариянинг иккита асосий қондаси кўринишида, узил-кесил расмийлаштирилди ва қатъий шаклда Максвелл тенгламалари (137, 138- §§) кўринишида ифодаланди. Шунинг учун Максвелл назарияси электр ҳақидаги таълимотнинг ривожланишида муҳим босқич бўлди ва электромагнит майдон ҳақидаги классик тасаввурга олиб келди, электромагнит майдон ва ўзаро бир-бирига айлана оладиган умумий ҳолда ўзаро боғланган электр ва магнит майдонларидан иборат.

Максвелл тенгламалари ўзида электр ва магнит майдонларнинг барча асосий қонунларини, шу билан бирга электромагнит индукциясини ўзида мужассамлантирган, шунинг учун тинч турган муҳитда электромагнит майдоннинг умумий тенгламаларидан иборат.

Максвелл назарияси фақат маълум фактларни тушунтирибгина қолмай, балки янги ва муҳим ҳодисаларни олдиндан айтиб берди. Силжиш тоқларининг магнит майдони (136- §) тўғрисидаги Максвелл тахмини бу назарияда бутунлай янги бўлиб чиқди. Бу тахмин асосида Максвелл электромагнит тўлқинларнинг, яъни фазода чекли тезлик билан тарқаладиган ўзгарувчан электромагнит майдон-

нинг мавжудлигини олдиндан назарий айтиб берди. Электромагнит тўлқинлари хоссаларини назарий текшириш Максвеллни ёруғликнинг электромагнит назариясини яратишга олиб келди, бу назарияга кўра ёруғлик ҳам электромагнит тўлқинлардан иборат. Кейин электромагнит тўлқинлар ҳақиқатан ҳам тажрибада олинди, кейинроқ эса ёруғликнинг электромагнит назарияси, у билан бирга бутун Максвелл назарияси тўлиқ ва ажойиб тасдиқланди.

Аммо биз электромагнит тўлқинларни XXII бобгача қарамай қолдирамиз, чунки уларни олиш методларини тушуниш ва текшириш учун электрон ҳодисалар ва электр тебранишларни ўрганиш лозим.

140-§. Ҳаракатланаётган жисмлардаги электромагнит майдон

Ушбу бобда шу вақтгача электр ва магнит майдонларининг ўзаро айланишини қараган эдик. Бу ўзаро айланиш вақт ўтиши билан майдонларнинг ўзгариши туфайли бўлади. Электромагнит майдон кузатувчига нисбатан ҳаракатланганида ҳам шунга ўхшаш ҳодисалар бўлади.

Вакуумда магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядни қараб чиқамиз. Магнит майдонга нисбатан қўзғалмас бўлган кузатувчи нуқтаи назаридан зарядга

$$F = qvB \sin(\varphi, B) \quad (140. 1)$$

куч таъсир қилади. Бу ерда q — заряднинг катталиги, $B = \mu_0 H$ — магнит майдон индукцияси, φ — заряднинг магнит майдонга нисбатан ҳаракатланиш тезлиги. Бу кучнинг йўналиши φ ва B га перпендикуляр бўлиб, ўнг парма қондасига бўйсунди ($[vB]$ вектор кўпайтма йўналиши билан мос тушади).

Энди заряд билан бирга ҳаракатланаётган иккинчи кузатувчи бор дейлик. Бу кузатувчи учун заряд қўзғалмас бўлади, шу билан бирга зарядга ўша F куч таъсир қилади. Бироқ агар қўзғалмас зарядга шу заряд катталигига пропорционал куч таъсир қилса, демак, электр майдон бор экан. Унинг кучланганлиги қуйидаги қийматга эга:

$$E = F/q = vB \sin(\varphi, B), \quad (140. 2)$$

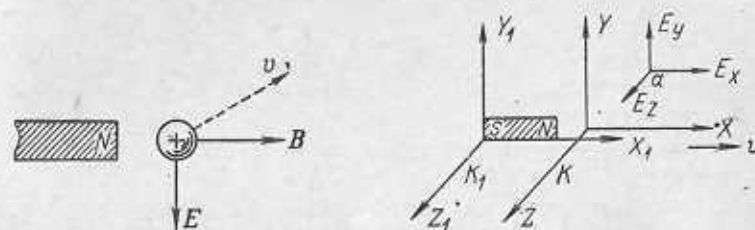
майдон йўналиши эса F кучнинг йўналиши билан мос тушади, яъни φ ва B га перпендикуляр бўлади (240-расм).

Шундай қилиб, электромагнит майдон санок системасига боғлиқ. Агар бирор санок системасида битта магнит майдон мавжуд бўлса, унда биринчи системага нисбатан ҳаракатланаётган бошқа системаларда биз ҳам магнит майдонга, ҳам электр майдонга эга бўламиз.

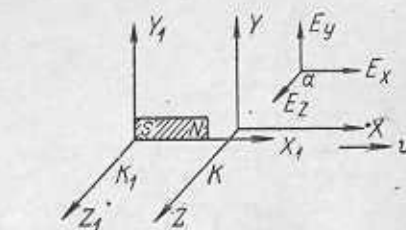
Олинган натижаларни бошқа кўринишда тасаввур қилиш мумкин. K ва K_1 санок системалари берилган бўлсин, шу билан

бирга K_1 га нисбатан K система X ўққа параллел ҳолда v ўзгармас тезлик билан ҳаракатлансин (241-расм). Сўнгра, K_1 системада магнит майдон мавжуд бўлиб, унинг ихтиёрий a нуқтадаги ташкил этувчилари H_{1x}, H_{1y}, H_{1z} бўлсин. Унда ҳаракатланиш оқибатида K системадаги ўша нуқтада E_x, E_y, E_z электр майдон ҳосил бўлади. Майдоннинг алоҳида ташкил этувчиларига (140. 2) формулани татбиқ қилиб, қуйидагини оламиз:

$$E_x = 0, \quad E_y = -vB_{1z}, \quad E_z = +vB_{1y}.$$



240-расм. Заряд магнит майдонга нисбатан ҳаракатланганда электр майдон пайдо бўлади.



241-расм. Агар K_1 санок системасида фақат магнит майдон бўлса, унда K_1 системага нисбатан ҳаракатланаётган K системада яна электр майдон ҳам пайдо бўлади.

Агар K_1 системада электр майдон ҳам бўлса, унда K системадаги тўлиқ электр майдон қуйидаги ташкил этувчиларга эга бўлади:

$$E_x = E_{1x}, \quad E_y = E_{1y} - vB_{1z}, \quad E_z = E_{1z} + vB_{1y}. \quad (140. 3)$$

Шуни яна қайд қилиб ўтамизки, бунда v тезлик K_1 системага нисбатан K системанинг тезлигидир.

Худди шунга ўхшаш электр майдонга нисбатан ҳаракатланганда магнит майдон пайдо бўлади. Бу майдонни аниқлаш учун кузатувчига нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётган $+q$ зарядни кўриб чиқамиз. Бундай заряд қуйидаги магнит майдонни ҳосил қилади (86-§):

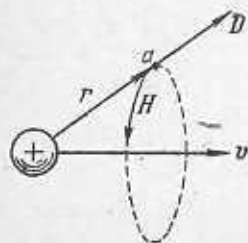
$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \sin(\varphi, r), \quad (140. 4)$$

бу ерда r — радиус-вектор бўлиб, заряддан берилган нуқтага ўтказилган (140. 4) ифодадаги $q/4\pi r^2$ ҳад $D = \epsilon_0 E$ электр силжиш бўлиб, уни қаралаётган a нуқтада заряд ҳосил қилади. Шунинг учун D нинг r бўйича йўналганини ҳисобга олиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

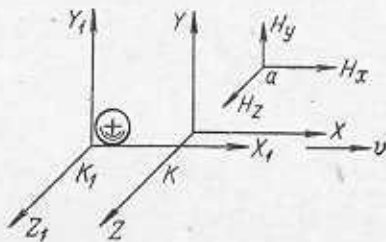
$$H = vD \sin(\varphi, D). \quad (140. 5)$$

H майдон v ва D га перпендикуляр ($[v, D]$ вектор кўпайтма йўналиши билан мос тушади).

Заряд билан бирга ҳаракатланаётган кузатувчи учун фақат электр майдон мавжуд бўлар эди. Агар бу электр майдон кузатувчига нисбатан ҳаракатланса, унда магнит майдон ҳам ҳосил бўлади, у (140.5) формула билан ифодаланади (242- расм).



242- расм. Электр майдонга нисбатан ҳаракатланганда H магнит майдон пайдо бўлади.



243- расм. Агар K_1 санок системасида фақат электр майдон бўлса, унда K_1 системага нисбатан ҳаракатланаётган K системада яна магнит майдон ҳам мавжуд.

Юқоридаги сингари икки санок системасини киритамиз, улардан бири (K) бошқасига (K_1 га) нисбатан X йўналишида ҳаракатланади (243- расм) ва заряд K_1 система тинч туради деб фарз қиламиз. Бинобарин, бу заряднинг электр майдони K системага нисбатан— v тезлик билан ҳаракатланади. Унда (140.5) формулани майдоннинг айрим ташкил қилувчиларига татбиқ этиб ва ундаги тезлик ишорасини ўзгартириб, қуйидагини оламиз:

$$H_x = 0, \quad H_y = +vD_{1z}, \quad H_z = -vD_{1y}.$$

Агар K_1 системада магнит майдон (H_{1x}, H_{1y}, H_{1z}) ҳам бўлса, унда K системадаги тўлиқ магнит майдон қуйидаги ташкил этувчиларга эга бўлади:

$$H_x = H_{1x}, \quad H_y = H_{1y} + vD_{1z}, \quad H_z = H_{1z} - vD_{1y}. \quad (140.6)$$

Юқоридаги каби бу ерда ҳам v тезлик K системага (унда H_x, H_y, H_z майдон мавжуд) нисбатан K_1 системанинг ҳаракатланиш тезлигидан иборат.

Ниҳоятда шунинг эслатиб ўтамизки, фикр-мулоҳазаларимизда фойдаланилган (140.1) ва (140.4) формулалар токли симларнинг магнит ўзаро таъсирларига доир тажрибалардан олинган эди. Одатда, симларда зарядлар доим секин ҳаракатланади. Шунинг учун юқорида ёзилган майдонларнинг айланиш формулаларини фақат секин ҳаракатлар учун (ёруғлик тезлигига нисбатан) асосли деб ҳисоблаш мумкин. Тез ҳаракатлар учун бу формулаларни умумийроқ формулалар билан алмаштириш лозим (143- § га қ.).

141-§. Электромагнит ҳодисалар учун нисбий ҳаракат муҳимдир

Электромагнит майдоннинг ўзгариши формуласига кирувчи v тезлик нисбий ҳаракат тезлиги эканлигини биз олдинги параграфда гапириб ўтган эдик. Тажриба ҳам барча бошқа электр ҳодисалар учун фақат нисбий ҳаракат муҳим эканлигини беради: электромагнит индукция ҳодисасида симнинг магнитга нисбатан ҳаракати, ҳаракатланаётган зарядларнинг магнит таъсирида кузатувчи (магнит стрелка) га нисбатан шу зарядларнинг ҳаракати муҳим аҳамиятга эга.

Бироқ электр ҳодисалари қонунларига қайси тезлик кириши аён эмас эди. Физикада электр ва ёруғлик ҳодисаларини тушунтириш учун тахминан XVII аср охиридан бошлаб эфир ҳақидаги тасаввурдан фойдаланила бошланди. Бу тасаввур бундан анча илгари пайдо бўлиб, бутун олам фазосини тўлдирувчи ҳамма ёққа ўтиб боровчи муҳит ҳақидаги тасаввур эди. XVIII—XIX аср физикаси механистик физика бўлгани туфайли эфирни ҳам алоҳида, бирор механистик муҳит деб ҳисобланган эди, электр ва магнит ҳодисаларни эса эфирнинг турли процессларидаги деформациялари ва ҳаракатланиши каби қарар эдилар. Шунга кўра икки тахмин бўлиши мумкин эди: ё электромагнит ҳодисалар эфирга нисбатан ҳаракат («абсолют» ҳаракат) билан боғлиқ, ё улар кузатувчига нисбатан ҳаракат билан белгиланади (нисбий ҳаракат).

Бу икки тахмин турли оқибатларга олиб келишини кўриш осон. Мисол тариқасида ер сиртига ҳаракатланмайдиган қилиб ўрнатилган зарядланган ясси (текис) конденсаторни кўриб чиқамиз. Ер орбита бўйича 30 км/сек га яқин тезлик билан ҳаракатлангани учун эфирга нисбатан электр майдон ҳам шундай тезлик билан ҳаракатланиши лозим эди (масалан, ёруғлик абберрацияси деб аталадиган оптиквий ҳодисалар эфирнинг ҳаракатланишида Ерга эргашмайди дейишга йўл қўяди). Агар эфирга нисбатан ҳаракат муҳим бўлса, унда бундай конденсатор магнит майдон ҳам ҳосил қилар эди. Унинг кучланганлиги эса (140.5) формула билан аниқланар эди. Масалан, агар пластиналар орасидаги масофа $1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$, улар орасидаги кучланиш 10000 В, майдон йўналиши Ер тезлигига перпендикуляр ($\sin(v, D) = 1$) бўлса, унда

$$D = \epsilon_0 E = 8,85 \cdot 10^{-6} \text{ Кл/м}^2$$

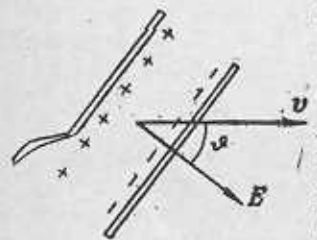
ва

$$H = vD = 30 \cdot 10^3 \cdot 8,85 \cdot 10^{-6} \approx 1/3 \text{ А/м},$$

буни тажрибада пайқаш қийин эмас. Агар кузатувчига нисбатан ҳаракат муҳим бўлса, унда ҳеч қандай магнит майдон бўлмаслиги лозим. Шунинг учун зарядланган конденсатор яқинида магнит майдон бор-йўқлигини текшириб, қўйилган саволни ҳал қилиш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, бундай тажрибаларни Рентген ва А. А. Эйхенвальд бажаришган эди. Улар конденсатор яқинига жойлаштирилган магнитометр ҳеч қандай магнит майдонни пайқамаслигини кўрсатдилар.

1904 йилда Троутон ва Нобль шунга ўхшаш тажрибанинг бошқа вариантыни амалга оширдилар. Тажриба ғояси қуйидагича. Зарядланган конденсаторни тасаввур қилайлик, унинг электр майдони E Ернинг орбитаал тезлиги v билан θ бурчак ташкил қилсин (244-расм). Агар эфирга нисбатан ҳаракат муҳим бўлса, унда конденсатор ичида электр майдондан ташқари



$$H = \epsilon_0 E \sin \theta$$

магнит майдон ҳам бўлар эди. Шунинг учун майдоннинг ҳар бир ҳажм бирлигида фақат $\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ электр майдон энергияси бўлибгина қолмай, яна $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ магнит майдон энергияси ҳам бўлади ва конденсаторнинг тулиқ энергияси қуйидагига тенг бўлар эди:

244-расм. Троутон ва Нобль тажрибаси. $W = \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) \tau = W_E (1 + \epsilon_0 \mu_0 v^2 \sin^2 \theta),$

бунда $W_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \tau$ — электр майдон энергияси, τ — майдоннинг ҳажми. Бинобарин, конденсаторнинг энергияси θ бурчакка боғлиқ бўлар эди, демак, конденсаторга моменти

$$M = -dW/d\theta = -W_E \epsilon_0 \mu_0 v^2 \sin 2\theta$$

бўлган жуфт куч таъсир қилар эди. Бу жуфт куч таъсири остида конденсатор шундай бурилиши лозим эдики, унинг электр майдон куч чизиқлари θ тезликка параллел ($\theta = 0$) бўлар эди, шу билан бирга унинг энергияси минимал бўлиб қолар эди.

Тажрибаларда унча катта бўлмаган конденсаторни ингичка толага осиб, уни юқори потенциаллар фарқида зарядланади ва ёруғлик кўрсаткичи (шувъла) ёрдамида конденсаторнинг буралма ҳаракати кузатилади. Бундан конденсаторнинг мувозанат ҳолатини аниқлаш мумкин. Эфирга нисбатан Ер ҳаракатининг тахмин қилинган йўналиши номаълум бўлгани учун кузатиш сутканинг турли вақтида ўтказилади. Бунда Ернинг айланиши туфайли эфирга нисбатан тезликининг йўналиши, бинобарин, конденсаторнинг мувозанат ҳолати ҳам ўзгариши лозим. Бу тажрибаларда сутка давомида конденсаторнинг ҳеч қандай систематик оғиши қайд қилинмади. Шунга ўхшаш тажрибалар бундан кейин ҳам юқори аниқликда такрорланади, улар ҳам ижобий натижа бермади.

Бу тажрибалар магнит майдон электр майдоннинг нисбий ҳаракатланишига боғлиқлигини кўрсатади.

Эфирда Ернинг абсолют ҳаракатини оптикавий методлар билан пайқашга ҳам уриниб кўришган. Бу методлар юқори аниқлиги билан фарқ қилади. Аммо шунга ўхшаш ҳамма тажрибалар доим бир хил салбий натижалар берди. Ёруғлик ҳам электромагнит ҳодисалардан иборат бўлгани учун барча тажриба натижаларини йиғиб, механикавий ҳодисалар ёрдамидаги каби электромагнит ҳодисалар ёрдамида абсолют ҳаракатни пайқаш мумкин эмас деб ху-

лоса қилиш мумкин. Ёки бошқача: электромагнит ҳодисалар учун фақат нисбий ҳаракат муҳимдир.

Эфирга нисбатан ҳаракатланишни қайд қилиш мақсадида ўтказилган турли хил ва кўп тажрибаларнинг ҳар доимги салбий натижалари ҳам эфирнинг барча назарияларини талафотга олиб келади. Бу тажрибалар натижасида эфир назарияларида принципаал ва йўқотиб бўлмайдиган зиддият пайдо бўлди. Бу зиддият шундан иборат эдики, бир томондан эфирни механикавий муҳит деб талқин қилинса, иккинчи томондан эфир ҳар қандай механикавий системанинг асосий хоссаси бўлган саноқ системаси бўлиб хизмат қилишдан маҳрум эди. Кўрсатилган бошқа қарама-қаршиликлар ҳам охирида уларнинг сабаби назариядаги дастлабки фаразлардир, яъни умуман эфир мавжуд эмас, деган хулосага олиб келди. Шунинг учун ҳозирги замон физикаси электр ҳодисаларни механикавий ҳодисаларга келтириб бўлмайдиган алоҳида ўзига хос табиат ҳодисалари деб қарайди.

142-§. Ҳаракатланаётган ўтказгичлардаги электромагнит индукция

Биз биламизки, қўзғалмас (магнитлар ва тоқларга нисбатан) ўтказгичларда электромагнит индукциянинг сабаби уюрмавий электр тоқ пайдо бўлишидан иборат (131-§). Энди ўзимиздан сўрайликчи: магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичларда индукция э. ю. к. нинг пайдо бўлишига сабаб нима?

Бу саволга 140-§ да кўриб чиқилган электромагнит майдоннинг айлантириш (ўзгартириш) қонунлари жавоб беради. Ўтказгич магнит майдонга нисбатан ҳаракатланганда унда ҳам (яъни ўтказгич билан боғланган саноқ системасида) электр майдон (лекин электростатик майдон эмас!) пайдо бўлади. Мана шу майдон э. ю. к. нинг пайдо бўлишига сабаб бўлган чет кучнинг ўзгинаси бўлади ва ўтказгич ичида электронларни ҳаракатга келтиради.

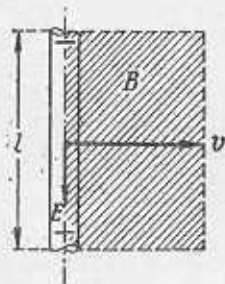
Шу тасаввурларга асосланиб индукция э. ю. к. катталигини ҳисоблаймиз. Ўзунлиги l бўлган тўғри ўтказгични қараб чиқамиз. Бу ўтказгич B магнит индукцияга перпендикуляр текисликда жойлашган бўлиб, шу текисликда v ўзгармас тезлик билан ҳаракатланади (245-расм). Ҳаракатланиш натижасида ўтказгичда пайдо бўладиган электр майдон (140.2) формула билан аниқланади:

$$E = vB.$$

Мазкур ҳолда майдон чет куч бўлиб хизмат қилаётгани учун э. ю. к. қуйидагига тенг (69-§ билан таққосланг):

$$\mathcal{E} = \int_0^l E dl = v l B.$$

Бироқ $v l$ — вақт бирлиги ичида ўтказгич ўтган юз, $v l B$ эса шу юз орқали ўтувчи магнит оқимдан иборат, ёки бошқача айтганда, вақт бирлиги ичида кесиб ўтган магнит индукция чизиқлари сонидан иборат. Биз Фарадейнинг электромагнит индукция қонунини олдик (91- §). Индукцион токнинг йўналиши E майдон йўналиши билан мос тушади. 245- расмдан у Ленц қонунини қаноатлантириши кўриниб турибди.



245- расм. Ўтказгич ҳаракатланаётганида электромагнит индукция ҳодисасини тушунтириш.

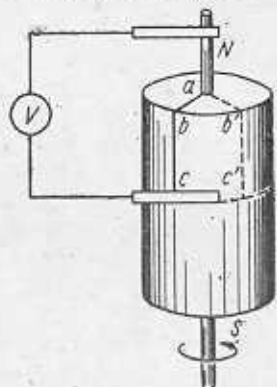
В магнит индукция чизмадан китобхонга йўналган.

Шундай қилиб, ҳаракатланаётган ўтказгичларда электромагнит индукциянинг сабаби магнит майдонга нисбатан ҳаракатланишида электр майдоннинг пайдо бўлишидир.

Индукциянинг махсус бир ҳолини кўриб чиқамиз, у айтилганинг яхши иллюстрацияси бўлади. Ҳақ атрофида айланаётган цилиндрик доимий магнит берилган бўлсин (246- расм). Магнитнинг ярми иккита сирпанувчи контактлар ёрдамида электр занжирга уланган бўлиб, бу контактларнинг бири магнитнинг ўқига тегиб туради, иккинчи контакт эса нейтрал чизиқда магнитнинг ўзига тегиб туради. Бундай тажрибани Фарадей ҳам бажарган эди («униполяр индукция»). — у занжирда ҳақиқатан ҳам индукцион ток пайдо бўлишини кўрсатган эди. Агар магнит тинч ҳолатда туриб, аммо $abcVa$ контур шундай бурчак тезлик билан тескари йўналишда ҳаракатлansa, индукция э. ю. к. ўшандай бўлади.

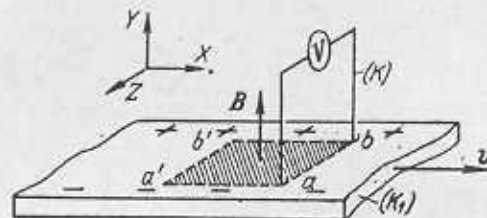
Бъзган бу тажрибани тушунтириш учун магнит майдоннинг куч чизиқларини магнит билан бикр кегайлар каби маҳкамланган деб тасаввур қилиб, пайдо бўладиган э. ю. к. ни $abcVa$ сим контурни магнит индукция чизиқлари кесиб ўтишининг оқибати деб қаралади. Аммо бундай тушунтириш бутунлай нотўғри. Магнит индукция чизиқлари бу майдонни (магнитни эмас) биз киритган тасвирлаш услуби-ку, ахир. Магнит айланишида унинг барча ҳолатлари бир-биридан фарқ қилмайди, у ҳосил қилаётган майдон эса доимий бўлиб, магнитнинг айланиш тезлигига ҳеч боғлиқ эмас. Шунинг учун магнит билан бирга куч чизиқлари тўғрисида гапиришга ҳеч қандай асос йўқ.

Бу ҳодисанинг асл моҳияти sanoқ системаси ҳаракатланаётганда электромагнит майдоннинг алмашиниши (айланиши) қонунаридадир (140- §). Мулоҳазани



246- расм. Фарадейнинг униполяр машинаси (схемаси).

аниқроқ қилиш учун айланма ҳаракатни илгариланма ҳаракатга алмаштирамиз ва X ўқи бўйича v ўғармас тезлик билан ҳаракатланаётган текис магнитланган чексиз узун лентани кўз олдимизга келтирамиз (247- расм). Магнит билан боғланган (K_1) системада биз фақат магнит майдонга эга бўламиз. Аммо $abVa$ контур билан боғланган (K) sanoқ системасида (магнитга нисбатан — v тезлик билан ҳаракатланаётган) электр майдон пайдо бўлади, бу майдон эса индукцион ток ҳосил қилади.



247- расм. Униполяр индукцияни тушунтиришга доир.

(140.3) формулаларда $E_{1x} = E_{1y} = E_{1z} = 0$, $B_{1x} = B_{1z} = 0$, $B_{1y} = B$ деб ва улардаги v ни — v билан алмаштириб

$$E = -vB$$

га эга бўламиз. Бинобарин, ab кесмадаги (l узунликдаги) э. ю. к. қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E} = \int_a^b E dl = -v l B.$$

Бу формулада $v l B$ — вақт бирлигида ab чизиқ чизаётган $abb'a'a$ юз орқали ўтувчи магнит оқимдир. Айланма ҳаракат ҳолида оқим магнитнинг abc чизиқ чизаётган (ўша вақт бирлигида) $abcc'b'a$ (246- расм) ён сирти орқали киради.

143- §. Лорентц алмаштиришлари

Маълумки, бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли ва текис ҳаракатланаётган турли sanoқ системаларидаги механикавий ҳодисалар бир хил ўтади. Механикавий ўлчашлар ёрдамида бу системаларнинг қайси бири тинч турганини, қайси бири ҳаракатланаётганини аниқлаш мумкин эмас, шунинг учун уларнинг бир-бирига нисбатан нисбий ҳаракати тўғрисидагина гапириш мумкин (механикавий ҳодисалар учун нисбийлик принципи).

Электромагнит ҳодисаларда ҳам худди шунга ўхшаш ҳодисага дуч келамиз. 141- § да биз кўрган эдикки, механикавий ҳодисалар ёрдамидаги каби электромагнит ҳодисалар ёрдамида ҳам абсолют ҳаракатнинг мавжудлиги тўғрисида ҳеч қандай кўрсатмалар олиш мумкин эмас, шунинг учун имтиёзланган sanoқ системасини кўрсатиш мумкин эмас. Бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли ва текис

ҳаракатланаётган барча саноқ системалари ўзаро тенг ҳуқуқли бўлиб, барча бу системаларда электромагнит ҳодисалар қонунлари бир хил. *Электромагнит ҳодисалар учун нисбийлик принципи ҳам ана шунда.*

Энди яна электромагнит майдонларнинг алмаштириш формулалари (140.3) ва (140.6) га мурожаат қиламиз ва нисбийлик принципини қаноатлантирадими, ана шуни кўрамиз. Соддалик учун қуйидагича ҳисоблаймиз. K_1 саноқ системасида электр майдон Y ($E_{1y} = E_1$, $E_{1x} = E_{1z} = 0$) ўқ бўйлаб, магнит майдон эса Z ($H_{1z} = H_1$, $H_{1x} = H_{1y} = 0$) ўқ бўйлаб йўналган. Унда алмаштириш формулалари қуйидаги кўринишни олади:

$$E = E_1 - vB_1, \quad H = H_1 - vD_1. \quad (143.1)$$

Бу формулалар K_1 системага нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётган K системадаги майдонни ифодалайди. Аммо нисбийлик принципига кўра шундай ҳуқуқ билан K_1 система K системага нисбатан v тезлик билан ҳаракатланади деб ҳисоблашимиз ва ўз фикр-мулоҳазаларимизда K системадаги E ва H майдонлардан келиб чиқишимиз мумкин. Биз (143.1) формуланинг ўзини, лекин v тезлигининг ишораси ўзгарган ҳолда олишимиз лозим эди:

$$E_1 = E + vB, \quad H_1 = H + vD.$$

Аммо (143.1) формулалар ёрдамида E_1 ва H_1 ни E ва H орқали ифодалаб қуйидаги ифодаларни оламиз:

$$(1 - \epsilon_0 \mu_0 v^2) E_1 = E + vB, \quad (1 + \epsilon_0 \mu_0 v^2) H_1 = H + vD,$$

бу ифодалар юқорида ёзилган ифодалардан фарқ қилади. Бу ифодаларни анча қулай кўринишда тасаввур қилиш мумкин. $\epsilon_0 \mu_0$ кўпайтма тезлик квадрати ўлчамига тескари ўлчамга эга. Шунинг учун

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

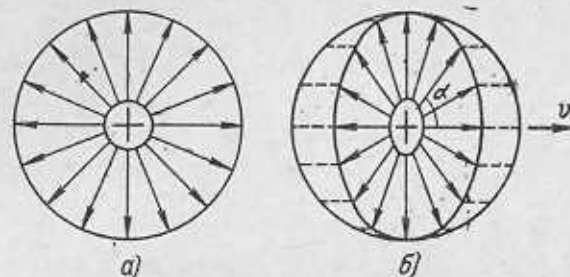
бирор тезликдир. У қуйидагига тенг: $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек, яъни ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг. Бундай натижа тасодифий мос тушмай, балки бевосита ёруғликнинг электромагнит назариясидан келиб чиқади (240- § билан таққосланг). Бу ҳолни ҳисобга олиб, охириги икки муносабатни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$(1 - \beta^2) E_1 = E + vB, \quad (1 - \beta^2) H_1 = H + vD,$$

бунда $\beta = v/c$ — нисбий ҳаракат тезлиги бўлиб, ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги улушларида ифодаланган.

Шундай қилиб, (143.1) формулалар нисбийлик принципини қаноатлантирмайди. β^2 катталик одатда бирга нисбатан жуда кичик бўлса-да (ҳатто Ернинг орбитал ҳаракати учун ҳам $\beta^2 \sim 10^{-8}$), бу ҳол принципиал аҳамиятга эга бўлиб, (143.1) фор-

муланинг жуда аниқ эмаслигини кўрсатади. Бу формулалар фақат секин ҳаракатлар учун ўринли, улар учун $\beta^2 \ll 1$ (яъни $v^2 \ll c^2$). Аммо тез ҳаракатлар учун (масалан, тезлаткичларда электронлар ва ионлар ҳаракати учун, бунда $\beta \sim 1$) бу формулаларни татбиқ қилиб бўлмайди, уларни бошқа формулалар билан алмаштириш лозим.



248- расм. Ҳаракатланмаётган (а) ва ҳаракатланаётган (б) заряднинг электр майдони.

Ҳар қандай тезликлар учун (ҳатто $v = c$ гача) яроқли бўлган майдонларни алмаштириш формулаларини биринчи бўлиб Лорентц топган эди (электромагнит майдонлар учун Лорентц алмаштиришлари) ва улар қуйидаги кўринишга эга:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{1x}, & H_x &= H_{1x}, \\ \sqrt{1 - \beta^2} E_y &= E_{1y} - vB_{1z}, & \sqrt{1 - \beta^2} H_y &= H_{1y} + vD_{1z}, \\ \sqrt{1 - \beta^2} E_z &= E_{1z} + vB_{1y}, & \sqrt{1 - \beta^2} H_z &= H_{1z} - vD_{1y}. \end{aligned} \right\} \quad (143.2)$$

Бу формулалар бошқа K_1 системага нисбатан X ўқнинг мусбат йўналишида v тезлик билан ҳаракатланаётган K саноқ системада E ва H электромагнит майдонни топишга имкон беради (агар K_1 саноқ системада E_1 ва H_1 электромагнит майдон маълум бўлса). Кейинроқ бу формулалар Эйнштейннинг нисбийлик назариясидаги нисбийлик принципининг оқибати эканлиги қатъий асосланган эди.

Лорентц алмаштиришлари (143.2) нисбийлик принципини қаноатлантиришига осонгина ишониш мумкин. Агар (143.2) системани E_1 ва H_1 майдонларга нисбатан ечилса, у ҳолда ўша ифодаларнинг ўзи олинади, лекин фарқи тезлик ишораси тескарисига ўзгаради. Агар $\beta^2 \ll 1$ бўлса, унда Лорентц алмаштиришлари секин ҳаракатлар учун тажрибада аниқланган (140.3) ва (140.6) формулаларга ўтади.

Лорентц алмаштиришларидан фойдаланишга мисол сифатида ҳаракат вақтида заряднинг электр майдони қандай ўзгаришини

текширамиз. Кузатувчига нисбатан заряд тинч турганда (K_1 система) электр майдон куч чизиқлари ҳамма йўналишда бир хил қуюқликда тарқалади (248-а расм). Кузатувчига нисбатан заряд ҳаракатланаётганда эса (K система) заряднинг электр майдони бошқача бўлади. Бу майдонни икки ташкил этувчи: v тезликка параллел бўлган E_t ва тезликка перпендикуляр бўлган E_n га ажратамиз. Биз қараётган ҳолда $B_{1x} = B_{1y} = B_{1z} = 0$, унда Лорентц алмаштиришлари қуйидагини беради:

$$E_x = E_{1x}, \quad \sqrt{1-\beta^2} E_y = E_{1y}, \quad \sqrt{1-\beta^2} E_z = E_{1z}.$$

Бинобарин,

$$E_t = E_x = E_{1t},$$

$$E_n = \sqrt{E_y^2 + E_z^2} = \frac{E_{1n}}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Майдоннинг бирор нуқтасида куч чизигининг v тезлик йўналиши билан ташкил қилган α бурчак учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_n}{E_t} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{E_{1n}}{E_{1t}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \operatorname{tg} \alpha_1,$$

бунда α_1 — заряд тинч турган ҳолдаги оғиш бурчагига мос келади, $\sqrt{1-\beta^2} < 1$ бўлгани учун $\alpha > \alpha_1$, яъни заряд ҳаракатланаётганида куч чизиқлари ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлишига интилиб бурилади (248-б расм). 248-б расмни барча чизиқли ўлчамларини $1/\sqrt{1-\beta^2}$ муносабат йўналишида сиқиш йўли билан 248-б расмни олиш мумкинлигини кўрсатиш қийин эмас.

Шундай қилиб, электр заряд кузатувчига нисбатан ҳаракатланаётганида магнит майдон пайдо бўлибгина қолмай, дастлабки электр майдон ҳам ўзгаради. Шу билан бирга бу ўзгариш фақат жуда тез ҳаракатлардагина сезилари бўлади, чунки $v \beta^2$ га боғлиқ (ҳолбуки, магнит майдон β нинг ўзигагина пропорционал).

ЭЛЕКТРОН ВА ИОН ҲОДИСАЛАРИ

XIV боб

МЕТАЛЛАР ВА ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКНИНГ ТАБИАТИ

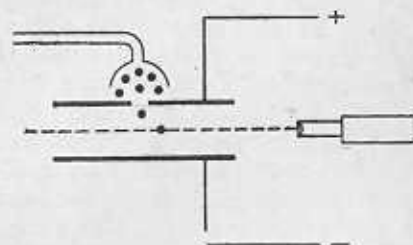
144-§. Электрон заряди катталигини ўлчаш

Электрон зарядининг катталиги Р. Милликеннинг кичик зарраларда пайдо бўладиган жуда кичик зарядларни ўлчашга доир тажрибаларида бевосита аниқланди. Бу тажрибаларнинг гоёси қуйидагича. Электрон назариянинг асосий тасаввурларига мувофиқ бирор жисмнинг заряди унинг таркибидаги электронлар (ёки заряд катталиги электроннинг зарядига қаррали бўлган мусбат ионлар) миқдори ўзгариши натижасида ҳосил бўлади. Шу туфайли ҳар қандай жисм зарядининг ўзгариши фақат сакрашсимон бўлиши керак ва бу ўзгариш электрон зарядларининг бутун сонига тенг бўлган порциялар тарзида бўлиши керак. Шунинг учун тажрибада электр заряднинг дискрет характерда ўзгаришини аниқлаш билан электронларнинг мавжудлигини исботлаш ва битта электроннинг заряди катталигини (элементар зарядни) аниқлаш мумкин.

Тушунарлики, бундай тажрибаларда ўлчанадиган зарядлар жуда кичик бўлиши ва кам сонли электрон зарядларидан иборат бўлиши керак. Акс ҳолда бир электроннинг қўшилиши ёки олинишида умумий заряд процент жиҳатидан оз ўзгаради ва зарядни ўлчашда бўладиган доимий хатолар туфайли кузатувчига сезилмай қолиши мумкин.

Тажрибаларда зарраларнинг заряди ҳақиқатан ҳам сакрашлар билан ўзгариши, бунда ҳамма вақт заряднинг ўзгариши аниқ чекли зарядга қаррали бўлиши қайд қилинди.

Милликен тажрибаларининг схемаси 249- расмда кўрсатилган. Асбобнинг асосий қисми жуда аниқ ясалган ясси конденсатор бўлиб, унинг пластинка-



249- расм. Милликен тажрибасининг схемаси.

лари бир неча минг вольтли кучланиш манбаига уланади. Пластикалар орасидаги кучланишни ўзгартириш ва аниқ ўлчаш мумкин. Юқориги пластинкадаги махсус тешик орқали пластинкалар орасидаги фазога махсус пульверизатор ёрдамида ҳосил қилинадиган майда мой томчилари киритилади. Алоҳида мой томчисининг ҳаракати микроскоп орқали кузатилади. Конденсатор муҳофаза ғилофи билан беркитилган бу ғилоф ўзгармас температурада сақланади ва томчиларни конвекцион ҳаво оқимларидан муҳофаза қилади.

Мой томчилари пуркалаётганда зарядланади ва шунинг учун уларнинг ҳар бирига икки куч: оғирлик кучи ва электр майдон юзага келтирган куч таъсир қилади. Агар конденсатор пластинкалари орасидаги кучланиш U , конденсатор пластинкалари орасидаги масофа d бўлса, у ҳолда конденсаторда майдон кучланганлиги $E = \frac{U}{d}$ бўлади. Шунинг учун q зарядли томчига майдонда

$$F_E = qE = qU/d$$

куч таъсир қилади. Иккинчи куч томчининг оғирлиги ва ўраб турган ҳавонинг гидростатик кучи (Архимед кучи) йиғиндисидан иборат бўлади:

$$F_g = \frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g,$$

бу ерда a — томчининг радиуси, δ — мойнинг зичлиги, δ_0 — тажриба шароитида ҳавонинг зичлиги, g — оғирлик кучи тезланиши.

Конденсатор пластинкаларидаги заряднинг ишорасини кераклича танлаш йўли билан F_E кучнинг йўналишини F_g кучнинг йўналишига қарама-қарши қилиш мумкин. Агар бунда $F_E > F_g$ бўлса, томчи вертикал юқорига ҳаракатланади. Агар $F_E < F_g$ бўлса, томчи пастга тушади. Конденсатордаги кучланишни ўзгартириш йўли билан шундай вазиятга эришиш мумкинки, бунда ҳар иккала куч тенг бўлади:

$$\frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = q U/d. \quad (144.1)$$

Бундай ҳолда томчи пастга ҳам тушмайди, юқорига ҳам кўтарилмайдиган, муаллақ ҳолда мувозанатда туради. Шунинг учун тажрибада томчининг мувозанатига мос U кучланишни аниқлаб ва томчининг a радиусини билган ҳолда (144.1) формулага мувофиқ томчининг зарядини топиш мумкин.

Томчининг радиусини аниқлаш учун унинг майдон бўлмагандаги тезлиги кузатилади. Механикадан маълумки, қовушоқ муҳитда кичик тезлик билан ҳаракатланаётган шарга тезликка пропорционал бўлган ишқаланиш кучи таъсир қилади (Стокс қонуни):

$$F_{\text{ишқ.}} = 6\pi\eta av,$$

бу ерда v — шарнинг ҳаракат тезлиги, η — муҳитнинг қовушоқлик коэффициентини. Шар барқарор ҳаракат даврида доимий тезликка эга бўлади, бу тезликда ишқаланиш кучи F_g кучга тенг:

$$\frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = 6\pi\eta av. \quad (144.2)$$

Томчининг v текис тушиш тезлигини ўлчаб, (144.2) формуладан томчининг a радиусини аниқлаш мумкин.

Амалда томчини мувозанатга келтириш эмас, балки унинг ҳаракат тезлигини ўлчаш қулайроқ. Агар электр майдон бўлганда томчи юқорига йўналган v_1 тезлик олса, у ҳолда:

$$qU/d = \frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = 6\pi\eta av_1.$$

Электр майдон бўлмаганда томчини бир текис тушиш v тезлиги (144. 2) тенгламадан аниқланади. Бу икки тенгламадан томчининг радиуси a ни йўқотиш мумкин, у ҳолда q заряд учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$q = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9}{2} \eta \right)^{1/2} \frac{(v_1 + v) \sqrt{v}}{\sqrt{(\delta - \delta_0) g}} \frac{d}{U}. \quad (144.3)$$

Шунинг учун томчининг электр майдон бўлгандаги текис ҳаракати тезлиги (v_1) ва майдон бўлмагандаги тезлиги (v) ни ўлчаб, унинг зарядини (144. 3) формуладан топиш мумкин.

Зарядни аниқ ўлчашларда яна шунинг ҳам назарга олиш керакки, жуда кичик томчилар (радиуслари газ атомларининг ўртача эркин югуриш йўлига нисбатан катта бўлмаган томчилар) учун Стокс қонунига тузатма киритиш керак. Ишқаланиш кучи учун янада аниқроқ ифода қуйидаги кўринишда бўлади:

$$F_{\text{ишқ.}} = \frac{6\pi\eta av}{1 + b/ap}, \quad (144. 4)$$

бу ерда p — газнинг босими, b — доимий. Агар p босим симоб устуни см ларида, a эса см ларда ўлчанган бўлса, у ҳолда ҳаво учун 23°C да $b = 0,000617$ бўлади. (144.4) формуладан кўриниб турибдики, зарур тузатмани киритиш учун

(144.3) ифодадаги η қовушоқлик коэффициентини $\frac{\eta}{1 + b/ap}$ билан алмаштириш керак экан.

Милликен тажрибаларида дастлаб томчининг пуркалишида олган q_0 заряди аниқланган. Сўнгга конденсатордаги ҳавога рентген нурлари, ультрабинафша нурлар ёки радиоактив препаратлар нурланиши билан таъсир қилиб, қопламалар орасидаги фазода ионлар ҳосил қилинган. Ионлар томчига ўтириб қолган ва унинг заряди ўзгариб, q_1 , q_2 ва ҳ. к. қийматлар ҳосил қилган. Зарядларнинг топилган катталиклари ва шунингдек, уларнинг ўзгаришлари ($q_1 - q_0$), ($q_2 - q_1$), ... ни таққослаб, бу миқдорларнинг умумий бўлувчисини топиш мумкин, бу умумий бўлувчи электрон заряди бўлиши равшан.

Электрон зарядини аниқлашнинг бундан бошқа методлари ҳам бор. Барча экспериментал маълумотларни солиштириш асосида ҳозирги вақтда электрон зарядининг энг аниқ қиймати

$$e = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

га тенг деб олинади.

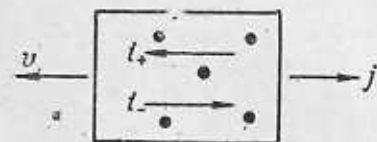
145- §. Металларда заряд ташувчиларнинг табиати

Биз юқорида металллардаги электр ток электронларнинг ҳаракатидан иборат эканлиги ва металлларнинг ионлари электр зарядни кўчиришда иштирок этмаслиги ҳақида бир неча марта гапириб ўтдик. Ҳозир бу фикримизнинг тажрибавий исботини кўрамиз.

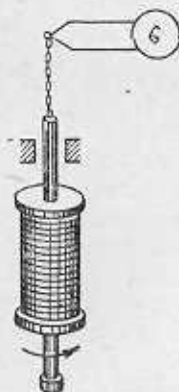
Аввало шунини айтиб ўтиш керакки, агар электр токда ионлар ҳаракатланганда эди, у ҳолда металлларда электр ток ҳосил бўлганда албатта металл моддаси кўчган бўлар эди. Бундай ҳодисанинг бўлиши мумкинми ёки йўқми эканини текшириш учун Рике махсус тажрибалар ўтказди, бу тажрибаларда электр ток бир-бирининг устига қўйилган уч цилиндр — мис, алюминий ва мис цилиндрлар орқали бир йил давомида ток ўтказиб қўйди. Цилиндрлар орқали ўтган умумий заряд 3,5 миллион кулонга тенг улкан қийматларга етган бўлса ҳам, металлларнинг ҳеч қандай бир-бирига ўтиши намоён бўлмаган ва цилиндрларнинг оғирликлари $\pm 0,03$ мг гача аниқликда сақланган.

Металлардаги токнинг электрон табиати электронларнинг инерциясига доир тажрибаларда ўзининг ишончли исботига эга бўлди. Бу тажрибаларнинг ғояси 250- расм билан тушунтирилади. Донишманди v тезлик билан ҳаракатланаётган зарядланмаган металл парчасини кўз олдимизга келтирайлик. Металл билан бирга электронлар ҳам шундай тезлик билан ҳаракатланади, шунинг учун электронларнинг кристалл панжараларга нисбатан ҳеч қандай силжиши бўлмайди, бинобарин, электр ток ҳам бўлмайди. Бироқ электронларнинг заряддан ташқари массаси ҳам бор ва шунинг учун улар маълум инерцияга эгадирлар. Металлнинг ҳаракати ҳар қандай ўзгарганида электронлар панжара ҳаракатидан ё орқада қолади, ё олдинга кетади, бунинг натижасида электр ток пайдо бўлади. Бу ҳолисани трамвай вагони кескин тўхтаганида ёки жойидан тўсатдан қўзғалганда йўловчилар оладиган турткиларга ўхшатиш мумкин.

Бу токнинг йўналиши металлда ҳаракатланаётган зарраларнинг заряди ишорасига боғлиқ бўлишини кўриш осон. Масалан,



250- расм. Электронларнинг инерциясига доир тажриба ғояси.



251- расм. Толмен ва Стюарт тажрибасининг схемаси.

металл тормозланганда (j тезланиш чапдан ўнгга йўналган, 250- расм) зарралар панжарадан илгарилаб кетади ва унга нисбатан ўнгдан чапга қараб ҳаракатланади. Агар зарралар мусбат заряд олиб ўтаётган бўлса, ҳосил бўлган I_+ ток ҳам ўнгдан чапга йўналган бўлади. Агар зарралар манфий зарядланган бўлса, у ҳолда I_- токнинг йўналиши тескари бўлади. Шунинг учун тажрибада ҳосил бўлган токнинг йўналишини текшириб, металллардаги заряд ташувчиларнинг ишорасини аниқлаш мумкин. Бу ток билан олиб ўтилган заряд катталигини ҳам ўлчаб, заряд ташувчилар зарядининг улар массасига $\frac{e}{m}$ нисбатини аниқлаш, бинобарин, уларнинг табиатини аниқлаш мумкин.

Бу тажрибанинг ғояси 1913 йилда Л. И. Мандельштам ва Н. Д. Папалекси томонидан айtilган эди. Улар сифат тажрибалари ўтказдилар ва ўз ўқи атрофида айланма тебранишлар қилаётган симли ғалтакда ҳақиқатан ҳам ўзгарувчан ток вужудга келишини аниқладилар. Сўнгра бу тажрибани қайтадан Г. Лорентц тавсия қилди ва 1916 йилда Толмен ва Стюарт миқдорий натижалар олдилар.

Толмен ва Стюарт тажрибасининг схемаси 251- расмда келтирилган. Интичка симдан қилинган ўрамлари сони кўп бўлган ғалтак ўз ўқи атрофида тез айлантирилган. Чулғамларнинг учлари ғалтак айланганда бураладиган узун юмшоқ симлар воситасида сезгир баллистик гальванометрга уланган. Ғалтак буралиб бўлгандан кейин у махсус мослама ёрдамида кескин тормозланган. Чулғамнинг умумий узунлиги тахминан 500 м, сим ҳаракатининг чизиқли тезлиги 300 м/сек га етган. Ўлчашларда Ер магнит майдонининг таъсири муфассал бартараф қилинган, чунки у индукцион тоқларнинг пайдо бўлишига сабаб бўлиши мумкин.

Тажрибалар ғалтак тормозланганида занжирда ҳақиқатан ҳам қисқа муддатли ток пайдо бўлишини, унинг йўналиши эса манфий зарядланган зарраларга мос бўлишини кўрсатди. Бу тажрибаларда заряд ташувчилар зарядининг улар массасига нисбати $\frac{e}{m}$ аниқланди. Содда мулоҳазалар ёрдамида ғалтакнинг тормозланиш вақти ичида занжир бўйлаб оқиб ўтган заряднинг

$$q = \frac{m}{e} \frac{v_0 l}{R} \quad (145.1)$$

формула билан аниқланишини кўрсатиш осон, бу ерда v_0 — симнинг бошланғич чизиқли тезлиги, l — унинг узунлиги, R — занжирнинг қаршилиги. Шунинг учун q зарядни баллистик гальванометрда ўлчаб ҳамда қолган (осон аниқланадиган) v_0 , l ва R катталикларни билган ҳолда $\frac{e}{m}$ қийматини топиш мумкин.

Элементар заряд катталиги e ни билган ҳолда бундан металллардаги заряд ташувчиларнинг m массасини аниқлаш мумкин эди. Бу масса 10^{-30} кг га тенг, яъни энг енгил атом — водород

атомининг массаси ($m_H = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг) дан тахминан 2000 марта кичик экан. Бу шуни кўрсатадики, металлларда заряд ташувчилар мутлақо зарядланган атомлар (ионлар) бўлиши мумкин эмас. Иккинчи томондан, $\frac{e}{m}$ нинг топилган қиймати электрон-

лар учун $\frac{e}{m}$ нисбатнинг бошқа методлар, жумладан, электронларнинг электр ва магнит майдонларида электронларнинг оғишларини текширишга оид тажрибаларда олинган қийматига яқин.

(145.1) формула қуйидаги усулда осон чиқарилади. Ғалтак тормозланганда электронларга инерция кучи таъсир қилади, биз кўраётган ҳолда у чет куч бўлади (64-§). Симнинг $\frac{dv}{dt}$ тезланишида битта электронга

$$F = -m \frac{dv}{dt}$$

куч таъсир қилади. Заряд бирлигига тўғри келган куч, яъни E^* чет кучлар майдонининг кучланганлиги қуйидагига тенг:

$$E^* = -\frac{m}{e} \frac{dv}{dt}$$

Бундан (69.2) формуладан фойдаланиб, ғалтак тормозланганда занжирда пайдо бўладиган э. ю. к. ни топамиз:

$$\mathcal{E} = -\frac{m}{e} \frac{dv}{dt} l,$$

бу ерда l — ғалтак симининг узунлиги. Агар R занжирнинг қаршилиги бўлса, у ҳолда бу э. ю. к. ҳосил қиладиган ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$i = -\frac{m}{e} \frac{l}{R} \frac{dv}{dt}.$$

Шунинг учун ғалтакнинг бутун тормозланиш вақтида занжирдан ўтган заряднинг катталиги шундай формула билан аниқланади:

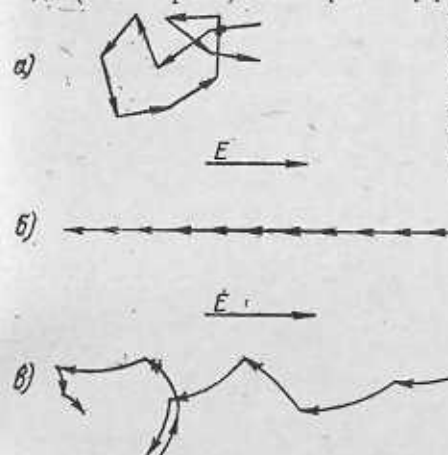
$$q = \int_{v_0}^0 i dt = -\frac{m}{e} \frac{l}{R} \int_{v_0}^0 dv = \frac{m}{e} \frac{lv_0}{R}.$$

146-§. Электр қаршилиқнинг сабаби

Ўтган параграфда баён қилинган тажрибаларнинг натижалари металлларда улар бўйлаб кўчиши мумкин бўлган электронлар мавжуд эканини кўрсатади. Бундай электронлар *ўтказувчанлик электронлари* деб аталади.

Ток бўлмаганда металлларда ҳажмий зарядлар бўлмагани сабабли (ўзгармас кесимли ўтказгичда ток бўлганда ҳам ҳажмий зарядлар бўлмайди), металлларда мусбат зарядлар ҳам бўлади, бироқ улар ток ҳосил бўлишида иштирок этмайди, деб хулоса чиқариш мумкин. Металлнинг мусбат зарядлари унинг кристалл панжарасини ҳосил қилувчи ионлардир.

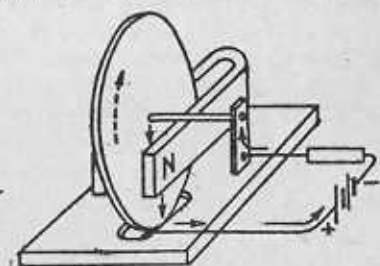
Металлларда ўтказувчанлик электронлари эркин ҳаракатланмайди, бироқ панжаралардаги ионлар билан тўқнашишларга дуч келади. Ташқи электр майдон бўлмаганда электронлар фақат тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлади—ҳар бир электрон худди бродун ҳаракатидаги газ ёки зарра сингари мураккаб траектория чиқади (252-а расм). Иссиқлик ҳаракатининг тартибсиз бўлиши



252-расм. Металлда электронларнинг ҳаракати:

а — электр майдон бўлмаганда тартибсиз иссиқлик ҳаракати (тўқнашулар орасидаги йўл кесмалари содда кўриниш учун бирдай қилиб кўрсатилган); б — электр майдон таъсирида электронлар ҳаракатининг ташқил этувчиси; в — электронларнинг ҳақиқий ҳаракати.

туфайли ихтиёрий йўналишда ҳаракатланаётган электронлар миқдори ўртача ҳамма вақт қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётган электронлар миқдорига тенг бўлади. Шунинг



253-расм. Металлларда электронларнинг ишқаланиши мавжуд эканини намойиш қилиш.

учун ташқи майдон бўлмаганда электронларнинг ихтиёрий йўналишда олиб ўтган йиғинди заряди нолга тенг бўлади.

Ташқи электр майдон қўйилганда электронлар майдоннинг йўналишига қарама-қарши йўналишда қўшимча тартибли ҳаракат олади (чунки электронларнинг заряди манфий; 252-б расм). Шунинг учун электронларнинг амалдаги ҳаракати тартибли ва тартибсиз ҳаракатларнинг йиғиндисидан иборат бўлади, бинобарин, шунинг учун электронларнинг асосий (зўр келган) ҳаракат йўналиши пайдо бўлади (252-в расм). Бу ҳолда майдонга қарама-қарши ҳаракатланаётган электронлар сони майдон йўналиши бўйлаб ҳаракатланувчи электронлар сонидан к, л бўлади, яъни электр заряд кўчиши—электр ток пайдо бўлади.

Электронларнинг биз кўриб ўтган ҳаракат манзараси металлларнинг электр қаршилигини тушунтиришга имкон беради. Кетма-кет икки тўқнашишлар орасида электронлар майдон таъсирида тезланма ҳаракат қилади ва тегишли энергия олади. Бу энергия тўқнашишларда қисман ёки тўла равишда мусбат ионларга берилади

ва ионларнинг тартибсиз тебранишлари энергиясига, яъни иссиқликка айланади. Шунинг учун тоқ ўтганда металл қизийди. Худди шунингдек, ташиқ майдон йўқотилганда электронларнинг тартибли ҳаракати тўқнашишлар натижасида тартибсиз иссиқлик ҳаракатига айланади ва электр тоқ тўхтайдди. Шундай қилиб, электронларнинг металллардаги ҳаракати тўқнашишлар туфайли юзага келадиган ишқаланиш билан рўй беради, бу ишқаланиш газлардаги ички ишқаланишга ўхшайди. Кўришиб турибдики, электр қаршилиқнинг бўлишига сабаб электронларнинг металл панжарасидаги мусбат ионлар билан тўқнашишидир.

Металларда электронларнинг ишқаланиши фақат Жоуль—Ленц иссиқлигининг ҳосил бўлишигагина эмас, шу билан бирга, ўтказувчанлик электронлари билан металл панжараси орасида ҳаракат миқдори алмашилишига ҳам олиб келади. Буни 253- расмда тасвирланган тажрибада намойиш қилиш мумкин. Горизонтал ўқ атрофида кам ишқаланиш билан айлана оладиган металл диск магнит қутблари орасига жойлаштирилган. Диск электр занжирга уланган, шунинг учун унда дискнинг ўқи ва симобли идишга ботиб турган чеккаси орасидан ўтувчи электр тоқ бор. Дискда тоқ бўлганда у айланади, токнинг йўналиши ўзгарганида диск айланишининг йўналиши ҳам ўзгаради.

Дискнинг пастки ярмида ҳаракатланаётган электронларга, тоққа ва магнит майдонга перпендикуляр йўналган Лорентц кучи таъсир қилади (88- §). Агар электронлар ишқаланишсиз ҳаракатланганларида эди Лорентц кучи электронларнинг металл ичидаги траекторияларинигина ўзгартирар, диск эса қўзғалмас эди. Электронларнинг ишқаланиши туфайли улар оладиган ҳаракат миқдори дискка берилади, натижада диск ҳаракатга келади.

147-§. Металлларнинг классик электрон назарияси

Модданинг турли хоссаларини унда электронларнинг мавжудлиги ва ҳаракати билан тушунтириш электрон назариянинг мазмунини ташкил қилади.

Металлларнинг классик электрон назариясида электронларнинг ҳаракати Ньютоннинг классик механика қонунларига бўйсунди деб тасаввур қилинади. Сўнгра, бу назарияда электронларнинг ўзаро таъсирлари назарга олинмайди, электронларнинг мусбат ионлар билан ўзаро таъсири эса фақат тўқнашишлар сифатида қаралади. Бошқача айтганда, ўтказувчанлик электронлари, молекуляр физикадаги идеал атомар газ сингари, электрон газ деб қаралади.

Бундай электрон газ идеал газнинг барча қонунларига, жумладан, энергиянинг эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланиш қонунига ҳам бўйсунуши керак, бу қонунга мувофиқ, ҳар бир эркинлик даражасига тўғри келувчи иссиқлик ҳаракати-

нинг ўртача кинетик энергияси $\frac{1}{2} kT$ га тенг (k — Больцман доимийси бўлиб, $1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К га тенг, T — газнинг абсолют температураси). Эркин электрон учта эркинлик даражасига эга бўлгани учун битта электронга тўғри келадиган тартибсиз иссиқлик ҳаракати ўртача энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT, \quad (147.1)$$

бу ерда \bar{v}^2 — иссиқлик ҳаракати тезлиги квадратининг ўртача қиймати.

Бундай фаразларга қарамай (уларнинг жуда тахминий эканини биз қуйида кўрамиз), классик электрон назария электр токнинг кўпчилик қонунларини сифат жиҳатидан тушунтириб беради.

Ом қонунининг тушунтирилиши. Бу тушунтиришнинг физикавий моҳиятини аниқлаш ва ҳисоблашларни соддалаштириш учун барча электронларнинг иккита кетма-кет тўқнашишлар орасидаги эркин югуриш вақти τ бирдай деб фараз қиламиз. Сўнгра электрон ҳар бир тўқнашишда тўплаган энергиясининг ҳаммасини панжарага беради ва шунинг учун тўқнашишдан сўнг ўз ҳаракатини бошлангич тезликсиз бошлайди, деб ҳисоблаймиз.

E кучланганликли электр майдон таъсирида металлда ҳосил бўладиган j тоқ зичлигини ҳисоблаймиз. 53- § да айтилганларга мувофиқ қуйидагига эга бўламиз:

$$j = ne\bar{v}, \quad (147.2)$$

бу ерда n — ўтказувчанлик электронларининг концентрацияси, e — электроннинг заряди, \bar{v} — электронларнинг тартибли ҳаракати ўртача тезлиги (дрейф тезлиги).

Ҳар бир электронга eE га тенг куч таъсир қилади ва электрон $\frac{eE}{m}$ тезланиш олади. Шунинг учун эркин югуриш охирида электроннинг тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$v_{\text{макс.}} = \frac{eE}{m} \tau.$$

Тўқнашишлар орасида электрон текис тезланувчан ҳаракатлангани учун тезликнинг ўртача қиймати унинг максимал қийматининг ярмига тенг:

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau.$$

Дрейф тезлиги майдоннинг E кучланганлигига пропорционал. Шунинг учун

$$\bar{v} = bE \quad (147.3)$$

деб олиш мумкин, бунда $b = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \tau$ катталиқ E га боғлиқ бўлмайди, b катталиқ электронларнинг ҳаракатчанлиги деб аталади. Бу катталиқ кучланганлиги бирга тенг бўлган майдонда дрейф тезлигига тенг. Агар тезликни м/сек ларда, майдон кучланганлигини В/м ларда ўлчасак, ҳаракатчанлик м²/В·сек ларда ифодаланади.

Аслида, албатта, эркин югуриш вақти барча электронлар учун бирдай эмас. Ҳисобларнинг кўрсатишича, бу ҳол назарда тутилса, электронларнинг ҳаракатчанлиги ифодаси шундай бўлади:

$$b = \frac{e}{m} \bar{\tau}, \quad (147.4)$$

бу ерда $\bar{\tau}$ — бутун электронлар мажмуининг эркин югуриш ўртача вақти. $\bar{\tau}$ нинг топишган қийматини (147.2) ифодага қўйсак,

$$j = \frac{ne^2 \tau}{2m} E. \quad (147.5)$$

Кўриниб турибдики, j ток зичлиги майдоннинг E кучланганлигига пропорционал экан, бу эса Ом қонуни билан ифодаланади (61- §). Солиштирма электр ўтказувчанликнинг ифодаси учун қуйидаги келиб чиқади:

$$\lambda = \frac{1}{2} \frac{ne^2}{m} \tau. \quad (147.6)$$

Бу ифода ўтказувчанлик электронларининг концентрацияси қанча катта ва эркин югуриш вақти τ қанча катта бўлса, электр ўтказувчанлик шунча катта бўлишини кўрсатади. Бу тушунарли, чунки τ қанча катта бўлса, электронларнинг тартибли ҳаракати учун тўқнашишлар шунча кам бўлади.

Эркин югуриш вақти тақсмоти назарда тутилса, солиштирма электр ўтказувчанлик қуйидаги формула билан фойдаланади:

$$\lambda = \frac{ne^2 \tau}{m}. \quad (147.6a)$$

Жоуль—Ленц қонунининг тушунтирилиши. Эркин югуриш охирига келиб электронлар майдон таъсирида

$$\frac{1}{2} m v_{\text{макс.}}^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2 \tau^2}{m} E^2$$

га тенг кинетик энергия олади. Юқорида қилган фаразимишга мувофиқ бу энергиянинг ҳаммаси панжара билан тўқнашишда иссиқликка айланади.

Вақт бирлиги ичида ҳар бир электрон $\frac{1}{\tau}$ тўқнашишларга дуч келади, бинобарин, шунча марта кўп иссиқлик ажратади. Ҳар бир

ҳажм бирлигида n та электрон бўлгани учун металлнинг ҳажм бирлигида 1 сек да ажраладиган иссиқлик миқдори Q_1 қуйидагига тенг:

$$Q_1 = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \tau}{m} E^2.$$

(147.6) формуладан фойдаланиб,

$$Q_1 = \lambda E^2 = \frac{1}{\rho} E^2 \quad (147.7)$$

ни оламиз, бунда $\rho = \frac{1}{\lambda}$ — металлнинг солиштирма қаршилиги.

(147.7) формула дифференциал шаклдаги Жоуль—Ленц қонунини ифодалайди.

Металлларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги ва электр ўтказувчанлиги орасидаги боғланиш. Электр ўтказувчанлиги катта бўлган металллар иссиқлигини ҳам яхши ўтказиши ва аксинча ҳодиса илгаридан маълум. Видеман ва Франц тажриба маълумотлари асосида шундай хулосага келдилар: иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти K нинг солиштирма электр ўтказувчанлик λ га нисбати бирдай температурада барча металллар учун бир хил ва абсолют температурага пропорционал ортади (Видеман—Франц қонуни):

$$K/\lambda = aT, \quad (147.8)$$

бу ерда a — металлнинг турига боғлиқ эмас.

Классик электрон назария бу қонуниятни ҳам осон тушунтиради. Ҳақиқатан ҳам, ўтказувчанлик электронлари металлда ҳаракат қилганида ўзи билан бирга фақат электр зарядини ҳам эмас, балки ўзларига хос бўлган тартибсиз иссиқлик ҳаракати энергиясини ҳам олиб ўтади, яъни иссиқлик кўчишини амалга оширади. Металларда электронлар концентрацияси жуда юқори (150-§ га қ.) ва бутун иссиқлик амалда электронлар воситасида олиб ўтилади, бу процессда ион панжара жуда кам иштирок этади. Шунинг учун электр яхши ўтказувчи металллар иссиқлигини яхши ўтказадилар.

Молекуляр физикадан маълумки, газларнинг кинетик назарияси бир атомли идеал газнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти учун қуйидаги ифодани беради:

$$K = \frac{1}{2} n k \bar{v}_T \bar{I}, \quad (147.9)$$

бу ерда n — ҳажм бирлигидаги атомлар сони, k — Больцман доимийси, \bar{v}_T — иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, \bar{I} — атомларнинг эркин югуриш йўли ўртача узунлиги. Электрон газининг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти учун ҳам худди шундай формула ўриши бўлиши керак, фақат бунда n , \bar{v}_T ва \bar{I} электронларнинг металлдаги концентрацияси, иссиқлик тезлиги ва ўртача эркин югуриш йўлини билдириши керак. Сўнгра, \bar{I} учун $\bar{I} = \bar{v}_T \tau$ тенглигини олиш мумкин. Бу ерда биз \bar{v}_T иссиқлик тезлигига нисбатан \bar{v} дрейф тезлигини назарга олмаимиз. Буни ҳақиқатан ҳам шундай қабул қилиш мумкин, чунки металлларда электронларнинг ҳаракатчанлиги жуда кичик (150-§ га қ.) бўлгани учун ҳатто жуда кучли электр майдонлар учун ҳам $\bar{v} \ll \bar{v}_T$, у ҳолда (147.9) ва (147.6) формулалардан қуйидагини топамиз:

$$\frac{K}{\lambda} = \frac{\frac{1}{2} n k (\bar{v}_T)^2 \tau}{\frac{1}{2} (ne^2/m) \tau} = \frac{mk(\bar{v}_T)^2}{e^2}.$$

Тахминан $(\bar{v}_T)^2 \approx \bar{v}_T^2$ деб фараз қилиб ва (147.1) муносабатдан фойдаланиб шундай ифода оламиз:

$$K/\lambda = 3(k/e)^2 T, \quad (147.10)$$

яъни Видеман—Франц қонунини келтириб чиқардик. Бунда α доимий $\alpha = 3(k/e)^2$ бўлиб чиқади. Бу доимий фақат k ва e универсал доимийлар билан аниқланади ва металлнинг табиатига боғлиқ бўлмайди.

α лнинг назарий қийматлари тажриба маълумотларига яхши мос келади.

Шундай қилиб, классик электрон назария металлларнинг электр қаршилиги мавжудлигини, Ом қонуни ва Жуоль—Ленц қонунини яхши тушунтириб беради. Солиштирма электр ўтказувчанликни металлнинг атомар доимийлари орқали ифодалашга имкон беради, иссиқлик ўтказувчанлиги билан электр ўтказувчанлик орасидаги боғланишни тушунишга имкон беради.

Бироқ баъзи масалаларда классик электрон назария тажрибага зид бўлган хулосаларга олиб келади. Бундай ҳолининг ёрқин мисоли ўта ўтказувчанлик ҳодисасидир.

148-§. Ўта ўтказувчанлик

Классик электрон назарияга мувофиқ, металлларнинг солиштирма қаршилиги совишда барча температураларда чекли қолгани ҳолда монотон камайиши керак. Қаршилиқнинг бундай температуравий боғланиши ҳақиқатан ҳам анчагина юқори температураларда кузатилади. Бироқ температуранинг етарлича паст (бир неча кельвин) олинса, бу боғланиш батамом бошқача бўлади. Аввало солиштирма қаршилиқ температурага боғлиқ бўлмай қолади ва бирор чегаравий қийматга эришади. Бу қиймат турли моддалар ва ҳатто бир модданинг турли намуналари учун ҳам турлича бўлади. Бу қолдиқ қаршилиқ айниқса қотишмаларда катта бўлади, бироқ соф металлларда ҳам бўлади. Тажриба металл қанчалик тоза бўлса ва текширилаётган намуна қанчалик структуравий нуқсонлардан холи бўлса, қолдиқ қаршилиқ шунча кичик бўлишини кўрсатади.

Агар температура янада пасайтирилса, у ҳолда баъзи моддаларда ажойиб ҳодиса *ўта ўтказувчанлик* ҳодисаси кузатилади. Бу ҳодиса Каммерлинг-Оннес томонидан 1911 йилда кашф қилинган. Турли моддалар учун турлича бўлган бирор маълум температурада солиштирма қаршилиқ тўсатдан, сакраш билан деярли нолгача камайд. Жадвалда баъзи моддаларнинг ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиш температуралари келтирилган.

Модда	$T_{кр}, K$	Модда	$T_{кр}, K$
Титан	0,4	Симоб	4,1
Кадмий	0,5	Ванадий	5,3
Ртуть	0,38	Кўрғошин	7,2
Алюминий	1,2	Ниобий	9,3
Қалайи	3,7	Nb ₃ Sn	18

Ўта ўтказувчанлик фақат элементлардагина эмас, балки кўп-лаб химиявий бирикмалар ва қотишмаларда ҳам кузатилади, шу билан бирга ўта ўтказувчан бирикма таркибига кирувчи элементларнинг ўзи ўта ўтказгич бўлмаслиги ҳам мумкин.

Моддалар ўта ўтказувчан ҳолатда ажойиб хоссаларга эга бўлади. Биринчидан, ўта ўтказгичларда бир марта уйғотилган электр ток ток манбаисиз узоқ муддат мавжуд бўлиши мумкин. Бунинг сабаби шуки, қаршилиқ йўл бўлиб қолгани учун токнинг сўниш вақти $T = L/R$ жуда катта бўлади (95- § га қ.). Бу ҳодиса ўта ўтказгичлар билан қопланган биринчи тажрибалардаёқ кузатилган эди: ўта ўтказгичдан қилинган кичик контур, суяқ гелий солинган илтишга ботирилади ва контурда электромагнит индукция ёрдамида ток ҳосил қилинади. Бу токни идиш яқинига жойлаштирилган магнит стрелканинг огишига қараб қайд қилинган, шу билан бирга стрелка жуда кўп сутка давомида оққан ҳолатда туради.

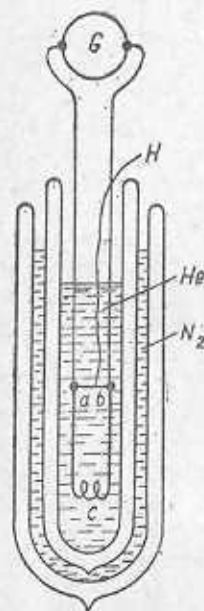
254- расмда ўта ўтказгичлар билан қилинган бошқа тажрибанинг схемаси кўрсатилган. Бунда c ўта ўтказгич G гальванометр билан уланган, бироқ a ва b нуқталарда у ҳам ўта ўтказувчан ҳолатда бўлган сим билан туташтирилган. Ўта ўтказгичда ток электромагнит ёрдамида уйғотилгандан кейин бу ток фақат ўта ўтказувчан $abca$ занжир бўйлаб айланади ва гальванометрга тармоқланмайди, шунинг учун гальванометрнинг стрелкаси оғмайди. Агар бирмунча вақт ўтгандан кейин H ил ёрдамида ab улагич олиб ташланса, у ҳолда ток мумкин бўлган фақат бир йўл—гальванометр орқали ҳаракатланади, бунда гальванометр стрелкаси қисқа муддатли силкинади.

Ўта ўтказгичларнинг иккинчи муҳим хоссаси шундан иборатки, *ўта ўтказувчан ҳолатда модда ичида магнит индукция ҳамма вақт нолга тенг бўлади.*

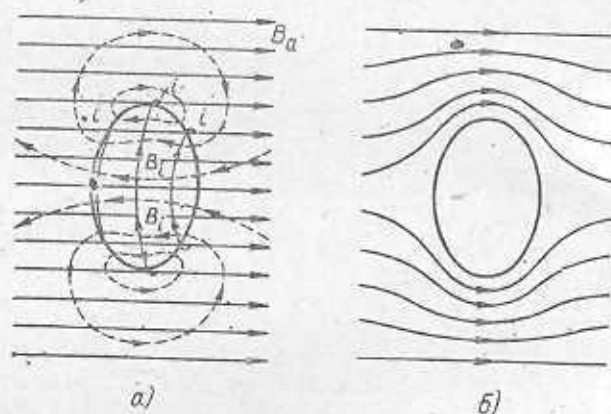
Ўта ўтказгичдан қилинган бирор жисми биз аввал советиб, ўта ўтказувчан ҳолатга келтирдик, сўнгга индукцияси (жисм киритилмаганда) $B_a = \mu_0 H_a$ га тенг бўлган ташқи магнит майдонга киритдик дейлик. Магнит майдон уланганда ўта ўтказгичда қўшимча $B_i = \mu_0 H_i$ индукция ҳосил қилувчи индукцион тоқлар пайдо бўлади (155-а расмга қ.). бу қўшимча индукция Ленц қонунига мувофиқ B_a ташқи индукцияни компенсациялайди. Одатдаги

Ўтказгичда индукцион тоқлар дарҳол сўнади ва фақат магнитловчи ғалтак юзага келтирган оқимгина қолади. Ўта ўтказгич бўлган ҳолда эса компенсацияловчи тоқлар мутлақо сўнмайди ва шунинг учун жисм ичида натижавий индукция ҳамма вақт $B = B_a + B_i = 0$ бўлади. Ташқи фазода натижавий индукция чизиқлари 255-б расмда кўрсатилгандек бўлади: уларни жисм ўзидан итаради ва улар жисмни айланиб ўтади.

Ўта ўтказувчан ҳолатнинг бу хоссаси фақат электр қаршилигининг йўқолиши билангина боғлиқ эмас. Шундай ўтказгични кўз олдимизга келтирайликки, унинг нормал металллардан ягона



254-расм. Ўта ўтказгичда узоқ муддат тоқ бўлишини қайд қилишга доир тажриба.



255-расм. Ўта ўтказувчан жисм магнит майдонда.

фарқи — қаршилигининг нолга тенглиги бўлсин. Сўнгра, дастлаб ташқи магнит майдон ҳосил қиламиз ва кейингина ўтказгични унинг қаршилиги йўқолгунча совитамиз деб фараз қилайлик. Бунда ташқи майдон ўзгармайди, шунинг учун индукцион тоқлар пайдо бўлмайди, бинобарин, қаршилиқ йўқолгандан кейин ҳам ўтказгич ичида магнит оқими сақланиши керак. Бироқ тажрибанинг кўрсатишига қараганда ўта ўтказгичларда бу ҳолда ҳам магнит оқими йўқолади. Магнит индукциянинг нолга тенглиги ўта ўтказувчанлик ҳолатининг ўзига хос аломатидир. Фақат магнитловчи ғалтак туфайли ҳосил бўладиган магнит майдон кучланганлиги эса нолга тенг бўлмаслиги ҳам мумкин. Ўта ўтказувчан модда магнит қабул қилувчанлиги $\kappa = -1$ ва магнит сингдирувчанлиги $\mu = 1 + \kappa = 0$ бўлган идеал диамагнетикдир деб айтиш мумкин.

Бундан массив ўта ўтказгич ичида токнинг зичлиги нолга тенг бўлиши келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, жисмнинг ичида магнит индукция

$$B = \mu_0(H_a + H_i)$$

га тенг бўлади. H_a ва H_i майдонларнинг ҳар бири учун магнит кучланиш ҳақидаги теорема ўринли бўлади ва шунинг учун ихтиёрий берк L контур бўйлаб B дан олинган интегрални ҳисобласак, шундай ёзиш мумкин:

$$\oint_L B dl = \mu_0 i.$$

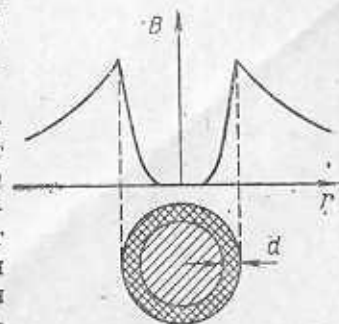
Бунда i — катталиқ L контур билан чегараланган ихтиёрий сирт бўйлаб оқувчи токнинг тўла кучи. Агар L бутунича ўта ўтказгич ичида ётса, у ҳолда контур бўйлаб олинган интеграл нолга тенг, чунки контурнинг ихтиёрий нуқтасида $B_i = 0$, бинобарин, $i = 0$. Ўта ўтказувчи яхлит жисмда ток жисмнинг юпқа сиртқи қатламидагина тўпланиши мумкин.

Агар жисм узун цилиндр шаклидаги сим бўлса, у ҳолда ташқи фазодаги H магнит майдон токнинг симнинг кесими бўйлаб қандай тақсимланишига боғлиқ бўлмайди, балки тўлиқ ток кучи билангина аниқланади. Шунинг учун ўта ўтказувчан сим учун H аввалги формула (81.5) билан ифодаланади, индукция эса $B = \mu_0 H$ бўлади. Тўғри симнинг сиртида магнит майдон кучланганлиги

$$H_s = i/2\pi a$$

бўлади, бу ерда a — симнинг радиуси. Симнинг ташқарисидан ичига ўтишда B тез (экспоненциал равишда) 0 гача камайди. Фазода индукция тақсимои 256- расмда кўрсатилган. Сиртдан B катталиқ e марта камайдиган чуқурликкача бўлган d масофа индукциянинг кириш чуқурлиги деб аталади. Бу чуқурлик турли моддалар учун турлича ва температура ортиши билан у ҳам ортади. Унинг одатдаги қийматлари 10^{-3} см тартибда бўлади.

Ўта ўтказувчанликнинг учинчи ўзига хос хусусияти магнит майдоннинг ўта ўтказувчанлик ҳолатни бузиши хоссасидир. Ўта ўтказгич ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиш температурасидан паст температурага қанча кучли совитилган бўлса, ўта ўтказувчанлик йўқоладиган «критик» магнит майдон шунча катта бўлади. Ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температурасида критик майдон нолга тенг бўлади.



256-расм. Тўғри симнинг ўта ўтказувчан ҳолатдаги магнит индукцияси.

Ўта ўтказувчанликни бузувчи магнит майдон бўлиб ўта ўтказгичдаги токнинг ўзининг майдони ҳам хизмат қилиши мумкин. Ток кучи сим сиртидаги магнит майдон критик қийматига етadиган катталиққа эришганда ўта ўтказувчанлик йўқолади. Бу айtilганлардан равшанки, токнинг бу максимал (критик) кучи ўтиш температурасида нолга тенг бўлади ва температура пасайгани сари ортиб боради. Бундан ташқари берилган модда ва берилган температура учун критик ток кучи симнинг диаметрига пропорционал бўлади. Мисол тариқасида 1 К да қалайи учун $H_{кр} = 2 \cdot 10^4$ А/м эканлигини кўрсатиб ўтамиз. Шунинг учун диаметри $2a = 3$ мм бўлган қалайи сим учун бу температурада критик ток кучи

$$i_{кр} = 2\pi a H_{кр} = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^4 \approx 180 \text{ А}$$

га тенг бўлади.

Магнит майдоннинг ўта ўтказувчанликка таъсири ажойиб хусусиятга эгадир. Агар жисмининг шакли шундай бўлса-ки, унда магнитсизлантувчи фактор β (107-§) нолга тенг бўлса, у ҳолда жисм ичида H катталиқ $H_{кр}$ дан катталашганида модда бутун ҳажми бўйлаб нормал ҳолатга ўтади. Масалан, майдонга параллел бўлган тўғри симларда шундай бўлади. Агар $\beta \neq 0$ бўлса, у ҳолда $H = H_{кр}$ да жисм дастлаб шундай оралиқ ҳолатга ўтадики, бу ҳолатда айни бир вэқтда кичик ўта ўтказувчан соҳалар ва нормал соҳалар бўлади. Бундай оралиқ ҳолат магнит майдонларнинг қандайдир интервалида мавжуд бўлади ва H етарлича ортганидагина нормал ўтказувчанлик бутун ҳажмда тикланади.

Биз юқорида баён қилган магнит хоссалар фақат биринчи тур ўта ўтказгичлар деб аталadиган кўпчилик тоза металллар учунгина хосдир. Бироқ бошқа хил (иккинчи тур ўта ўтказгичлар деб аталadиган) ўта ўтказгичлар ҳам мавжуд, уларнинг магнит хусусиятлари янада мураккаброқ.

Ўта ўтказувчанлик ҳақидаги бор маълумотлар мажмуи шундай хулоса қилишга имкон беради: ўта ўтказувчан моддаларда электронлар табиати икки суюқликнинг аралашмаси сингари, яъни ўта ўтказувчан электронлар ва нормал электронлар аралашмасидан иборатдек бўлар экан. n_s ўта ўтказувчан электронлар ва нормал n_n электронлар концентрацияси температурага боғлиқ бўлади, $T \gg T_{кр}$ бўлганида $n_s = 0$ ва барча электронлар нормал ҳолатда бўлади. $T \rightarrow 0$, $n_n \rightarrow 0$ бўлганида барча электронлар ўта ўтказувчан бўлиб қолади.

Ўта ўтказувчан ва нормал ҳолатлардаги моддани термодинамика нуқтанан пазаридан бир модданинг турли фазалари деб қараш мумкин, ўта ўтказувчан модда—нормал модда айланишини эса фазовий ўтиш деб қараш мумкин. Бироқ масалан, бу—суюқлик ёки суюқлик—қаттиқ жисм фазовий ўтишлардан фарқли равишда бундай ўтишнинг яширин иссиқлиги магнит майдон бўлмаганда нолга

тенг бўлади. Модданинг иссиқлик сифими эса $T = T_{кр}$ да сакрашсимон ўзгаради. Бундай фазовий ўтишлар 2-тур ўтишлар деб аталади.

Агар ўта ўтказувчанлик ҳолатидан нормал ҳолатга ўтиш ташқи магнит майдонда бўй берса яъни $T < T_{кр}$ бўлса, у ҳолда ўзгармас температурада ўтиш учун ташқарида иссиқлик келтириш керак. Бундай ҳолда энди яширин ўтиш иссиқлиги нолга тенг бўлмайди, бу 1-тур фазовий ўтиш бўлади.

149-§. Металлар классик электрон назариясининг қўлланилиш чегаралари

Классик электрон назариянинг яроқсизлигини кўрсатувчи иккинчи мисол металлларнинг иссиқлик сифими назариясидир.

Классик электрон назариянинг асосий фаразига мувофиқ (147-§) ҳар бир электроннинг ўртача иссиқлик энергияси $\frac{3}{2} kT$ га тенг. Агар 1 кмоль металлдаги ўтказувчан электронларнинг сони N' бўлса, у ҳолда бу электронларнинг иссиқлик энергияси қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$W' = N' \cdot \frac{3}{2} kT.$$

Металлардаги ўтказувчанлик электронлар сони катталиқ жиҳатидан атомлар сонига тенг (150-§ га қ.), бинобарин, N' тахминан Авогадро сони $N = 6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ га тенг. Шунинг учун

$$W' \approx \frac{3}{2} N kT = \frac{3}{2} RT,$$

бу ерда R —1 кмольга ҳисобланган газ доимийси. Бунда 1 моль металлдаги электрон газнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими $C_V = dW'/dT \approx \frac{3}{2} R$ га тенг эканлиги, яъни 1 кмоль бир атомли идеал газники сингари эканлиги келиб чиқади.

Бутун металлнинг иссиқлик сифими унинг кристалл панжарасининг иссиқлик сифими ва электрон газнинг иссиқлик сифими йингидисидан иборат бўлади. Иссиқликнинг кинетик назариясига мувофиқ бир атомли кристаллларнинг атом иссиқлик сифими (яъни 1 кмольга ҳисобланган иссиқлик сифими) $C_V = 3 R$ га тенг. Шунинг учун металлларнинг атом иссиқлик сифими $4,5 R$ га яқин деб кутиш мумкин эди. Бироқ тажриба унинг тахминан $3 R$ га яқин эканлини кўрсатади, яъни металллар учун шунингдек диэлектрик кристаллар учун ҳам Дюлонг ва Пти қонуни яхши бажарилади. Шундай қилиб, ўтказувчанлик электронларининг бўлиши иссиқлик сифимининг катталигига ҳеч қандай таъсир қилмас экан, бу нарса классик электрон назария нуқтаи назарига кўра тушунарсиздир.

Классик электрон назария билан тажриба орасида бундан бошқа келишмовчиликлар ҳам бор.

Бу келишмовчиликлар сабабларидан бири шуки, металлларда электронларнинг ҳаракати классик механика қонунларига эмас, квант механикасининг янада мураккаброқ қонунларига бўйсунади. Квант механикаси қонунлари шунини кўрсатадики, электрон-

ларнинг кристалл панжараси потенциалнинг даврий майдонида ҳаракати классик механика қонунларида кўрсатилганидан катта фарқ қилиши мумкин экан.

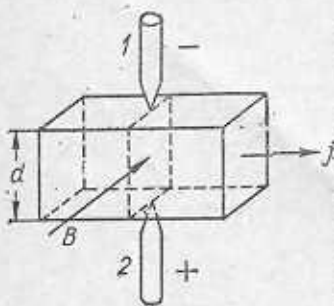
Сўнгра классик электрон назарияда ўтказувчанлик электронлари газ атомлари сингари, Максвелл—Больцман статистикаси қонунларига бўйсунди деб олинади. Аслида эса металл ичидаги электронлар учун бошқа статистика—квант статистикаси ўринли бўлиб, у бошқа тақсимот қонунига бўйсунди (155- § билан таққосланг).

Ва ниҳоят, классик электрон назарияда электронларнинг бири-бири билан ўзаро таъсири назарга олинмайди, уларнинг металл панжараси билан ўзаро таъсири эса қисқа муддатли тўқнашувлар ҳақидаги тасаввурлар асосида баён қилинади. Ҳолбуки, жуда паст температураларда электронларнинг ўзаро таъсири ҳал қилувчи роль ўйнаши мумкин.

Классик электрон назария ўз аҳамиятини батамом йўқотди деб ўйлаш нотўғри албатта. Бу назария кўп ҳолларда тезгина тўғри сифат натижалари олишга имкон беради, шу билан бирга бу натижалар жуда аёний бўлади. Бундан ташқари, ўтказувчанлик электронларининг концентрацияси қанча кичик ва температура қанча юқори бўлса, назария билан тажриба орасидаги келишмовчиликлар шунча кам бўлар экан. Электронлар концентрацияси кичик бўлган қатор ҳолларда (газлардаги электрон ҳодисалар, яримўтказгичлардаги кўплаб ҳодисалар) классик электрон назария фақат сифат жиҳатидан эмас, миқдорий жиҳатдан ҳам тўғри натижалар беради.

150- §. Металларда электронлар концентрацияси ва ҳаракатчанлиги

147- § да айтилганларга мувофиқ металлларнинг электр ўтказувчанлиги электронларнинг концентрацияси n ва уларнинг ҳаракатчанлиги b га боғлиқдир. Металл учун муҳим характеристика бўлган бу икки катталики тажрибада аниқлаш мумкин.



257- расм. Холл эффекти.

Электронлар концентрациясини аниқлаш учун кўпинча Холл эффектидан фойдаланилади. Тўғри бурчакли пластинка шаклидаги ўтказгичда ток зичлиги j бўлган ҳолни кўрайлик (257- расм). Бундай пластинкада ток йўналишига перпендикуляр текисликлар эквипотенциал сиртлар бўлади, шунинг учун бу текисликлардан бирида ётувчи 1 ва 2 металл зондлар орасидаги потенциаллар фарқи нолга тенг бўлади. Бироқ агар намунада токка ва зондларга перпендикуляр магнит майдон ҳосил қилинса, у

ҳолда зондлар орасида потенциаллар фарқи юзага келади, бу нарса магнит майдон бўлганида пластинкадаги эквипотенциал сиртлар қия бўлиб қолганлигини билдиради. Холл эффекти ана шу кўндаланг потенциаллар фарқининг юзага келиш ҳодисасидир.

Тажриба шуни кўрсатадики, заиф магнит майдонларда кўндаланг потенциаллар фарқи U магнит индукция B га пропорционал бўлар экан, бу фарқ шунингдек, токнинг зичлиги j ва зондлар орасидаги масофа d га ҳам пропорционал экан:

$$U = R djB, \quad (150.1)$$

бу ерда R — модданинг турига боғлиқ бўлган доимий. Бу доимий *Холл доимийси* деб аталади.

Холл эффекти электрон назария билан осон тушунтирилади ва Лорентц кучининг мавжуд эканлиги натижасидир (88- §). Бу ҳодисанинг физикавий моҳиятини яхшироқ аниқлаш учун биз унинг соддалаштирилган назарияси билан танишамиз ва тахминан барча электронлар уларнинг тартибли ҳаракати тезлигига тенг бўлган бирдай тезлик v билан ҳаракатланади, деб оламиз. Бунда ҳар бир электронга токнинг йўналиши ва магнит майдонга перпендикуляр бўлган ва $e v B$ га тенг куч таъсир қилади. Бу куч таъсирида электронлар силжийди, натижада пластинка ёқларидан бири манфий ва бошқаси мусбат зарядланиб қолади, пластинка ичида кўндаланг (токка ва магнит майдонга кўндаланг) электр майдон E ҳосил бўлади. Мувозанат ҳолатда $e v B = e E$. Шунинг учун потенциалларнинг кўндаланг фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$U = Ed = v B d.$$

Бу ифодада электронларнинг ўртача тезлиги v ни j ток зичлиги орқали ифодалаш мумкин, чунки

$$j = ne v$$

ва шунинг учун

$$U = \frac{1}{ne} djB.$$

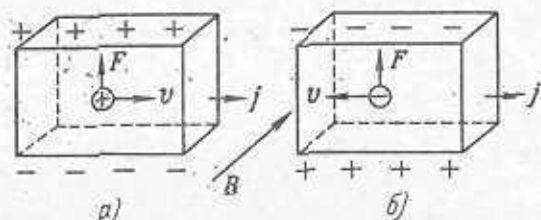
Олинган ифода (150.1) формула билан мос тушади. Холл доимийси

$$R = 1/ne \quad (150.2)$$

га тенг экан. Бу доимий электронлар концентрацияси n га боғлиқ бўлади, шунинг учун Холл доимийсини ўлчаб, ўтказгич ичидаги электронлар концентрациясини аниқлаш мумкин.

Кўндаланг потенциаллар фарқининг ишораси ҳаракатланаётган зарраларнинг заряди ишорасига боғлиқ эканлини кўриш ҳам қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ўтказгич пластинкада ток чапдан ўнгга оқаятган бўлсин (258- а расм). Агар ўтказгичдаги ҳаракатчан зарралар мусбат заряд ташиётган бўлса, бу зарраларнинг тезлиги

Йўналиши токнинг йўналиши билан бир хил бўлади ва магнит майдон расмда кўрсатилган йўналишда бўлганда огдирувчи куч пастдан юқорига йўналади. Бундай ҳолда пластинканинг юқориги ёғи мусбат, пастки ёғи манфий зарядланади. Агар зарралар манфий зарядланган бўлса, у ҳолда уларнинг тезлиги токка қарама-қарши йўналган бўлади (258-б расм). Огдирувчи куч зарраларнинг



258-расм. Холл эффектида кўндаланг потенциаллар фарқининг ишораси ўтказгичдаги заряд ташувчилар ишорасига боғлиқ бўлади.

зарядлари ва уларнинг тезлигига боғлиқ бўлгани учун бу кучнинг йўналиши ўзгармайди ва шунинг учун зарядланган зарралар юқори ёқда тўпланади. Бироқ зарралар манфий зарядланган бўлгани учун юқори ёқ бу ҳолда манфий, пастки ёғи эса мусбат зарядланади, яъни Холл эффекти тескари ишорали бўлади.

Холл доимийсини ўлчаб заряд ташувчилар концентрацияси n ни аниқлаш мумкин. Электр ўтказувчанлик $\lambda = enb$ ни билган ҳолда nb кўпайтмани аниқлаш ва, бинобарин, n концентрация ва b ҳаракатчанликни алоҳида-алоҳида аниқлаш мумкин.

Бироқ бундай аниқлашлар биринчи қарашдагидек осон эмас, аслида анча мураккабдир. Мураккабликнинг сабаби шуки, юқорида баён қилинган Холл эффекти назарияси металллар учун қўлланиш чегараси зекли бўлган классик электрон назариясига асосланган. Бундан ташқари, баъзи моддалар учун Холл эффекти тескари ишорали бўлади, яъни мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракатига мос келади, ҳолбуки, аслида эса бу металлларда заряд ташувчилар манфий электронлардир. Бу ҳолда ҳозирги замон қаттиқ jismlar квант назарияси асосида тушунирилади ва тешиқлар деб аталувчи мусбат заряд ташувчилар билан боғлиқдир (152-§ билан солиштиринг).

Ҳар ҳолда Холл доимийсини ўлчаш ва электр ўтказувчанликни аниқлаш концентрация ҳамда ҳаракатчанлик тартибини аниқлашга имкон беради, шунинг ўзидек электр ўтказувчанликнинг табиати ҳақида муҳим хулосалар қилишга имкон беради.

Холл доимийси қийматларидан аниқланган металлларда ўтказувчанлик электронларининг концентрацияси катталиги 10^{28} м^{-3} тартибда ва атомлар концентрациясига яқиндир.

Металлларда электронларнинг ҳаракатчанлиги эса аксинча жуда кичик. Уларни $\text{м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ бирликларида ифодаласак (яъни 1 В/м

майдонда олинган ўртача тезликни м/сек ларда ифодалаганимизда), ҳаракатчанлик учун $10^{-3} - 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ тартибдаги катталиклари оламиз.

Металл	Ag	Na	Be	Cu	Al	Li	Al	Cd	Zn
Электронларнинг ҳаракатчанлиги, $10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ ларда	56	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

Ҳаракатчанликнинг қийматлари кичик эканлиги электронларнинг кристалл панжара билан кўп сонли тўқнашувларга дуч келишини билдиради.

151-§. Яримўтказгичлар ва изоляторлар

Шу вақтгача биз ўтказгичларда ўтказувчанлик электронларнинг ҳосил бўлишига олиб келувчи процесслар ҳақида ҳеч нарса деганимиз йўқ. Бу масалани аниқлаш учун ўтказувчанлик электронлари концентрациясининг температурага боғланишини ўрганиш катта аҳамият касб этади. Бу маълумотларни эса, масалан, турли температураларда Холл доимийсини ўлчаш туфайли олиш мумкин эканлигини биламиз (150-§).

Тажриба металлларда электронлар концентрацияси амалда температурага боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади. Ҳатто жуда паст температураларда ҳам металлларда ҳаракатчан электронларнинг концентрацияси етарлича катта бўлади. Бу эса металлларда ўтказувчанлик электронларини ҳосил қилишда иссиқлик ҳаракати унчалик катта роль ўйнамаслигини билдиради.

Типик металлларнинг атомлари шу билан характерланадики, уларда ядро билан заиф боғланган бир ёки бир неча электронлар бўлади. Металл атомлари бир-бирига яқинлашганда бундай электронлар қўшни атомлар билан ўзаро таъсирлашни натижасида ўз атомларидан узилади. Бу электронлар энди бирор аниқ атомга эмас, балки бутун металлга тегишли бўлиб қолади ва металл бўйлаб барча ионлар ва электронларнинг натижавий майдонидида ҳаракатланади. Бу узилиб чиққан (ажралган) шу электронларгина ўтказувчанлик электронлари бўлади.

Металлар билан бир қаторда биз ўтказгичларнинг бошқа хили билан ҳам иш қўрамиз. Бу ўтказгичлар ҳам худди металллар сингари, электрон ўтказгичлардир (биринчи класс ўтказгичларидир), бундай ўтказгичларда ҳам электр ток ҳеч қандай химиявий ўзгаришлар билан бўлмайди. Бироқ бундай ўтказгичларда заряд та-

шувчилар концентрацияси температура ортиши билан кучли равишда ортади. Бундай ўтказгичларнинг паст температураларда солиштирма қаршилиги жуда катта бўлади ва улар амалда изолятор бўлади, бироқ температура кўтарилиши билан уларнинг солиштирма қаршиликлари кучли равишда камаяди ва етарлича юқори температураларда ҳаддан ташқари кичик бўлади. Бундай тур моддалар *электрон яримўтказгичлар* деб ном олган.

Кўплаб элементлар (кремний, германий, селен ва ҳ. к.) мис Si_2O оксиди, қўрғошин сульфид PbS ҳамда кўплаб бошқа химиявий бирикмалар яримўтказгичларга киради. Масалан, тажриба маълумотларига кўра ниҳоятда соф кремнийда хона температурасида электронлар концентрацияси 10^{17} м^{-3} дан кам, унинг солиштирма қаршилиги $10 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ дан ортиқ бўлиши керак; бироқ 700°C температурада ундаги электронлар концентрацияси 10^{24} м^{-3} гача ортади, солиштирма қаршилиги эса $0,001 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ гача камаяди, яъни миллиондан ортиқ марта камаяди.

Яримўтказгичларда заряд ташувчилар концентрациясининг температурага кучли боғлиқ бўлиши шунни кўрсатадики, бу ҳолда ўтказувчанлик электронлари иссиқлик ҳаракати таъсирида вужудга келар экан. Яримўтказгичларда атомлардан электронларнинг узиб чиқарилиши ва уларнинг ўтказувчанлик электронларига айланиши учун атомларнинг ўзаро таъсирини ўзингиз етарли бўлмайди. Бунинг учун ҳатто заиф боғланган электронларга ҳам бирор қўшимча энергия бериш керак, бу бериладиган қўшимча энергия иссиқлик ҳаракат энергиясидан олинади. Температура қанча юқори бўлса, яримўтказгичда ажралган (озод) электронлар сони, яъни ўтказувчанлик электронлари ҳолатидаги электронлар сони шунча кўп бўлади.

Агар электронларни узиб олиш энергияси шу кристалл мавжуд бўладиган соҳасидаги барча температураларда иссиқлик ҳаракатининг ўртача (kT тартибидаги) энергиясига нисбатан катта бўлса, у ҳолда ўтказувчанлик электронлари етарлича миқдорда ҳосил бўлмайди ва бундай кристалл изолятор бўлади.

152-§. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги

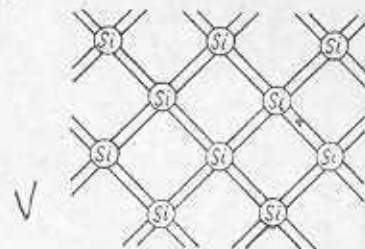
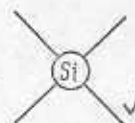
Яримўтказгичларда ўтказувчан электронларнинг ҳосил бўлиш процесси ҳақида батафсилроқ тўхталиб ўтайлик. Кейинги мулоҳазаларимиз конкретроқ бўлиши учун типик яримўтказгич кремний тўғрисида гапирамиз.

Кремний атомиининг Менделеев даврий системасидаги тартиб номери $Z = 14$. Шунинг учун кремний атом ядросининг заряди $+14e$ га тенг ва унинг атом таркибига 14 та электрон киради. Бироқ бу электронлардан фақат тўрттасигина заиф боғланган. Худди шу заиф боғланган электронларгина химиявий реакцияларда қатнашади ва кремнийнинг тўрт валентлилигини ифодалайди, шунинг

учун бу электронлар валент электронлар деб ном олган. Қолган ўн электрон ядро билан бирга атомнинг асосини ташкил қилади, атомнинг заряди $+14e - 10e = +4e$. Атом тўрт валент электрон билан ўралган, бу электронлар асос атофида айланади ва мусбат заряд булутини ҳосил қилади (259- расм).



259- расм. Кремний атоми ва унинг тўрт валент боғланиши.



260- расм. Кремний кристаллида жуфт-электрон боғланишлар.

Кремний панжарасида атомлар шундай жойлашганки, ҳар бир атом ўзига яқин тўртта атом билан ўралган. Кремний кристаллида атомлар жойлашшининг соддалаштирилган схемаси 260- расмда кўрсатилган. Икки қўшни атомларнинг боғланиши электрон жуфтларига боғлиқ бўлиб, уни жуфт-электрон боғланиш ёки валент боғланиш деб аталади.

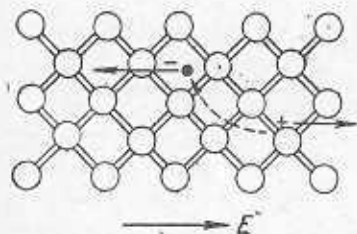
260- расмда тасвирланган манзара соф кремнийга (аралашмаларнинг таъсири ҳақида қуйида гапирамиз) ва жуда паст температурага тегишлидир. Бу ҳолда барча валент электронлар атомлар орасидаги боғланишда қатнашади, улар структуравий элементлар бўлиб ҳисобланади ва электр ўтказувчанликда иштирок этмайди.

Кристалл температураси ортганида панжаранинг иссиқлик тебранишлари баъзи валент боғланишларнинг бузилишига олиб келади. Натижада аввал валент боғланишларнинг ҳосил бўлишида қатнашган электронларнинг бир қисми узиб олинади ва ўтказувчанлик электронларига айланади. Электр майдон мавжуд бўлганда улар майдонга қарама-қарши ҳаракатланади ва электр токи ҳосил қилади.

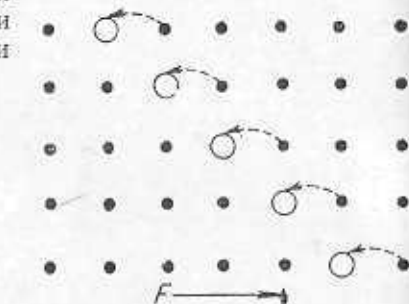
Бироқ ўтказувчанлик электронлари ёрдамида заряд кўчириш процессидан ташқари, электр ўтказувчанликнинг бошқа механизми ҳам бор.

Бу шундай механизмки, ҳар бир валент боғланишнинг йўқолиши боғланиш бўлмаган вакант ўриннинг пайдо бўлишига олиб келади. Боғланиш электронлари бўлмаган бундай «бўш» ўринлар тешиклар деб ном олган (261- расм). Яримўтказгич кристаллида тешикларнинг юзага келиши заряд кўчириш учун қўшимча имкон яратишни кўриш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, тешик мавжуд бўл-

ганда боғланиш электронларидан бирортаси тешик ўрнига ўтиши мумкин. Натижада бу жойда нормал боғланиш тикланади, бунинг ўрнига бошқа жойда тешик пайдо бўлади. Янги тешикка ўз навбатида боғланиш электронларидан бошқаси ўтиши мумкин ва ҳ. к. Бундай процесс кўплаб марта давом этади, бунинг натижасида токнинг ҳосил бўлишида фақат ўтказувчанлик электронлари эмас, боғланиш электронлари ҳам иштирок этади, бу электронлар ҳам ўтказувчанлик электронлари сингари аста-секин электр майдонга қарши кўчиб боради. Тешикларнинг ўзи



261-расм. Кремний панжарасида электрон ўтказувчанлик ва тешикнинг пайдо бўлиши.



262-расм. Тешик ўтказувчанлик схемаси:

қора нукталар — боғланган электронлар, оқ тўғараклар — азканат ўринлар (тешиклар).

эса қарама-қарши электр майдон йўналишида ҳаракатланади, яъни худди мусбат зарядланган зарралар ҳаракатланганидек кўчади (262-расм).

Бу баён қилинган процесс *тешик ўтказувчанлик* деб ном олди. Бинобарин, яримўтказгичларда электр ўтказувчанлигининг икки турли процесси мавжуд: ўтказувчанлик электронларининг ҳаракати билан амалга ошадиган электрон ўтказувчанлик ва тешиклар ҳаракати билан амалга ошадиган тешик ўтказувчанлик.

Юзаки қараганда, тешиклар ёрдамида электр ўтказувчанлик ҳақидаги тасаввур гоёт сунъий ва ҳатто потўғрядек туюлади, чунки тешиклар, яъни «бўш» ўринлар, табиийки, электр заряд ташувчилари бўла олмайди, бироқ аслида биз зарядларнинг боғланиш электронлари ҳаракати воситасида кўчирилишини кўрдик. Бироқ гап шундаки, электронларнинг ҳаракати, юқорида эслатиб ўтилганидек (149-§) классик механика қонунарига эмас, квант механикаси қонунарига бўйсунди. Квант механикаси қонунари шунини кўрсатадики, агар тешиклар концентрацияси боғланиш электронларининг концентрациясидан кичик бўлгани ҳамон ҳаракатнинг оддий қонунари боғланиш электронлари учун эмас, фақат тешикларнинг ўзигагина хос бўлиб қолади. Яъни электр ва магнит майдонларда тешиклар худди $+e$ зарядга эга бўлган бирор массали (электрон массасига тенг бўлмаган массали) мусбат зарядли зарралар сингари ҳаракат қилар экан. Шунинг учун тешиклар мавжуд бўлганда барча электр процесслар худди манфий ўтказувчанлик электронлари билан бирга яна мусбат зарядли зарралар—тешиклар бўлгандаги сингари содир бўлар экан.

Электронларнинг боғланган ҳолатдан эркин ҳолатга ўтишлари билан бир қаторда тескари ўтишлар ҳам бўлади, бундай ўтишларда ўтказувчанлик электрони боғланиш электронларининг бўш жойларидан бирида тутилиб қолади. Бу процесс *электрон ва тешик рекомбинацияси* деб аталади.

Мувозанат ҳолатида электронларнинг (шунингдек, тешикларнинг ҳам) шундай концентрацияси қарор топадики, бунда вақт бирлигида тўғри ва тескари ўтишлар сони бирдай бўлади.

Химиявий аралашмалар ва бошқа панжара нуқсонларидан холи бўлган соф яримўтказгичлардаги биз кўриб ўтган ўтказувчанлик процесси *хусусий* ўтказувчанлик деб аталган.

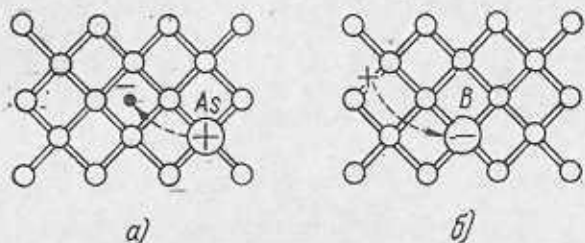
153-§. Яримўтказгичларнинг аралашмали ўтказувчанлиги

Аралашмалар бўлганида яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги кучли ўзгаради. Мисол тариқасида кўрсатиш мумкинки, масалан, кремнийга бор-йўғи 0,001 атом проценти миқдорида фосфор қўшилса, унинг хона температурасидаги солиштира қаршилиги 0,006 Ом·м га тенг бўлиб қолади, яъни соф кристалларининг солиштира қаршилигига нисбатан 100 000 марта камаяди.

Аралашмаларнинг бундай таъсири яримўтказгичларнинг тузилиши ҳақидаги юқорида баён қилинган мулоҳазалар билан тўла тушунтирилади. Яна кремний мисолига қайтайлик ва унда кремний атомлари ўрнини олган химиявий атомлар аралашмаси бор деб фараз қилайлик. Аралашма сифатида бешинчи группанинг бирор элементи, масалан, мышьяк бор деб фараз қилайлик. Мышьяк атомида у бешинчи группа элементи бўлгани учун бешта валент электрон бор. Бироқ кремний панжарасида жуфт-электрон боғланишларни амалга ошириш учун юқорида кўрганимиздек фақат тўртта электрон керак. Шунинг учун мышьяк атомининг бешинчи электрони жуда заиф боғланган бўлиб, панжаранинг иссиқлик тебранишларида осонгина уриб чиқарилиши мумкин. Бунда битта ўтказувчанлик электрони пайдо бўлади; мышьяк атоми эса мусбат зарядланган ионга айланиб қолади. Тешик ҳосил бўлмайди. Бундай процесс 263-а расмда схематик кўрсатилган.

Энди даврий системада кремнийдан чапроқда турган бирор элемент аралашмасининг атоми, масалан, учинчи группда турган бор атоми ўзини қандай тутишини кўрайлик. Бор атомида ҳаммаси бўлиб учта валент электрон бор, ҳолбуки кремний панжарасида нормал валент боғланиш бўлиши учун тўртта электрон зарур. Етишмаётган тўрттинчи электрон кристаллнинг қўшни жойларидан олинади, бу жойда эса тешик ҳосил бўлади, бор атоми манфий ионга айланади (263-б расм). Шундай қилиб, кремний кристаллида бор бўлганида ҳам ток ҳосил бўлиши мумкин, бироқ мышьяк бўлган ҳолдагидан фарқли равишда бу ток электронларнинг эмас, балки тешиклар ҳаракатидан ҳосил бўлади.

Биобарин, яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги аралашмалар туфайли амалга ошириши ҳам мумкин (*аралашмали ўтказувчанлик*). Ўтказувчанлик электронларини ҳосил қилувчи аралашмалар (масалан, кремнийдаги мишьяк) *донор* аралашмалар, тешикларнинг пайдо бўлишига сабаб бўлувчи аралашмалар (масалан, кремний атомидаги бор) *акцептор* аралашмалар деб аталади.



263-расм. Кремний панжарасидаги мишьяк (а) ва бор (б) атомлари.

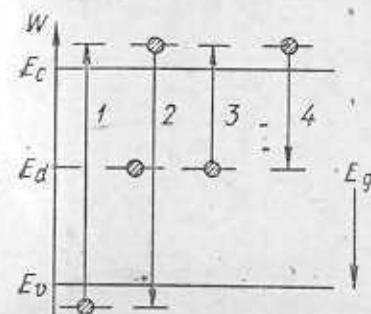
Айтилганлардан хулоса қилиб кўрамизки, яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги ҳаракатчан электронлар туфайли ҳам, тешиклар туфайли ҳам бўлиши мумкин экан. Агар яримўтказгичда электронлар концентрацияси ундаги тешиклар концентрациясидан анча катта бўлса, у ҳолда яримўтказгич *электрон ўтказувчанликка* эга ёки *n*-тип ўтказувчанликка эга дейилади. Агар мусбат тешиклар кўп бўлса, у ҳолда яримўтказгичнинг ўтказувчанлиги тешик ўтказувчанлик ёки *p*-тип ўтказувчанлик деб аталади. Яримўтказгичдаги кўпчилигини ташкил қилувчи заряд ташувчилар (*n*-тип яримўтказгичда электронлар ва *p*-тип яримўтказгичда тешиклар) *асосий* заряд ташувчилар, камчилигини ташкил қилгани эса *асосий бўлмаган* заряд ташувчилар деб аталади. Агар электронлар концентрацияси тешиклар концентрациясига тенг муносабатларда бўлса, яримўтказгичнинг ўтказувчанлиги аралаш ўтказувчанлик бўлади.

Масалан, мишьяк аралашмаси бўлган кремний паст температураларда фақат аралашмали ўтказувчанликка эга бўлади ва *n*-тип яримўтказгич бўлади. Унда электронлар асосий заряд ташувчилар, тешиклар асосий бўлмаган заряд ташувчилар бўлади. Тешиклар фақат валент боғланишларнинг узилиши туфайли ҳосил бўлади ва паст температураларда уларнинг концентрацияси кичик бўлади. Бироқ температура ортганда аралашмали ўтказувчанлик хусусий ўтказувчанликдан анча кам бўлади ва тешикларнинг концентрацияси амалда электронлар концентрациясига тенг бўлиб қолади.

154-§. Энергетик зоналар ҳақида тушунча

152- ва 153-§ ларнинг натижаларини энергетик диаграммалар ёрдамида тасвирлаш ҳам мумкин (264-расм). Бу ерда вертикал бўйлаб электроннинг тўлиқ энергияси қийматлари қўйилган ва

ўтказувчанлик электронларининг энг кичик энергияси E_c ва боғланган электронларнинг энг катта энергияси E_v белгиланган. Ўтказувчанлик электронларнинг мумкин бўлган энергия қийматлари $W \geq E_c$ бўлган бирор соҳада ёки зонада бўлади, бу соҳа *ўтказувчанлик зонаси* деб аталади. Шунга ўхшаш боғланган электронлар энергияси бошқа $W < E_v$ зонани ҳосил қилади, бу зона *валент электронлар зонаси* ёки соддагина *валент зона* деб аталади. Бу икки зона $E_g = E_c - E_v$ кенгликдаги энергия оралиғи билан ажралган бўлиб, бу оралиқни *тақиқланган энергиялар зонаси* деб аталади. Панжарада аралашма атомлари бўлмаганда ва структуравий нуқсонлар бўлмаганда тақиқланган зона ичидаги энергияли электронларнинг стационар ҳаракати бўлиши мумкин эмас. Ўтказувчанлик электронининг ёки мусбат тешикнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлувчи химиявий боғланишнинг узилиши (261-расм) валент зона — ўтказувчанлик зонаси орасидаги электрон ўтишдир (264-расмдаги 1). Ўтказувчанлик

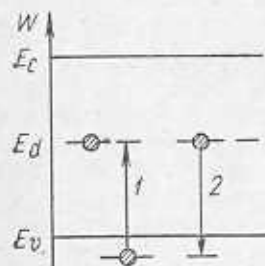


264-расм. Яримўтказгичнинг энергетик диаграммаси ва зона — зона (1, 2) ва донор — зона (3, 4) электрон ўтишлар.

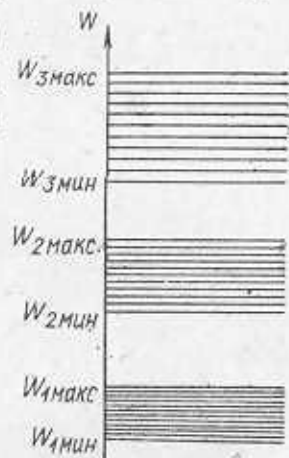
электрони ва мусбат тешикнинг рекомбинациясидан иборат тескари процессдаги 2 электрон ўтишдан иборат.

Аралашма атомлари бўлганда тақиқланган зонада рухсат этилган дискрет энергия сатҳлари юзага келади (улардан бири E_d 264-расмда кўрсатилган). Бу сатҳлар кристаллнинг бутун ҳажмида эмас, бу ҳажмнинг аралашма атомлари бўлган жойлардагина мавжуд бўлади (локал энергия сатҳлари). Ҳар бир локал сатҳ электроннинг киришма атомида бўлган пайтдаги энергиясини беради. Локал энергия сатҳлари қўшимча электрон ўтишлар бўлишига имкон яратади. Масалан, ўтказувчанлик электрони ҳосил бўлгани ҳолда донорнинг ионланиши (263-а расм) 264-расмдаги диаграммада 3 электрон ўтиш билан тасвирланади. Бунга тескари процесс электрон тутиш (электроннинг донор атоми томонидан ютилиш) процесси ўтказувчанлик зонасидан донорнинг тўлмаган сатҳига электрон ўтиш 4 дан иборат. Худди шунга ўхшаш акцепторнинг ионланиши ва бунда бузилган химиявий боғланиш — мусбат тешикнинг ҳосил бўлиши (263-б расм) 265-расмдаги 1 электрон ўтиш билан тасвирланади. Акцепторнинг тўлган сатҳидан валент зонага тескари ўтиш 2 боғланган электроннинг эркин тешик билан бирлашишини тасвирлайди, бундай бирлашиш тешикнинг ўз ҳаракатида зарядланган акцептор билан яқинлашишида рўй беради. Биз кўриб ўтган ўтишлардан бошқа ўтишлар ҳам бўлиши мумкин.

Биз химиявий боғланишларни кўриш туфайли талқин қилган энергетик зоналар ҳақидаги манзара квант назариясида анча умумлаштирилади ва аниқлаштирилади. Яъни электроннинг панжара даврий потенциали майдонидаги ҳаракати ҳақидаги масалани ечиш шунинг кўрсатадики, рухсат этилган зоналар системаси мавжуд экан (266-расм, локал сатҳлар кўрсатилмаган). Зоналарнинг ҳар бири пастдан бирор W_{\min} энергия билан (зонанинг «туби») ва юқоридан бирор W_{\max} энергия билан (зонанинг «шипи») чегараланган бўлади. Бу зоналар бир-биридан тақиқланган энергия дозалари орқали ажратилган. Энергиянинг рухсат этилган зоналари кенглиги



265-расм. Акцептор—валент зона электрон ўтишлари.



266-расм. Қаттиқ жисмдаги электроннинг энергетик зоналари.

энергия ортган сари ортиб боради ва юқориги кенг зоналар бир-бирини қоплаб, ягона мураккаб зонани ҳосил қилиши мумкин.

Энергетик зоналарнинг келиб чиқишига умумий сабаб бор. Бир-биридан узоқда жойлашган ва ўзаро таъсирда бўлган N та изоляцияланган атомлар бор деб фараз қилайлик. Бу атомларнинг ҳар бирида электронлар энергияси фақат сакрашлар билан ўзгариши мумкин ва шунинг учун кескин, дискрет энергия сатҳлари билан характерланади. Биз кўраётган ўзаро таъсирлашмайдиган атомлар системасида ҳар бир атом энергетик сатҳи ўрнида N та мос тушувчи энергия сатҳлари бўлади. Энди атомларни кристалл панжара ҳосил бўладиган даражада яқинлаштирдик деб фараз қилайлик. Бунда атомлараро ўзаро таъсир юзага келади ва электронларнинг энергия сатҳлари ўзгаради. Бундай ўзаро таъсир натижасида дастлаб мос тушган N та энергия сатҳлари турлича бўлиб қолар экан. Энди мос тушмайдиган бу энергия сатҳларининг мажмуи энергияларнинг рухсат этилган зонасидан иборатдир. Шундай қилиб, энергетик зоналар панжарадаги атомларнинг ўзаро таъсири натижасида атомлардаги электрон дискрет энергия сатҳларининг бўлиниши туфайли ҳосил бўлар экан.

Ҳар бир зонадаги энергетик сатҳлар сони жуда кўп кристаллдаги атомлар сони тартибда бўлади ва сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашади. Шунинг учун кўп ҳолларда ҳар бир зона ичида электроннинг энергияси, худди классик назариядаги сингари, узлуксиз ўзгаради. Бироқ бу сатҳлар сони ҳар ҳолда чекли ва бундай чекли эканлиги принципиал аҳамиятга эга. Биз буни қуйида кўрамиз.

Классик механикада электроннинг тўлиқ энергияси қуйидаги формула орқали ифодаланган:

$$W = U + \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2), \quad (154.1)$$

бу ерда U — потенциал энергия; p_x , p_y ва p_z — p импульс векторининг компоненталари. Бу компоненталар электроннинг массаси m ва тезлигининг ташкил этувчилари билан қуйидаги муносабатлар билан боғланган: $p_x = mv_x$, $p_y = mv_y$, $p_z = mv_z$. Энергия p импульсининг жуфт (квадратик) функцияси ва унинг ташкил этувчиларидан бирининг ишораси ўзгариши билан ўзгармайди. Квант механикасида ҳам механикавий импульс тушунчасини сақлаш мумкин. Энергия бу ҳолда ҳам p нинг жуфт функцияси бўлиб қолар экан. Бироқ умумий ҳолда энергия олдий квадратик қонун билан ифодаланмайди. Бироқ кўп ҳолларда энергетик зона туби яқинидаги электронлар энергияларини билиш муҳим бўлади. Агар бунда импульсни унинг рухсат этилган зонанинг тубига мувофиқ келувчи p_0 қийматидан ҳисобланса, яъни p деб ($p - p_0$) айирмани тушунилса, у ҳолда $W_{(p)}$ функцияни $p_x = p_y = p_z = 0$ нуқта яқинида p_x , p_y , p_z нинг даражалари бўйича Тейлор қаторига ёйиш мумкин. $W_{(p)}$ функция жуфт бўлгани учун ёйилмадаги барча тоқ даражалар йўқолиб кетади ва шунинг учун йўқолмайдиган биринчи ҳадлар билан чекланиб, шундай ёзамиз:

$$W = W_{\min} + \frac{1}{2m_{\text{эфф}}} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2). \quad (154.2)$$

Бу формула худди классик механика формуласи шаклига эга. Бироқ бу формулаларнинг катта фарқи ҳам бор. (154.1) формулада m масса изоляцияланган электроннинг ҳақиқий массаси (154.2) формулада эса $\frac{1}{2m_{\text{эфф}}}$ орқали биз Тейлор қатори ёйилмасидаги коэффициентларни белгиладик:

$$\frac{1}{2m_{\text{эфф}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_x^2} \right)_{p=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_y^2} \right)_{p=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_z^2} \right)_{p=0}. \quad (154.3)$$

$m_{\text{эфф}}$ катталиқ кристаллдаги электроннинг *эффектив* массаси деб аталади (186-§ билан солиштиринг). Электрон кристалл ичида ҳаракатланганда бу катталиқ масса родини ўйнайди. Бироқ унинг катталиги электроннинг ҳақиқий массасидан фарқ қилади.

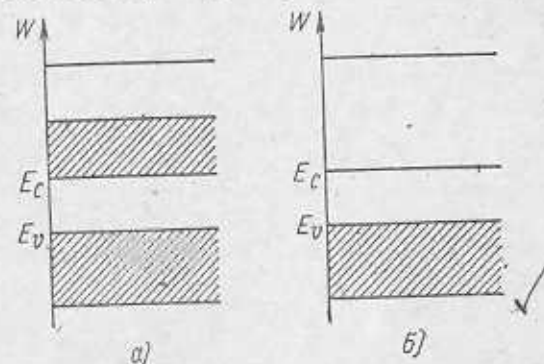
Шуни ҳам қайд қилиб ўтиш керакки, (154.2) ва (154.3) формулаларда $m_{\text{эфф}}$ ни ҳар бир X , Y ва Z ўқлар бўйлаб ҳаракатланишда бирдай бўлади, яъни йўналишга боғлиқ бўлмайди (изотроп) деб ҳисоблаган эдик. Аслида $m_{\text{эфф}}$ ҳаракат йўналишига боғлиқ бўлиши мумкин. Бироқ биз изотроп эффектив масса бўлган энг содда ҳолни қараш билан чекланамиз.

p_x , p_y ва p_z ларга мумкин бўлган учта қиймат бериб ва электрон спинининг маълум ориентациясини танлаб, электроннинг мумкин бўлган стацонар ҳаракатини, яъни электроннинг *квант ҳолатини* аниқлаймиз. (154.2) формула шуни кўрсатадики, электроннинг айни бир энергияси p_x , p_y ва p_z нинг турли қийматларига мувофиқ келиши мумкин ва, бинобарин, зона ичидаги ҳар бир энергетик сатҳга квант ҳолатлари тўплами мос келади.

Кристаллнинг берилган ҳолатида ундаги электронлар маълум тарзда турли квант ҳолатлари бўйлаб тақсимланади. Бироқ бундай тақсимланиш ҳамма вақт *Паули принципи*га бўйсунди: ҳар қандай электрон системасида—атомларда, молекулаларда, қаттиқ жисмларда—ҳар бир квант ҳолатида биттадан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас. Бу ҳол шунга олиб келадики, энергиялари қандайдир бирор рухсат этилган зона чегараларида ётган электронлар сови чекли бўлади. Ёки қисқа қилиб айтганда, *ҳар бир энергетик зонанинг электрон сигдирувчанлиги чеклидир*. Айтайлик, кристалл N та атомдан иборат ва ҳар бир атом изоляцияланган ҳолатда ξ электронга эга. Кристаллнинг температурасини абсолют нолга тенг деб ҳисоблаймиз. U ҳолда мавжуд бўлган $N\xi$ электронлар турли квант ҳолатларини уларнинг энергияси ортини тартибда тўлдирди. Зоналар сигдирувчанлигининг чекли бўлгани туфайли энергетик зоналарнинг пастда жойлашган бир қисми электронлар билан бутунлай тўлган бўлади, улардан кейин келадиган зона эса ёки қисман тўлган, ёки бўш бўлади. Янада юқорироқ бўлган зоналар ҳар ҳолда бўш бўлиши керак.

Энергетик зоналарнинг чекли сигдирувчанлиги электрон газда электр заряднинг кўчиш процессида яққол намоён бўлади. Фараз қилайлик, электр ток ҳосил қилиш мақсадида электронларни электр майдонда тезлатдик, дейлик. Бунда биз уларнинг энергиясини ортирамыз ва янги квант ҳолатига ўтказамиз. Энергетик диаграммаларда бу электронларнинг уйғонишига мос келади, яъни уларнинг дастлабки энергетик сатҳларидан бошқа, зона ичидаги янада баландроқ сатҳларга ўтишига мос келади. Бироқ бунда юқорида айтилганлардан шу нарса келиб чиқадики, батамом тўлган зона электронлари гарчи ҳаракатда бўлса-да, электр токка ҳеч қандай ҳисса қўшмайди. Ҳақиқатан ҳам, электроннинг энергияси импульснинг жуфт функцияси бўлгани учун электроннинг зонадаги бирор импульс компоненти, айтайлик, p_x компоненти ҳар бир квант ҳолатига худди шундай энергияли, бироқ импульс компонентаси— p_x бўлган бошқа ҳолати албатта мос келади. Бу электронлар тезлик-

ларининг компоненталари мос равишда $p_x/m_{\text{эфф}}$ ва $-p_x/m$ га тенг бўлади ва қарама-қарши томонга йўналган. Шунинг учун батамом тўлган зона электронларини қарама-қарши йўналишдаги тоқларни ҳосил қилувчи жуфтларга ажратиш мумкин ва бинобарин, бундай электронлар тўплами ҳосил қиладиган натижавий ток ҳамма вақт нолга тенг бўлади. Нолдан фарқли электр ток ҳосил қилиш учун биз зона ичидаги электронларни уйғотишимиз ва улардан бир



267- расм. Абсолют ноль температурада металлда (а) ва яримўтказгичда (б) энергетик зоналарнинг электрон билан тўлиши.

қисминини янада юқорироқ сатҳларга ўтказишимиз керак эди. Бироқ батамом тўлган зонада мумкин бўлган барча квант ҳолатлар банд бўлгани учун энди Паули принципига кўра бундай бўлиши мумкин эмас.

Шундай қилиб, электр ўтказувчанлик учун икки энергетик зона аҳамиятлидир: абсолют ноль температурада фақат қисман тўлган ёки батамом бўш бўлган зона ва бевосита унинг остида ётган батамом тўлган зона. Батамом тўлган зона ҳам электр ўтказувчанликда иштирок этиши мумкин, чунки температура ортганда бу зонанинг шпини остида бўлган электронларнинг бир қисми ўзидан юқорида жойлашган батамом тўлмаган зонага ўтиши мумкин ва шунинг учун батамом тўлган зона энди батамом тўлмаган зонага айланиб қолади. Бу зоналарнинг иккаласи биз юқорида киритган ўтказувчанлик зонаси ва валент зонани ташкил қилади. Энергиялари валент зонанинг шпини яқин ётган, электронлар билан банд бўлмаган квант ҳолатлар мусбат тешиқларга мос келади (152-§ билан солиштиринг).

Юқорида айтилганлардан шу нарса келиб чиқадики, металллар моҳияти жиҳатидан абсолют ноль температурада энергетик зоналаридан биттаси қисман тўлган кристаллардир. Энергетик зоналар абсолют ноль температурада ёки батамом тўлган ёки мутлақо бўш бўлган кристаллар типик яримўтказгичлар бўлади (267- расм).

155-§. Электронларда импульс ва энергия тақсимооти

Қўпчилик электрон ҳодисаларни тушуниш учун ҳажм бирлигидаги зарралар умумий тўпламидан қанча сондаги заряд ташувчилар импульсининг ташкил этувчилари p_x ва $p_x + dp_x$, p_y ва $p_y + dp_y$ ҳамда p_z ва $p_z + dp_z$ чегаралардаги қийматга эга эканини билиш керак. Бундай зарралар группасининг энергияси $W(p)$ боғланиш билан аниқланадиган бирор W ва $W + dW$ интервалда ётади. Қўйилган масалага классик назария ва квант назарияси яна турлича жавоб беради. Биз буни ўтказувчанлик зонасидаги электронлар мисолида тушунтирамиз.

Айтайлик, dz жисмининг ҳажм бирлигидаги ана шу кўриляётган интервалга тегишли бўлган ҳолатлар сони бўлсин. Импульсларнинг кичик интервали учун уни шу интервалнинг катталигига пропорционал деб ҳисоблаш мумкин: $dZ \propto dp_x dp_y dp_z$. Сўнгра агар f шундай ҳолатлар эҳтимоллиги бўлса, у ҳолда бизни қизиқтираётган электронлар сони

$$dn = dZf \quad (155.1)$$

га тенг бўлади.

Классик статистикада f эҳтимоллик Больцманнинг қонуни орқали ифодаланади:

$$f = C \exp(-W/kT), \quad (155.2)$$

бунда W — зарранинг кўриляётган ҳолатдаги энергияси, k — Больцман доимийси, T — температура, C — доимий. Агар электронларни идеал газ деб қарасак, у ҳолда ташқи кучлар бўлмаганида уларнинг потенциали энергияси координаталарга боғлиқ бўлмайди ва уни C доимийга киритиб юбориш мумкин. У ҳолда W кинетик энергияни беради:

$$W = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2), \quad (155.3)$$

ва (155.1), (155.2) ва (155.3) формуладан қуйидагини топамиз:

$$dn = A \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}\right) dp_x dp_y dp_z \quad (155.4)$$

бу ерда A — янги доимий. Бу олинган охириги формула идеал газда импульсларнинг тақсимланишини ифодаловчи Максвелл қонунидир.

A доимий шундай шартдан аниқланади: ҳар қандай (ихтиёрӣ) импульсли электронларнинг тўла сони берилган n_0 концентрациядир, яъни

$$\int_{p_x, p_y, p_z = -\infty}^{\infty} dn = n_0. \quad (155.5)$$

Интеграллаб ва

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) dx = \sqrt{\pi/a} \quad (155.6)$$

эканини назарга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$A = \frac{n_0}{(2\pi mkT)^{3/2}}. \quad (155.7)$$

Классик статистикада dZ катталик ҳеч қандай чекланишга эга эмас (ихтиёрӣ сондаги электронлар шу интервалдаги импульс компоненталарига эга бўлиши мумкин). Квант статистикасида импульс компоненталари квантланади ва шунинг учун dZ аниқ чекли қийматга эга бўлади:

$$dZ = 2 \frac{dp_x dp_y dp_z}{h^3}, \quad (155.8)$$

бу ерда h — квант механикасининг характерли универсал доимийси — Планк доимийсидир. СИС абсолют системасида $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг-сек. 2 кўпайтувчи ҳар учта катталик (p_x , p_y , p_z) га электрон спинининг турли ориентацияси мос келишини кўрсатади.

Квант статистикаси назарда тутадиган иккинчи ҳол шундан иборатки, электронларнинг W эҳтиёрӣ квант ҳолати эҳтимоллиги Больцман қонуни билан эмас, Ферми—Дирак функцияси:

$$f = \frac{1}{1 + \exp[(W - F)/kT]} \quad (155.9)$$

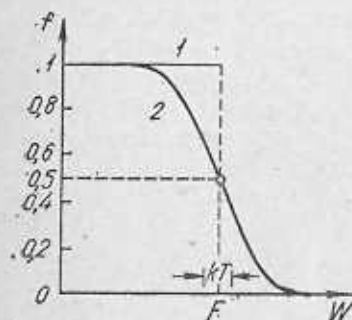
билан аниқланади. Бу ерда F катталик W ва p ўзгарувчиларга боғлиқ бўлмаган бирор характерли энергиядир. Бу катталик электрохимиявий потенциал ёки Ферми сатҳи деб аталади. F катталик тақсимот параметридир ва Больцман қонунидидаги C доимий ролини ўйнайди. Албатта F универсал доимий эмас, модданинг табиати ва унинг ҳолатига боғлиқ. Айни берилган модда учун F катталик, худди C сингари, электронларнинг тўлиқ концентрацияси ва температура билан аниқланади (қуйида кўрамиз).

Ферми—Дирак функциясининг графиклари 268-расмда кўрсатилган. $T = 0$ да у босқичли узилишли функция кўринишидадир. $W < F$ бўлган барча энергиялар учун $f = 1$, бинобарин, бундай энергияли барча квант ҳолатлар электронлар билан банд. $W = F$ бўлганда $f = \frac{1}{2}$ ва $W > 0$ бўлганда эса $f = 0$. Классик статистикада ((155.2) формула) эса биз $W \neq 0$ бўлган барча энергиялар учун $f = 0$ га эга бўлар эдик (кинетик энергияси нолдан фарқли бўлган зарралар мутлақо йўқ). $T \neq 0$ да f функция узлуксиз бўлиб қолади ва температура қанча юқори бўлса, шунча ёйилган бўлади. F катталик W дан бир неча kT қадар катта бўлганда (155.9) да

махраждаги экспонентга нисбатан бирини ҳисобга олмаслик мумкин ва бунда

$$f \approx \exp \frac{F-W}{kT} = C \exp \left(-\frac{W}{kT} \right) \quad (155.10)$$

бўлади. Бинобарин, етарлича катта энергияларда (тақсимот функцияси графигининг «охири») Ферми—Дирак тақсимоти классик Больцман тақсимотига айланади.

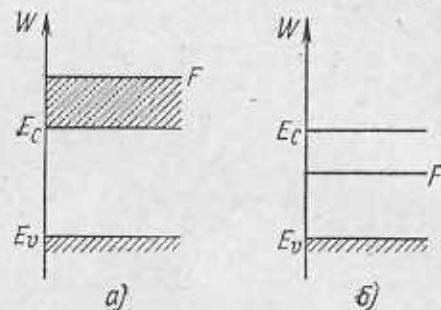


268-расм. Ферми—Дирак функцияси:

1) $T = 0$; 2) $T \neq 0$.

Энди энергетик диаграммаларга мурожаат қилайлик ва $T = 0$ да Ферми сатҳи ўтказувчанлик зонасида ётади деб фараз қилайлик (269-а расм). Бунда зонада $W < F$ энергияли квант ҳолатлар бўлади ва Ферми—Дирак тақсимотидан фойдаланиш зарур. Бундай электрон газ айниган дейилади. Биз металлларда ана шу ҳолга дуч келамиз. Бунда $W < F$ энергияли барча квант ҳолатлар электронлар билан батамом тўлган бўлади, $W > F$ энергияли электронлар эса мутлақо йўқ. Бинобарин, ҳатто $T = 0$ бўлганда ҳам электронлар ҳаракатда бўлади, уларнинг максимал кинетик энергияси $W_{\text{макс.}} = F - E_c$ га тенг бўлади. Абсолют нолда бу энергиянинг мавжудлиги электронлар ҳаракатининг квант қонуниларининг ўзига хос натижасидир.

$T = 0$ да Ферми тақсимоти ёйилиб кетади ва кўп бўлмаган сонда $W > F$ энергияли электронлар пайдо бўлади. Бироқ Ферми функциясининг ёйилиши F Ферми сатҳи атрофидаги kT тартибли энергияли соҳанинг ўзидагина бўлади. Агар F катталики E_c дан анча kT миқдорда кам бўлса (металлларда шундай бўлади), кўпчилик электронлар учун ($W < F$ энергияли электронлар учун) уларнинг энергия бўйича тақсимоти амалда ўзгармасдан қолади. Шунинг учун, хусусан электронларнинг ўртача энергияси темпе-



269-расм. Металлда (а) ва айнимаган яримўтказкичда (б) Ферми сатҳларининг вазияти.

ратурага заиф боғлиқ бўлади. Металлларда электрон газнинг уларнинг иссиқлик сиғимига заиф таъсир кўрсатиши шу билан тўшунтирилади (149-§.)

Агар Ферми сатҳи тақиқланган зонада ётган бўлса (269-б расм), у ҳолда ўтказувчанлик зонасидаги барча ҳолатлар учун $W > F$ бўлади ва улар учун Больцман классик тақсимоти (155.10) ўринли бўлади (айнимаган электрон газ). $T = 0$ бўлганда ўтказувчанлик зонасидаги барча ҳолатлар учун $f = 0$ ва ўтказувчанлик электронлари бўлмайди. Бу ҳол таркибида ҳеч қандай аралашма бўлмаган ёки панжара нуқсонларидан холи бўлган соф яримўтказкичларга хосдир.

Энди электронларнинг импульслар бўйича тақсимот қонунига қайтайлик. Юқориди айтилганлардан маълумки, бу тақсимот қонуни электронлар учун Максвелл тақсимоти (155.4) ўрнига қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$dn = f dZ = \frac{2}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{1 + \exp [(W-F)/kT]}, \quad (155.11)$$

бу ерда W — энергия p_x , p_y ва p_z нинг бирор аниқ функцияси бўлиб, кристаллнинг табиатига боғлиқ. Энергиялари ўтказувчанлик зонасининг E_c энергиясига яқин бўлган ҳолатлар учун бу функция (154.2) формула билан ифодаланади. Тақсимот параметри $-F$ Ферми сатҳини аввалдаги сингари нормалаш шартини (155.5) дан аниқлаш мумкин.

Бундай ҳисоб айнимаган ўтказкичлар учун аниққаса соддадир. Бундай ҳолда

$$\begin{aligned} dn &\approx \frac{2}{h^3} \exp \left(\frac{F-W}{kT} \right) dp_x dp_y dp_z = \\ &= \frac{2}{h^3} \exp \left(\frac{F-E_c}{kT} \right) \exp \left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_{\text{эфф.}} kT} \right) dp_x dp_y dp_z. \end{aligned} \quad (155.12)$$

Бу ифодани (155.5) га қўйиб ва (155.6) ни назарга олган ҳолда интеграллаб қуйидагига эга бўламиз:

$$n_0 = N_c \exp \left(\frac{F-E_c}{kT} \right), \quad (155.13)$$

бу ерда

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{\text{эфф.}} kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (155.14)$$

белги киритилган.

N_c катталики ўтказувчанлик зонасидаги ҳолатларнинг эффектив zichлиги деб аталган.

Шу нарсани қайд қилиб ўтиш керакки, бу ҳисобларда биз W учун (154.2) ифодани фойдаландик, у эса қатъий қилиб айтганда, ўтказувчанлик зонасининг туби атрофидагина ўринлидир. Бироқ бундан катта хато келиб чиқмайди, чунки p_x , p_y ва p_z ортганида (155.12) формуладаги экспоненциал кўпайтувчи тезгина сўнади ва шунинг учун (155.5) интегралнинг қиймати фақат зонанинг тубига яқин ҳолатлар билангина аниқланади.

(155.13) формула F Ферми сатҳи вазияти билан айнимаган ярим ўтказкичларда ўтказувчанлик электронларининг тўлиқ концентрацияси n_0 орасидаги боғланишни белгилайди. Бу формуладан кўришиб турибдики, F Ферми сатҳи E_c четига қанча яқин бўлса, зонадаги электронлар концентрацияси ҳам шунча катта

бўлади. Агар n_0 берилган бўлса, у ҳолда (155.13) формула Ферми сатҳи E_F зона четига нисбатан қандай жойлашганлигини билдиради.

Агар энди (155.13) формулада $\exp[(F - W)/kT]$ ва буни dn учун ёзилган (155.12) га қўйсак, у ҳолда h Планк доимийси қисқариб кетади ва биз (155.4) ва (155.7) формулалар билан ифодаланадиган аниқ Максвелл тақсимооти ҳолини оламиз. Бироқ шунда ҳам изоляцияланган электроннинг массаси m ўрнига электроннинг кристалдаги эффектив массаси $m_{\text{эфф}}$ қўйилган бўлади. Ана шу катталик электронлар ҳаракатининг квант хусусиятларини ҳам назарга олади.

Шундай қилиб, классик статистика қўлланилиши учун электрон газ айланимаган бўлиши керак экан. Бу деган сўз, унда электронлар концентрацияси жуда катта бўлмаслиги керак демакдир. 149-§ да классик электрон назариясининг қўлланиш чегаралари ҳақида гапирганимизда биз шунини назарда тутган эдик.

(155.13) формуладан кўриниб турибдики, айланиш рўй бермаслиги учун электронлар концентрацияси $n_0 \ll N_C$ шартин қаноатлантириши керак. N_C катталикни баҳолаш учун $n_{\text{эфф}} = n$ ва температура $T = 300$ К деб фараз қилайлик. У ҳолда (155.14) формулага мувофиқ унинг қиймати

$$N_C = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} = 2,4 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$$

га тенг бўлиб чиқади.

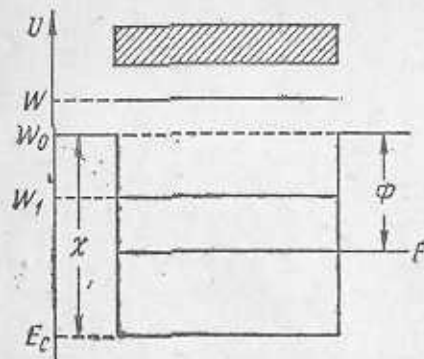
XV боб

ВАКУУМДА ЭЛЕКТР ТОҚЛАР

156-§. Электрон эмиссия

XIV бобда биз металлларда иссиқлик ҳаракатида иштирок этувчи ўтказувчанлик электронлари бўлишини кўрдик. Электронлар металл ичида сақлангани учун сирт яқинида электронларга таъсир қилувчи ва металлнинг ичига қараб йўналган кучлар мавжуд бўлади. Бу кучлар электронлар ва панжаранинг мусбат ионлари орасидаги тортишиш туфайли пайдо бўлади. Бундай ўзаро таъсир натижасида металлларнинг сиртқи қатламида электр майдон ҳосил бўлади, потенциал эса ташқи фазодан металл ичига ўтишда қандайдир ϕ катталikka ортади. Бунга мос равишда электроннинг потенциал энергияси $e\phi$ қадар камаяди.

Чекли металл учун электроннинг потенциал энергияси тақсимооти 270- расмдаги энергетик диаграммада кўрсатилган. Бу ерда W_0 — металл ташқарисида тинч турган электроннинг сатҳи, E_c — ўтказувчанлик электрон-



270- расм. Электроннинг потенциал энергияси U нинг чекли металлда тақсимилини:

χ — электрон яқинлик, $\phi = W_0 - E_c$ — термоэлектрон чиқиш иши (156-§).

ларининг энг кичик энергияси (ўтказувчанлик зонасининг туби). Потенциал энергия тақсимооти потенциал ўра кўринишида бўлади. Унинг чуқурлиги $\chi = e\phi = W_0 - E_c$ га тенг. Бу катталик электрон яқинлик деб аталади ва модданинг муҳим характеристикасидир.

Агар металл ичида электрон W_0 дан кичик бўлган W_1 тўла энергияга эга бўлса (270- расм), у ҳолда электрон металлни ташлаб кета олмайди. Электроннинг металлдан учиб чиқиш шартин

$$W \geq W_0 \quad (156.1)$$

бўлади.

Хона температураларида металллар ва яримўтказгичлардаги деярли барча электронлар учун бу шарт бажарилмайди ва электронлар ўтказгич чегарасида боғлангандир. Бироқ электронларга турли усуллар билан қўшимча энергия бериш мумкин. Бундай ҳолда металл электронларининг бир қисми металлни ташлаб чиқиш имконига эга бўлади ва биз электронлар чиқариш, яъни электрон эмиссия ҳодисасини кузатамиз.

Электронларга энергия қандай усулда берилишига боғлиқ ҳолда биз электрон эмиссиянинг турли хиллари тўғрисида гапирганимиз мумкин. Агар электронлар жисмлар температурасининг кўтарилиши натижасида жисм иссиқлик энергияси ҳисобига энергия олаётган бўлса, бундай эмиссия термоэлектрон эмиссия; электронларга ёруғлик ёрдамида энергия берилаётган бўлса, бундай эмиссия фотоэмиссия ёки фотоэлектр эффекти; агар энергия электронларга бирор ташқи бошқа зарралар (электронлар, ионлар) билан бобмариш қилишда берилган бўлса, бундай эмиссия иккиламчи электрон эмиссия деб аталади.

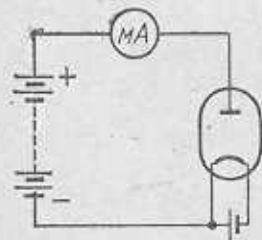
157-§. Вакуумли диоднинг вольт-ампер характеристикаси

Термоэлектрон эмиссияни кузатиш учун ҳавоси сўриб олинган икки электродли лампадан фойдаланиш мумкин. Унинг бир электроди қийин эрийдиган материал (вольфрам, молибден ва ҳ. к.) дан қилинган ток билан махсус чўғлантириладиган сим (катод), иккинчиси эса термоэлектронларни қабул қилиб олувчи совуқ электрон (анод). Бундай лампалар ҳозирги замон радиотехникасида ўзгартувчан тоқларни тўғрилашда кенг қўлланилади (вакуумли диодлар, 159-§ га қ.). Диоднинг аноди кўпинча цилиндр шаклида ясалиб, унинг ичига чўғланадиган катод жойлаштирилади.

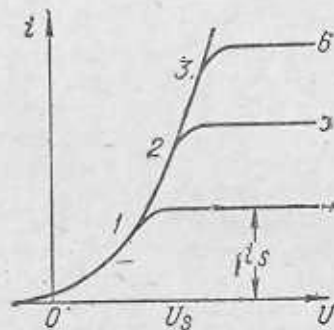
Агар вакуумли диод, кучланиш манбаи ва миллиамперметрдан иборат электр занжир тузилса (271- расм), у ҳолда катод совуқ бўлганда занжирда ток пайдо бўлмайди, чунки диод ичидаги кучли сийракланган газда (вакуумда) зарядланган зарралар йўқ ва шунинг учун диоднинг электр ўтказувчанлиги амалда нолга тенг бўлади. Агар диод катодини қўшимча ток манбаи ёрдамида юқори

температурагача чўлантирилса, миллиамперметр ток пайдо бўлганини қайд қилади.

Диод занжирида ток фақат батареянинг мусбат қутби анод билан, манфий қутби эса катод билан улангандагина пайдо бўлади. Агар диодга берилган потенциаллар фарқининг ишораси ўзгартирилса, у ҳолда катодни қанчалик кучли чўлантирсак ҳам занжирда ток пайдо бўлмайди. Бу ҳол катоднинг манфий зарралар, яъни электронлар чиқаришини ва мусбат ионлар металлни сезиларли миқдорда тарқатмаслигини билдиради.



271-расм. Термоэлектрон эмиссияни кузатиш схемаси.



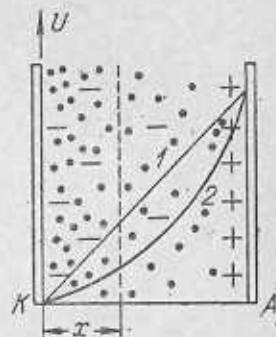
272-расм. Катоднинг турли температураларида диоднинг вольт-ампер характеристикалари.

Диоддаги термоэлектрон ток кучи аноднинг катодга нисбатан қандай катталикда потенциалга эга эканига боғлиқдир (биз катоднинг ўзида кучланиш тушиши жуда кичик деб ҳисоблаймиз ва шунинг учун анод потенциали катоднинг қайси нуқтасига нисбатан ўлчанишини аниқлаб ўтирмаймиз). Диоддаги ток кучининг анод кучланишига боғлиқлигини тасвирловчи эгри чизик (вольт-ампер характеристика) 272-расмда тасвирланган (014 эгри чизик). Анод потенциали нолга тенг бўлганда, диод орқали ўтган ток кучи жуда кичик бўлади. Аноднинг мусбат потенциали ортганида ток кучи 01 эгри чизикқа мувофиқ ортади. Анод кучланишининг янада ортишида ток кучи бирор максимал i_s қийматга эришади, бу қиймат диоднинг *тўйиниш токи* деб аталади ва бу қиймат энди анод кучланишига деярли боғлиқ бўлмай қолади (характеристиканинг 14 қismi).

Катод температураси ортган сари характеристика 0125, 01236 ва ҳ. к. эгри чизиклар билан тасвирланади. Токнинг i_s дан кичик қийматларида ток кучининг кучланишга боғланиши барча температураларда айни бир 0123 эгри чизик билан тасвирланади. Турли температураларда тўйиниш токи i_s нинг қиймати турлича бўлади, катод температураси ортганида бу қийматлар тез катталашади.

Бунда тўйиниш токи қарор топадиган анод кучланиши ҳам ортади. Кўриб турибмизки, электрон лампанинг вольт-ампер характеристикаси тўғри чизикли бўлмас экан, бинобарин, электрон лампа Ом қонунига бўйсунмайдиган ўтказгичга мисол бўлар экан.

Диод токининг кучланишга боғлиқ бўлишининг сабаби оддий. Термоэлектрон эмиссия бўлганида катод ва анод орасидаги фазода вақтининг ихтиёрий пайтида катоддан анодга қараб ҳаракатланувчи электронлар бўлади, бу электронлар манфий заряд булутини ҳосил қилади (*фазовий заряд*). Бу фазовий заряд диодда потенциал тақсимотини ўзгартиради. Агар катод ва анод бир-бирига параллел бўлган ясси пластинкалар бўлса (273-расм), у ҳолда фазовий заряд бўлмаганида (совуқ катодда) ясси конденсаторни ташкил қилувчи катод ва анод орасида потенциал тақсимоти 1 тўғри чизик билан тасвирланади. Термоэлектрон ток бўлганида (катод чўлланганида) катод ва анод орасида фазовий заряд ҳосил бўлади ва потенциал тақсимоти ўзгаради; бу тақсимот энди 2 эгри чизик билан ифодаланади. Бунда ҳар қандай x текисликда потенциалнинг қиймати фазовий заряд бўлмагандагидан кичик бўлади, бинобарин, электронлар ҳаракати тезлиги ҳам фазовий заряд бўлганда камаяди. Анод кучланиши ортганда электронларнинг фазовий заряд булутидаги концентрацияси камаяди. Шунинг учун фазовий заряднинг тормозлаш таъсири ҳам камаяди ва анод токи ортади.



273-расм. Диоддаги фазовий заряд ва унинг потенциални қайта тақсимланишига таъсири:

1 — потенциалнинг фазовий заряд бўлмагандаги тақсимланиши, 2 — потенциалнинг фазовий заряд бўлгандаги тақсимланиши.

Шу нарсани қайд қилиш керакки, 2 эгри чизик орқали тасвирланган потенциал тақсимоти электронларнинг катоддан учиб чиқиш бошланғич тезлиги кичик бўлганидагина ўринли бўлади, аслида ўзи шундай бўлади ҳам. Бошланғич тезликларни назарга олмаслик мумкин бўлмаган ҳолларда потенциал тақсимоти жуда мураккаб кўринишда бўлади.

Диод токи i нинг анод потенциали U га боғланиши қуйидаги кўринишда бўлади:

$$i = CU^{3/2}, \quad (157.1)$$

бунда C — электродларнинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ бўлади. Ясси диод учун

$$C = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}, \quad (157.2)$$

бу ерда $\frac{e}{m}$ — электроннинг солиштирма заряди, d — катод ва анод орасидаги масофа, S — катоднинг сирти (анод сиртига тенг), ϵ_0 — электр доимийси (7-Қўшимчага қ.).

(157.1) формула 272- расмдаги 0123 эгри чизиқни ифодалайди. Бу формула Богуславский—Лэнгмюр қонуни ёки «3/2 қонуни» деб аталади.

Анод потенциали вақт бирлиги ичида катод чиқараётган барча электронлар анодга бориб тушадиган даражада катта бўлганида ток ўзининг максимал қийматига эришади ва анод кучланишига боғлиқ бўлмай қолади. Тўйиниш токининг зичлиги j_s , яъни катод сиртининг ҳар бир бирлигига тўғри келувчи тўйиниш токи кучи катоднинг эмиссион қобилиятини характерлайди, бу катталик катоднинг табиатига ва унинг температурасига боғлиқ бўлади.

158-§. Тўйиниш токининг температурага боғлиқлиги

Металл сиртидаги потенциал тўсиқни енгиб ўтиб, вакуумга чиқадиган электронлар сони температура кўтарилганида тез ортади. Шунинг учун тўйиниш токининг зичлиги ҳам температурага кучли боғлиқ бўлади. Ҳисоблашлар бу боғланиш қуйидаги формула билан ифодаланишини кўрсатади:

$$j_s = AT^2 \exp(-\Phi/kT), \quad (158.1)$$

бу ерда A — мутлақо тоза сиртли барча металллар учун айни бир қийматга эга бўладиган доимий, k — Больцман доимийси, Φ — энергия ўлчамлигига эга бўлган катталик бўлиб, берилган металлнинг *термоэлектрон чиқиш иши* деб аталади.

Термоэлектрон чиқиш иши вакуумда тинч турган электрон W_0 энергияси билан F Ферми сатҳи орасидаги айирмага тенг бўлади (270- расм):

$$\Phi = W_0 - F_0. \quad (158.2)$$

Бинобарин, Ферми функциясининг иссиқликдан «ёйилишини» (155-§) назарга олмаган ҳолда шундай дейиш мумкин: Φ катталик энг катта кинетик энергияли электронни металдан вакуумга бошлангич тезликсиз ўтказиш учун керак бўлган катталикдир. (158.1) мусоабатни *Ричардсон—Дэшмэн формуласи* деб аталади.

(158.1) ва (158.2) формулалар фақат металллар учунгина эмас, яримўтказгичлар учун ҳам ўринлидир. Бироқ яримўтказгичлар бўлган ҳолда чиқиш ишининг физикавий маъноси анча мураккаб-лашади.

(158.1) формулани шундай келтириб чиқариш мумкин. Термоэлектрон эмиссияни худди металдан электронларнинг буғланиши деб қараш мумкин. Юқори температурагача чўлантирилган ва ўша температурадаги ажратилган (поналанган) берк идишга қуйилган металл парчасини кўз олдимизга келтирайлик. Металл сиртидан электронлар буғланиши рўй беради ва аксинча, металдан ташқарида бўлган электронларнинг бир қисми иссиқлик ҳаракатида металл сирти билан тўқнашади ва унда конденсацияланади. Термодинамик мувозанат ҳолатида металл устида худди суюқлик устидаги тўйинган буғ сингари электрон газ мавжуд бўлади; электрон газнинг концентрацияси электронларнинг конденсация ва буғланиш тезликларининг тенглик шarti билан аниқланади. Электронларнинг конденсацияланиш тезлигини осонгина ҳисоблаш мумкин, бинобарин, буғланиш тезлигини топиш ҳам қийин эмас.

(158.1) формулани олиш учун электрон газининг квант хоссаларини назарга олш керак (155-§). Металл устида электронларнинг мувозанат концентрациясини (155.11) формуладан топиш мумкин, бу формула металллар ичидаги электронларга ҳам, вакуумдаги электронларга ҳам тегишлидир. W ни вакуумдаги электронлар энергияси деб тушуномқ керак:

$$W = W_0 + \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

бу ерда m — бизнинг ҳолда электроннинг эффектив массаси эмас, ҳақиқий масса-сидир. Бундан ташқари, W_0 энергия F дан кўплаб kT га катта бўлгани учун (155.11) формуладан топиш мумкин, бу формула металллар ичидаги электронлар учун импульслари $dp_x dp_y dp_z$ интервалда ётган электронларнинг вакуумдаги концентрацияси учун шундай ифодани ёзиш мумкин:

$$dn = \frac{2}{h^3} \exp\left(-\frac{W-F}{kT}\right) dp_x dp_y dp_z = \\ = \frac{2}{h^3} \exp\left(-\frac{W_0-F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}\right) dp_x dp_y dp_z.$$

Энди X ўқини сиртга перпендикуляр равишда металл ичига йўналтирамиз. V ҳолда металлга томон ҳаракатланаётган электронлар учун $p_x > 0$. Шундай импульс ташкил этувчисига эга бўлган ва вақт бирлиги ичида металл сирти бирлигига дуч келувчи ҳамда вакуумдан металлга кирувчи электронлар сони $v_x dn$ га тенг, бу ерда $v_x = p_x/m$ электронлар иссиқлик ҳаракати тезлигининг x ташкил этувчиси. Металдан вакуумга чиқувчи ва вакуумда худди шу $dp_x dp_y dp_z$ интервалдаги импульсларга эга бўлган электронлар сони ҳам худди шунча бўлади, чунки металл ва унинг устидаги электронлар мувозанатдадир. Бу группа электронларининг ток зичлигига қўшган ҳиссаси қуйидагига тенг бўлади:

$$dj_x = e \frac{p_x}{m} dn.$$

Тўйиниш токининг тўла зичлиги бу ифодани p_x нинг мумкин бўлган барча мусбат қийматлари бўйича интеграллаш билан ҳосил қилинади. Импульснинг p_y ва p_z ташкил этувчилари (параллел сиртлар) турли қийматларга эга бўлиши мумкин. Бинобарин,

$$j_s = \frac{2}{h^3} \frac{e}{m} \exp\left(-\frac{W_0-F}{kT}\right) \int_0^\infty \exp\left(-\frac{p_x^2}{2mkT}\right) p_x dp_x \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{p_y^2}{2mkT}\right) dp_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{p_z^2}{2mkT}\right) dp_z.$$

p_y ва p_z бўйича олинган интегралларнинг ҳар бири (155.6) формула билан ифодаланади ва $(2\pi mkT)^{1/2}$ га тенг. p_x бўйича интеграл эса бўлаклаб интеграллаш йўли билан бевосита ҳисобланади ва mkT ни беради. Шунинг учун биз қуйдагини оламиз:

$$I_s = \frac{4\pi mek^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{W_0 - F}{kT}\right).$$

бу (158.1) формуланинг ўзидир. A доимий қуйдагига тенг бўлади:

$$A = \frac{4\pi mek^2}{h^3} = 6,02 \cdot 10^5 \frac{A}{m^2 \cdot K^2}.$$

Тажрибада тўйиниш токининг температурага боғлиқлигини ўлчаб, шу металл учун чиқиш иши Φ ни аниқлаш мумкин. Баъзи металллар учун чиқиш иши жадвалда кўрсатилган. Барча металллар учун у бир неча электрон-вольтга тенг.

Металл	W	Mo	Pt	Fe	Mg	Na
Чиқиш иши, эВ	4,5	4,3	5,3	4,4	3,5	2,3

Термоэлектрон эмиссия билан бир қаторда чиқиш ишини аниқлашга имкон берадиган бошқа ҳодисалар ҳам мавжуддир (масалан, фотоэлектр эффекти, контакт потенциаллар фарқи). Турли методлар билан аниқланган металлларнинг чиқиш иши қийматлари бир-бирига яхши мувофиқ келади.

159-§. Электрон лампа тўғрилагич сифатида

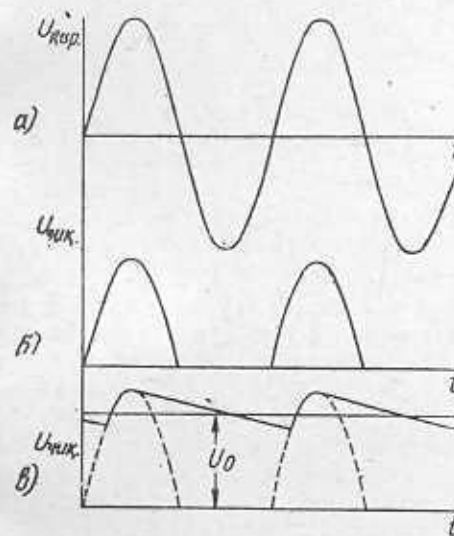
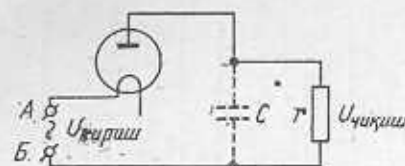
Электрон лампанинг чўлганган катода фақат электронлар чиқариб, мусбат ионлар чиқармагани учун лампа токни ўнинг катода манбанинг манфий қутби билан улангандагина ўтказди. Берилган кучланиш қутблари ўзгартирилганда барча термоэлектронлар катодга қайтади ва лампа орқали ток ўтмайди. Электрон лампа шунинг учун бир томонлама ўтказувчанликка эгадир.

Диодларнинг вентиль сифатида ишлаши ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантирувчи тўғрилагич қурилмалар ясада кенг фойдаланилади. Электрон лампани тўғрилагичнинг схемаси 274-расмда кўрсатилган. A ва B нуқталар орасидаги ўзгарувчан кучланиш (кириш кучланиши $U_{кир}$) вақт бўйича a эгри чизиққа мувофиқ ўзгаради. Лампанинг вентиль хоссаси туфайли нагрузка қаршилигида ток фақат лампа ток ўтказган ярим даврлардагина бўлади. Шунинг учун r қаршиликлдаги $U_{чик}$ чиқиш кучланиш b эгри чизиқ билан тасвирланади ва биз бир ишорали пульсланувчи кучланиш оламиз.

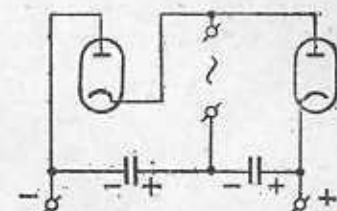
Пульсланишларни бартараф қилиш учун диод ва нагрузка орасига филтрлар уланади. Филтрларнинг энг соддаси нагрузкага

параллел уланган конденсатордир. Кучланишнинг ортишида конденсатор тезда зарядланади, бироқ сўнгга, кириш кучланишининг камайишида r нагрузка қаршилиги орқали аста-секин разрядланади, чунки электронлар диодда аноддан катодга қараб юра олмайди. Бунинг натижасида e эгри чизиқ билан тасвирланувчи чиқиш кучланиш ҳосил бўлади. Занжирнинг rc вақт доимийси қанча катта бўлса, кучланишнинг пульсацияси шунча кичик бўлади. r ортганида кучланишнинг U_0 доимий ташкил этувчиси кириш кучланишнинг максимал (чўққи) қийматига интилади.

275-расмда икки ярим даврли тўғрилагичнинг схемаси кўрсатилган. Вақтнинг ҳар бир моментиди лампалардан фақат биттаси, яъни кучланиш ток ўтказадиган йўналиш билан мос тушган лампа ишлайди ва унга уланган конденсаторни зарядлайди. Ҳар икки конденсатор кетма-кет уланган ва шунинг учун тўғрилагичнинг чиқиш кучланиши (нагрузка бўлмаганда) киришдаги чўққи кучланиш қийматининг иккиланганига тенг.



274-расм. Электрон лампани тўғрилагич.



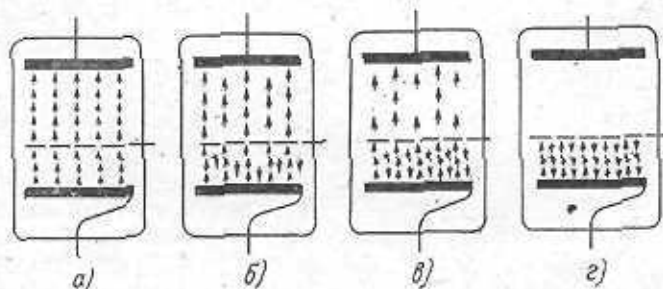
275-расм. Икки ярим даврли тўғрилагич схемаси.

160-§. УЧ ЭЛЕКТРОДЛИ ЭЛЕКТРОН ЛАМПЛАР (ТРИОДЛАР)

Электрон лампаларнинг асосий техникавий аҳамияти лампадаги электрон токининг бошқарилиши осонлиги билан аниқланади. Бунинг учун лампанинг ичига бир ёки бир неча қўшимча металл электродлар киритилади: улар кўпинча сим спираллар

күренишиде ишланади ва катод билан анод орасига жойлаштирилади. Бу қўшимча электродлар тўрлар деб аталади.

Ҳч электродли лампа—триодни кўрайлик. Бу лампанинг чўғланувчи катоди, аноди ва битта тўри бор (276-расм). Бундай лампада электрон ток фақат анод потенциалига эмас, шу билан бирга тўрнинг катодга нисбатан потенциалига ҳам боғлиқ бўлади. Агар тўрнинг потенциали нолга тенг бўлса, у ҳолда анодга етиб борувчи электронлар сони амалда тўр (a) бўлмаган ҳолдаги қийматига тенг бўлади. Тўрда мусбат потенциал бўлганда лампада фазовий заряд



276-расм. Тўрнинг бошқариш таъсири.

a — тўрнинг потенциали нолга тенг; b — тўрнинг потенциали манфий; c — тўрнинг манфий потенциали b ҳолдагидан кўра кўпроқ; d — беркитувчи кучланиш.

камаяди ва анод токи кўпроқ бўлади. Аксинча тўрнинг потенциали манфий бўлганда, фазовий заряд ортади: бунинг натижасида термоэлектронларнинг бир қисми қайтадан катодга қайтади ва анодда ток тўр бўлмагандагидан камроқ бўлади (b). Тўрнинг манфий потенциали ортганида анод токи камаяди (c) ва тўрнинг қандайдир бирор потенциалда лампада ток батамом йўқ (лампа берк) бўлади (d). Аноднинг мусбат потенциали юқори бўлса, бу беркитувчи манфий потенциал ҳам шунча юқори бўлади. Бу айтилганлардан шу нарса равшанки, тўрнинг потенциалини ўзгартириш билан анод токини ўзгартиришимиз мумкин, яъни анод токини бошқариш мумкин. Электронларнинг массаси жуда кичик бўлгани учун, триоднинг инерцияси жуда кичик бўлади ва тўр потенциалининг жуда тез ўзгаришларида ҳам унинг бошқариш таъсири сақланиб қолади.

Ҳч электродли лампада термоэлектрон токнинг кучи нимага ва қандай боғлиқ эканини батафсилроқ кўрайлик.

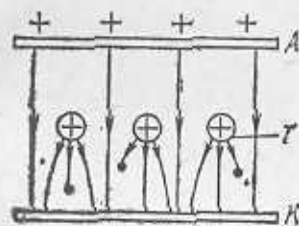
Триоддаги электр майдон манзараси 277-расмда кўрсатилган. Тўр бўлганда қисман катодда ва қисман фазовий заряднинг электронларида тугайдиган куч чизиқлари фақат A аноддан эмас, шунингдек, T тўрнинг симларидан ҳам чиқади. Шунинг учун катод яқинида электр майдон ва, бинобарин, фазовий заряд ҳам аноднинг U_a потенциалига, ҳам тўрнинг U_T потенциалига боғлиқ бўлади. Анод тўр билан қисман экранилангани учун анод потен-

циалининг таъсири тўр потенциалининг таъсиридан камроқ бўлади ва шунинг учун катоддан келаётган тўлиқ ток бирор натижавий ёки бошқарувчи

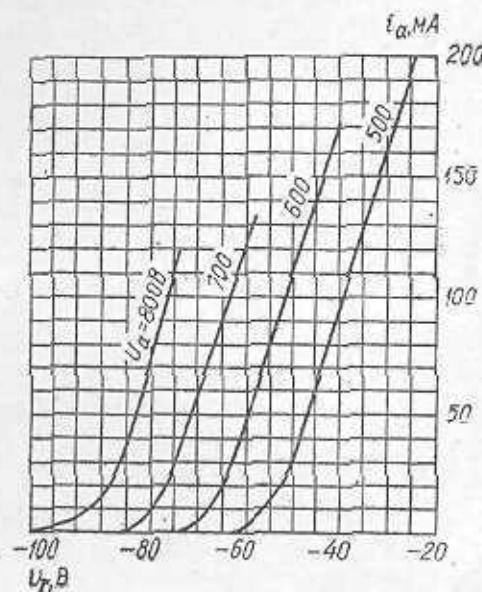
$$U_c = U_T + DU_a. \quad (160.1)$$

кучланиш билан аниқланади. Бу ерда D —лампанинг конструкциясига боғлиқ бўлган катталик ҳамда $D < 1$. Тўр қанча қалин бўлса ва қанча катодга яқин жойлашган бўлса, D шунчалик кичик бўлади. Бу катталик тўрнинг сингдирувчанлиги, унга тесқари бўлган

$$K = 1/D \quad (160.2)$$



277-расм. Триод ичидаги электр майдон (схематик кўрinishи).



278-расм. Катта қувватли триоднинг тўр характеристикаси.

катталикни эса лампанинг кучайтириш коэффициентини деб аталади (қуйида тўхталамиз). Бундан лампанинг тўлиқ i токи ёки катод токи бошқарувчи кучланишнинг функциясидир, деган хулоса келиб чиқади:

$$i = f(U_T + DU_a). \quad (160.3)$$

Лампа электрон оқимининг бир қисми тўрға тушади ва тўр занжирида бирор i_T ток ҳосил бўлади. Лампанинг тўлиқ токи анод ва тўр тоқларининг йиғиндисига тенг эканлиги равшан:

$$i = i_a + i_T. \quad (160.4)$$

Шу нарсани қайд қилиш керакки, тўр токининг сезиларли даражада катта бўлиши мақсадга мувофиқ эмас, чунки бунда тўр занжирида қувватнинг беҳуда сарфланишига сабаб бўлади. Бироқ

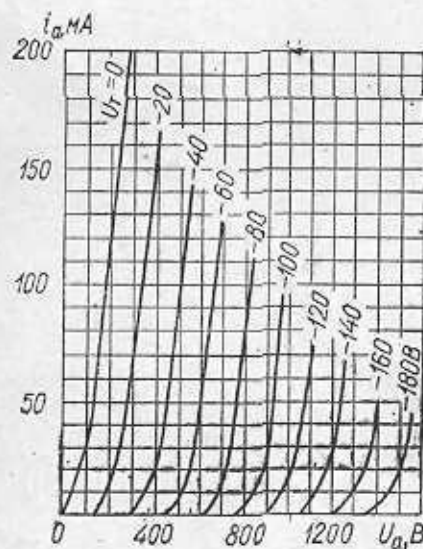
кўп ҳолларда тўр токи анод токига нисбатан кичик бўлади ва шунинг учун қуйидагича олиш мумкин:

$$i_a \approx i = f(U_T + DU_a). \quad (160.5)$$

Триоднинг хоссаларини тўла равишда аниқлаш учун анод кучланиши U_a ни параметр сифатида олиб, унинг турли қийматларида i_a анод токининг тўр кучланиши U_T га боғланиш эгри чизиқларини ясаш керак бўлади. Бундай эгри чизиқлар триоднинг тўр характеристикалари деб аталади. Булар 278-расмда кўрсатилган. Бу эгри чизиқлардан i_a нинг айни бир қийматини U_T кучланишининг турли қийматларида олиш мумкин эканлиги кўриниб турибди. Айни бир ток қийматини олиш учун U_a анод потенциали қанча юқори бўлса, U_T тўр потенциали шунча паст бўлиши керак; ёки бошқача айтганда анод потенциали ортганида тўр характеристикалари тўр потенциали камайиш томонига қараб силжийди. Қуйидаги

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_T} \right) U_a \quad (160.6)$$

катталиқ тўр потенциали ўзгарганида анод токининг ўзгариш тезлиги ёки характеристиканинг тиклигини (қиялигини) характерлайди. U_a индекс анод потенциалининг доимий қолишини билдиради. Характеристиканинг тиклиги S равшанки, тўр характеристикасининг кўрилатган нуқтадаги қиялик бурчаги тангенсига тенг бўлади.



279-расм. Триоднинг анод характеристикалари.

Агар биз U_T нинг турли доимий қийматларида i_a анод токининг U_a анод кучланишига боғланишини тасвирласак эди, у ҳолда триоднинг анод характеристикалари деб аталган эгри чизиқлар оиласини ҳосил қилган бўлар эдик. 278-расмда тўр характеристикалари келтирилган триоднинг анод характеристикалари 279-расмда кўрсатилган. Тўр потенциали ортганида анод характеристикалари анод потенциалнинг камайиш томонига силжийди.

Кўриниб турибдики, триодлар ҳам диодлар сингари чизиқли бўлмаган вольт-ампер характеристикали, яъни Ом қонунига бўйсунмайдиган ўтказгичларга мисол бўлар экан. Бироқ характеристиканинг етарлича кичик қисмини

тўғри чизиқ кесмаси деб қараш ва кучланишнинг (ёки токининг) берилган қийматидаги қаршилиқ ҳақида гапириш мумкин. Шунинг учун Ом қонунига бўйсунмайдиган ўтказгичлар (чизиқли бўлмаган қаршилиқлар) ни уларнинг дифференциал $R = \frac{\partial U}{\partial i}$ қаршилиқлари орқали характерланади. Бу тушунчани триодга қўллаб ва унинг дифференциал қаршилигини R_i орқали белгилаб, шундай ёзиш мумкин:

$$R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right) U_T. \quad (160.7)$$

бу ерда U_T индекс тўрнинг потенциали доимий сақланишини билдиради. Триоднинг дифференциал қаршилигини кўпинча *ички қаршилиқ* деб аталади. (160.7) формуладан триоднинг ички қаршилиги анод характеристикасининг тоқлар ўқиға берилган нуқтадаги қиялик бурчаги тангенсига тенг эканлиги кўриниб турибди. Бу катталиқ анод токининг ўзгаришига қараб анод кучланишининг ўзгариш тезлигини билдиради.

Характеристика тиклиги S ва триоднинг ишчи нуқтадаги R_i ички қаршилиги, шунингдек, тўрнинг D сингдирувчанлиги триодни характерловчи муҳим катталиқлардир.

Бу катталиқлар мустақил катталиқлар эмас. (160.5) нинг ҳар икки қисмини i_a бўйича дифференциаллаб ва $U_T = \text{const}$ деб олиб, қуйидагини оламиз:

$$1 = \frac{\partial f}{\partial U_a} \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right) U_T \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a} \right) U_T,$$

бироқ

$$\left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right) U_T = D, \quad \frac{\partial f}{\partial U_a} = \left(\frac{\partial f}{\partial U_T} \right) U_a = S, \quad \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a} \right) U_T = R_i.$$

Шунинг учун

$$SDR_i = 1. \quad (160.8)$$

161-§. Электр сигналларни кучайтириш

Ўтган параграфда кўрган тўрнинг бошқариш таъсири триодларни электр сигналларни ва ўзгарувчан тоқларни кучайтириш ишида фойдаланишга имкон беради.

Уч электродли лампадан тузилган кучайтиргичнинг принципиал схемаси 280-расмда кўрсатилган. Лампанинг анод занжири электр юритувчи кучи \mathcal{E} бўлган ток манбаига ва катталиги R_a орқали белгиланадиган нагрузка қаршилигига эга бўлсин. Кучайтириладиган ўзгарувчан кучланиш U_T лампанинг тўри билан қатоди орасига қўйилади.

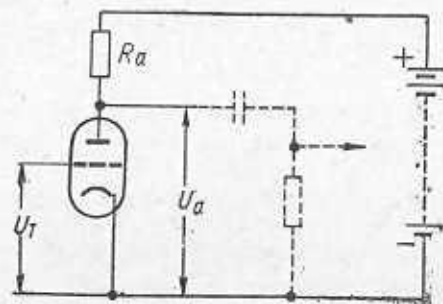
Тўр кучланишининг ΔU_T га ўзгариши анод токининг маълум Δi_a ўзгаришини юзага келтиради. Бўроқ Ом қонунига мувофиқ,

занжирнинг Э. ю. к. ли қисми учун анод ва катод орасидаги кучланиш шундай муносабат билан ифодаланади:

$$U_a = \mathcal{E} - R_a i_a.$$

Шунинг учун анод токининг Δi_a ўзгариши анод кучланишини

$$\Delta U_a = -R_a \Delta i_a \quad (161.1)$$



280-рasm. Қаршиликли кучайтиргичнинг схемаси.

га ўзгартиради ва агар тўрға ўзгарувчан кучланиш берилган бўлса, у ҳолда анодда ҳам (R_a нагрузка қаршилигида) ўзгарувчан ток пайдо бўлади.

Анод кучланишининг ΔU_a ўзгариши ΔU_{τ} дан катта бўлиши мумкин эканлигини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам нагрузка қаршилиги лампанинг ички қаршилигидан анча катта ($R_a \gg R_i$) бўлган муҳим хусусий ҳолни кўрайлик. Бундай ҳолда лампа орқали ўтувчи ток амалда фақат R_a қаршилик катталигига боғлиқ, демак, амалда доимий қолади. Бироқ (160.1) га мувофиқ, бу деган сўз

$$U_{\tau} + \Delta U_a = \text{const.}$$

Шунинг учун

$$\Delta U_{\tau} + D \Delta U_a = 0,$$

демак,

$$\frac{\Delta U_a}{\Delta U_{\tau}} = -\frac{1}{D} = -K. \quad (161.2)$$

Ҳамма вақт ҳам тўрнинг сингдирувчанлиги $D < 1$ бўлгани учун $\Delta U_a > \Delta U_{\tau}$ ва, демак, кучланиш кучайган бўлади. (161.2) формуладан ҳар иккала кучланишининг нисбати бу ҳолда $K = 1/D$ га тенг, ана шунинг учун ҳам K катталик «кучайтириш коэффициенти» деб аталади.

(161.2) формуладаги минус ишораси тўр потенциалнинг (мусбат потенциалнинг) ортиши аноддаги потенциални камайтириши-

ни кўрсатади. Тебранувчи тўр кучланиши бўлган ҳолда эса бу, анод кучланишининг тебранишлари тўрдаги кучланиш тебранишларига фаза жиҳатидан қарама-қарши эканини билдиради.

Энди $R_a \ll R_i$ бўлган иккинчи чегаравий ҳолни кўрайлик. Энди лампанинг аноддаги кучланиш манбанинг Э. ю. к. \mathcal{E} га тенг бўлади ва, демак, бу ерда бундан олдинги нисолга қарама-қарши ўлароқ, U_a анод кучланиши доимий қолади. Ақсинча, анод токининг ўзгаришлари бу ҳолда энг катта бўлади.

Яна қайтадан (160.5) формулага мурожаат қилиб, токнинг кичик ўзгаришлари учун шундай ёзиш мумкин:

$$\Delta i_a = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_{\tau}} \right)_{U_a} \Delta U_{\tau}.$$

Бироқ ўнг томондаги ҳосила тўр характеристикасининг тиклиги S дир ва шунинг учун

$$\Delta i_a = S \Delta U_{\tau}.$$

$\Delta U_{\tau} = \Delta i_{\tau} r$ бўлгани учун (бу ерда Δi_{τ} — тўр токининг ўзгариши, r эса тўр ва катод орасидаги қаршилик), токи бўйича кучайтириш коэффициенти учун шундай муносабатни топамиз:

$$\frac{\Delta i_a}{\Delta i_{\tau}} = S r. \quad (161.3)$$

Характеристиканинг тиклиги S қанча катта (тихрок) бўлса, ток бўйича кучайтириш шунча катта бўлади.

Умумий ҳолда, R_a нагрузка қаршилиги R_i ички қаршиликка яқин бўлганда анод токининг кичик ўзгаришлари учун шундай ёзиш мумкин:

$$\Delta i_a = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_{\tau}} \right)_{U_a} \Delta U_{\tau} + \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a} \right)_{U_{\tau}} \Delta U_a.$$

Бироқ

$$\left(\frac{\partial i_a}{\partial U_{\tau}} \right)_{U_a} = S, \quad \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a} \right)_{U_{\tau}} = \frac{1}{R_i}.$$

Бунда таъқари, (161.1) га мувофиқ,

$$\Delta U_a = -R_a \Delta i_a.$$

Шунинг учун

$$\Delta i_a = S \Delta U_{\tau} - \frac{R_a}{R_i} \Delta i_a$$

ёки

$$\Delta i_a = \frac{R_i S}{R_a + R_i} \Delta U_{\tau}.$$

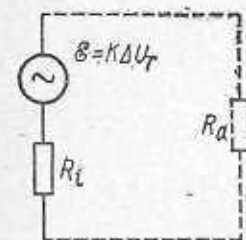
Бундан анод кучланишининг ўзгаришини топамиз:

$$\Delta U_a = -R_a \Delta i_a = -\frac{R_a}{R_a + R_i} R_i S \Delta U_{\tau}.$$

(160.8) га мувофиқ, бу ифодадаги $R_i S$ ни $\frac{1}{D} = K$ га алмаштирамиз ва ниҳоят шундай ифодани оламиз:

$$\Delta U_a = -\frac{R_a}{R_a + R_i} K \Delta U_{\tau}. \quad (161.4)$$

Агар биз э. ю. к. $K\Delta U_T$ ва ички қаршилиги R_i бўлган генератор R_a қаршиликли нагрузкага туташтирилган занжир билан иш кўраётган бўлганимизда эди (281-расм), у ҳолда Ом қонунига мувофиқ, нагрузка қаршилигидаги кучланиш (161.4) формуланинг ўзи билан ифодаланган бўлар эди. Шунинг учун шундай дейиш мумкин: агар электрон лампанинг тўрига ΔU_T ўзгарувчан кучланиш бериладиган бўлса, у ҳолда анод занжирига лампанинг таъсири э. ю. к. $K\Delta U_T$ ички қаршилиги R_i бўлган ва ташқи R_a қаршиликли занжирга туташтирилган генераторнинг таъсирига ўхшаيدир.



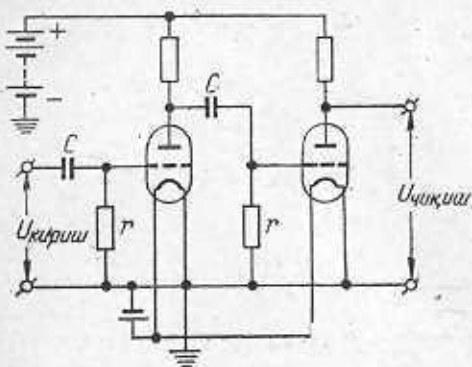
281-расм. Триоднинг кучайтириш режимидagi эквивалент схемаси.

Бу электрон лампаларнинг кучайтириш таъсирини тушуниш учун асосий қоиладир. Юқорида биз қараб чиққан биринчи хусусий ҳол ($R_a \gg R_i$ кучланишнинг кучайиши) генераторнинг салт ишлашига, иккинчи хусусий ҳол ($R_a \ll R_i$ токнинг кучайиши) — генераторнинг қисқа туташув режимида ишлашига мос келиши равшан.

Лампали кучайтиргичлар. Сигналларни кўп қаррали кучайтириш мумкин. Бунинг учун электрон лампа кучайтирган кучланишни иккинчи лампанинг тўрига, иккинчи лампа кучайтирган кучланиш

ни учинчи лампанинг тўрига ва ҳоказо берилади. Кучайтирувчи каскад ёки лампали кучайтиргич схемаларидан бири 282-расмда тасвирланган. Бунда барча лампаларнинг анод занжирлари параллел уланган ва ягона анод батареясида таъминланади. Катодлари ҳам ягона чўғлантириш батареясида чўғлантирилади.

Шу нарсга эътибор бериш керакки, кучланиш ҳар бир лампанинг тўрига бевосита берилмайди, балки ажратувчи C конденсатор орқали берилади. Конденсатор кучайтириладиган ўзгарувчан сигналларнинг ўтишига тўсқинлик қилмайди, бироқ тўрға анод батареясида келаётган юқори ўзгармас кучланишни ўтишига йўл қўймайди. Ҳар бир лампанинг тўри ва катоди орасига яна r қаршилиқ



282-расм. Қаршиликли кучайтиргич каскадининг схемаси.

(тўр сирқиши) ҳам уланган, унинг вазифаси қуйидагидан иборат. Вақтнинг тўрда мусбат потенциал бўлган давларида тўрға электронлар келиб тушади. Агар тўр сирқиши бўлмаганида эди, у ҳолда тўр бора-бора манфий беркитувчи потенциалгача зарядланиб қолар ва лампа орқали ток ўтмай қолар эди. Бироқ r қаршилиқ орқали тўрдаги манфий зарядлар узлуксиз оқиб кетиб туради ва лампада токнинг тўхташи лампанинг бекилиши рўй бермайди. C ва

r қийматларини керакли муносабатда танлаб шундай ҳолатга эришиш мумкинки, бунда тўрдаги кучланиш тебранишлари лампани бошқариш таъсирини сақлаган, бироқ тўрға ўтадиган ток амалда нолга тенг бўладиган кичик манфий қиймат атрофида юз берсин.

Биз кучайтиргичларнинг энг кўп тарқалган схемаларидан фақат биттасинигина кўриб чиқдик (қаршиликли кучайтиргич). Кучайтиргичларнинг кўплаб бошқа схемалари ҳам мавжуд; уларнинг баъзини радиотехникага доир адабиётдан ўқиб олиш мумкин.

162-§. Электр флукутациялар

Лампали кучайтиргичнинг умумий кучайтириш коэффициенти инсталланча катта бўлиши мумкин. Агар битта лампанинг кучайтириш коэффициенти 10 бўлса, бундай учта лампадан тузилган кучайтиргичники $10 \cdot 10 \cdot 10 = 10^3$, олти та лампадан тузилган кучайтиргич эса 10^6 қарра ва ҳ. к. кучайтиришга имкон беради. Шунинг учун кучайтиргичнинг чиқишида бирор аниқ амплитудали, масалан, 1 В ли кучланиш олиш учун уч лампали кучайтиргич бўлганда киришдаги сигнал 10^{-3} В га тенг амплитудага эга бўлиши керак, олти та лампали кучайтиргичда эса 10^{-6} В га ва лампалар сони яна ҳам кўп бўлганда кириш сигнали амплитудасининг қиймати яна ҳам кичик бўлиши керак.

Бироқ лампалар сонини етарлича кўпайтириш билан ҳар қандай кичик сигнални қайд қилиш мумкин деб тушуниш нотўғри бўлар эди. Умумий кучайтириш коэффициенти катталашганда кучайтиргичнинг чиқишида тез ва нотўғри тебранишли кучланиш ҳосил бўлади ва бу тебранишлар кучайтириладиган асосий сигнални бўғиб қўяди. Агар чиқиш асбоби сифатида телефон ишлатиладиган бўлса, унда шовқинлар пайдо бўлади. Кучланишнинг бундай хаотик тебранишлари *электр шовқинлар* деб юритилади.

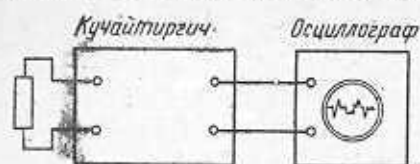
Электр шовқинларнинг сабаби электр заряднинг атомар табиати билан боғлиқдир. Бу шовқинлар электрон лампаларнинг ичида ҳам, шунингдек, кучайтиргич схемасига кирувчи қаршилиқларда ҳам пайдо бўлади.

Дастлаб электрон лампада бўладиган шовқинлар ҳақида тўхталиб ўтайлик. Ҳар бир вақт бирлиги ичида катод чиқараётган термоэлектронлар миқдори жуда катта бўлса-да, ҳар ҳолда чеклидир. Иссиқлик ҳаракатининг хаотиклиги туфайли бу миқдор фақат ўртача жиҳатдангина доимий қолади. Кичик вақт оралиқларида катоддан учиб чиқаётган электронлар сони эса вақтнинг турли пайтлари ичида турличадир; у ўртача қийматдан гоҳ кичик, гоҳ катта бўлади. Термоэлектрон эмиссиянинг ана шундай нотекислиги электр шовқинларнинг келиб чиқишининг асосий сабабларидан биридир. Бундай шовқинлар *пипра эффекти* деб ном олган.

Питра эффекти айниқса барча термоэлектронлар анодга етиб келадиган ҳолларда, яъни лампа тўйиниш режимида ишлаганда аниқса кучли намоён бўлади (157- §). Лампадаги ток фазовий зарядлар билан чекланган ҳолларда (кучайтиргич режимида шундай бўлади) токнинг питра эффекти туфайли юзага келадиган ток тебранишлари кучли равишда йўқ қилинади.

Қаршиликлардан юзага келадиган шовқинларни билиш анча катта аҳамиятга эгадир. Бу шовқинларнинг келиб чиқишини тушуниш учун ток манбаидан узиб қўйилган металл ўтказгични кўз олдимизга келтирайлик. Бундай ўтказгичда ўтказувчанлик электронлари иссиқлик ҳаракатида иштирок этиб, диффузия туфайли кўчади. Иссиқлик ҳаракатида ҳеч қандай асосий йўналиш бўлмагани учун диффузия токнинг пайдо бўлишига олиб келмайди ва ихтиёр йўналишда кўчаётган электронлар сони ўртача олганда қарама-қарши йўналишдаги электронлар сонига тенг бўлади. Бироқ ҳариккала диффузия оқимларининг тенглиги вақтнинг катта оралиғидагина ўринли бўлади. Алоҳида пайтларда эса иссиқлик ҳаракатининг тартибсизлиги туфайли ўтказгичда заиф тоқлар мавжуд бўлади, уларнинг кучи ва йўналиши тартибсиз ўзгаради, ўтказгичнинг учлари орасида эса хаотик ўзгарадиган кучланиш пайдо бўлади. Кўриниб турибдики, электр шовқинларнинг келиб чиқишига ҳам босим, зичлик, температура ва бошқа макроскопик катталикларнинг атомар системларда кузатиладиган ва иссиқлик ҳаракати туфайли мувозанатдаги қийматидан хаотик четга чиқиши (флуктуацияси) сабаб бўлар экан. Қаршиликлардаги шовқинлар ва питра эффекти электр флуктуациялардан иборатдир.

Электр флуктуацияларни кўргазмалли намоёни қилиш учун кучайтириш коэффициенти 10^5 — 10^6 бўлган кучайтиргичнинг киришига бир неча минг омлик қаршилик улаш, кучайтиргичнинг чиқишини эса осциллографга улаб қўйиш етарли (283- расм). Бунда



283- расм. Электр флуктуацияларини кузатиш схемаси.

осциллограф экранда кучайтиргич узук бўлгандаги текис нолинчи чизик ўрнига кучланишнинг флуктуациялари туфайли ҳосил бўлган мутлақо хаотик тебранишларни кузатиш мумкин. Қаршилик қизиганида флуктуацияларнинг интенсивлиги ортади.

Айтилганлардан электр сигнални кучайтириш ва қайд қилиш учун бу сигнал кучайтиргичнинг хусусий шовқинларидан катта, жуда бўлмаганда уларга таққосланарли даражада бўлиши керак. Ҳозирги замон яхши лампали кучайтиргичларида сигналнинг шовқинлар фонида сезиларли бўлиши мумкин бўлган минимал катталлиги 10^{-7} В гача камайрилиши мумкин.

163- §. Иккиламчи электрон эмиссия

Металлни ташқаридан электронлар билан бомбардимон қилинганда ҳам электронлар эмиссияси кузатилади. Металлдан электронларни бундай «уриб чиқариш» ҳодисаси *иккиламчи электрон эмиссия* номини олган. Бунинг сабаби шундаки, ташқаридан келадиган электронлар металнинг ичига кириб ўтказувчанлик электронларига ўз энергияларининг бир қисmini беради. Бунда металдаги электронларнинг бир қисми сирт потенциал тўсиғини енгиш учун етарли тезлик олади ва металлдан учиб чиқади.

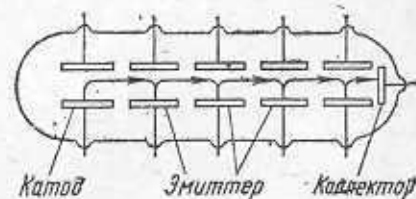
Уриб чиқарилган иккиламчи электронлар сони n нинг бирламчи электронлар сони n_0 га нисбати

$$\gamma = n/n_0$$

иккиламчи эмиссия коэффициенти деб аталади. Бу коэффициент металнинг тури ва бирламчи электронларнинг тезлигига боғлиқ. Бирламчи электронлар тезлиги ортиши билан дастлаб иккиламчи электронлар коэффициенти ортади, сўнгга ёйиқ максимумга етади ва яна камаяди. Максимал γ га мос келадиган бирламчи электрон энергияси турли металллар учун турлича бўлади ва юзлаб электрон-вольтлар тартибда бўлади.

Соф металллар учун максимумда γ нинг қиймати 2 дан катта бўлмайди. $\gamma_{\text{макс}}$ қиймати 10 ва ундан ортиқ бўлиши мумкин бўлган кўп-лаб яримўтказгичларда анча кучлироқ иккиламчи эмиссия кузатилади. Шунинг учун кучли иккиламчи эмиссия ҳосил қилиш учун мураккаб катодлар (эммитерлар) ишлатилади, улар металл асосга яримўтказгич қатлами суртилган ва тегишли химиявий ишлов берилган катодлардир. Амалда ишлатиладиган сурьма-цезий эммитерлари шулар жумласидандир, уларга цезий буғларида сурьма билан ишлов берилади; юпқа цезий оксиди қопланган галлий арсенидидан қилинган эммитерлар ва ҳоказолар ҳам шунга қиради.

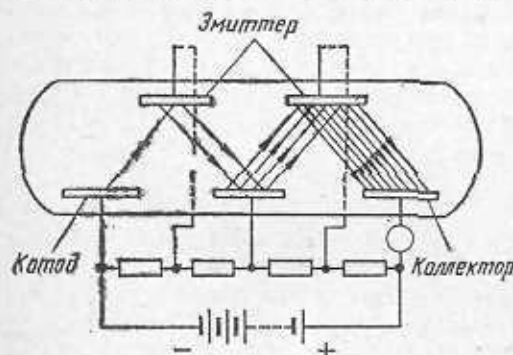
Иккиламчи электрон эмиссия кучсиз электрон тоқларни кучайтириш учун мўлжалланган электрон кўпайткичларда фойдаланилади. Кўпайткичлардан бирининг схемаси 284- расмда кўрсатилган. Кўпайткич яхши вакуум ҳосил қилинган найча бўлиб, найчага қатор ясси конденсаторлар жойлаштирилган. Конденсатор пластинкаларининг биттаси иккиламчи—электрон эммитер, пластинкаси эса иккиламчи электронларни тезлатувчи электр майдон ҳосил қилиш учунгина хизмат қилади. Найчани электр майдонга перпендикуляр (чизма текислигига перпендикуляр) магнит майдони ҳосил қилувчи



284- расм. Магнит бошқаришли электрон кўпайткич.

доимий магнит қутблари (расмда кўрсатилмаган) орасига жойлаштирилади.

Агар катоддан оз миқдорда электронлар чиққан бўлса (масалан, ёруғлик таъсирида), бу электронлар электр майдонда тезлаштирилади. Магнит майдон туфайли электронларнинг траекторияси расмда кўрсатилганидек эгриланади ва электронлар биринчи эмиттерга



285-расм. Электр бошқаришлан электрон кўпайтгич.

тушади. Бу ерда иккиламчи эмиссия юзага келади ва эмиттердан энди катоддан чиқаётган оқимдан анча кучли электрон оқими чиқади. Бу кучайтирилган оқим магнит майдонда иккинчи эмиттерга оғдирилади ва ҳ. к. Бунинг натижасида йиғувчи электрод (коллектор) га келадиган электронлар оқими катоддан чиқувчи бирламчи оқимга нисбатан анча кучли бўлади, яъни биз иккиламчи эмиссия туфайли

токни кучайтиришга эришган бўламиз.

Магнит билан бошқарилувчи электрон кўпайткичлар билан бир қаторга электрда бошқариладиган, яъни доимий магнитлар керак бўлмайдиган кўпайткичлар ҳам қўлланилади. Бундай кўпайткичнинг тузилиши ва уни улаш 285-расмда кўрсатилган. Унинг қандай ишлаши расмдан тушунарли.

Ҳозирги вақтда электрон кўпайткичлар асосан заиф фотоэлектр тоқларни кучайтиришда қўлланилади. Улар астрофизикада юлдузларнинг заиф нурланишларини қайд қилиш учун ва шунингдек фан ва техниканинг бошқа соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

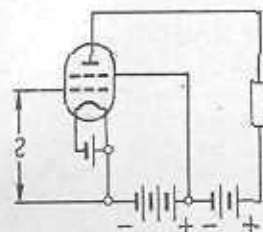
Электрон кўпайткичлар ёрдамида тоқларни миллионлаб марта кучайтириш мумкин. Бироқ лампали кучайтиргичлардаги сингари, ихтиёрий катта даражада кучайтириш мумкин эмас. Кучайтириш кўпайткичда ҳатто фотокатодга ёруғлик таъсир қилмаганда ҳам ўз-ўзидан ҳосил бўладиган тоқлар (кўпайткичнинг қоронғиликдаги тоқлари) билангина чекланади.

Иккиламчи электрон эмиссия ҳодисаси нишонни фақат электронлар билангина эмас, шунингдек оғир зарралар — мусбат ва манфий ионлар билан бомбардимон қилганда ҳам содир бўлади. Мусбат ионлар туфайли ҳосил қилинадиган иккиламчи электрон эмиссия газ разряднинг баъзи шаклларида муҳим роль ўйнайди (XVI бобга қ.).

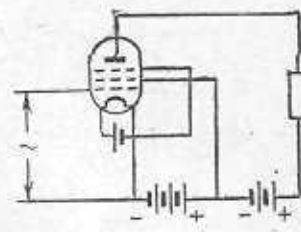
164-§. Қўп тўрли лампалар

Ҳозирги замон радиотехникасида уч электродли электрон лампалар (триодлар) билан бир қаторда бир неча тўрли электрон лампалар ҳам кенг қўлланилади. Қўшимча тўрлар қўллашнинг маъноси нима эканини қисқача кўриб чиқайлик.

161-§ да биз триоднинг кучланиши кучайтириш тўрнинг D сингдирувчанлиги қанча кам бўлса, шунча кучли бўлишни кўрган эдик, яъни анод потенциалнинг тўр потенциалига нисбатан таъсири қанча кичик бўлса, кучайтириш шунча кучли бўлган эди. Анод потенциалнинг лампа токига таъсирини камайитириш учун бошқарувчи тўр билан анод орасига иккинчи тўр киритилади ва унга



286-расм. Тетрод.



287-расм. Пентод.

катодга нисбатан мусбат ва анод потенциалдан бирмунча кам потенциал берилади. Тўрт электродли бундай лампа, ёки тетрод, 286-расмда схематик тасвирланган. Тетроднинг қўшимча тўрининг вазифаси шуки, у дастлаб анодга етиб бораётган майдон куч чизиқларининг бир қисmini ютиб қолади, яъни анодни қисман экранилайди, шунинг учун бу тўр *экраниловчи тўр* деб ном олган. Экраниловчи тўр бошқарувчи тўрнинг сингдирувчанлигини камайитириш сингари таъсир кўрсатади, шунинг учун бошқа шароитлар бирдай бўлганда ҳам тетроднинг кучайтириш коэффициенти триодникига қараганда анча катта бўлади.

Бироқ тетродларнинг камчилиги бор, уларда термоэлектронлар бомбардимони натижасида аноддан иккиламчи электрон эмиссия рўй бериши мумкин. Триодда одатдаги кучайтириш режимида тўр унча катта бўлмаган потенциал остида (ҳатто баъзида манфий потенциал) бўлади, шунинг учун анод яқинидаги электр майдон шундай йўналган бўладик, иккиламчи электронларни қайтадан анодга йўллайди ва иккиламчи эмиссия бўлмайди. Шунини айтиш керакки, агар тўрда анодгадиган каттароқ мусбат потенциал бўлса, триодда ҳам иккиламчи эмиссия кузатилиши мумкин.

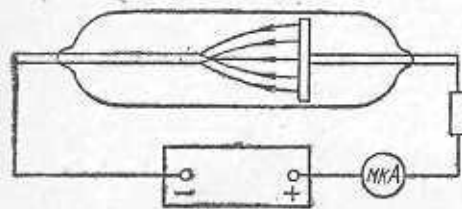
Тетродда бса анод яқинида ҳамма вақт мусбат зарядланган экран тўри бўлади ва шунинг учун агар аноднинг потенциали экран тўрининг потенциалдан кичик бўлса, тетродда иккиламчи эмиссия содир бўлади (анодда кучланиш тебранишлари мавжуд бўлганида шундай бўлиши мумкин). Бунинг натижасида лампанинг анод токи камаяди ва тетроднинг вольт-ампер анод характеристикасида унинг хоссаларини ёмонлаштирувчи соҳалар пайдо бўлади (динатрон эффект).

Динатрон эффектни бартараф қилиш учун электрон лампаларга яна битта тўр киритилади ва уни экран тўри билан анод орасига жойлаштирилади. Ҳимоя тўри деб аталувчи (ёки антидинатрон тўр) бу тўрни катодга уланади (287-расм), шундай қилиб, Ҳимоя тўри ва анод орасида иккиламчи электронларни тормозловчи ва аноддан иккиламчи эмиссияни бартараф қилувчи электр майдон ҳосил бўлади. Беш электродли бундай лампалар—пентодларнинг кучайтириш коэффициенти катта, анод характеристикаси «силлиқ» ва бошқа бир қатор афзалликлари бор, шунинг учун радиотехникада кенг қўлланилади.

165-§. Автоэлектрон эмиссия

Металллардан электронлар эмиссияси жуда кучли электр майдон таъсирида ҳам рўй бериши мумкин.

Бу ҳодисани кузатиш учун ичидан ҳавоси сўриб олинган икки электрод — анод ва катодли трубкадан фойдаланиш мумкин (288-расм). Катод сифатида ўткир учли электрод (учлик), анод сифатида эса аксинча, катта сиртли электрод олинади. Бундай бўлганда электр майдон куч чизиқлари катод яқинида жуда қуюқлашади ва катод сиртида майдон кучланганлиги ҳатто ўртача кучланишларда ҳам жуда катта бўлиб қолади.



288-расм. Автоэлектрон эмиссияни кузатиш схемаси.

Буни мисолда тушунтирамиз. Анод радиуси b бўлган сфера шаклида, катод эса бу сферанинг ўртасида жойлаштирилган a радиусли кичик шарча бўлсин. Бунда катод марказидан (катод ташқарисида) r масофада потенциалнинг қиймати (24.2) формула билан, бу нуқтадаги майдон кучланганлиги эса

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U}{1/a - 1/b} \cdot \frac{1}{r^2}$$

ифода билан аниқланади. $r = a$ ва $b \gg a$ деб олиб, катод марказидаги майдон кучланганлигини топамиз:

$$E_a \approx U/a.$$

Масалан, агар катоднинг радиуси $a = 10^{-2}$ мм $= 10^{-3}$ м бўлса, у ҳолда катодда $U = 1000$ В кучланиш бўлган ҳолдаёқ майдоннинг кучланганлиги 10^6 В/м дан ортиб кетади.

Агар катод ва анод орасидаги кучланиш тобора ошириб борилса, у ҳолда катодда майдон кучланганлиги $10^7 - 10^8$ В/м бўлганида трубкада кучсиз ток пайдо бўлади, бу токнинг пайдо бўлишига сабаб катоддан чиқарилаётган электронлардир, кучланиш ортишида бу ток дарҳол ортиб кетади. Катод ҳатто совуқ бўлганда ҳам ток пайдо бўлади, шунинг учун бу ҳодиса *совуқ эмиссия* деб ном олган (уни *автоэлектрон эмиссия* деб ҳам юритилади). Кучланишнинг бундан кейинги ортишида катод кучли равишда қизиб бошлайди ва бугланади, трубкада газ разряд юзага келади.

Автоэлектрон эмиссиянинг пайдо бўлиши кучли электр майдоннинг металл сиртидаги потенциал тўсиқни ўзгартириши билан тушунтирилади. Биринчидан, бундай ўзгаришда тўсиқ баландлигининг пасайиши (чиқиш иши камайиши), иккинчидан, тўсиқ қалинлигининг камайиши рўй беради. Бу иккала ҳол ҳам электронларнинг сиртқи потенциал тўсиқни енгиб улар орқали ўтиш эҳтимол-

лигини оширади. Агар потенциал тўсиқнинг деформацияси етарлича катта бўлса, у ҳолда паст температурадаёқ ўтказувчанлик электронларининг сезиларли қисми металлдан чиқиш имконига эга бўлади ва бундай бўлганда электрон эмиссия юзага келади.

XVI БОБ

ГАЗЛАРДАГИ РАЗРЯДЛАР

166-§. Газларнинг ионланиши

Газлар табиий ҳолда электр ўтказмайди. Агар қуруқ атмосфера ҳавосида яхши изоляцияланган зарядланган жисм, масалан, яхши изоляцияланган зарядли электрометр жойлаштирсак, у ҳолда электрометрнинг заряди амалда ўзгаришсиз қолади.

Бироқ газга турли ташқи таъсирлар кўрсатиш йўли билан унда электр ўтказувчанликни юзага келтириш мумкин. Масалан, зарядланган электрометр ёнига горелка алангаси келтирилса, у ҳолда электрометрнинг заряди тез кам йишини кўриш мумкин. Бу ҳолда биз газда юқори температура ҳосил қилиб, газда электр ўтказувчанликни ҳосил қилдик. Агар горелка алангаси ўрнига электрометр яқинида бошқа ёруғлик манбаини, масалан, симоб ёй лампасини (қуйига қаранг) қўйсак, лампадан чиқаётган ультрабинафша нурлар туфайли электрометр зарядларининг камайишини кузатиш мумкин. Рентген нурлари ва радиоактив препаратларнинг нурланиши ҳам газга худди шундай таъсир кўрсатиши мумкин.

Бу юқори температура ва турли нурланишлар таъсирида газларда зарядланган зарралар пайдо бўлишини кўрсатади. Бундай зарядларнинг пайдо бўлишига газ атомидан бир ёки бир неча электронларнинг юлиб чиқарилиши, бунинг натижасида нейтрал атомлар ўрнида мусбат ион ва электронлар пайдо бўлади. Ҳосил бўлган электронларнинг бир қисми бошқа нейтрал атомлар томонидан тутиб олиниши мумкин ва бунда яна манфий ионлар пайдо бўлади.

Атомдан электронларнинг юлиб олиниши (атомнинг ионланиши) маълум энергия — ионланиш энергияси сарфланишини талаб қилади. Бу энергия атомнинг тузилишига боғлиқ ва шунинг учун турли моддалар учун турлича бўлади.

Ионизатор таъсири тўхтагандан сўнг газдаги ионлар сони вақт ўтиши билан камай бошлайди ва пиравордида батамом йўқолади. Ионларнинг йўқолишига сабаб ионлар билан электронларнинг иссиқлик ҳаракатида иштирок этиши ва шунинг учун ўзаро бир-бири билан тўқнашишидир. Мусбат ион ва электрон тўқнашганида улар

нейтрал атом бўлиб бирлашиши мумкин. Худди шунингдек, мусбат ва манфий ионлар тўқнашганида манфий ион ўзининг ортиқча электронини мусбат ионга бериши ва ҳар иккала ион нейтрал атомларга айланиши мумкин. Ионларнинг ўзаро нейтралланишига оид бу процесс *ионлар рекомбинацияси* деб аталади.

Мусбат ион ва электрон ёки икки ионнинг рекомбинациясида маълум энергия ажралиб чиқади, бу ажралган энергия ионланиш энергиясига тенг бўлади. Бу энергия қисман ёруғлик тарзида нурланади, шунинг учун ионлар рекомбинациясида ёруғлик нурланиши рўй беради (рекомбинация ёруғланиши). Агар мусбат ва манфий ионлар сони жуда катта бўлса, у ҳолда ҳар секундда бўладиган рекомбинация актларининг сони ҳам жуда катта бўлади ва рекомбинация ёруғланиши кучли бўлиши мумкин. Рекомбинацияда ёруғлиكنинг нурланиши турли хил газ разряддаги ёруғлик сочинининг сабабларидан биридир.

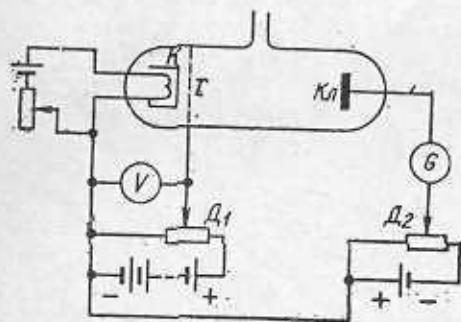
167- §. Электронлар зарбидан ионланиш

Газларда бўладиган электр разряди ҳодисаларида атомларнинг электронлар зарбидан ионланиши катта роль ўйнайди. Бу процесс шундан иборатки, етарлича кинетик энергияга эга бўлган электрон нейтрал атом билан тўқнашганда ундан бир ёки бир неча электронни юлиб чиқаради, бунинг натижасида нейтрал атом мусбат ионга айланади, газда эса янги электронлар пайдо бўлади.

Электронлар зарбидан атомларнинг ионланиш ҳодисасига доир тажрибанинг типик схемаси 289- расмда келтирилган (Франк ва Герц тажрибаси). Ўрганилаётган газ 0,1—0,01 мм сим. уст. тартибдаги босимда дастлаб юқори вакуум ҳосил қилинган (бошқа газларни йўқотиш учун) трубкага киритилади. Трубкада чўғланадиган K катод, T тўр ва ионлар коллектори K_1 бор.

289- расм. Франк ва Герц тажрибалари схемаси.

Тўрга мусбат потенциал (катодга нисбатан) берилади, бу потенциални D_1 кучланиш тақсимлагичи ёрдамида ўзгартириш ва V вольтметр билан ўлчаш мумкин. Ионлар коллекторига катод потенциалига нисбатан 0,5—1,0 В катта бўлган манфий потенциал берилади. Бу кичик потенциаллар фарқини D_2 кучланиш тақсимлагичидан олиш мумкин, унинг мусбат учи катодга уланган.



Бундай тажрибаларда одатда катодни унинг ичига ўрнатилган ёрдамчи спираль ёрдамида қиздирилади. Бундай қилиш чўғлантириш токи таъсирида катод бўйлаб потенциал ўзгаришининг олдини олади ва шунинг учун бундай катоднинг барча нуқталари бирдай потенциалга эга бўлади (бундай катодлар билвосита қиздирилувчи катодлар ёки эквипотенциал катодлар деб аталади).

Бундай трубкаларда катод — тўр орасидаги масофани тўр — коллектор орасидаги масофадан анча кичик қилиб олинади, газнинг босими эса шундай танланадики, электронларнинг эркин югуриш йўли узунлиги тўр ва катод орасидаги масофадан катта бўлсин. Шунинг учун катод чиқарган электронлар катод — тўр орасидаги масофани амалда тўқнашувсиз ўтади ва агар тўр ва катод орасидаги потенциаллар фарқи UB га тенг бўлса, у ҳолда ҳар бир электрон

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \quad (167.1)$$

ёки U электрон-вольт кинетик энергия олади, бу ерда e — электроннинг заряди. Тўр томонидан тезлаштирилган электронлар сўнг-ра тўр — коллектор орасидаги фазода газ атомлари билан тўқнашади.

Коллектор потенциали катод потенциалидан кичик бўлгани учун ионланиш бўлмаганида барча электронлар коллекторга етиб бормасан ҳолда тормозланади ва шунинг учун гальванометр орқали ўтаётган ток нолга тенг бўлади. Агар тўр ва катод орасидаги U потенциаллар фарқини тобора орттира борсак, электронлар энергияси ионланиш энергиясига тенглашганда тўр — коллектор фазосида мусбат ионлар пайдо бўлади. Бу ионлар коллекторга қараб ҳаракатланади ва гальванометр ток борлигини қайд қилади. Шунинг учун коллекторда ток пайдо бўлган биринчи вақтдаги тўрнинг энг кичик U потенциалини ўлчаб, ўрганилаётган газнинг атомларининг ионланиш энергиясини топиш мумкин.

Аниқ ўлчашларда яна шунинг ҳам назарда тутиш керакки, агар катод ва тўр турли металллардан қилинган бўлса, у ҳолда улар орасида V вольтметр нолини кўрсатаётган вақтда ҳам электр майдони мавжуд бўлади, бинобарин, катод—тўр оралиғида бирор U_{KT} потенциаллар фарқи мавжуд бўлади. Бу потенциаллар фарқи икки турли металл орасида ҳамма вақт бўладиган *контакт потенциаллар фарқидир* (198- §). Шунинг учун электронлар энергиясининг ифодасини янада аниқроқ қилиб шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU + eU_{KT}. \quad (167.1a)$$

Контакт потенциаллар фарқини ҳамма вақт тажрибада аниқлаш ва вольтметр кўрсатишларига тегишли тузатмалар киритиш мумкин.

Франк ва Герц методи ионланиш энергиясини ўлчашнинг ягона методи эмас. Бу энергия шунингдек, сийраклаштирилган газлар ва бугларнинг нурланиш чиқиқли спектрларини текшириш воситасида ҳам аниқланиши мумкин, шу билан бирга бу усулда аниқлаш анча аниқроқ бўлади. Спектрлар бўйича аниқланган ионланиш энергия:

лари қийматлари электронлар зарби методи бўйича аниқланган қийматлари билан яхши мувофиқ келади.

Жадвалда баъзи атомларнинг ионланиш энергиялари қийматлари келтирилган.

Элемент	He	Ne	Ar	Hg	Na	K	Rb
Ионланиш энергияси, эВ	24,5	21,5	23,9	10,4	5,12	4,32	4,68

168-§. Газларда ионлар ҳаракати

146- ва 147-§ ларда электронларнинг металлнинг кристалл пан-жаралари билан тўқнашиши натижасида тезликка пропорционал бўлган маълум ишқаланиш кучи пайдо бўлишини ва шунинг учун электронларнинг тартибли ҳаракати тезлиги v майдон кучланганлиги E га пропорционал бўлишини кўрган эдик. Агар газ ионлари кўплаб марта тўқнашса, ана шу қонунни газ ионлари учун ҳам қўллаш мумкин экан; шунинг учун

$$v_{\pm} = b_{\pm} E, \quad (168.1)$$

деб ҳисоблаш мумкин. Бу ерда b_{\pm} — металлларда электронлар ҳаракатига ўхшаш газ ионларининг ҳаракатчанлигидир. Бу ҳаракатчанлик бир бирлик майдон кучланганлигида ионлар олган ўртача тезлигидир, бу тезлик СИ системасидан $\text{м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ ларда ифодаланади. Бунда $+$ ва $-$ индекслар мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракатчанлиги турлича бўлишини ва шунинг учун уларнинг айни бир майдонда олган тезликлари ҳам турлича бўлишини кўрсатади.

(168.1) муносабат тўқнашувлар сони етарлича катта бўлганда, яъни газ ионларининг ўртача эркин югуриш йўли узунлиги электронлар орасидаги \bar{l} масофадан анча кичик бўлган ҳолда ҳам ўринли бўлади. Одатда, бундай шарт газ босими симоб устунининг бир неча ўн миллиметри ва ундан юқориқ бўлганидаёқ бажарилади. Агар $\bar{l} \gg d$ бўлса, биз электронлар вакуумда ҳаракатланмоқда деб гапирамиз. Бундай ҳолда ионларнинг ҳаракатига ҳеч қандай қаршилик бўлмайди ва ионлар электр майдонда тезланма ҳаракат қилади.

Бу хил ионларнинг ҳаракати уларни ўраб турувчи газ атомлари томонидан ишқаланиш кучи қанча кичик бўлса, шунча катта бўлади. Маълумки, тўқнашувлар сони қанча кам бўлса, ишқаланиш кучи шунча кичик бўлади, тўқнашувлар сони эса ўз навбатида газнинг босимига пропорционалдир. Шунинг учун босим ўзгаришларининг жуда кенг интервалида ионларнинг ҳаракатчанлиги газ босимига тескари пропорционалдир, яъни

$$bp = \text{const}. \quad (168.2)$$

Баъзи ионлар ҳаракатчанлигининг қийматлари жадвалда келтирилган.

Газ	Ионларнинг ҳаракатчанлиги, $10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ ларда ($p = 700$ мм с.м. уст. ва $T = 18^\circ\text{C}$ да)		Газ	Ионларнинг ҳаракатчанлиги, $10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ ларда ($p = 700$ мм с.м. уст. ва $T = 18^\circ\text{C}$ да)	
	b_{+}	b_{-}		b_{+}	b_{-}
Водород	5,91	8,26	Қарбонад	1,10	1,14
Кислород	1,29	1,79	ангидрид		
Азот	1,27	1,84	Хлор	0,65	0,51

Бироқ газларда ионларнинг ҳаракати металллардаги электронларнинг ҳаракатидан анча мураккабдир. Газ разрядларида кўпинча ионларнинг электродлар орасида нотекис тақсимланиши кузатилади, бунда ионлар концентрациясининг $\frac{dn}{dx}$ градиенти нолга тенг

бўлмайди, шунинг учун ионларнинг сезиларли диффузия оқими юзага келади. Мусбат ионларнинг диффузия туфайли вақт бирлигида сирт бирлиги орқали олиб ўтган зарядлари (диффузия токининг зичлиги) қуйидагига тенг бўлади:

$$-qD_{+} \frac{dn_{+}}{dx},$$

бу ерда D_{+} — ионларнинг диффузия коэффиценти, q — ионнинг заряди. Ионларнинг тартибланиш ҳаракати туфайли майдон таъсирида вақт бирлигида шу сирт орқали ўтадиган электр миқдори дрейф токи зичлиги) қуйидагига тенг бўлади:

$$qn_{+}b_{+}E.$$

Шунинг учун токнинг j_{+} зичлиги

$$j_{+} = qn_{+}b_{+}E - qD_{+} \frac{dn_{+}}{dx} \quad (168.3)$$

га тенг бўлади. Манфий ионларнинг ҳаракати туфайли бўладиган j_{-} ток зичлиги учун ҳам шунга ўхшаш ифода ҳосил бўлади. Бироқ бунда фақат ионлар зарядининг манфий бўлгани туфайли токнинг йўналиши диффузия оқимига қарама-қарши бўлишини назарга олиш керак ва шунинг учун

$$j_{-} = qn_{-}b_{-}E + qD_{-} \frac{dn_{-}}{dx}. \quad (168.3a)$$

Ионлашган газдаги тўлиқ ток зичлиги буларнинг йиғиндиси га тенг бўлади:

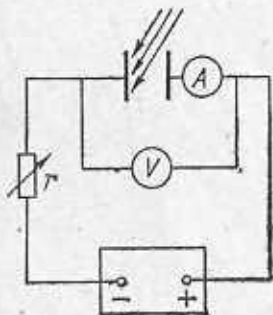
$$j = j_{+} + j_{-}. \quad (168.4)$$

Ионлашган газдаги n_+ ва n_- концентрациялар бир-бирига тенг бўлмаслиги мумкин. Шунинг учун металллардан фарқли равишда газ ўтказгичларда ток бўлганида ҳажмий зарядлар юзага келади. Электр майдоннинг электродлар орасида мураккаб тақсимланишига ана шу ҳажмий зарядлар сабаб бўлади.

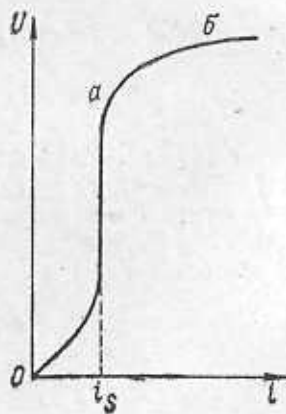
Газ ўтказгичларни металллардан кучли фарқ қилувчи иккинчи нарсга қуйидагидан иборат. Металлларда электронлар концентрацияси майдон кучланганлигига ва ток зичлигига боғлиқ бўлмаган ва фақат айти шу металлнинг табиатига боғлиқ бўлган катталикдир. Ионлашган газда эса заряд ташувчилар (электронлар ва ионлар) разряд процессида вужудга келиши мумкин, масалан, электронлар зарбидан ионланиш натижасида юзага келиши мумкин. Шунинг учун ионларнинг n_+ ва n_- концентрациялари майдон кучланганлигига боғлиқ бўлиши мумкин. Бу сабаблар туфайли одатда газ ўтказгичлар Ом қонунига бўйсунмайди.

169-§. Мустақил ва мустақил бўлмаган разрядлар

Кучланиш манбаи, газ оралиғи ва кенг чегараларда ўзгартириш мумкин бўлган r ўзгарувчан қаршиликдан иборат занжирни кўрайлик (290- расм). Занжирда ток ўлчайдиган A амперметр ҳам бор. Дастлаб, газ оралиғига қандайдир ионизатор, масалан, ультрабинафша нурлар таъсир кўрсатади, натижада улар манфий электродларга тушиб, ундан фотоэлектронларни уриб чиқаради деб фараз қилайлик. Бундан газ бирмунча электр ўтказувчанликка эга бўлади ва занжирда ток пайдо бўлади. Агар газ оралиғидаги занжирда r қаршиликни бир текис камайтириб борилса, ток кучи дастлаб ортади, бунинг сабаби электродлар орасида кучланишнинг ортиши ва улар орасидаги фазовий заряднинг камайишидир. Қаршилик янада камайтирилса, электродлардаги кучланиш шундай қийматга етдики, бунда барча ҳосил бўлган ионлар



290- расм. Газ оралиқнинг вольт-ампер характеристикасини аниқлаш схемаси.



291- расм. Мустақил бўлмаган газ-разряднинг вольт-ампер характеристикаси.

мусбат электродгача бориб етади ва биз i , тўйиниш токини ҳосил қиламиз, унинг кучи энди фақат ионизатор интенсивлигигагина боғлиқ бўлади (291- расм). Бунда қайд қилинадиган тоқлар жуда кичик (одатда, ионизаторнинг интенсивлигига боғлиқ ҳолда микро-ампер ва ундан ҳам кам) бўлади.

Агар разряд характеристикасининг Oa тармоғи билан тасвирланадиган бирор режимда ионизатор таъсирини тўхтатсак, у ҳолда разряд тўхтайд. Фақат ташқи ионизатор таъсиридагина мавжуд бўладиган бундай разрядлар *мустақил бўлмаган* разрядлар деб аталади.

Агар занжирнинг r қаршилигини камайтирсак, у ҳолда кучланиш нисбатан кам ортганда ҳам разряд оралиғи орқали ўтувчи ток тез ортади. Бу ҳол характеристиканинг *аб* қисмига мос келади (291- расм). Характеристиканинг *аб* қисмида токнинг ортиши газ оралиғида янги ионларнинг пайдо бўлишидан дарак беради.

Агар r қаршилик камайтирилса, разряд оралиғи орқали ўтувчи ток тамоман бошқача характерда бўлади. Разрядда ток кучи кескин ортиб кетади (юз ва минглаб марта) ва газда кучли намоён бўлувчи ёруғлик ва иссиқлик эффектлари кузатилади. Агар энди ионизатор таъсири тўхтатилса ҳам, разряд давом этаверади. Бу деган сўз, газнинг электр ўтказувчанлигини таъминловчи ионлар разряднинг ўзида бўладиган процесслар туфайли пайдо бўлади, демакдир. Бундай газ разрядлар *мустақил* разрядлар деб аталади. Мустақил разряд юзага келадиган кучланиш газ оралиғининг *тешилиш кучланиши* деб аталади ёки газ разряднинг *ёниш кучланиши* деб аталади.

Разрядда ионларни ҳосил қилувчи қандай процесс устун туришига қараб мустақил разрядларнинг турли шакллари ва хиллари ҳақида гапириш мумкин. Масалан, мустақил разрядларнинг тож разряд, учқун разряд, ёй разряд, ёлқин разряд ва бошқа турлари бўлади. Разряднинг бу шакллари бир-биридан хоссалари ва ташқи кўриниши билан фарқ қилади.

170-§. Мустақил разрядларнинг пайдо бўлиши

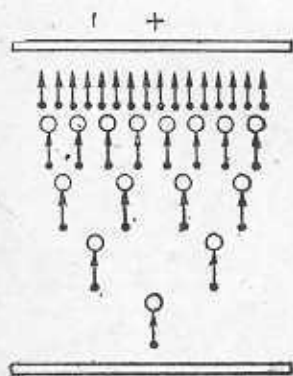
Энди қандай қилиб газдаги мустақил бўлмаган разряд мустақил разрядга ўтиши мумкин эканини кўрамиз.

Газларда мустақил разрядлар пайдо бўлишининг миқдорий назарияларидан бири Таунсенд томонидан яратилган эди. Кейинчалик бу назариянинг қўлланиши чекланган эканлиги ва газ разрядининг фақат баъзи шаклларидагина тегишли эканлиги аниқланди. Бироқ бу назария мустақил бўлмаган разряднинг мустақил разрядга айланиш имкониятини яхши тушунтириб беради.

Фараз қилайлик, бирор ташқи ионизатор таъсирида, масалан, ультрабинафша нурлар таъсирида катоддан электрон учиб чиққан бўлсин.

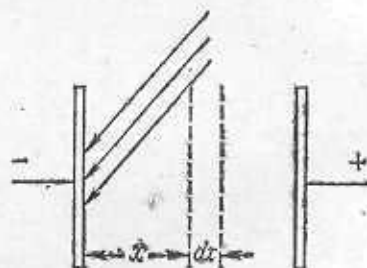
Эркин югуриш йўли узунлигида электрон электр майдонда тезланувчан ҳаракат қилади ва тўқнашув олдида маълум кинетик энергияга эга бўлади. Агар бу энергия газ атомларини ионлаш энергиясидан катта бўлса, у ҳолда тўқнашув вақтида атом ионланади, бунинг натижасида битта янги электрон ва битта мусбат ион ҳосил бўлади.

Мусбат ионлар катодга қараб, электронлар анодга қараб ҳаракатланади. Тўқнашувдан сўнг электронлар яна энергия олади ва кейинги тўқнашувда энди тўртта электрон пайдо бўлади. Учинчи ионланишдан кейин улар саккизта, тўрттинчидан кейин ўн олтига ва ҳ. к. бўлади (292- расм); шунинг учун электронларнинг анодга тобора яқинлашгани сари электронлар ва ионларнинг умумий сони



292- расм. Электрон қуюнининг ҳосил бўлиш схемаси:

қора нуқталар — электронлар, оқ тўғрақлар — нейтрал атомлар. Мусбат ионлар тасвирланмаган.



293- расм. Электрон қуюнини ҳисоблашга доир.

қуюнсимон ортади. Бир электроннинг йўл узунлиги бирлигида ҳосил бўлган электронлар ва ионлар жуфтининг миқдорини α билан белгилайлик (*ҳажмий ионланиш коэффициентини*). E электр майдон кучланганлиги қанчалик катта бўлса, эркин югуриш йўли узунлигида электронларнинг оладиган энергияси шунча катта бўлгани учун α коэффициент ҳам майдон кучланишига боғлиқ бўлади. Шунингдек, газнинг p босими ўзгарганида ҳам бу коэффициент ўзгаради, чунки ионизация аклари сони электроннинг йўл узунлиги бирлигида дуч келган тўқнашувлари сонига боғлиқдир, тўқнашувлар сони эса газ босимига пропорционал.

Оддий назарий мулоҳазалар асосида берилган газ учун $\frac{\alpha}{p}$ нисбат майдон кучланганлигининг газ босимига нисбатининг функцияси эканини аниқлаш мумкин, яъни

$$\alpha/p = f(E/p), \quad (170.1)$$

бу ерда f функциянинг кўриниши газнинг турига боғлиқ бўлади. Бу формула тажрибага жуда мувофиқ келади ва жуда фойдалидир, чунки α нинг икки E ва p ўзгарувчиларга боғланишини (170.1) тенглама билан аниқланадиган битта эгри чизиқ ёрдамида аниқлашга имкон беради.

Энди текис электродлар орасидаги газ устунини кўрайлик ва катоддан x масофада жойлашган dx қалинликдаги газ қатламида ионланишни топамиз (293- расм). Битта электрон dx йўлда αdx жуфт ионлар ҳосил қилади. Агар кўрилатган қатламга катод томонидан бир эмас, n та электрон учиб кирса, у ҳолда dx йўлда электронларнинг кўпайиш сони қуйидагига тенг бўлади:

$$dn = n \alpha dx. \quad (170.2)$$

Келгусида биз осон бўлиши учун ҳосил бўлаётган ионлар электр майдонни кўп ўзгартирмайди ва у ионизация вақтида ҳам бир жинсли бўлиб қолади деб оламиз. У ҳолда (170.2) ни интеграллаб,

$$n = Ce^{\alpha x}$$

эканини топамиз, бу ерда C — интеграллаш доимийси.

$x = 0$ бўлганда, яъни катоднинг ўзидан n_0 ташқи ионизатор ҳосил қиладиган электронлар сони n_0 га тенг бўлади. Шунинг учун $C = n_0$. $x = d$ га тенг деб олиб (бу ерда d — катод ва анод орасидаги масофа), анодга келиб тушадиган электронлар сони n_a ни топамиз:

$$n_a = n_0 e^{\alpha d}. \quad (170.3)$$

n_a катталикнинг n_0 дан бир неча тартиб катта эканини кўриш қийин эмас. Айтайлик, масалан, 1 м йўлда 300 жуфт ион ҳосил бўлсин ($\alpha = 300 \text{ м}^{-1}$). Агар катод ва анод орасидаги масофа $3 \text{ см} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ га тенг бўлса, у ҳолда катоддан учиб чиқувчи битта электрон анодда $e^{300 \cdot 3 \cdot 10^{-2}} = e^9 \sim 10^4$ та электрон ҳосил қилади, яъни электронлар қуюни ҳосил бўлиши натижасида электронлар сони улкан даражада ортади.

Газда электронлар қуюнининг ҳосил бўлиши ҳали мустақил разряд бўлди деган сўз эмас. Масалан, (170.3) формулада $n_0 = 0$ деб олиб, $n_a = 0$ эканлигини келтириб чиқарамиз, яъни ташқи ионизатор таъсири йўқотилганда анодда ток ҳам бўлмайди. Разряд мустақил бўлиши учун электрон қуюнлари ўзларини ўзлари сақлаб туриши керак, яъни газда анодга кетаётган электронлар ўрнини тўлдириб турувчи узлуксиз процесс (ёки процесслар) бўлиб туриши керак.

Бундай хил процесслардан бири катодни мусбат ионлар билан бомбардимон қилиш натижасида иккиламчи электрон эмиссиянинг ҳосил бўлишидир. Агар мусбат ион катодга қараб ҳаракатланаётганда етарлича катта энергия олган бўлса, у ҳолда катоддан маълум сондаги электронларни уриб чиқариши мумкин (163-§ билан тақ-

қосланг). Бу процессни иккиламчи эмиссия коэффициентини γ билан характерлаш мумкин (163- § билан солиштиринг), бу коэффициент битта мусбат ионнинг катоддан нечта иккиламчи электрон уриб чиқаришини кўрсатади. γ катталик ионларнинг тезлиги, уларнинг табиати ва катод материаллигига боғлиқ бўлади.

Таунсенд ҳар иккала процесснинг айни бир вақтда мавжуд бўлиши, яъни ҳажмий ва сирт ионизациясининг бир вақтда бўлиши мустақил разряднинг пайдо бўлишига олиб келиши мумкин эканлигини кўрсатди. Яна 293- расмга қайтайлик ва дастлаб электродлар орасида барқарор мустақил бўлмаган разряд мавжуд деб фараз қиламиз. Катоддан 1 сек давомида чиқаётган электронларнинг (ташқи ионизатор ва иккиламчи эмиссия туфайли ҳосил бўлган) сонини n_1 билан белгиләймиз. (170.3) формулага мувофиқ, ҳажмий ионизация натижасида анодга келиб тушувчи электронлар сони

$$n_a = n_1 e^{\alpha d} \quad (170.4)$$

катталиккача ортади. Бинобарин, қуюнда пайдо бўлган янги электронлар сони қуйидагига тенг бўлади: $n_a - n_1 = n_1 (e^{\alpha d} - 1)$. Қуюнда ҳосил бўлган мусбат ионларнинг сони ҳам шунга тенг бўлади. Мусбат ионлар катодга ёғилиб, ундан

$$\gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1)$$

миқдорда иккиламчи электронлар уриб чиқаради. Бу электронлар сонини ташқи ионизаторнинг 1 сек давомида чиқараётган n_0 электронлар сони билан қўшсак, катоддан чиқувчи электронларнинг n_1 тўла сонига тенг бўлади; шунинг учун:

$$n_0 + \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1) = n_1$$

ёки бошқача

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}$$

Бу ифодани (170.4) формулага қўйиб, анодга бир секундда келувчи электронлар сонини шундай тарзда ифодалашимиз мумкин:

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (170.5)$$

Олинган ифода мустақил разряднинг пайдо бўлишини тушунтиради. Ҳақиқатан ҳам, биз электр майдоннинг кучланганлигини тобора орттиришмиз деб фараз қилайлик. Бунда α ва γ қийматлари ортади ва n_0 узлуксиз ортади. Бирор майдон кучланганлигида қуйидаги шарт бажарилади:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (170.6)$$

ва (170.6) формуланинг махражи нолга айланади. Бунда ҳатто n_0 нинг жуда кичик қийматида ҳам n_a чексиз ортаверади. Бинобарин,

бу ерда ташқи ионизатор керак бўлмай қолади ва мустақил бўлмаган разряд мустақил разрядга айланади. (170.6) шарт мустақил разряд учун ёниш шартидир.

Шу нарсани қайд қилиш кераки, албатта, электронларнинг n_0 сони узлуксиз даражада ортиб бормайди. Разряд занжирининг қаршилиги бўлгани учун разряд токи анча катталашганида газ разряди оралиғида кучланиш камаёди ва шунинг учун газда чекли ток бўлади, бу ток манбанинг э. ю. к. га ва занжирининг қаршилиғига боғлиқ бўлади.

Таунсенд назарияси кейинчалик кўплаб марта тўлдирилди ва аниқлаштирилди. Масалан, юқорида биз электронлар фақат катодда мусбат ионлар таъсирида вужудга келади, деб тахмин қилган эдик. Ҳолбуки, разрядда электронларнинг пайдо бўлишига олиб келувчи бошқа процесслар ҳам бўлиши мумкин. Разряднинг нурланиши туфайли электронларнинг катоддан озод бўлиб чиқиши ана шундай процесслардан бири бўлиши мумкин (бу ҳодиса *фотоэлектр эффект*и деб аталади). Қуюннинг доимий сақланиб туриши учун зарур бўлган электронлар газ ҳажмида атомларнинг мусбат ионлар билан тўқнашувидан ҳам пайдо бўлиши мумкин (буни Таунсенднинг ўзи ҳам ҳисобга олган эди) ёки электронлар фотоионизация ёрдамида ҳосил бўлиши ҳам мумкин. Ундан ташқари электр майдоннинг газнинг ионланишидаги ҳажмий зарядлар туфайли ўзгаришини ҳам ҳисобга олиш керак. Бу процессларнинг ҳаммаси одатда газда барабарига мавжуд бўлади, шунинг учун мустақил разряднинг аниқ назариясини бериш ниҳоятда қийин.

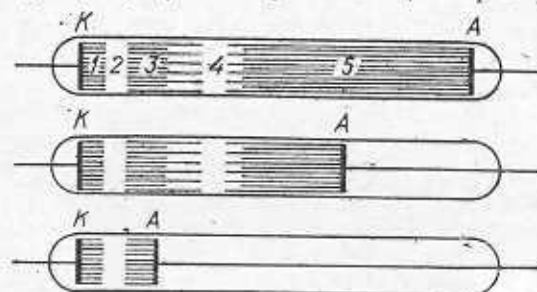
171-§. Ёлқин разряд

Юқорида биз кўрган процесслар ёлқин разряд деб аталувчи разрядда муҳим роль ўйнайди.

Бундай шаклдаги разрядни газнинг паст босимида кузатиш ниҳоятда қулай. Агар узунлиги 30—50 см бўлган шиша трубка учларига кавшарланган электродларга бир неча юз вольт доимий кучланиш берилса ва сўнгра трубкadan аста-секин ҳаво сўриб олина бошланса, қуйидаги ҳодисаларни кузатиш мумкин. Атмосфера босимида қўйилган кучланиш газда учкун ўтиши учун етарли эмас ва трубка қоронғи бўлиб қолаверади. Газ босимининг пасайтирилишида бирор пайтда трубкаде худди ёруғлик сочаётган шнур (арқон) кўринишида разряд ҳосил бўлади, бу манзара анод билан катод орасида кўринади. Босимнинг кейинги пасайишида бу шнур йўғонлашади ва трубканинг бутун кесимини қоплайди, катод яқинидаги ёруғланиш эса хиралашади.

Газ босими 0,1—0,01 мм сим. уст. бўлганда разряд 294- расмда кўрсатилган кўринишни олади. Катодга бевосита ингичка ёруғланаётган қатлам туташади (*биринчи катод нурланиши ёки катод пардаси* деб аталади), унинг орқасидан эса катод қоронғи *фазоси*

деб ном олган қоронғи қатлам туташади. Бу қоронғи фазо сўнгра ёруғланувчи қатламга айланади (*ёлқин ёруғланиш*), бу қатлам катод томонидан кескин чегарага эга бўлгани ҳолда анод томонида тобора йўқолиб боради. Ёлқин ёруғланишдан сўнг яна қоронғи оралиқ бошланади, бу оралиқ *иккинчи ёки фарадей қоронғи фазоси* деб аталади. Биз санаб ўтган қисмлар разряднинг катод қисмлари деб аталади. Иккиламчи қоронғи фазодан сўнг анодгача чўзилган ёруғ соҳа ётади ёки бу соҳа *мусбат устун* деб аталади. Баъзи ҳолларда бу устун қатор қатламларга ёки стратларга ажралади.



294- расм. Ёлқин разряднинг асосий қисмлари:

1 — катод пардаси, 2 — катод олди қоронғи фазоси, 3 — ёлқин нурланиш; 4 — иккинчи катод олди қоронғи фазоси, 5 — мусбат устун.

Ёлқин разрядда фақат икки қисми — катод қоронғи фазоси ва ёлқин ёруғланиш муҳим роль ўйнайди, разрядни сақлаб турувчи асосий процесслар ана шу қисмларда бўлади. Агар газ разряд трубкасида анодни қўзғалувчан қилиб ясалса ва уни аста-секин катодга қараб силжитилса (294- расм), у ҳолда разряднинг барча катод қисмлари ўзгаришсиз қолади, фақат мусбат устун қисқаради. Разряд оралиқ янада қисқартирилганда иккинчи катод қоронғи фазоси қисқара бошлайди ва анод ёлқин ёруғланиш соҳасига етиб келганида ёруғланиш батамом йўқолади. Бироқ бунда разряд мавжудлигича қолади. Анод келгусида янада оралиқни қисқартириш натижасида биринчи катод фазоси билан ёлқин ёруғланиш чегарасига келганида разряд сўнади.

Ёлқин разряднинг характерли хусусияти трубка узунлиги бўйлаб потенциалнинг алоҳида тақсимланишидир. Трубкага қатор қўшимча электродлар — *зондлар* кавшарлаш йўли билан буни аниқлаш мумкин, бир-биридан маълум масофада трубканинг турли жойларига кавшарланган зондлар билан катод орасига катта қаршиликли вольтметр уланади, ўлчанган потенциаллар унинг 295- расмда кўрсатилгандек тақсимланишини кўрсатади. Кўриниб турибдики, бу разрядда потенциалнинг тушиши деярли ҳаммаси катод қоронғи фазоси соҳасига тўғри келади. Катод ва ёлқин ёруғланиш чегарасидаги бу потенциаллар фарқи *катод потенциал тушиши* деб аталган.

Таъриба шуни кўрсатадики, агар разрядда ток кучи унча катта бўлмаса, катод потенциал тушиши ток кучига боғлиқ бўлмас экан (нормал катод потенциал тушиши). Ток кучининг ўзгариши катоддаги ёруғланувчи сиртнинг катталигини ўзгартиради холос, бу сирт ток кучи ортганида ортади. Ток кучи катод пардаси катоднинг бутун сиртини қоплайдиган даражадаги катталikka етганида ток кучи ортиши билан катод потенциал тушиши орта бошлайди (аномал катод потенциал тушиши).

Ёлқин разряддаги процессларни тушунишда шу нарса муҳимки, нормал катод потенциал тушиши катталиги фақат катоднинг материалга ва газнинг турига боғлиқ, шу билан бирга катод потенциал тушиши электронларнинг катоддан чиқиш нишига пропорционал бўлар экан.

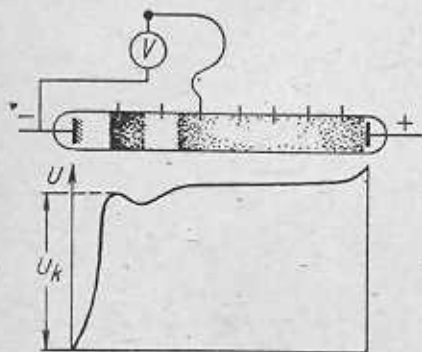
Ёлқин разряднинг биз кўриб ўтган хоссалари разрядни сақлаб турувчи қуйдаги процесслар манзарасини беради. Электронларнинг зарблари туфайли ҳосил бўладиган мусбат ионлар (ёлқин ёруғланишдаги ва мусбат устундаги) катодга қараб ҳаракатланади ва катод потенциал тушиши соҳаси орқали ўтиб, анчагина энергия олади. Тез мусбат ионлар билан интенсив бомбардимон қилиш (шунингдек, разряднинг нурланиши туфайли бўладиган фотоэффект) туфайли катоддан электронлар учиб чиқади ва анодга қараб йўл олади. Бу электронлар катод потенциал тушиши соҳасида кучли тезлашади ва газ атомлари билан кейинги тўқнашишларида уларни ионлаштиради. Бунинг натижасида яна мусбат ионлар пайдо бўлади, улар яна катодга қараб тезлашиб, янги электронларни ҳосил қилади ва ҳ. к. Шундай қилиб, разрядни таъминлаб турувчи асосий процесслар ҳажмда бўладиган электрон тўқнашувлари ва катоддаги иккиламчи электрон эмиссия бўлади.

Катод қоронғи фазосининг мавжудлигига сабаб шуки, электронлар газ атомлари билан дарҳол эмас, балки катоддан бирор масофага боргандан сўнг тўқнаша бошлайди. Катод қоронғи фазосининг кенглиги тахминан электронларнинг эркин югуриш йўли узунлигига тенг бўлади: газнинг босими камайиши билан у ортади. Катод қоронғи фазосида электронлар, бинобарин, амалда тўқнашувларсиз ҳаракатланади.

Мусбат ионлар ва электронлар концентрациясининг разряднинг турли қисмларида тақсимланиши мутлақо бирдай эмас. Мусбат ионлар электронларга қараганда анча секинроқ ҳаракатлангани учун катод олдида ионлар концентрацияси электронларникига қараганда катта. Шунинг учун катод яқинида кучли фазовий мусбат заряд юзага келиб, потенциалнинг катод олдида тушишига сабаб бўлади. Аксинча, мусбат устун соҳасида мусбат ионлар ва электронлар концентрацияси деярли бирдай ва шунинг учун бу ерда фазовий заряд йўқ. Электронлар концентрацияси юқори бўлгани учун мусбат устуннинг электр ўтказувчанлиги яхши бўлади ва кучланиш тушиши кам бўлади (295- расм).

Мусбат устунда мусбат ионлар ҳам, электронлар ҳам бўлгани учун бу ерда ионлар интенсив рекомбинацияланади, ана шу сабабли мусбат устун ёруғланади (рекомбинация ёруғланиши; 166- § билан солиштиринг).

Кўриниб турибдики, катод потенциаллар тушиши ёлқин разрядни сақлаш учун зарур. Ана шу потенциал тушиши туфайли мусбат



295-расм. Ёлқин разрядда потенциал тақсироти.

ионлар катоддан иккиламчи электрон эмиссиясини таъминлайдиган энергия олади, бусиз ёлқин разряд барқарор бўлиши мумкин эмас. Шунинг учун катод потенциал тушиши ёлқин разрядни бошқа разряд шаклларида ажратиб турувчи энг характерли белгисидир.

Ёлқин разряднинг қўлланиши. Ёлқин разрядни турли газ ёруғлик трубкаларида ёруғлик манбаи сифатида ишлатилади. Кундузги ёруғлик лампаларида ёлқин разряд нурланиши трубканинг ички сиртига суртилган

махсус моддалар қатлами томонидан ютилади, бу қатлам моддаси ютилган нурланиш таъсирида ўз навбатида ёруғлик соча бошлайди. Бу моддаларни тегишлича танлаш йўли билан уларнинг нурини кундузги ёруғликка яқинлаштириш мумкин. Бундай трубкалар одатдаги чўгланиш лампаларига қараганда анча тежамли бўлади.

Газ-ёруғлик лампалари, шунингдек, реклама ва декорация мақсадларида ҳам қўлланилади, бунинг учун бу трубкалар турли ҳарфлар ва шакллар тарзида тайёрланади. Трубкаларни турли газлар билан тўлдириб, турли рангли нурланишлар олиш мумкин (неон газни тўлдирилган лампа қизил, аргонлиси — оч яшил — кўк рангда нурланади).

Катод потенциал тушиши катоднинг моддасига боғлиқ эканидан фойдаланиб, газ-ёруғлик лампаларининг ёриш кучланиши қийматини кичик қилиб танлаш мумкин. Масалан, электродлар сифатида барий қатлами билан қопланган икки темир япроқчадан фойдаланилган неон лампада электронларнинг барийдан чиқиш иши кам бўлгани туфайли, катод потенциал тушиши 70 В га яқин бўлади. Шунинг учун лампа одатдаги ёритиш тармоғига уланганда ҳам ёнаверади. Бундай лампалар турли аппаратураларда сигнал лампочкаси сифатида (индикатор лампалари) ишлатилади.

Лабораторияда (ёлқин) разряддан металлларни катод усулда чанглатиш учун фойдаланилади, чунки (ёлқин) разрядда катод моддаси тобора бугсимон ҳолатга ўтади ва трубка деворларида металл гарди сифатида ўтириб қолади.

Катод чанглатишнинг юзага келишига сабаб шуки, ҳар бир мусбат ион катод билан тўқнашганда ўз энергиясини дастлаб катоднинг бир группа атомларига беради. Бунинг натижасида катоднинг бундай алоҳида микроскопик соҳаларида температура кучли равишда кўтарилади ва шу сабабли металлнинг шу жойида бугланиш содир бўлади. Ёлқин разрядда катод қаршисига турли буюмлар жойлаштириб, уларни металлнинг текис ва мустаҳкам қатлами билан қоплаш мумкин. Бу усулдан, жумладан, юқори сифатли металл кўзгулар тайёрлашда ҳам фойдаланилади.

172-§. Учқун разряд

Агар атмосфера ҳавосида жойлашган ва шакллари улар орасидаги электр майдон бир жинслиликдан жуда кучли фарқ қилмайдиган шаклда ишланган икки электродлар (масалан, четлари донравий икки ясси электрод ёки етарлича катта шарлар) орасидаги кучланишни тобора орттирилса, у ҳолда бирор кучланишда электр учқун пайдо бўлади. Учқун икки электродни бирлаштирувчи равшан нурланувчи ингичка канал кўринишида бўлиб, одатда мураккаб эгрилган ва тармоқланган бўлади (296- расм)



296-расм. Учқун разряд.

Газдаги электр майдон газнинг хили ва унинг ҳолатига боғлиқ бўлган бирор катталиқ (майдоннинг E_k критик кучланганлиги ёки тешилиш кучланиши) эришганда электр учқун пайдо бўлади. Нормал шароитлардаги ҳаво учун $E_k \approx 3 \cdot 10^6$ В/м.

E_k нинг катталиги босим ортиши билан ортади. Майдон критик кучланганлигининг газнинг p босимига нисбати берилган газ учун босимларнинг кенг ўзгаришлари соҳасида тахминан доимий қолади:

$$E_k/p \approx \text{const.} \quad (179.1)$$

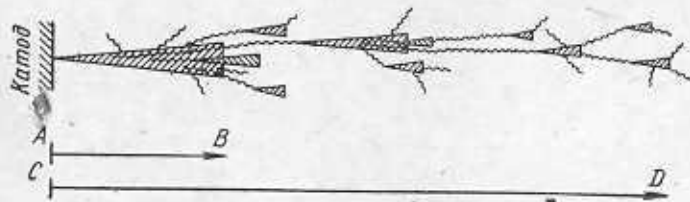
Таунсенд назариясида асослаш мумкин бўлган бу қонун жуда кўп ҳолларда жуда фойдали бўлади ва агар E_k нинг қиймати бирор босимда маълум бўлса, унинг бошқа босимлардаги қийматини аниқлашга имкон беради.

Газга ташқи ионизатор таъсир қилганда тешилиш кучланиши пасаяди. Агар газ ораллиғига тешилиш кучланишидан бирмунча кичик кучланиш берилса ва электродлар орасидаги фазога ёниб турган газ горелкаси киритилса, у ҳолда учқун пайдо бўлади. Манфий электрод ультрабинафша ёруғлик билан ёритилганда, шунингдек, бошқа ионизаторлар таъсирида ҳам учқун ҳосил бўлади.

Учқун разрядни тушунтириш учун дастлаб учқунда рўй берадиган асосий процесс, Таунсенд назариясига кўра ҳажмда электронлар зарбидан бўладиган ионланиш ва мусбат ионлар таъсирида (ҳажмда ва катодда) ионланишдир деб фараз қилиш табиийдек туюлади. Бироқ кейинчалик бу процесслар учқун ҳосил бўлишининг кўплаб хусусиятларини тушунтира олмаслиги маълум бўлди. Мисол учун учқун разряднинг ўсиш тезлиги тўғрисида тўхталиб ўтайлик. Агар учқунда мусбат ионлар таъсирида ионланиш асосий роль ўйнаганда эди, у ҳолда учқуннинг ўсиш вақти жуда бўлмаганда мусбат ионларнинг аноддан катодгача кўчиш вақтига тенг тартибда бўлиши керак эди. Бу вақтни баҳолаш қийин эмас; бу вақт 10^{-4} — 10^{-5} сек тартибда бўлади. Ҳолбуки, тажриба учқуннинг ўсиш ривожини 10^{-7} сек ва ундан кам бўлишини, яъни бир неча тартибда кам бўлишини кўрсатади.

Учқуннинг ривожланиш тезлигининг катта бўлишини ва шунингдек бу разряд хилининг бошқа хусусиятларини учқуннинг стример назарияси деб аталувчи назария яхши тушунтириб беради, бу назария ҳозирги вақтда тўғридан-тўғри экспериментал маълумотлар асосида тасдиқланган. Бу назарияга мувофиқ, учқуннинг равшан нурланувчи канали ҳосил бўлишидан аввал заиф ёруғланувчи (нурланувчи) ионланган зарралар тўплами стримерлар пайдо бўлар экан. Газ разряди оралиғига кириб, стримерлар ўтказувчан кўприкчалар ҳосил қилади, разряднинг кейинги босқичларида бу кўприкчалар орқали электронларнинг қудратли оқимлари ўтади. Стримерларнинг пайдо бўлишига фақат зарба таъсиридаги ионланиш воситасида юзага келган электронлар қуюнининг ҳосил бўлишигина эмас, шу билан бирга газнинг разряднинг ўзида ҳосил бўладиган нурланиш таъсиридаги ионланишлар ҳам сабаб бўлар экан (фотоионизация).

Стримернинг ривожланиш схемаси 297- расмда кўрсатилган. Бу расмда конуслар кўринишида ана шу конусларнинг учиди ҳосил бўлган ва катоддан анодга тарқалувчи электрон қуюнлари кўрсатилган. Бу схемада шу нарса муҳимки, бевосита катод олдида ҳосил бўлган бирламчи электрон қуюнидан ташқари, шу бирламчи қуюннинг бошидан анча олдинда жойлашган нуқталарда ҳосил



297- расм. Манфий стримернинг кучайиши.

бўлган қуюнлар ҳам бор. Бу янги қуюнлар газ ҳажмида электронларнинг нурланиш таъсирида бўладиган фотоионизацияси туфайли ҳосил бўлган (расмда бундай нурланиш тўлқинсимон чизиқлар кўринишида схематик кўрсатилган). Ривожланиш натижасида алоҳида қуюнлар бир-бирини қувиб етади ва бирга қўшилиб кетади, бунинг натижасида стримернинг яхши ўтказувчан канали вужудга келади. Келтирилган схемадан равшанки, кўплаб қуюнларнинг пайдо бўлиши туфайли стример ўтадиган умумий CD йўл дастлабки ягона қуюн ўтадиган AB масофадан анча катта бўлади (AB ва CD лар орасидаги фарқ одатда аслида расмда кўрсатилганидан анча катта бўлади).

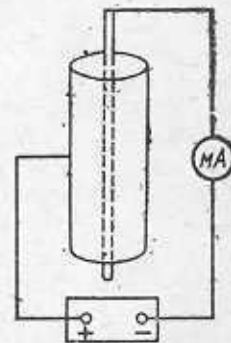
Аноддан катодгача чўзилган стримерлардан ташқари (манфий стримерлар) аноддан катодга ҳаракатланувчи стримерлар (мусбат стримерлар) ҳам бўлади.

173- §. Тож разряд

Тож разряд нисбатан юқори газ босимларида (масалан, атмосфера босимида) кучли бир жинсли бўлмаган майдонда кузатилади. Бир жинслимаслик даражаси юқори бўлган майдонни ҳосил қилиш учун электродлар сирти бирдай бўлмаслиги керак, яъни бир электроднинг сирти жуда катта, иккинчисиники эса жуда кичик бўлиши керак. Масалан, тож разрядни ингичка симни радиуси ана шу сим радиусидан анча катта бўлган металл цилиндр ичига жойлаштириб осон ҳосил қилиш мумкин (298- расм); бироқ шунини айтиш керакки, ташқи цилиндрининг бўлиши шарт эмас ва унинг ўрнига ерга уланган буюмлар бўлиши ҳам мумкин.

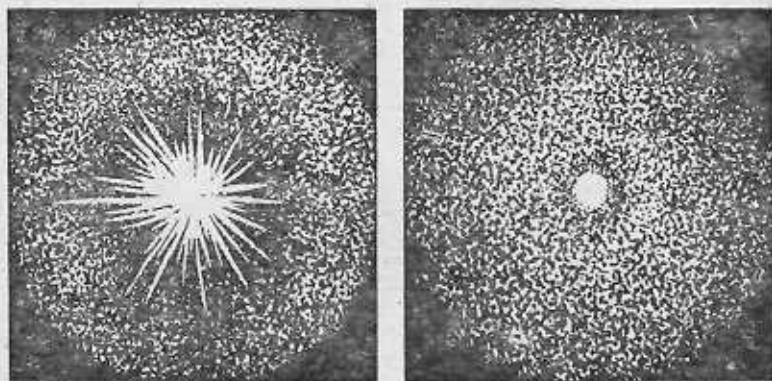
Электр майдоннинг куч чизиқлари симга яқинлашган сари қуюқлаша боради, бинобарин, майдоннинг кучланганлиги сим яқинида энг катта қийматга эга бўлади. Кучланганлик тахминан $3 \cdot 10^6$ В/м га эришганда (атмосфера босими ва нормал температурада) сим ва цилиндр орасида разряд ёнади ва занжирда ток ҳосил бўлади. Бунда сим олдида симни ўраб олган қобиқ ёки тож кўринишида ёруғланиш пайдо бўлади, шу сабабли бу тур разряд тож разряд деб аталади (299- расм).

Учқун разряд симда манфий потенциал бўлганда ҳам (манфий тож), мусбат потенциал бўлганда ҳам (мусбат тож), шунингдек сим ва цилиндр орасида ўзгарувчан кучланиш бўлганида ҳам ҳосил бўлади. Сим билан цилиндр орасида кучланиш ортганда тож разрядда ток ортади. Бунда тожнинг ёруғлик чиқараётган қатлами ортади.



298- расм. Тож разряд ҳосил қилишга доир схема.

Тож ичидаги процесслар асосан қуйидагидан иборатдир. Агар сим манфий зарядланган бўлса, у ҳолда тешилиш кучланишига эришганда симнинг сиртида электрон қуюнлари пайдо бўлади ва улар симдан цилиндрга қараб ҳаракатланади. Майдоннинг кучланганлиги симдан узоқлашган сари камайгани учун симдан бирор масофада электрон қуюнлар узилди. Электрон қуюнлар тар-



299- расм. Сим атрофидаги тожнинг фотосуратлари:
чапда — мусбат тож, ўнгда — манфий тож.

қала оладиган масофа тожнинг қалинлиги бўлади. Бинобарин, тож разрядда электронлар газ қатламининг ҳаммасига ўтмайди, яъни газ оралиғининг чала тешилиши содир бўлади.

Мусбат тожда электрон қуюнлари тожнинг ташқи сиртида пайдо бўлади ва симга қараб ҳаракатланади.

Шундай қилиб, тож ичида манфий ионлар ҳам, мусбат ионлар ҳам бўлади. Манфий ионлар (манфий тожда) анодга қараб ҳаракатланади ва тождан ташқарига чиқиб кетади. Мусбат ионлар симга қараб ҳаракатланади.

Тож доирасидан четга чиққан электронлар газнинг нейтрал атомларига бирлашади ва бундан ионлар юзага келади. Тождан ташқарида биз фақат бир ишорали (манфий тожда манфий ва мусбат тожда мусбат) ионларга эга бўламиз. Бу соҳада разряд мустақил бўлмаган характерда бўлади.

Тож разряд фақат симлар яқинида эмас, балки кичик сиртли, яъни ўткир учли ҳар қандай ўтказгич яқинида ҳосил бўлиши мумкин. Хусусан, биз аввал электростатикада кўрган учликларнинг (29- §) хоссалари уларнинг яқинида микроскопик тожларнинг пайдо бўлиши натижасидир. Тож баъзида табиатда атмосфера электр майдони таъсирида вужудга келади ва дарахтларнинг учларида, кема матчаларининг учларида ва шунга ўхшаш жойларда кузатилади.

Тож разряд пайдо бўлиш эҳтимоллини юқори кучланишлар теҳникасида ҳамма вақт ҳисобга олишга тўғри келади. Тож разряд ёнганида юқори вольтли электр узатиш линиялари яқинида атроф ҳаво кучли ионланади ва зарарли сирқиш токлари пайдо бўлади. Тож разряд юзага келмаслиги учун юқори кучланишли электр узатиш линияларининг симлари катта диаметрли бўлиши керак, линияларнинг кучланиши қанча катта бўлса, симлар диаметри ҳам шунча катта бўлиши керак. Ана шу сабабли ҳам лаборатория практикасида ток келадиган юқори кучланиш симлари сифатида (масалан, рентген қурилмаларига ва бошқа қурилмаларга) одатда катта диаметрли трубалар ишлатилади.

174- §. Яшин

Яшин — улкан электр учқунидир. Яшиннинг электр табиатли эканлиги биринчи марта Франклиннинг варрак билан қилган тажрибаларида ва М. В. Ломоносов билан Рихмanning кўп сонли тадқиқотларида исботланган эди.

Баланд металл таёққа уланган электроскопнинг кўрсатишларини кузатиб, Ломоносов Ер сиртида электр майдони монокалдирок бўлганида ҳам мавжуд бўлиши мумкин эканлигини ва монокалдирок арафасида кучли равишда орттиб кетишини аниқлади. У биринчи бўлиб атмосферада электр зарядларининг пайдо бўлиш назариясини яратди ва бунда пастлашувчи ва кўтарилувчи ҳаво оқимларининг муҳим роль ўйнашини кўрсатди. Шундай қилиб, атмосферавий электр ҳақидаги фанга асос солди.

Яшин икки булут орасида ёки булут билан Ер орасида юзага келади. Яшинда ток кучи жуда улкан ва одатда 10 000 дан 1 000 000 А гача бўлади, яшин юзага келиш арафасида Ер билан булут орасидаги кучланиш 10^8 — 10^9 В га етади. Яшин разрядининг давомийлиги жуда қисқа, микросекунд тартибда. Шунинг учун ҳар бир алоҳида яшинда ўтадиган умумий заряд миқдори одатда унча катта бўлмайди (0,1—10 Кл).

Кўпинча яшин бир-бири кетидан келувчи қатор учқун разрядлардан иборат бўлади (кўп каррали яшин). Бундай разрядлар сони бир неча ўнлаб бўлиши, яшиннинг умумий давомийлиги эса 1 сек га етиши мумкин.

Яшинни айланувчи объективли фотоаппарат билан суратга олганда айниқса ажойиб натижалар олиш мумкин. Бундай фотографиялар яшин ривожланишига тегишли кетма-кет босқичларни кузатишга имкон беради. Бу фотографияларнинг кўрсатишича, яшиндан аввал (яшин арафасида) лидер деб аталувчи заиф ёруланувчи канал авж олар экан, бу канал худди лабораторияда ҳосил қилинадиган қисқа учқунлардаги стримерларга ўхшаб (172- §) одатда булутдан Ерга тарқалар экан. Лидер Ерга етганида, лидер очиб берган йўл орқали катта зарядлар интилади ва яшиннинг равшан

ёруғланувчи асосий канали пайдо бўлади, бу канал Ердан булутга қараб улкан 10^7 — 10^8 м/сек тезлик билан тарқалади. Бунда бош каналдаги ҳаво кучли равишда қизийди ва зарбли товуш тўлқини — момақалдиروқ эшитилади.

Яшиинда бўладиган процесслар лабораториядаги қисқа учқунлардаги сингари бўлса-да, ҳар иккала разряд турларининг ривожланиш хусусиятлари бирмунча фарқлидир. Шундай эканлиги қуйидаги қизиқарли далилдан кўриниб турибди. Юқорида (172- §) айтиб ўтганимиздек, ҳавода учқун разряд (қисқа) нормал шароитларда $E_k \approx 3000$ кВ/м майдон кучланганлигида юзага келади. Атмосферада майдон кучланганлигини ўлчашга доир кўплаб тажрибалар шуни кўрсатадики, у ҳатто момақалдиروқ вақтида ҳам анчагина кичик бўлар ва 200—400 кВ/м дан ортмас экан. Жуда узун лаборатория учқунларида ҳам (10 м гача узунликдаги) майдон тешилиш кучланганлигининг бундай пасайиши кузатилади. Бунинг сабаби шуки, жуда узун разряд ораллиқларида электр майдоннинг тасодикий катта маҳаллий кучайишлари юзага келиши мумкин, ана шу жойларда учқун разряд стримерлари пайдо бўлади.

Одатдаги яшинлар билан бир қаторда баъзи-баъзида бўлса-да, шарсимон яшинлар ҳам кузатилиб турилади. Улар диаметри 10—20 см бўлган ёруғ шарлар кўринишида бўлиб, дам секин ҳаракатланади, дам қўзғалмас буюмларга ёпишиб олади. Шарсимон яшинлар одатда жуда кучли яшин тушишларида пайдо бўлади ва бир неча секунд, баъзида бир неча минут ўтганидан сўнг кучли портлаш билан йўқолади. Бу ҳодисанинг моҳияти ҳали батафсил тушунирилган эмас.

175-§. Ёй разряд

Агар учқун разряд ёнгандан сўнг занжир қаршилигини тобора камайтирилса, у ҳолда учқунда ток кучи ортади. Занжир қаршилиги етарлича кичиклашганда газ разрядининг *ёй разряд* деб аталувчи янги шакли пайдо бўлади. Бунда ток кучи кескин ортади ва ўнлаб ва юзлаб амперга етади, разряд орасидаги кучланиш эса бир неча ўнлаб вольтгача камаيда. Бу эса разрядда газга жуда катта ўтказувчанлик берувчи янги процесслар вужудга келганидан дарак беради.

Ёй разрядни учқун босқичини четлаб ўтиб ҳам ҳосил қилиш мумкин. Петербург медицина-хирургия академиясининг физика профессори В. В. Петров газ разрядининг бу муҳим шаклини 1802 йилда кашф қилди. У икки пистакўмир бўлагини бир-бирига теккизган ҳолда гальваник элементларнинг кучли батареясига улади ва бу бўлакларни узоқлаштириш йўли билан электр ёй ҳосил қилди. Бунда у кўмирларнинг учлари орасида газнинг равшан ёруғланаётган устунини қайд қилди, кўмирларнинг ўзи эса кўзни қамаштирадиган даражада қўғлашиб нур сочади.

Ҳозирги вақтда атмосфера босими шароитида ёнувчи электр ёйини кукунсимон графит ва боғловчи моддалар (ёй кўмирлари) дан прессланиб тайёрланган махсус кўмир электродлар орасида ҳосил қилинади. Шундай ҳосил қилинган ёйнинг фотографияси 300- расмда келтирилган. Мусбат электродда ҳосил бўлган ва *кратер* деб аталувчи чуқурликда ёйнинг энг иссиқ жойи бўлади. Унинг температураси атмосфера босимида 4000 К га яқин бўлади, 20 атм. босимда эса 7000 К дан ортиқ бўлади, яъни Куёшнинг ташқи сирти температураси (≈ 6000 К) дан юқори бўлади.



300-расм. Атмосфера босимида кўмир электродлар орасидаги ёй разряднинг фотосурати.



301-расм. Символи ёй лампанинг тузилиш схемаси.

Ёй разрядда газнинг катта электр ўтказувчанликка эга бўлишининг асосий сабаби нима? Ёйнинг яхши электр ўтказувчанлигига интенсив термоэлектрон эмиссия тўғрисида манфий электроднинг юқори температурада бўлиши сабаб бўлади. Бу яна шундай далил билан яхши тасдиқланадики, кўп ҳолларда катод юқори температурага эга бўлиб, аноднинг температураси унча катта қийматга эга бўлмагандагина барқарор ёй ҳосил қилиш мумкин бўлади. Масалан, ёй электродларидан бири кўмир стержень, иккинчиси яхши совитиш мумкин бўлган массив мис пластинка бўлса ва кўмир стерженьни пластинка яқинида қўзғатиб турилса (пластинка қизиш имконига эга бўлмаслиги учун), у ҳолда фақат манфий кўмир бўлгандагина барқарор ёй ҳосил бўлади. Агар манфий қутб қилиб

пластинка олинса, у дам ёниб, дам сўнади ва барқарор ёй олиш мумкин бўлмайди.

Катоднинг қизиши туфайли газнинг ионланишига термоэлектрон эмиссия сабаб бўладиган барча ҳолларда ёй разряд юзага келади. Масалан, ёлқин разрядда катодни бомбардимон қилувчи мусбат ионлар фақат электронларнинг иккиламчи эмиссиясини юзага келтирибгина қолмасдан яна катодни ҳам қиздиради. Шунинг учун агар ёлқин разрядда ток кучи орттирилса, у ҳолда катоднинг температураси ортади ва у сезиларли термоэлектрон эмиссия бошланадиган қийматига етганида ёлқин разряд ёй разрядга ўтади. Бунда катод потенциал тушиши йўқолади. Агар сийракланган газга катод сифатида ток билан чўғлантйриладиган металл спираль киритганимизда ҳам ёй разряд ҳосил қилишимиз мумкин.

Юқорида кўриб ўтилган термоэлектрон ёйлардан ташқари бошқа хил ёй разрядлар ҳам кузатилади. Мисол сифатида 301- расмда кўрсатилган симоб ёй лампасида юзага келган ёй разрядни кўрсатиш ҳам мумкин. Бундай лампа аввалдан вакуумланади (ҳавоси сўриб олинади) ва унда электр ёйи симоб бугида рўй беради. Электродлар сифатида эса суяқ симоб устунчалари хизмат қилади. Бу ҳолда электродларнинг температуралари бир неча юз градусдан ортиқ бўлмагани учун бунда термоэлектрон эмиссия ҳам сезиларли роль ўйнай олмайди.

Симоб бугида ёнадиган ёй қудратли ультрабинафша нурлар манбаи бўлишини эслатиб ўтайлик. Шунинг учун симоб лампалари медицинада («сунъий тоғ қуёши») ва илмий тадқиқотларда кенг қўлланилади, бундай лампаларнинг баллонлари ультрабинафша нурларни яхши ўтказувчи кварц ёки махсус навли шишадан ясалади.

Совуқ электродли электр ёйларини ўрганишлар шуни кўрсатадики, катоддан бўладиган қудратли электрон эмиссиянинг манбаи катоддаги бундай ёйларда ҳамма вақт вужудга келадиган равшан ёруғланувчи ва узлуксиз ҳаракатланувчи кичик доғ экан (*катод доғи*). Катод доғидаги ток зичлиги жуда катта ва 10^{10} — 10^{11} А/м² га етиши мумкин. Катод доғи ҳосил бўлишига сабаб катод олдида мусбат ионлар концентрациясининг кучли ортиши ва шу туфайли қудратли автоэлектрон эмиссияни вужудга келтирувчи (165- §) жуда кучли маҳаллий электр майдонни ҳосил қилишидир. Шунинг учун совуқ катодли электр ёйлари баъзида *автоэлектрон ёйлари* деб ҳам аталади. Катод доғи фақат симоб сиртида эмас, ҳар қандай қаттиқ металл электрод сиртида ҳам пайдо бўлиши мумкин.

Ёй разряднинг қўлланиши. Электр ёйи қудратли ёруғлик манбаидир ва шунинг учун проекцион аппаратлар (кино), прожекторлар ва бошқа қурилмаларда кенг қўлланилади. Унинг сарф қиладиган солиштирма қуввати чўғланма лампаларникига қараганда кам.

Ёруғлик манбалари сифатида ҳам юқори босимли ёй лампаларидан фойдаланилади. Бу лампаларда ёй разряд юқори (ўнлаб атмосферага тенг) босимларда симоб бугларида ёки инерт газларда юзага

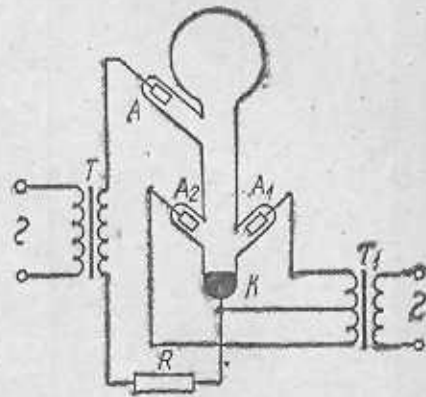
келади. Ёйни ёқиш учун юқори кучланиш манбаига уланган учинчи электроддан фойдаланилади.

Ёйнинг температураси юқори бўлгани учун ундан металлларни пайвандлаш ва қирқишда ҳам фойдаланилади.

Ёйнинг юқори температураси, шунингдек, ҳозирги замон электр металлургиясида муҳим роль ўйнайдиган ёй электр печларида ҳам ишлатилади.

Симоб катодли автоэлектрон ёйлар ўзгарувчан токни тўғрилаш учун қўлланилади. Симобли тўғрилагичнинг тузилиш схемаси ва унинг уланиши 302- расмда кўрсатилган. Бу тўғрилагич симоб буги билан тўлдирилган катта шиша (баъзида металл) идишдан иборат бўлиб, *K* симоб катоди ва *A*, *A*₁ ва *A*₂ анодларга эга (анодлар сони кўпинча кўп бўлиши ҳам мумкин). *A*₁ ва *A*₂ анодлар («навбатчи» анодлар) *T*₁ ёрдамчи трансформатордан шундай ток оладики, улардан бири ихтиёрий ярим даврда албатта катодга нисбатан мусбат бўлади. *A*₁ ва *A*₂ анодларнинг роли катод доғини узлуксиз ушлаб туришдан иборатдир.

A анод («бош» анод) ва катод *T* куч-трансформаторининг иккиламчи чулғами занжирига киради, трансформаторда, шунингдек, *R* қаршилик ҳам бор. *A* бош анодда ток фақат у катодга нисбатан мусбат бўлган ярим даврлардагина мавжуд бўлгани учун *R* нагрузкада электронларнинг катод доғидан бош анодга қараб ҳаракатига мос келувчи бир йўналишдаги пульсацияланувчи ток пайдо бўлади. Агар анод билан катод орасидаги кучланиш ҳаддан ташқари катта бўлса, у ҳолда катод доғи анодда пайдо бўлиши ҳам мумкин (бу симоб тўғрилагичларнинг «тескари ёниши» деб аталади) ва бунда тўғрилагичнинг тўғри ишлаши бузилади.

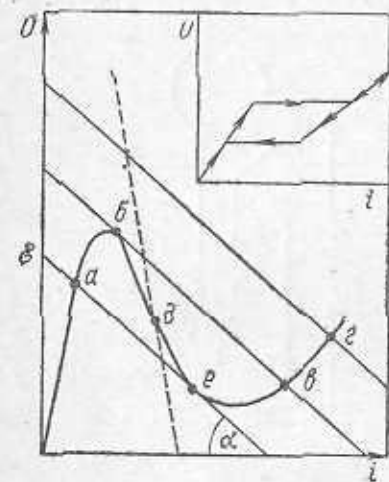


302- расм. Симобли тўғрилагич схемаси.

176-§. Электр разрядларнинг барқарорлиги

Юқорида айтганимиздек, электр разрядларнинг кўп шакллари Ом қонунига бўйсунмайди ва шунинг учун уларнинг вольт-ампер характеристикалари қизиқли характерда бўлмайди (вакуумдаги электр тоқлар, газлардаги разрядлар ва ҳоказо). Ҳатто шундай бўлиши ҳам мумкинки, ўтказгич орқали ток кучининг ортишида унда кучланиш тушиши рўй бериши мумкин, бундай ҳолларда вольт-ампер характеристика эгри чизигида пасаювчи қисми бўлади (303- расм).

Масалан, занжирнинг электр ёйи ва кетма-кет доимий қаршиликка эга бўлган қисми мана шундай характеристикага эга бўлади. Агар вертикал ўқ бўйлаб кучланиш эмас, ток қўйилса, горизонтал ўқ бўйлаб эса кучланиш қўйилса (одатда, кўпинча шундай қилинади), у ҳолда i нинг U га боғланиш эгри чизиги S ҳарфига ўхшаган бў-



803-расм. S -тип вольт-ампер характеристика.

лади, шунинг учун бундай тип характеристикалар S -тип характеристика деб аталади.

Ҳар қандай ўтказгичнинг қаршилиги деб биз ўтказгич учлари орасидаги кучланишнинг шу ўтказгичдаги ток кучига нисбатини (U/i) атаймиз. Ом қонунига бўйсунувчи ўтказгичлар учун бу нисбат ток кучига боғлиқ бўлмайди (кучланишга ҳам) ва шунинг учун уларнинг вольт-ампер характеристикалари тўғри чизикли бўлади. Вольт-ампер характеристика чизикли бўлмаганда ҳам биз унинг ҳар бир кичик қисмини тўғри чизик кесмаси деб қарашимиз ва характеристиканинг шу нуқтаси учун дифференциал қаршилик тушунчасини киритишимиз мумкин:

$$R_i = dU/di.$$

Агар характеристиканинг пасаювчи қисми бўлса, у ҳолда бу қисмда R_i манфий бўлади.

Албатта, бундан дифференциал қаршиликлар манфий бўлган ўтказгичларда Жуоль—Ленц иссиқлиги ажралмайди, балки ютилади деган маъно чиқмайди. Токнинг иссиқлик эффекти ўтказгичнинг дифференциал қаршилиги билан эмас, унинг тўлиқ қаршилиги билан белгиланади, ўтказгичнинг тўла U/i қаршилиги эса ҳамма вақт мусбат бўлади. Вольт-ампер характеристиканинг ҳар бир нуқтаси электр разряднинг аниқ ҳолатига мос келади, бутун эгри чизик эса мазкур ўтказгичдаги разрядда бўлиши мумкин бўлган барча ҳолатларнинг йиғиндисини тасвирлайди. Бироқ агар ўтказгич манфий дифференциал қаршиликка эга бўлса, у ҳолда разряднинг ҳамма ҳолатларини ҳам амалда олиш мумкин бўлавермайди.

Бизнинг ўтказгич ва яна э. ю. к. \mathcal{E} бўлган ток манбандан тузилган оддий занжирни кўрайлик (304-расм). Занжирнинг қолган барча қисмларининг қаршилигини r билан, занжирдаги токни i ва

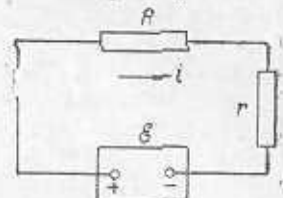
ўтказгичдаги кучланишни U билан белгилайлик. У ҳолда Ом қонунига мувофиқ, занжирнинг э. ю. к. ли қисми учун (68-§)

$$U = \mathcal{E} - ir \quad (176.1)$$

бўлади. Иккинчи томондан U ва i бир-бири билан характеристиканинг

$$U = f(i)$$

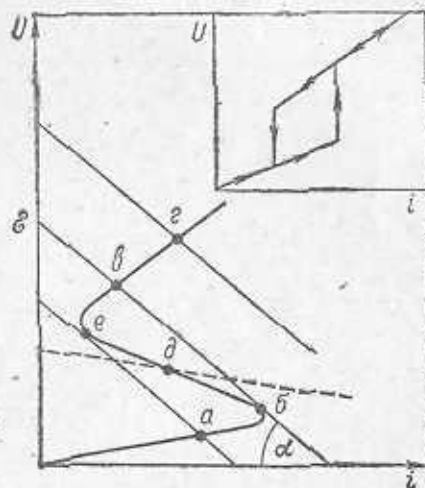
тенгламаси билан боғланган, бу ерда f —ўтказгичнинг хоссаларига боғлиқ бўлган функция. Шунинг учун берилган \mathcal{E} ва r ларда ўтказгичда фақат шундай ҳолатлар бўлиши мумкинки, бу ҳолатларда U ва i айни бир вақтда ҳар иккала тенгламани қаноатлантирсин.



304-расм. Электр разрядларнинг барқарорлигига доир.

Разряднинг мумкин бўлган ҳолатларини график равишда тасвирлаш қулай. Бунинг учун вольт-ампер характеристиканинг графигада тенгламаси (176.1) бўлган тўғри чизикни ўтказамиз (бу чизик «нагрузка чизиги» деб аталади). Бу тўғри чизик U ўқида манбанинг \mathcal{E} э. ю. к. га тенг бўлган ва i ўқида нисбатан $\alpha = \arctg r$ бурчакка оққан кесма ажратади. Бу ҳолда разряднинг мумкин бўлган ҳолатлари характеристика билан нагрузка чизигининг кесилиш нуқталари билан аниқланади.

Разряднинг ҳолати характеристиканинг a нуқтаси билан характерлансин (303-расм). Агар энди манбанинг э. ю. к. ни орттирсак, у ҳолда нагрузка чизиги ўзига параллел қолган ҳолда юқорига қараб кўчади ва разряд ўз ҳолатини характеристиканинг ab участкасига мос ҳолда текис ўзгартиради. Агар b нуқтага етгандан кейин э. ю. к. ни янада орттирсак, у ҳолда разряд e нуқта билан тавсифланган янги ҳолатга сакраб ўтади. Бунда ўтказгичда кучланиш камаяди, ток кучи эса ортади. Агар биз кучланишнинг b нуқтадаги қийматида сақламоқчи бўлсак, у ҳолда манбанинг э. ю. к. ни оширишимиз керак бўлади. Бунда биз характеристиканинг ae тармоғи бўйлаб юқорига ҳаракатланамиз ва ток кучи янада кўпроқ ортади. Агар характеристиканинг биринчи тармоғи-



305-расм. N -тип вольт-ампер характеристика.

дан, масалан, e нуқтадан чиққанимизда эди ва манбанинг ε . ю. к. ни тобора камайтириб келганимизда эди, у ҳолда биз разряднинг e тармоғи билан ифодаланган ҳамма ҳолатларини ўтамиз. Бунда e кесмага тегишли бўлган ҳолатлар ҳам бўлади, ҳолбуки ε . ю. к. ни кўпайтиришда бу ҳолатларни ҳосил қилиш мумкин эмас эди. e нуқтага етганда разряд яна сакрашсимон ўзгаради ва янги турғун a ҳолатга ўтади. Бунда ток кучи сакрашсимон камаяди, кучланиш эса ортади. Агар биз кучланишни унинг худди e нуқтадаги қийматида сақламоқчи бўлсак, у ҳолда биз манбанинг ε . ю. к. ни камайтиришимиз керак. Шундай қилиб, тажрибада кузатиладиган i нинг U га боғланиши ҳақиқий вольт-ампер характеристикани бермайди, балки 303- расмнинг юқори ўнг бурчагида кўрсатилган сиртмоқсимон эгри чизиқни беради (разряд *гистерезиси*). Кучланишнинг тўғри ва тескари тармоқлардаги қандайдир бир қийматида ток кучи беқарор бўлиб қолади ва ўз катталигини сакраш билан ўзгарилади. Айтилганлардан равшанки, токнинг барқарор бўлиши учун нагрузка чизиги ε . ю. к. нинг ҳар қандай қийматларида ҳам вольт-ампер характеристикани бир марта кесиши керак экан, яъни у характеристикага қараганда тикроқ ўтиши керак экан (303- расмдаги пунктир чизиқ). Ёки бошқача айтганда, характеристиканинг ихтиёрий нуқтасида r ташқи қаршилик R_i дифференциал қаршиликнинг абсолют қийматидан катта бўлиши керак экан:

$$r > |R_i| \quad (S\text{-тип}). \quad (176.2)$$

S -тип характеристикалардан ташқари яна бошқача хил характеристикалар ҳам бўлади, улар 305- расмда кўрсатилган бўлиб, N -тип характеристикалар деб аталади. N -тип характеристикали ўтказгичга мисол сифатида туннелли яримўтказгич диодни кўрсатиш мумкин (203- §). Бундай характеристика диатрон эффект таъсирида вакуум лампаларда ҳам бўлиши мумкин (164- §).

Агар ўтказгич N -тип вольт-ампер характеристикага эга бўлса, у ҳолда ε . ю. к. ни аста-секин орттирганимизда биз дастлаб характеристиканинг ab қисми бўйлаб ҳаракатланамиз (305- расм). b нуқтада разряд сакрашсимон ўзгаради. Бироқ айти бу ҳолда ток эмас, балки кучланиш ортади, ток кучи эса камайиб қолади. Токни ўзгармас сақлаш учун эса биз характеристиканинг bc -тармоғи бўйлаб силжишимиз керак, бунда кучланиш сакраши янада катта бўлади. Қайта камайтиришда биз разряднинг e ҳолатига бора оламиз, ундан сўнг яна сакраш рўй беради ва ε . к. Шунинг учун тажрибада кузатиладиган U нинг i га боғланиши 305- расмнинг юқори қисмида кўрсатилган кўринишда бўлиши мумкин. Аввалги ҳолдаги S характеристикадан фарқи шуки, бу ерда энди ток эмас, кучланиш барқарор бўлмаслиги мумкин. Разряднинг барқарор бўлиши учун нагрузка чизиги вольт-ампер характеристикадан ётиқроқ бўлиши керак, яъни шундай шарт бажарилиши керак:

$$r < |R_i| \quad (N\text{-тип}). \quad (176.3)$$

Айтилганлардан равшанки, агар вольт-ампер характеристиканинг пасажовчи участкаси бўлмаса (яъни R_i ҳамма жойда мусбат бўлса), у ҳолда нагрузка чизиги r нинг ҳар қандай қийматида ҳам характеристикани фақат бир марта кесди ва шунинг учун бундай ўтказгичда разряд ҳамма вақт беқарор бўлади.

Аввалги мулоҳазаларимизда биз занжирнинг сифими ва индуктивлигини назарга олмадик. Шунинг учун (176.2) ва (176.3) формулалар ўзгармас ток учун барқарорлик шартини билдиради. Бу зарур, бироқ етарли шарт бўлмаслиги мумкин. Бу ҳолатда разряд барқарор бўлиши учун ток ва кучланишнинг тасодифий кичик ўзгаришларида занжирда бу ўзгаришларга тўсқинлик қилувчи процесслар юзага келиши керак, бунинг учун эса 8- қўшимчада кўриладиган ёрдамчи шартлар бажарилиши зарур (уни XX бобдан сўнг ўқиш керак).

177- §. Плазма

Газ разрядининг турли шаклларида баъзан кучли ионлашган газ ҳосил бўлади, бу газда электронлар концентрацияси мусбат ионлар концентрациясига тахминан тенг бўлади. Бирдай концентрацияда тақсимланган бундай электронлар ва мусбат ионлардан иборат система *электрон-ион плазмаси* ёки оддий қилиб *плазма* деб аталади.

Ёлқин разряднинг мусбат устунида биз плазмани кузатишимиз мумкин. Плазма шунингдек, учқун разряднинг бош каналида ҳам ҳосил бўлади.

Плазмада электронлар ва ионлар концентрацияси бирдай бўлгани учун унда металллардаги сингари ҳажмий заряд нолга тенг бўлади. Бундан ташқари, газ сезиларли ионлашганда плазманинг электр ўтказувчанлиги жуда катта бўлади. Шунинг учун ўзининг электр ўтказувчанлигига кўра ион плазмаси металлларга яқин бўлади.

Агар плазма электр майдонда бўлса, у ҳолда плазмада электр ток ҳосил бўлади ва иссиқлик ажралади. Бунда майдонда энергияни дастлаб ҳаракатчанроқ бўлган зарралар сифатида электронлар олади ва сўнгга тўқнашувларда ионларга беради. Бироқ тўқнашувларда иштирок этаётган зарраларнинг массаларида катта фарқ бўлгани учун электрон ионга ўзининг ҳамма энергиясини эмас, балки қисман энергиянинг бир қисмини беради. Тўқнашувлар сони кам бўладиган кичик босимларда бу шунга олиб келадикки, электронларнинг ўртача кинетик энергиялари ионларнинг ўртача кинетик энергиясидан катта бўлади. Ёки бошқача айтганда, плазмада электрон газининг температураси ион газининг температурасидан катта бўлади (иоизотермик плазма). Бу температураларни билвосита методлар билан ўлчаш мумкин, шуниси маълумки, ёлқин разряднинг мусбат устунида $0,1$ мм симоб устуни тартиби бо-

симиди электронларнинг температураси 10^6 К ва ундан юқори бўлиши мумкин, ҳолбуки ионларнинг температураси бир неча юз градусдан ортмайди.

Босим ортганда тўқнашувлар сони ортади ва электрон ва ион газлари орасида иссиқлик алмашишни кучайди, уларнинг температуралари орасидаги фарқ камаяди. Етарлича юқори босимларда электронлар ва ионларнинг температуралари бирдай бўлади (изотермик плазма). Изотермик плазма ҳамма вақт юқори температура ёрдамида бўладиган ионлашларда юзага келади, масалан, учқун каналлида.

Лаборатория шаронглирида плазма фақат газ разрядларидагина ҳосил бўлиб қолмайди. Электр ўтказувчан қаттиқ жисмлар (металлар, ярим ўтказгичлар) да ҳаракатчан ўтказувчанлик электронлари ва умумий ҳажмий заряди нолга тенг бўлган ҳаракатсиз мусбат ионлар бўлади, яъни бу ҳам электрон-ион плазмасидир.

Бироқ плазма кўпроқ космик жисмларда учрайди. Юқори температура ва турли нурланишлар таъсирида космосдаги моддаларнинг асосий массаси амалда тўла равишда ионлашган ва кучли ионлашган плазма ҳолатида бўлади. Хусусан, бизнинг Қуёшимиз бутунлай плазмадан иборатдир. Ер атмосферасининг юқори қатламлари (ионосфера) ҳам плазмадир.

Плазма кучли ионлашган газ бўлгани учун одатдаги газларга бирмунча ўхшаш бўлади ва кўпчилик газ қонунларига бўйсунди. Бироқ плазма билан оддий газлар орасида тамоман қарама-қарши фарқлар ҳам бор. Бу фарқлар магнит майдон мавжуд бўлганида айниқса ёрқин намоён бўлади. Бу ҳолда плазманинг зарралари (ионлари ва электронлари)га нейтрал атомлар газида бўлмайдиган катта кучлар (Лорентц кучлари) таъсир қилади. Зарралар магнит майдон бўйлаб ҳаракатланганда бу кучлар нолга тенг. Магнит майдонга қўндаланг ҳаракатланганда бу кучлар максимал бўлади ва зарралар ҳаракатига тўсқинлик қилади. Иккинчи фарқ шундаки, плазмада электронлар ва ионлар кулон кучлари ёрдамида ўзаро кучли таъсирда бўладилар. Бу икки ҳол ва кучли ионлашган плазманинг катта электр ўтказувчанлиги биргаликда электр ва магнит майдонлар бўлганида плазманинг хоссалари ва унинг ҳаракат тенгламалари одатдаги газ ҳамда суюқликларнинг хоссалари ва ҳаракат тенгламаларидан кескин фарқ қилишини кўрсатади. Плазманинг электр ўтказувчанлиги катта бўлган алоҳида суюқлик сифатида қаралгандаги ҳаракат қонунларини ўрганиш кўп-лаб астрофизик процессларни тушунишда катта аҳамиятга эгадир.

Плазма хоссаларини тадқиқ қилиш жуда катта амалий аҳамиятга эга, чунки плазмадан фойдаланиш ёрдамида бошқарувчан термоядро реакцияларини амалга оширишнинг принципиал имкони очилади.

XVII БОБ

ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРДАГИ ҲАРАКАТИ

Электрон эмиссия (XV боб) ва газ разрядлари (XVI боб) ҳодисалари вакуумда амалда тўқнашмасдан ҳаракатланувчи электронлар ва ионлар оқимларини ҳосил қилишга имкон беради. Электр ва магнит майдонларга тушган бундай зарралар маълум кучлар таъсирида бўлади ва ўзининг дастлабки ҳаракат йўналишини ўзгартиради.

Турли зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонда ҳаракатини ўрганиб улар зарядларининг массаларига нисбати $\frac{e}{m}$ ни аниқлаш мумкин экан ва ундан бу зарраларнинг табиати ҳамда улар юзага келтирадиган процесслар тўғрисида муҳим маълумотларни олиш мумкин бўлар экан. Электронлар ва ионлар оқимларига электр ва магнит майдонлар билан таъсир қилиб, бу оқимларни бошқариш, яъни уларнинг кучини ва ҳаракат йўналишини ўзгартириш мумкин; турли хилдаги муҳим электрон асбоблар (осциллографлар, электрон микроскоплар, зарядланган зарралар тезлаткичлари, телевизион трубкалар ва шунга ўхшашлар) нинг ишлаш принципи шунга асосланган.

178-§. Зарядланган зарраларнинг бир жинсли электр майдондаги ҳаракати

Агар e зарядга эга бўлган зарра электр майдон кучланганлиги E ва магнит майдон индукцияси B бўлган фазода ҳаракатланаётган бўлса, бу заррага Лорентц кучи таъсир қилади (88-§). Шунинг учун Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ, бу зарранинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v}B]. \quad (178.1)$$

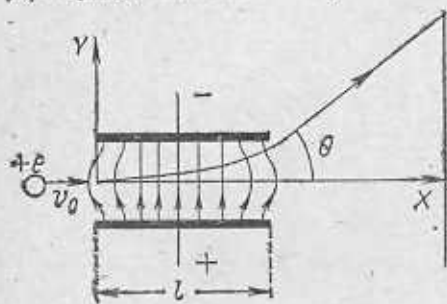
Ёзилган бу вектор тенглама учта скаляр тенгламага ажралади, улардан ҳар бири тегишли координата ўқи бўйлаб ҳаракатни билдиради.

Келгусида биз ҳаракатнинг фақат баъзи хусусий ҳоллари билан қизиқамиз. Фараз қилайлик, дастлаб X ўқи бўйлаб v_0 тезлик билан ҳаракатланаётган зарядланган зарралар ясси конденсаторнинг электр майдонига кираётган бўлсин (306-расм). Агар пластинкалар оралиғи уларнинг l узунликларига нисбатан жуда кичик бўлса, у ҳолда чекка эффектларини назарга олмаслик ҳамда пластинкалар орасидаги электр майдонни бир жинсли дейиш мумкин. Y ўқини майдонга параллел йўналтириб, шундай ёзиши-

миз мумкин: $E_x = E_z = 0$, $E_y = E$. Магнит майдон йўқ, шунинг учун $B_x = B_y = B_z = 0$. Биз кўраётган ҳолда зарядланган зарраларга фақат электр майдон таъсир қилади, майдоннинг бу таъсир кучи координата ўқларининг таиланган йўналишида, бутунлай Y ўқи бўйлаб йўналган. Шунинг учун зарраларнинг ҳаракат траекторияси XU текислигида ётади ва уларнинг ҳаракат тенгламалари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{dv_x}{dt} = 0, \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{e}{m} E. \quad (178.2)$$

Бу ҳолда зарраларнинг ҳаракати доимий куч таъсирида содир бўлади ва худди оғирлик кучи майдони горизонтал отилган жисм ҳаракатига ўхшайди. Шунинг учун аниқ ҳисоблашларни бажармасдан



306-расм. Зарядланган зарранинг бир жинсли электр майдонда ҳаракатланиши.

ноқ зарралар параболалар бўйлаб ҳаракатланади деб айтиш мумкин.

Зарралар дастасининг конденсатордан ўтгандан сўнг қандай θ бурчакка оғишини ҳисоблайлик (306-расм). (178.2) тенгламалардан биринчисини интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \text{const} = v_0. \quad (178.3)$$

Иккинчи тенгламани интеграллашдан эса

$$v_y = \frac{e}{m} Et + C,$$

бу ерда

$$t = l/v_0$$

зарранинг электр майдонда бўлиш вақти, C — интеграллаш доимийси. $t=0$ бўлганда (зарранинг конденсаторга кириш пайтида) $v_y = 0$ бўлади ва $C = 0$, шунинг учун

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} E \frac{l}{v_0}. \quad (178.4)$$

Бундан θ оғиш бурчаги учун қуйидагини ёзамиз:

$$\text{tg } \theta = \frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{e}{m} \frac{lE}{v_0^2}. \quad (178.5)$$

Дастанинг оғиши зарралар солиштирма зарядининг e/m катталигига нисбатда боғлиқ бўлади.

179-§. Зарядланган зарраларнинг бир жинсли магнит майдондаги ҳаракати

Энди электр майдон бўлмаган, фақат магнит майдон бўлган ҳусусий ҳолни кўрайлик. Бошланғич тезлиги v_0 бўлган зарра B индукцияли магнит майдонга тушади деб фараз қилайлик. Бу майдонни биз бир жинсли ва v_0 тезликка перпендикуляр йўналган деб ҳисоблаймиз (307-расм).

Бу ҳолда ҳаракат тенгламасини тўла равишда ечмасдан, ҳаракатнинг асосий хусусиятларини аниқлаш мумкин. Даставвал шунини қайд қилиш керакки, заррага таъсир қилувчи куч ҳамма вақт зарранинг ҳаракат тезлигига перпендикуляр бўлади. Бу деган сўз, кучнинг иши ҳамма вақт нолга тенг; бинобарин, зарра ҳаракати тезлигининг абсолют қиймати ва, демак, зарранинг энергияси ҳаракат вақтида ўзгармайди. Зарранинг v тезлиги ўзгармагани учун таъсир қилувчи $F = evB$ куч ҳам доимий қолади. Бу куч ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлгани учун марказга интилма куч бўлади. Бироқ катталиги жиҳатидан ўзгармас бўлган марказга интилма куч таъсиридаги ҳаракат айланма ҳаракатдир. Бу айлананинг r радиуси қуйидаги

$$mv^2/r = evB$$

шартдан аниқланади, бундан

$$r = \frac{v}{(e/m) B}, \quad (179.1)$$

Агар электроннинг энергияси эВ ларда ифодаланган ва U га тенг бўлса, у ҳолда

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU, \quad v = \left(2 \frac{e}{m} U\right)^{1/2}$$

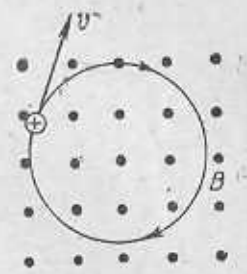
ва шунинг учун

$$r = \left(\frac{2}{e/m}\right)^{1/2} \frac{U^{1/2}}{B}. \quad (179.1a)$$

Масалан, агар энергияси 100 эВ бўлган электрон 0,01 Т индукцияли магнит майдонда ҳаракатланаётган бўлса, у радиуси $3,4 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 3,4 \text{ нм}$ радиусли айлана чизади. Агар шундай энергияли электрон ўрнида шу майдонда массаси $M = 1837 m$ бўлган водород атоми ҳаракатланганда эди, у ҳолда тегишли айланининг радиуси $\sqrt{M/m}$ марта катта, яъни $3,4 \sqrt{1837} = 147 \text{ нм}$ бўлар эди.

Зарядланган зарраларнинг магнит майдондаги айланасимон ҳаракатининг муҳим хусусияти бор: айланиш даври зарранинг энергиясига боғлиқ бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, айланиш даври

$$T = 2\pi r/v$$



307-расм. Зарядланган зарранинг бир жинсли магнит майдонда ҳаракатланиши.

га тенг. Бу ерда r ўрнига унинг (179.1) даги ифодасини қўйсак, қуйидагича ёзиш мумкин:

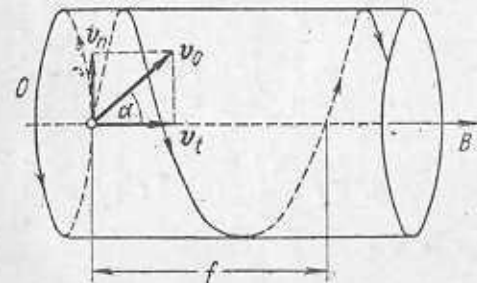
$$T = \frac{2\pi}{(e/m)} \frac{1}{B}. \quad (179.2)$$

Частота эса (2π ичидаги айланишлар сони) қуйидагига тенг бўлади:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m} B. \quad (179.2a)$$

Зарраларнинг ана шу хили учун давр ҳам, частота ҳам магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлади.

Биз юқорида бошланғич тезликнинг йўналиши магнит майдонининг йўналишига перпендикуляр деб фараз қилган эдик. Агар зарранинг бошланғич тезлиги майдон йўналиши билан бирор α бурчак ташкил қилганда ҳаракатнинг қандай характерда эканини тушуниш қийин эмас (308-расм). Бундай ҳолда v_0 тезлики икки ташкил этувчига ажратиш қулай бўлади, улардан бири $v_t = v_0 \cos \alpha$ майдонга параллел, бошқаси $v_n = v_0 \sin \alpha$ майдонга перпендикуляр бўлади. Заррага v_n ташкил этувчига тегишли бўлган Лорентц кучи таъсир қилади ва зарра майдонга перпендикуляр бўлган текисликда ётувчи айлана бўйлаб ҳаракатланади. v_t ташкил этувчи ҳеч қандай қўшимча кучнинг пайдо бўлишига сабаб бўлмайди, чунки Лорентц кучи майдонга параллел ҳаракатла-



308-расм. Агар зарядли зарранинг бошланғич тезлиги магнит майдонга бурчак остида йўналган бўлса, у ҳолда зарра цилиндрсимон спираль бўйлаб ҳаракатланади.

нишда нолга тенг бўлади. Шунинг учун майдон йўналишида зарра $v_t = v_0 \cos \alpha$ тезлик билан инерция бўйича текис ҳаракат қилади. Бу икки ҳаракатнинг қўшилиши натижасида зарра 308-расмда кўрсатилган цилиндрик спираль бўйича ҳаракатланади. Бу спираль винтининг қадами $f = v_t T = v_0 T \cos \alpha$ га тенг. T нинг ўрнига унинг (179.2) ифодасини қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$f = \frac{2\pi v_0 \cos \alpha}{(e/m)} \frac{1}{B}. \quad (179.3)$$

180-§. Циклотрон

Магнит майдонда зарраларнинг айланиш частотаси уларнинг энергиясига боғлиқ бўлмаслиги (179-§) дан зарядланган зарралар тезлаткичларини — циклотронларни қуришда фойдаланилган. Бу

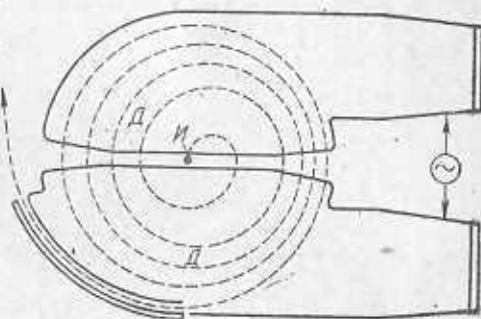
тезлаткичлар қаттиқ зарралар (ионлар) ни юқори кучланишдан фойдаланмаган ҳолда тезлатиш учун мўлжалланган.

Циклотроннинг ишлаш принципи 309-расмда кўрсатилган. Ионлар ичи ҳавол икки ярим доира шаклидаги D металл электродлар орасида тезлашади, улар қутича кўринишида бўлиб, дуантлар деб аталади. Дуантларга лампали генераторда ҳосил қилинадиган бир неча ўн киловольтли ўзгарувчан кучланиш берилади. Шунинг учун дуантлар орасидаги тирқишда ионларни тезлатувчи электр майдон вужудга келади. Ионларнинг ўзи эса махсус I ионлар манбанида паст босимдаги газ разрядида ҳосил қилинади ва дуантлар орасидаги тирқишининг марказига киритилади. Дуантлар катта электромагнитнинг қутблари орасида жойлаштирилган вакуум камеранинг ичига жойлаштирилади.

Циклотронда ионлар босқичма-босқич тезлатилади. Дуантлар орасига кирган ҳар бир ион электр майдон таъсирида тезлашади ва дуантлардан бирининг ичига киради. Бу ерда магнит майдон таъсирида ион ярим айлана чиқади ва айланиш даврининг ярмига тенг вақт ичида яна дуантлар орасидаги тирқишга тушади. Агар генераторнинг ω частотаси циклотроннинг ω_c частотасига тенг бўлса (179-§), у ҳолда бу вақт ичида электр майдон йўналиши тескарисига ўзгаради ва ион яна такрорий тезланиш олади ва иккинчи дуантда катта радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланади. Ионнинг айлана бўйлаб айланиш вақти унинг энергиясига боғлиқ бўлмагани учун тирқишдан эндиги ўтишда кучланиш фазаси яна π га ўзгаради ва ион янада тезлашади ва ҳоказо. Шунинг учун ион ўз энергиясини узлуксиз ортиргани ҳолда эшилувчи спираль бўйлаб ҳаракатланади. Магнит майдоннинг чекка қисмида ёки бомбардимон қилинадиган ишон қўйилади ёки дастанни манфий потенциалга эга бўлган қўшимча электрод ёрдамида огдирилади ва дастанни камерада юпқа металл фольга (зар) билан беркитилган махсус дарча орқали чиқариб юборилади.

Айтилганлардан равшанки, циклотронда ионларнинг тезланиш шарти:

$$\omega = \omega_c = \frac{e}{m} B. \quad (180.1)$$



309-расм. Циклотроннинг ишлаш принципи.

ДД — дуантлар, И — ионлар манбаи. Магнит майдон ичига текислигига перпендикуляр.

Агар ўзгарувчан кучланиш амплитудаси дуантлар орасида $U_0 B$, ионларнинг тирқиш орқали ўтишлари сони n га тенг бўлса, у ҳолда ионлар оладиган максимал энергия nU_0 эВ бўлади.

Зарраларнинг максимал энергияси B магнит индукцияга ва орбитанинг мумкин бўлган максимал радиусига, яъни магнитнинг радиуси R га боғлиқ бўлади. (179.1) формулада $r = R$ деб олиб, ионларнинг ана шу циклотронда эришиши мумкин бўлган максимал энергияси (эВ ларда) қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{\text{макс}} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B^2 R^2.$$

Масалан, водород ионлари тезлаштирилаётган бўлса, у ҳолда $\frac{e}{m} = 0,96 \cdot 10^8$ Кл/кг бўлади. Ўртача катталиқдаги типик циклотрон учун $B \approx 1$ Т деб, $R \approx 0,5$ м деб олиш мумкин. Бундан максимал энергия $U_{\text{макс}} = 12 \cdot 10^6$ эВ = 12 МэВ бўлади.

Бундай циклотрон жуда улкан ва мураккаб қурилмадир. Унинг магнитининг массаси юзлаб тоннага тенг бўлади. Умумий энергия қуввати (юқори частотали генератор, магнит ва вакуум насослар учун керак бўлган) юзлаб киловаттга ташкил қилади. Тезлатилган ионлар дастасида ток кучи миллиампер тартибда бўлади.

Шуни айтиш керакки, амалда ионларни тезлатиш учун ионлар дастасини яхшилаб фокуслаш керак, яъни дастани дуантлар текислигининг маркази яқинида ушлаш, уни дуантларнинг қопқонига тушишини олдини олиш керак. Бунга эришиш учун магнит майдонда магнит марказидан чеккаларига томон қамайиб борадиган бир оз бир жинслимаслик ҳосил қилади. Магнит индукциянинг бунда юзата келадиган радиал ташкил этувчиси қўшимча Лорентс кучларини юзига (бир жинсли майдонга нисбатан) келтиради, бу кучлар тарқалувчи ионлар дастасини қайтадан марказий текисликка кайтаради.

Бироқ магнит радиусини орттириш билан ионларнинг максимал энергиясини чексиз орттиравериш мумкин эмас. Зарралар массасининг улар тезлигига боғлиқ бўлиши тезланишга чек қўяди (183-§ билан солиштиринг). Ионларнинг энергияси етарлича ортганида уларнинг массалари ортади ва айланиш частотаси ω_c камаяди. Шунинг учун резонанс шарт (180.1) бузилади ва тезланиш ниҳоят йўқолади.

Ҳаракатланаётган зарра массасининг унинг тинчликдаги массасига нисбати $\frac{m}{m_0}$ зарра тезлигининг ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига нисбати $\frac{v}{c}$ га боғлиқ бўлади (183-§ билан солиштиринг).

Иккинчи томондан, зарраларнинг берилган энергиясида уларнинг т-злиги \sqrt{m} га тескари пропорционал бўлади. Шу туфайли енгил зарралар (электронлар) учун массанинг ўзгариш эффекти оғир зарраларга (ионларга) нисбатан анча кичик энергиялардаёқ намоён бўлади, шунинг учун циклотронлар электронларни тезлатиш учун яроқсиздир.

181-§. Электронларнинг солиштирма зарядини магнит фокуслаш методи билан аниқлаш

178- ва 179-§ ларда биз зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдондаги оғишлари зарраларнинг солиштирма заряди катталигига анча боғлиқ эканини кўрдик. Шунинг учун бундай оғишни ўлчаш йўли билан зарраларнинг солиштирма заряди e/m ни аниқлаш мумкин.

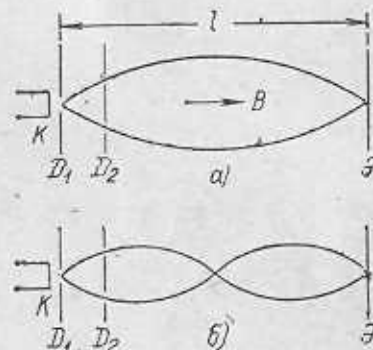
Зарраларнинг тезликлари маълум ёки номаълум эканига қараб турли хил усул қўлланилади. Агар зарраларнинг тезликлари маълум ёки экспериментларда бирор тарзда берилиши мумкин бўлса, у ҳолда оғишлардан фақат биттасини ё магнит майдондаги, ё электр майдондаги оғишни ўлчаш етарли. Агар зарраларнинг солиштирма заряди $\frac{e}{m}$ ҳам, уларнинг v тезликлари ҳам но-

маълум бўлса, у ҳолда ҳам электр майдонда оғишларини, ҳам магнит майдонда оғишларини ҳисобга олишга тўғри келади, чунки икки номаълумни аниқлаш учун икки тенглама керак бўлади.

Биринчи группа методларига мисол қилиб термоэлектронларнинг солиштирма зарядини магнит ёрдамида фокуслаш методини кўрсатиш мумкин. Тажрибанинг схемаси 310-расмда кўрсатилган. Электронлар чўғланган K симдан учиб чиқади ва сим билан D_1 диафрагма орасида ҳосил қилинган электр майдонда тезланилади. D_2 диафрагмада ҳалқасимон тирқиш бўлиб, унга мос айлананинг маркази дастанинг ўқида бўлиши керак. Бу диафрагма фақат очилиш бурчаги 2π га тенг бўлган конус ясовчилари бўйлаб ҳаракатланаётган электронларнигина ўтказиши.

D_1 диафрагма орқасида электронлар электр майдон бўлмаган фазода ҳаракатланади ва Э люминесценцияланувчи экранга тушади. Кўрсатилган барча қисмлар ҳавоси сўриб олинган цилиндрсимон шиша трубка ичига жойлаштирилади. Трубканинг устки томонидан узун ғалтак (соленоид) кийдирилади, бу ғалтак трубка ичида маълум B индукцияли бир жинсли магнит майдон ҳосил қилади, бу магнит майдон электрон дастасининг ўқи билан параллел йўналган бўлади.

179-§ да биз бу ҳолда электронларнинг фақат цилиндрсимон спираллар бўйлаб ҳаракатланишини кўрдик. Шунинг учун D_1 диафрагмадан фақат бирдай α бурчак остида чиққан барча электронлар



310-расм. Термоэлектронлар учун магнит фокуслаш методи билан e/m ни аниқлаш.

даста ўқини яна f , $2f$ масофаларда кесиб ўтади, бу ерда f спираль винтининг қадами. Бу нуқталарда дастанинг кесими энг кичик бўлади, яъни бу нуқталарда электрон даста фокусланади. Бинобарин, агар магнит майдон ёки электронларнинг тезлиги ўзгартирилса, у ҳолда дастанинг дастлаб экранда ёйилган тасвири энди вақт ўтиши билан равшан ёрулганувчи доғга айланади. Агар D ва E экран орасидаги l масофа f га тенг бўлса, у ҳолда даста худди 310-а расмда кўрсатилгандек бўлади. Агар $l = 2f$ бўлса, у ҳолда даста 310-б расмда кўрсатилгандек бўлади ва ҳоказо.

Экранда дастанинг фокусланиш шарти

$$l = n f$$

бўлади, бу ерда $n = 1, 2, 3, \dots$ f нинг ўрнига (179.3) ифодани қўямиз ва қуйидагича ёзамиз:

$$l = \frac{2\pi v_0 \cos \alpha}{(e/m)B} n. \quad (181.1)$$

Бироқ электронларнинг тезлиги v_0 катод K ва D_1 диафрагма орасига қўйилган U кучланиш билан аниқланади, чунки

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = eU.$$

Бундан v_0 нинг ифодасини топиб ва уни (181.1) формулага қўйиб, ниҳоят, солиштира заряд учун қуйидагини ёзамиз:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 n^2 U \cos^2 \alpha}{l^2 B^2}.$$

Шунинг учун экранда даста фокусланаётган майдоннинг U ва B қийматларини ўлчаш билан $\frac{e}{m}$ ни аниқлаш мумкин.

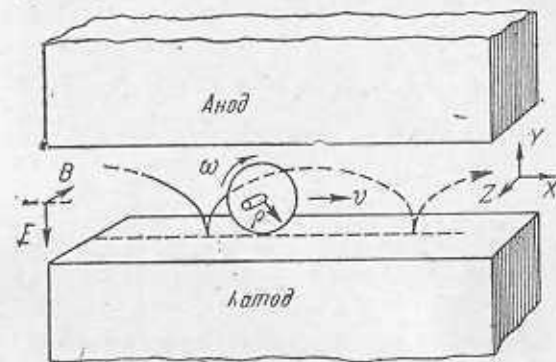
182-§. Магнетрон

Электронлар ҳаракатининг муҳим ҳоли бир-бирига перпендикуляр бўлган электр ва магнит майдондаги ҳаракатидир. Бундай ҳаракат махсус вакуум трубкаларида — магнетронларда амалга оширилади ва бу йўл билан ҳам электронларнинг солиштира зарядини аниқлаш мумкин.

Магнетрон ташқи магнит майдонга жойлаштирилган икки электродли—бир электроди чўлганувчи катод ва иккинчи электроди совуқ анод бўлган лампадан иборат. Ташқи магнит майдон ё токли ғалтак ёрдамида, ё қутблари орасига магнетрон жойлаштирилаётган электромагнит ёрдамида ҳосил қилинади.

Дастлаб, катод ва анодлари ўзаро параллел бўлган текисликлар билан чегараланган текис магнетронни кўрайлик (311- расм). Бу ҳолда магнетроннинг марказий қисмида электр майдон E бир жинсли бўлади. Магнит майдон B ни ҳам бир жинсли деб олиш мумкин, у электр майдонга перпендикуляр йўналган.

Агар магнит майдон бўлмаганда эди, у ҳолда катоддан амалда бошлангич тезликсиз чиқаётган электронлар электр майдонда катодга перпендикуляр бўлган тўғри чизиклар бўйлаб ҳаракатланар ва анодга бориб тушар эди. Магнит майдон бўлганида электронларнинг траекториялари Лорентц кучи туфайли эгриланади. Агар магнит майдон етарлича катта бўлса, у ҳолда электронларнинг траекториялари анод текислигини кесмайди ва 311- расмда



311- расм. Ясси магнетронда бошлангич тезлиги ноль бўлиб, катоддан учиб чиққан электроннинг ҳаракати.

Электроннинг траекторияси катод бўйлаб текис тилдираётган диск тегиринида ётган нуқта чизган циклоид бўлади.

тасвирланган кўринишда бўлади. Бу ҳолда бирор электрон ҳам анодга бориб етмайди.

Магнетронда электронларнинг траекториялари энди электр майдони бўлмагандаги сингари (179- §) айланалар бўлмайди, балки эгрилиги ўзгарувчан чизиклар бўлади. Бунинг сабаби шуки, электрон ўз ҳаракатида электр майдоннинг турли эквипотенциал сиртларга тушади ва шунинг учун унинг тезлиги катталиги ўзгаради. Бунинг натижасида Лорентц кучи катталиги ва бу куч туфайли электрон траекториясининг эгрилиги ўзгаради.

Айтилганлардан равшанки, катод ва анод орасидаги берилган ҳар бир кучланиш учун магнит индукциянинг бирор B критик қиймати мавжудки, унда электронларнинг траекторияси анод сиртига тегаяди, холос. Агар $B < B_k$ бўлса, у ҳолда барча электронлар анодга етади ва магнетрон орқали ўтаётган ток магнит майдон бўлмагандаги қийматига тенг бўлади. Агар $B > B_k$ бўлса, у ҳолда битта электрон ҳам анод сиртига етиб бормайди ва лампа орқали ўтувчи ток нолга тенг бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, индукциянинг бу критик қиймати

$$B_k = \frac{\sqrt{2U}}{d \sqrt{e/m}}, \quad (182.1)$$

формула билан аниқланар экан, бунда d — катод ва анод орасидаги масофа. Шунинг учун B_k нинг магнетрондаги ток тўхтай бошлагандаги (беркиладиган) қийматини тажрибада ўлчаш билан электронларнинг e/m солиштирма зарядини аниқлаш мумкин.

Электроннинг ясси магнетрондаги траекторияси циклоида эканини, яъни катод бўйлаб E ва B га перпендикуляр йўналишда гилдираётган доиранинг айланасида ётган нуқта чизадиган чизиқ эканини кўрсатиш осон (311-расм). Ҳақиқатан ҳам, бизнинг ҳолда электроннинг ҳаракат тенгласмаси қуйидаги кўранишни қабул қилади:

$$m \frac{dv_x}{dt} = e v_y B, \quad m \frac{dv_y}{dt} = e E - e v_x B. \quad (182.2)$$

Агар электрон координаталар бошида (катод текислигида жойлашган) нолга тенг бошланғич тезлик билан учиб чиққан бўлса, у ҳолда масаланинг бошланғич шартлари учун қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$t = 0; \quad x = y = 0, \quad v_x = v_y = 0. \quad (182.3)$$

Бевосита ўрнига қўйиб йўли билан юқоридаги бошланғич шартларни қанъатлантирувчи ҳаракат тенгламаларининг ечими қуйидагича бўлишини топиш мумкин:

$$x = vt - \rho \sin \omega_c t, \quad y = \rho (1 - \cos \omega_c t), \quad (182.4)$$

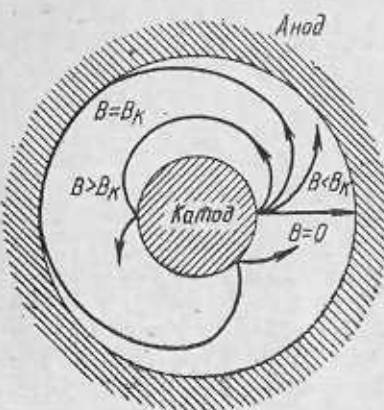
бу тенгламалар циклоиданинг параметрик шаклдаги тенгласмасидир. Бу ерда ω_c — (179.2а) формула билан аниқланадиган циклотрон частотаси, v ва ρ эса мос ҳолда қуйидагиларга тенг:

$$v = E/B, \quad \rho = v/\omega_c. \quad (182.5)$$

$B = B_k$ бўлганда циклоида анодга уринади ва шунинг учун

$$2\rho = d \quad (182.6)$$

бўлади. ρ ва v учун уларнинг (182.5) даги қийматларини қўйиб ва ω_c учун (179.2а) ни назарга олиб ҳамда E ни U/d га алмаштириб, B_k учун юқорида келтирилган (182.1) муносабатни оламиз.



312-расм. Цилиндрсимон магнетронда электронларнинг йўли.

Амалда цилиндрсимон магнетронлар қўлланилади. Уларнинг анодлари металл цилиндр бўлиб, катод эса цилиндр шаклида ясалган ҳамда аноднинг ўқида жойлаштирилган бўлади. Электронларнинг цилиндрсимон магнетрондаги йўллари янада мураккаброқ шаклда бўлади, улар 312-расмда тасвирланган. Тегишли ҳисоблар магнит индукциянинг цилиндрсимон магнетрондаги критик қиймати қуйидаги ифода билан аниқланишини кўрсатади:

$$B_k = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{e/m}} \frac{\sqrt{U}}{b(1-a^2/b^2)},$$

бу ерда a — катод радиуси, b — анод радиуси. B_k нинг қиймати фазовий заряд таъсирида ўзгармаслигини ва тўйиниш токи режимида ҳам, фазовий заряд режимида ҳам ягона бўлишини қайд қилиб ўтиш керак.

Бу ўлчашларда термоэлектронлар учун e/m нинг қиймати унинг магнит фокуслаш методи билан (181-§ даги) ва бошқа усулларда олинган қиймати билан бир хил бўлишини кўрсатади.

Шуни айтиш керакки, магнетронлар фақат электронларнинг солиштирма зарядларини аниқлаш учунгина ишлатилмайди, балки улар (қурилмаси бирмунча ўзгартирилган ҳолда) қувватли юқори частота электр тебранишларини генерациялашда ҳам қўлланилади ва шунинг учун улар ҳозирги замон ўта юқори частоталар радиотехникасида катта роль ўйнайди.

183-§. β -нурларнинг солиштирма зарядини аниқлаш

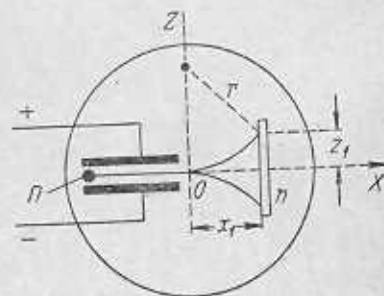
Кўпгина радиоактив моддалар ўзидан ўзи атом қаъридан турли нурланишлар чиқаради. XIX аср охирларидаёқ радиоактив нурланишлар ичида β -нурланишлар мавжуд эканлиги, бу нурланишлар катта тезлик билан ҳаракатланувчи манфий зарядланган зарралар оқими эканлиги маълум эди. β -нурларнинг электр ва магнит майдонда оғишларини ўрганиш уларнинг табиатини батамом аниқлашга имкон берди.

Бундай тажрибалардан бирининг схемаси 313-расмда кўрсатилган. P радиоактив препарат чиқарган β -зарралар вакуумда ясси конденсаторнинг пластинкалари оралиғидаги тор оралиқ бўйлаб ҳаракатланади ва n фотография пластинкасига тушади. Асбоб кучли магнит майдонга жойлаштирилади, бу майдон электр майдон йўналишига ва зарраларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлади.

Конденсатор пластинкалари орасида ҳаракатланаётган зарралар электр ва магнит майдонлар таъсирида бўлади. Конденсаторнинг электр майдониди заррага eE куч таъсир қилади, магнит майдониди эса evB га тенг куч таъсир қилади. Зарра конденсатор орқали ўтиб кета олиши учун оғмаслиги керак, яъни заррага таъсир қилувчи тўла куч нолга тенг бўлиши керак, бундан қуйидагини топамиз:

$$v = E/B. \quad (183.1)$$

Бошқа тезликка эга бўлган зарралар эса пластинкаларга тушади ва дастандан чиқиб кетади, конденсатордан ўтгандан кейин тезлиги



313-расм. β -зарранинг солиштирма зарядини аниқлаш.

бирдай бўлган β -зарралар оқими вужудга келади. Конденсатордан ташқарида дастага фақат магнит майдон таъсир қилади ва даста айлана бўйлаб эгриланади. Бу айлананинг радиуси (179.1) формула билан аниқланади ёки агар v ни E ва B орқали ифодаланса,

$$r = \frac{E}{(e/m)B^2}. \quad (183.2)$$

Агар ҳар иккала E ва H майдоннинг йўналишини қарама-қаршисига алмаштирилса, у ҳолда даста бошқа томонга эгриланади.

Айлананинг радиуси r ни аниқлаш мумкин, бунинг учун дастанинг фотопластинкадаги Z_1 силжишини ўлчаш ва конденсатор чекасидан пластинкагача бўлган масофа x_1 ни билиш керак. Ҳақиқатан ҳам, айтилик, XZ координата ўқларнинг боши O нуқтада бўлсин (313-расм). У ҳолда зарраларнинг доиравий траекториясини тенгламаси

$$(z-r)^2 + x^2 = r^2$$

кўринишида бўлади. $x = x_1$, $z = z_1$ деб олиб ва шу формуладан r ни ифодалаб қуйидагига эга бўламиз:

$$r = \frac{x_1^2 + z_1^2}{2z_1}. \quad (183.3)$$

Шундай қилиб, E ва B ни ва фотопластинкагача бўлган x_1 масофани билган ҳолда ҳамда дастанинг z_1 оғишини ўлчаб, $\frac{e}{m}$ нисбатни топиш мумкин.

β -нурлар манбаи сифатида турли радиоактив препаратлардан фойдаланиб β -зарраларнинг турли тезликларини олиш мумкин. Бу тезликлар жуда катта (ёруғлик тезлигига яқин). Маълум бўлишича, турли тезликка эга бўлган β -зарралар учун $\frac{e}{m}$ нинг қийматлари бирдай бўлмас экан ва зарраларнинг тезликлари қанча катта бўлса, бу қиймат шунча кичик бўлар экан. $\frac{e}{m}$ нинг ўлчанган қийматлари жадвалнинг иккинчи устунда келтирилган.

$\frac{v}{c}$	$\frac{e}{m}$ 10^{11} Кл/кг	$\frac{e}{m_0}$ 10^{11} Кл/кг
0,3173	1,661	1,752
0,3787	1,630	1,761
0,4281	1,590	1,760
0,5154	1,511	1,763
0,6870	1,283	1,767

Ҳозирги вақтда зарранинг заряди унинг ҳаракат тезлигига боғлиқ дейишга ҳеч қандай асос йўқ. Иккинчи томондан, нисбийлик назариясига мувофиқ, ҳар қандай ҳаракатланувчи жисмнинг массаси унинг тезлигига боғлиқ бўлиши керак, шу билан бирга бу боғланиш қуйидаги

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

формула билан ифодаланadi. Бу ерда m — жисм қайси қуватувчига нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, шу қуватувчи томонидан аниқланган массаси, m_0 — тинчликдаги масса, яъни шу жисмнинг қуватувчига нисбатан тинч тургандаги массаси. Шунинг учун нисбийлик назариясига биноан, турли тезликлар билан ҳаракатланаётган турли β -зарралар учун ўлчанган $\frac{e}{m}$ катталики эмас, балки $\frac{e}{m_0}$ катталики, яъни тинч турган зарралар учун солиштирма заряд доимий қолиши керак, бу катталики қуйидагига тенг:

$$\frac{e}{m_0} = \frac{e}{m} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (183.2)$$

Тажрибаларда олинган натижалар бу хулосани яхши тасдиқлаб берди. Юқоридаги жадвалнинг учинчи устунда $\frac{e}{m}$ нинг ўлчанган қийматлари бўйича (183.5) формулага мувофиқ ҳисобланган $\frac{e}{m_0}$ нинг қийматлари берилган. Жадвалдан кўринишича, $\frac{e}{m_0}$ ҳақиқатан ҳам доимий қолади ва зарраларнинг тезлигига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун ҳам биз баён қилган тажрибалар нисбийлик назариясининг массанинг тезликка боғлиқлиги ҳақидаги хулосасини бевосита тасдиқлайдиган экспериментлардан биридир. Бу масалага биз яна XXIII бобда қайтамиз.

β -зарралар учун топилган $\frac{e}{m_0}$ нинг қийматлари бу зарраларнинг ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланувчи электронлар оқими эканини кўрсатди.

184-§. Электронларнинг солиштирма зарядини ўлчаш натижалари

Электронларнинг солиштирма зарядини аниқлашнинг юқорида кўрсатилгандан бошқа усуллари ҳам бор. Бироқ биз келтирилган мисолларнинг ўзи билан чекланамиз ва асосий натижалар устида тўхталиб ўтамиз.

Аввало шунини айтиш керакки, зарядланган зарраларнинг солиштирма заряди e/m ни ўлчашга доир тажрибаларнинг ўзи

электронларнинг ўзининг мавжудлигини кашф қилишга олиб келди. 1897 йилда Ж. Ж. Томсон ёлқин разрядда катоддан чиқувчи манфий зарядланган зарралар (катод нурлари) нинг электр ва магнит майдонда оғишларини тадқиқ қилиб, ўша вақтда кутилмаган натижаларга дуч келди. Катод нурларида $\frac{e}{m}$ нисбат разряд трубкасидаги газнинг табиатига мутлақо боғлиқ бўлмаслиги маълум бўлди. Бу нисбат шунингдек катод материалига ҳам, газнинг босимига ҳам боғлиқ эмас экан. Бироқ энг қизиғи шунда эдики, катод нурларининг зарралари учун олинган e/m нисбатнинг қиймати электролизга тажрибаларида топилган энг енгил водород иони учун олинган e/m нисбатдан анча катта бўлиб чиқди.

Томсон олган натижалар катод нурларидаги (бу нурларнинг табиати ҳали номаълум эди) зарралар газнинг зарядланган атомлари ёки электродлар материалнинг зарядланган атомлари бўлиши мумкин эмаслигини кўрсатди ва биринчи марта бу зарралар барча моддалар учун умумий бўлган, катод нурларида атомлардан мустақил ҳолда мавжуд бўлган, массалари атомларнинг массаларига қараганда анча кичик бўлган зарядланган элементар зарралардир деган хулосага олиб келди.

e/m ни ўлчашга доир кейинги тажрибалар бу хулосани тасдиқлади. Бу тажрибаларда β - зарраларнинг, термоэлектрон эмиссияда, фотоэлектр эффектида, автоэлектрон эмиссияда ҳосил бўладиган манфий зарядли зарраларнинг, шунингдек, металлларда электр тоқнинг сабабчиси бўлган зарраларнинг ҳам e/m нисбати қиймати катод нурларидаги зарраларнинг e/m нисбати қиймати сингари бўлиши аниқланди. Бу ҳол барча электронларнинг бир-бирига айний эканини ва барча моддалар атомларининг таркибий қисми эканини кўрсатди.

Электронларнинг солиштирма зарядини фақат электрга доир ўлчашлардангина эмас, балки оптикага доир ўлчашлардан ҳам аниқлаш мумкин. Электронлар учун e/m ни ўлчашга доир барча ўлчашларнинг мажмуи қуйидаги қийматни беради:

$$e/m_0 = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг.}$$

Электроннинг e заряди мустақил ўлчашлардан маълум бўлгани учун (144- §) бундан электроннинг массасини топиш мумкин:

$$m_0 = 9,107 \cdot 10^{-31} \text{ кг,}$$

бу водород атоми массасининг $1/1837$ улушини ташкил қилади. Бу қиймат тинч турган электроннинг массасидир.

Хулоса қилиб шуни айтиш керакки, электр ва магнит майдонларда оғишга қараб фақат электронларнинггина эмас, балки ионларнинг солиштирма зарядини ҳам топиш мумкин. Ионларнинг заряди катталигини билган ҳолда эса тадқиқ қилинаётган модда

атомларининг массасини ҳам етарлича катта аниқликда топиш мумкин. Шунинг учун газ ионлари учун e/M нисбатни ўлчаш атом массаларини аниқлашнинг муҳим ва аниқ методи ҳисобланади ва ҳозирги замон физикасида кенг қўлланилади. Бу мақсадда турли асбоблар яратилган, улар *масс-спектрографлар* (агар дасталарнинг вазияти фотографик усулда аниқланса) ёки *масс-спектрометрлар* (дасталарни электр методлар билан қайд қилинса) аталади.

185-§. Циклотрон (диамагнит) резонанси

Ҳозирги замон электроникасида электронларнинг солиштирма зарядини аниқлашнинг яна бир ажойиб методи мавжуд. Бу методнинг алоҳида афзаллиги шундаки, у фақат вакуумдаги ёки сийракланган газлардаги электронлар учунгина эмас, балки қаттиқ жисмлардаги ўтказувчанлик электронларига ҳам қўлланилиши мумкин. Ҳосил бўладиган модда намунаси доимий магнит майдонига жойлаштирилади ва унга магнит майдонга перпендикуляр бўлган тез ўзгарувчан электр майдон таъсир қилдирилади. Бунда худди ионларнинг циклотронда тезланишига ўхшаш ҳодиса (181- §) рўй беради, бироқ бу ҳолда тезланаётган зарралар электронлар бўлади, тезлатувчи дуантлар орасидаги тезлатувчи электр майдон сифатида электромагнит тўлқиннинг электр майдони бўлади.

Бу шароитларда электрон ўзини қандай тутишини сифат жиҳатидан кўриб чиқайлик. Доимий магнит майдонда (бу майдоннинг индукциясини B_0 орқали белгилаймиз) электрон магнит майдонга перпендикуляр Π текисликда ётувчи (314- расм) айлана бўйлаб ҳаракатланади, унинг циклотронда айланиш частотаси (179- §) қуйидагига тенг:

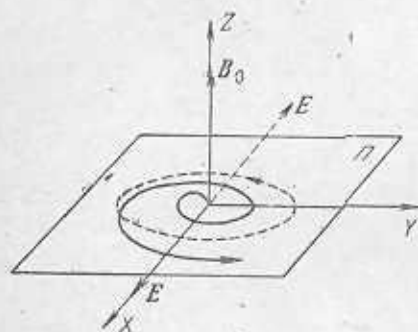
$$\omega_c = \frac{e}{m} B_0. \quad (185.1)$$

Унинг доиравий ҳаракатини Π текисликда ўзаро перпендикуляр икки гармоник тебранишларга ажратиш мумкин ва электронни доимий магнит майдонда бирдай ω_c частота ва $\frac{1}{2} \pi$ га тенг бўлган доимий фазалар фарқи билан X ва Y ўқлари бўйлаб тебранаётган икки гармоник осциллятор деб қараш мумкин.

Энди электронга яна электромагнит тўлқиннинг Π текисликда ётувчи ва ω частота билан ўзгарувчи E электр майдони ҳам таъсир қилади дейлик (тўлқин узунлиги орбита радиусидан анча катта ва E нинг оний қиймати орбитанинг барча нуқталарида бирдай). Бунда юқорида биз айтган осцилляторларнинг ҳар бирига ω частотали ташқи даврий куч таъсир қилади ва шунинг учун бу осцилляторлар шундай ω частота билан мажбурий тебранади. Бироқ механикадан маълумки, қуйидаги

$$\omega = \omega_c \quad (185.2)$$

шартда резонанс ҳодисаси рўй беради ва бунда осциллятор тебранишларининг амплитудаси ва унинг энергияси энг катта қийматга эришади, сўниш бўлмаган (ишқаланиш кучлари бўлмаган) ҳолда эса вақт ўтиши билан чексиз ортади. Шунинг учун резонанс вақтида эркин электрон энергияни электромагнит тўлқиннинг энергияси ҳисобига тўплайди ва эшилувчан траектория бўйлаб ҳаракатланади (314-расм), электромагнит тўлқин эса резонансда ютилади (9-қўшимчага қ.).



314-расм. Циклотрон резонансини тушунтиришга доир.

Баён қилинган ҳодиса *циклотрон резонанси*, ёки бошқача, *диамагнит резонанс* деб аталган (чунки унинг келиб чиқиши электронлар траекториясининг Лорентц кучлари туфайли эгриланиши, яъни моддаларнинг диамагнит хоссаларини келтириб чиқарувчи эффект билан боғланган, 118-§ билан таққосланг).

Электроннинг ўртача эркин югуриш τ вақти оралиғида тўлиқ айланишларининг сони қанча катта бўлса, яъни $\omega\tau$ кўпайтма бирга нисбатан қанча катта бўлса, резонанс ютилиш шунча кучли ифодаланади. Бу ютилиш умуман сезиларли бўлиши учун жуда бўлмаганда $\omega\tau \sim 1$ шарт бажарилши зарур. Одатда, ω частота 10^{10} Гц тартибда бўлганида, яъни сантиметрли диапазондаги радиотўлқинларда ана шу шарт бажарилади. Бундан ташқари, τ ни орттириш фойдали, шунинг учун ўрганилаётган модда паст температураларга совинилади.

Циклотрон резонансини кузатиш учун ўрганилаётган модда (масалан, кичикроқ кристалл) ичида турғун электромагнит тўлқин ҳосил қилинган резонанс рўй берадиган бўшлиқ ичида жойлаштирилади (241-§). Намуна қўйилган резонаторни доимий бир жинсли магнит майдон ҳосил қилувчи электромагнит қутблари орасига жойлаштирилади ва ω/ω_c нисбатга боғлиқ ҳолда электромагнит энергиянинг ютилиши ўлчанади. Бунда генератор частотаси ω ни ўзгартиришсиз сақлаш ва B_0 индукцияни ўзгартириш йўли билан ω_c частотани ўзгартириш қудай бўлади. Тажрибада резонансга мос келадиган ω_c частота аниқланади. У ҳолда (185.1) формуладан

зарраларнинг солиштирма заряди $\frac{e}{m}$ ни топиш мумкин, заряд маълум бўлса, у ҳолда уларнинг массасини аниқлаш ҳам мумкин.

186-§. Эффектив масса

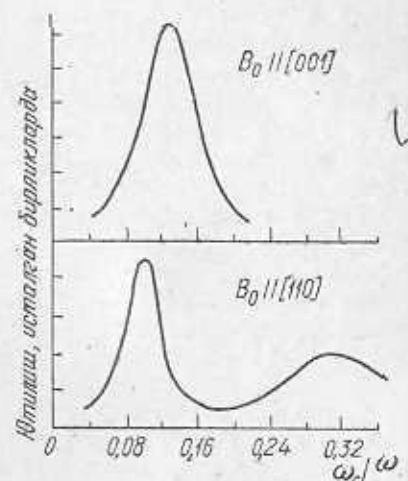
Турли кристалларда циклотрон резонансини ўрганиш тажрибаларда олинадиган ўтказувчанлик электронларининг массаси m вакуумдаги эркин электронлар массасига тенг бўлмаслигини кўрсатди. *Эффектив масса* деб аталувчи бу масса m дан катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин.

315-расмда n -типдаги германий кристаллари учун циклотрон ютилиш эгри чизиқлари нисол тариқасида кўрсатилган. Горизонтал ўқ бўйлаб ω_c/ω нисбат қўйилган, бу ерда ω_c катталиги $m_{\text{эфф.}} = m$ бўлган ҳол учун ҳисобланган. Расмдан кўриниб турибдики, ютилиш максимумлари ω_c/ω нинг 1 га тенг бўлмаган қийматларида ётади, бу эса $m_{\text{эфф.}} < m$ га мос келади.

Эффектив массанинг қиймати B_0 нинг йўналишига боғлиқ эканлиги маълум бўлиб қолди (315-расм). Бу тажрибаларда электр майдоннинг йўналиши ҳамма вақт B_0 га перпендикуляр, яъни эффектив масса таъсир қилувчи кучнинг йўналишига боғлиқ бўлади (эффектив масса анизотропияси). Масалан, германийда кристаллографик йўналишга параллел куч учун [111] (кубнинг фазовий диагонали) электронларнинг эффектив массаси $m_{\text{эфф.}} \approx 1,6 m$ га тенг, текисликка перпендикуляр таъсир қилувчи куч учун $m_{\text{эфф.}} \approx 0,08 m$ га тенг.

Ниҳоят, қатор ҳолларда резонанс частоталар сони ягона аниқ $m_{\text{эфф.}}$ қийматга эга бўлган зарралар учун назарий ҳисобланганидан кўп бўлиб чиқади. Масалан, p -тип германий кристалларида бир-биридан кучли фэрқ қилувчи турли хилдаги мусбат тешиклар («оғир» ва «енгил» тешиклар) га мос келувчи резонанслар кузатилади.

Эффектив масса тушунчаси билан биз 154-§ да ўтказувчанлик электронларини энергиясининг уларнинг импульсларига боғлиқлиги масаласини кўраётганимизда дуч келган эдик. Циклотрон резонансига доир тажрибаларнинг кўрсатишича, кристалларда



315-расм. Магнит майдоннинг кристалл ўқиға нисбатан икки турли йўналишларида n -тип германийда циклотрон ютиш. Температура 4,2 К. Частота $8,9 \cdot 10^9$ Гц.

электронларнинг ташқи кучлар (электр ва магнит майдонлари) таъсиридаги ҳаракати электронларнинг ҳақиқий массаси билан эмас, уларнинг эффектив массалари билан аниқланар экан.

Дастлаб жуда ғалати туюлган бу натижалар жуда осон тушунирилади. Бунинг умумий сабаби шуки, ўтказувчанлик электронлари ҳамма вақт кристалл электр майдонининг даврий фазосида бўлади ва уларнинг ҳаракати фақат ташқи майдонлар билангина эмас, кристаллнинг ўзининг майдони билан ҳам аниқланади. Шунинг учун электронлар ҳаракатини фақат ташқи кучлар мавжудлигини назарга олган ҳолда баён қилишга уринар эканмиз, биз ҳаракат қонуниларида электроннинг m ҳақиқий массаси ўрнига анчагина мураккаб бўлган бошқа катталиқ (эффектив массани) оламиз. Агар кристаллнинг ўзини ички майдонини ҳам назарга олинса ва электронлар ҳаракатининг квант қонуниларидан фойдаланилса, у ҳолда энг муҳим экспериментал натижаларни ҳам фақат сифат жиҳатидангина эмас, ҳатто миқдорий жиҳатдан ҳам тушунириш мумкин бўлади.

Турли кристалларда эффектив массаларни ўрганиш ҳозирги замон қаттиқ jisм физикасида муҳим роль ўйнайди ва электронларнинг кристаллар ичидаги ҳаракатлари хусусиятларини белгиловчи қимматли маълумотлар олишга имкон беради.

187-§. Электрон дасталарининг қайтиши ва синиши.

Электрон ва ион оптикиси

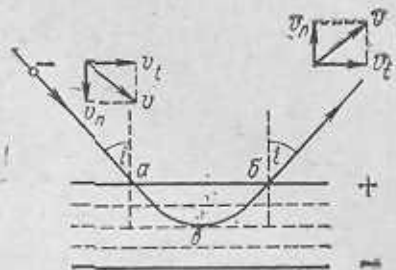
Фараз қилайлик, бир йўналишда ҳаракатланувчи электронлар дастаси ясси конденсатор пластинкаларининг бири орқали унинг бир жинсли электр майдонига тушади (316-расм). Конденсаторнинг пластинкаларини металл турлардан ёки электронлар ўтиши мумкин бўлган юпқа металл қатламларидан қилинса, буни амалга ошириш мумкин.

Сўнгра конденсаторнинг электр майдони йўналиши шундайки, у электронларни тормозлайди, дейлик. У ҳолда электронлар тезлигининг эквипотенциал сиртларга нормал ташкил этувчиси v_n камаяди, электронларнинг эквипотенциал сиртларга параллел ташкил этувчиси v_t эса ўзгармайди. Агар электр майдон етарлича кучли бўлса, у ҳолда қандайдир a нуқтада v_n ташкил этувчи нолга тенг бўлади ва сўнгра ўзининг йўналишини ўзгартиради. Электр майдонга a нуқтада кирувчи электронлар ab эгри траектория бўйлаб ҳаракатланади ва майдондан b нуқтада чиқиб кетади. a дан b га ҳаракатланишда электронлар ўтган потенциаллар фарқи унинг u дан a га ҳаракатланишда (фақат тескари йўналишда) ўтган потенциаллар фарқига тенг бўлгани учун v_n тезлигининг b нуқтадаги абсолют қиймати худди a нуқтадаги сингари бўлади, бинобарин, электронлар конденсаторга қандай i бурчак остида кирган бўлса, ундан худди шундай бурчак остида чиқади.

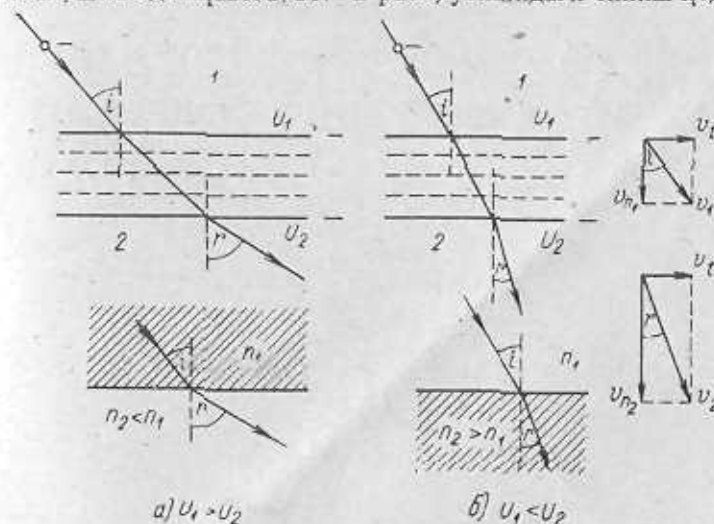
Биз электронларнинг худди ясси кўзгудан ёруғлик қайтгани-

дагидек қайтишини кузатамиз, шу билан бирга, бу ерда қайтиш қонуни ҳам ўринли бўлади: қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг, тушувчи даста, қайтган даста ва майдон эквипотенциал сиртларига ўтказилган нормаль йўналишлари бир текисликда ётади.

Агар пластинкалар орасидаги потенциаллар фарқи v_n тезлигининг нолга айланиши учун етарли бўлмаса, у ҳолда даста майдондан бошқа пластинка орқали чиқади (317-расм). Бироқ чиқувчи дастанинг йўналиши кирувчи дастанинг йўналишидан фарқ қилади ва биз электронлар дастасининг синганини кўрамиз, шу билан бирга, бунда ҳам тушувчи даста, чиқувчи даста ва эквипотенциал сиртларга ўтказилган нормал бир текисликда ётади. Агар электронлар юқори потенциалдан пастроқ потенциалга (тормозловчи электр майдон) қараб ҳаракатланса, у ҳолда r синиш бурчаги i тушиш бурчагидан катта бўлади ва ҳодиса худди ёруғлиқнинг катта n_1 синдириш кўрсаткичли муҳитдан кичик n_2 синдириш кўрсаткичли муҳитга (масалан, шишадан ҳавога, 317-а расм) ўтишидаги синиш ҳодисаси-



316-расм. Электронлар кўзгуси ва унинг оптик аналог.



317-расм. Электрон дасталарининг синиши.

га ўхшайди. Агар электронлар паст потенциалдан юқори потенциалга қараб ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда r синиш бурчаги i тушиш бурчагидан кичик бўлади ва бунда электронлар дастасининг синиши худди ёруғликнинг $n_2 > n_1$ шароитда синишига (масалан, ҳаводан шишага ўтишидаги синишига 317-б расм) ўхшаш бўлади.

Электрон дасталарининг синиши ва потенциалнинг ўзгариши орасидаги муқдорий боғланишни топиш қийин эмас. Муҳитнинг n синдириш кўрсаткичи деб $n = \sin i / \sin r$ нисбатга айтади. Электронлар дастасининг синиш ҳолига ўтиб ва 317-расмга мурожаат қилиб, кўраемизки,

$$\sin i = v/v_1, \sin r = v/v_2, n = \sin i / \sin r = v_2/v_1.$$

Бу ерда v_1 — электронларнинг электр майдонга киргунча бўлган (1 «муҳит» даги) тўлиқ тезлиги, v_2 — уларнинг майдондан чиққандаги (2 «муҳит» даги) тўлиқ тезлиги, шу билан бирга, тезлиكنинг v_1 уриниша ташкил этувчиси доимий қилини назарга олинган. Агар электронларнинг 1 фазодаги эВ ларда ифодаланган энергияси V бўлса, у ҳолда

$$\frac{1}{2} m v_1^2 = eV.$$

Сўнгра, агар 1 фазодан (потенциал доимий бўлган) 2 фазога (унда ҳам потенциал доимий) ўтишда потенциал U га ўзгарса, у ҳолда

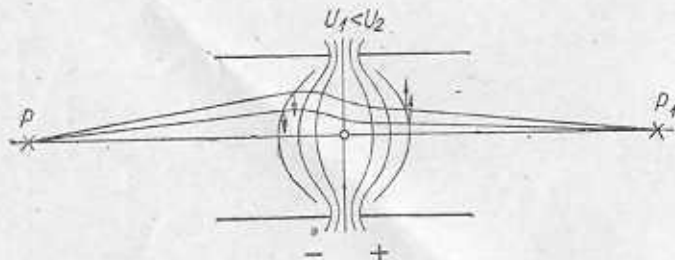
$$\frac{1}{2} m v_2^2 = e(V + U)$$

бўлади. Охирги иккала тенгликни бир-бирига бўлиб ва v_2/v_1 ифодани синдириш кўрсаткичи учун ёзилган формулага қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$n = \sin i / \sin r = \sqrt{1 + U/V}. \quad (187.1)$$

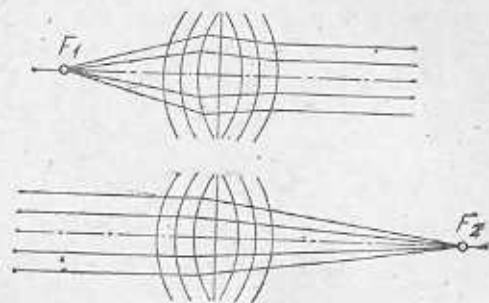
Худди оптикадаги сингари n тушиш бурчагига боғлиқ бўлмайди ва фазонинг U потенциали ўзгариши ҳамда электронларнинг V бошланғич энергиясига боғлиқ бўлади.

Шундай қилиб, фазода потенциалнинг ўзгариши электронлар дастасига худди муҳитнинг синдириш кўрсаткичи ёруғлик нурларига таъсир қилганидек таъсир кўрсатади. Кераклича тапланган электр майдонлар воситасида электронларга худди оптик линзаларнинг ёруғлик нурларига таъсири сингари таъсир кўрсата оладиган системаларни яратиш мумкин.



318-расм. Икки коаксиал цилиндр кўринишидаги электр линза.

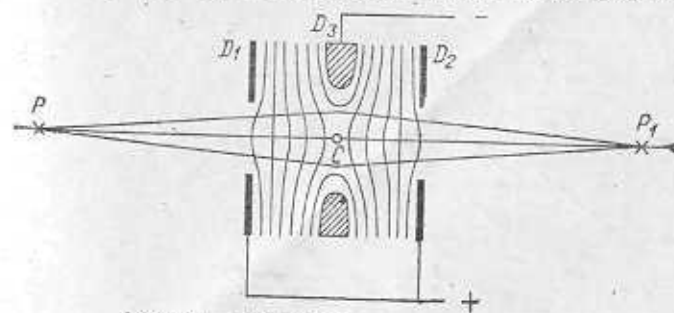
Электр линзани яратишга доир усуллардан бири 318-расмда кўрсатилган. Линза бир-биридан нигичка тирқиш билан ажратилган икки коаксиал цилиндрлардан иборат бўлиб, уларга потенциаллар фарқи берилган. Электр майдоннинг тирқиш яқинидаги эквипотенциал сиртлари расмда тасвирланган. Электр майдон кучланганлиги эквипотенциал сиртларга перпендикуляр ва линза ўқида параллел E_1 ва шу ўққа перпендикуляр E_2 ташкил этувчиларга эга. Бирор P нуқтадан чиққан ва линзага кирувчи электронлар электр майдоннинг чап ярмида E_1 майдон ёрдамида линза ўқи томонга огдирилади ва шунинг учун тарқалувчи даста тўпланувчи дастага айланади. Майдоннинг ўнг ярмида E_2 нинг йўналиши қарама-қаршисига ўзгаради ва электронларга ўқдан ташқарига тараб йўналган куч таъсир қилади. Бироқ электронлар тирқишнинг марказий текислигига етиб $U/2$ га тенг (U — цилиндрлар орасидаги потенциаллар фарқи) тезланишчи потенциаллар фарқини ўтади ва ўзларининг тезликларини орттиради. Шунинг учун электронлар дастаси линзанинг иккинчи қисмида тўпланувчанлигини камайтирса-да, ҳар ҳолда тўпланувчанлигича қолади ва ўқни бирор P_1 нуқтада кеседи, бу нуқта P нуқтанинг тасвири бўлади.



319-расм. Электр линзанинг фокуси.

Оптик линзада бўлгани сингари, электр линза учун ҳам линзанинг ўқида шундай F_1 нуқта борки (319-расм, юқоридагиси), бу нуқтадан чиққан электронлар дастаси линзада сингандан кейин параллел дастага айланади. Бу нуқта линзанинг бош фокуси деб аталади, унинг линза марказидан узоқлиги (тирқиш марказидан узоқлиги) — бош фокус масофаси деб аталади. Линзадан иккинчи томонда унинг иккинчи бош фокуси жойлашган (319-расм, пастдагиси). Кўраётган электр линза учун ҳар иккала фокус масофаси бирдай эканлигини тушуниш осон. Агар линзанинг ҳар икки томонидан ўраб олган муҳитнинг синдириш кўрсаткичлари турлича бўлса, оптик линзалар учун ҳам аҳвол шундай бўлишини айтиб ўтиш керак.

320-расмда ҳар иккала фокус масофаси бирдай бўлган электр линза тасвирланган. Бу линза бирдай потенциалга эга бўлган ва биргаликда қўшилган D_1 ва D_2 диафрагмалар ҳамда уларнинг ўртасига жойлаштирилган учинчи D_3 диафрагмадан иборат. Агар икки диафрагма чекка диафрагмаларга нисбатан манфий потенциалга эга бўлса, у ҳолда бу линза электронларни тўловчи (йиғувчи) линза бўлади. Қаралаётган линзадан чапда ва ўнгда фазо потенциали



320-расм. Бир потенциали электр линза.

бирдай бўлгани учун бу линза ҳамма томонидан айти бир муҳит билан ўралган оптик линзага мувофиқ келади (320-расм).

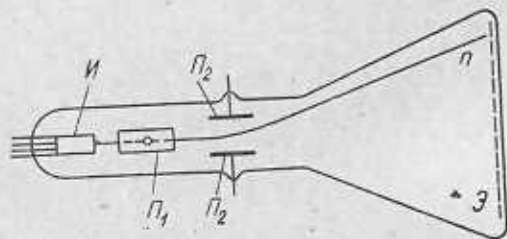
Электрон линзалар ҳам, оптик линзалар ҳам турли камчиликларга ёки абберацияларга эга, улар туфайли объектнинг абсолют аниқ тасвирини, яъни объектнинг ҳар бир нуқтасига тасвир текислигида ҳам битта нуқта тўғри келадиган тасвири олишга имкон бўлмайди. Бу абберацияларни камайтириш мумкин, бироқ батамом йўқотиб бўлмайди.

Электронлар учун линзани магнит майдонлардан фойдаланиб ҳосил қилиш мумкин (магнит линзалар).

Электронлар ва ионлар дастаси ёрдамида тасвирлар ҳосил қилиш шартларини ўрганиш ва бундай системаларни амалда ҳосил қилиш усуллари электрон ва ион оптикasinинг мазмунини ташкил қилади.

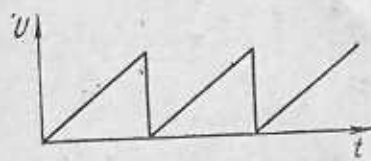
188-§. Электрон осциллограф

Электрон оптикasinинг қўлланилишига мисол тариқасида тез ўтадиган электр процессларини кузатишга мўлжалланган электрон осциллографнинг тузилишини кўрайлик. Унинг асосий қисми 321-расмда тасвирланган электрон-нур трубкасидир. Чўғланма катодли электронлар манбаи H тор электронлар дастаси (электрон нур)ни ҳосил қилади, бу нур трубканинг деворига ички томондан



321-расм. Осциллографик электрон-нур трубкаси.

суртилган Φ люминесценцияланувчи экранда жуда кичик n доғни ҳосил қилади. Трубканинг ҳавоси сўриб олиниб юқори вакуум ҳосил қилинган. Манба ва экран орасида икки жуфт P_1 ва P_2 металл пластинкалар жойлаштирилган бўлиб, улар электронлар дастасини ўзаро перпендикуляр икки йўналишда огдиради. Пластинкалар жуфтининг бирига масалан, P_1 пластинка осциллограф



322-расм. Осциллографнинг вақт пластинкаларига қўйиладиган ар-расимон кучланиш.

идаги махсус генераторда ҳосил қилинадиган ва вақт бўйича 322-расмда кўрсатилгандек ўзгарадиган «аррасимон» кучланиш берилади. Бу кучланиш доғни экранда горизонтал йўналишда текис ҳаракатланишини ҳосил қилади (вақт

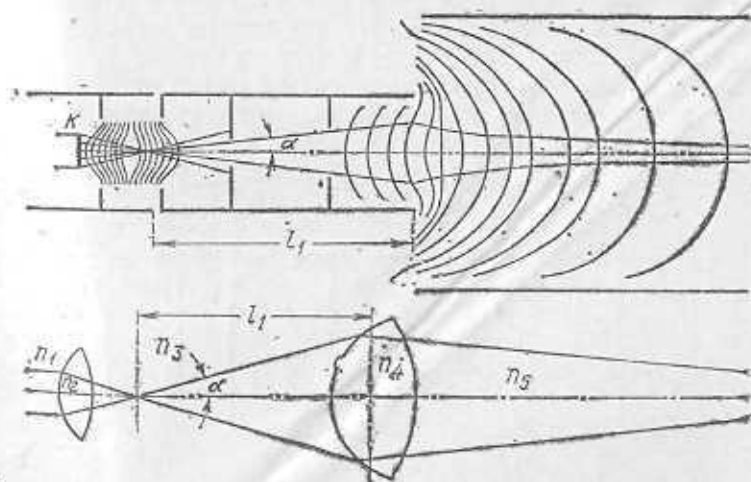
бўйича ёйиш). Пластинкаларнинг иккинчи жуфтига ўрганилаётган кучланиш берилади. P_1 ва P_2 пластинкалар ҳосил қиладиган ҳар иккала электр майдон таъсирида доғ экранда ўрганилаётган кучланишнинг вақтга боғланишини ифодаловчи эгри чизиқ чизади.

Электрон нурнинг осциллографда оғиши қўйилган кучланишга пропорционал, шунинг учун электрон осциллограф тез ишловчи вольтметрнинг ўзидир. Электронларнинг массаси жуда кичик бўлгани учун электрон-нурнинг амалда ҳатто жуда тез ўзгарувчи кучланишларда ҳам ҳеч қандай инерцияси бўлмайди, бу ҳол электрон осциллографларнинг асосий афзаллигидир.

Электрон-нур трубкаларининг баъзи хилларида электрон-нурни магнит майдон таъсирида огдирилади. Бундай ҳолларда огдирувчи пластинкалар ўрнида трубка ташқарисига унга жуда яқин жойлаштирилган симли ғалтаклар қўлланилади.

Тез ишловчи осциллография ва телевидениенинг ривожланиши экранда имкони борида кичик, бироқ максимал интенсивликка эга бўлган доғ ҳосил қилувчи электронлар манбаларини яратишни тақозо қилади. Бунинг учун электронлар тўпи деб аталган махсус электрон-оптик системалардан фойдаланилади.

Типик электронлар тўпининг тузилиши 323-расмда тасвирланган. Унинг чўғланувчи катоди ва учта коаксиал цилиндри бор: бошқарувчи электрод, биринчи анод ва иккинчи анод. Бошқарувчи электрод катодга нисбатан манфий потенциалга эга бўлиб, катоддан чиқаётган электронлар дастасини сиқади. Бу потенциални ўзгартириш йўли билан биринчи аноднинг диафрагмаси орқали ўтувчи электронлар миқдорини ва, бинобарин, экрандаги доғнинг интенсивлигини ростлаш мумкин. Биринчи аноднинг потенциали катодга нисбатан мусбат, иккинчи аноднинг потенциали эса биринчи анодга нисбатан мусбат. Бошқарувчи электрод ва биринчи анод ҳамда мос равишда биринчи анод ва иккинчи анодлар икки электр линзани ташкил қилади. Уларнинг эквипотенциал сиртлари расмда



323-расм. Типик электрон тўпи ва унинг оптик аналог. Сидириш кўрсаткичлари $n_1 < n_2 < n_3 < n_4 < n_5$.

тасвирланган. Анодларнинг бошқарувчи потенциаллари ростилаб, электрон-нурнинг яқинлашишини ўзгартириш ва шу йўл билан экранда доғнинг энг яхши фокусланишига эришиш мумкин. Иккинчи аноднинг катодга нисбатан потенциалли электронларнинг лададаги чекли тезлигини аниқлайди. Типик электрон-нур трубкаларида биринчи анод потенциалли одатда $U_1 = +(250-500)$ В га, иккинчи аноднинг потенциалли $U_2 = +(1000-2000)$ В га тенг қилиб олинади.

323-расмда биз кўраётган электрон-оптик системага мос келувчи икки ливадан иборат оптик система ҳам тасвирланган.

XVIII боб

ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ЭЛЕКТР ТОК

189-§. Фарадейнинг электролиз қонунлари

Бу бобда биз иккинчи класс ўтказгичлар — электролитларда электр токнинг хусусиятларини кўриб чиқамиз.

55-§ да биз электролитлардан электр ток ўтганда ҳамма вақт электродларда электролитнинг химиявий таркибий қисмлари ажралиши тўғрисида гапириб ўтган эдик. Бу ҳодисани Фарадей батафсил ўрганди ва тажрибада электролизнинг икки асосий қонунини аниқлади. Фарадейнинг биринчи қонунига мувофиқ, электродларнинг бирортасида ажралган модданинг m массаси электролит орқали ўтган q заряд миқдорига пропорционал:

$$m = Kq. \quad (189.1)$$

Бу ерда K — турли моддалар учун турли қийматга эга бўлган электрохимиявий эквивалент. Бу катталиқ электролизда $q = 1$ га тенг заряд ажратиб чиқарган модда массасига тенг.

Одатда, K ни кулонга грамм (миллиграмм) (г/Кл) ҳисобида ифодаланади. Баъзи моддалар учун электрохимиявий эквивалентнинг қийматлари жадвалда келтирилган.

Модда	Атом массаси, A	Валентлиги, Z	Электрохимиявий эквиваленти, г/Кл
Кумуш	107,9	1	$1,1180 \cdot 10^{-3}$
Мис	63,57	2	$3,294 \cdot 10^{-4}$
Водород	1,008	1	$1,045 \cdot 10^{-5}$
Кислород	16,000	2	$0,8293 \cdot 10^{-4}$
Хлор	35,46	1	$3,674 \cdot 10^{-4}$

Фарадейнинг иккинчи қонуни электрохимиявий эквивалентнинг катталигига тегишлидир. Фарадей турли моддаларнинг электрохимиявий эквивалентлари K модданинг нисбий атом мас-

саси A га пропорционал ва модданинг валентлиги Z га тескари пропорционал бўлишига эътибор берди. A/Z нисбат химияда модданинг *химиявий эквиваленти* деб аталади. Фарадейнинг иккинчи қонунига кўра бирор модданинг *электрохимиявий эквиваленти* ана шу модданинг *химиявий эквивалентига* пропорционал:

$$K = CA/Z. \quad (189.2)$$

Бу формулада пропорционаллик коэффициенти C барча моддалар учун бир хил қийматга эга.

Фарадейнинг ҳар иккала қонунини битта формула билан ифодалаш мумкин, K нинг (189.2) ифодасини (189.1) га қўйиб ва $1/C = = F$ деб белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$m = \frac{A}{Z} \frac{q}{F}.$$

F катталиқ *Фарадей сони* деб аталади.

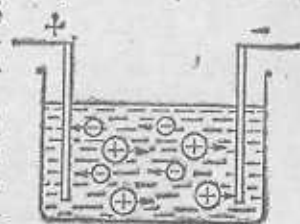
(189.3) да $q = F$ деб олсак, $m = A/Z$ эканлиги келиб чиқади. Грамм ҳисобида олинган массаси химиявий эквивалентга тенг бўлган модда миқдори *граммэквивалент* (г-экв) деб аталади. Бинобарин, ҳар қандай электролитдан Фарадей сонига тенг заряд ўтганида ҳар бир электродда 1 г-экв модда ажралади.

Агар m ни грамм-эквивалентларда ифодаланса, у ҳолда

$$F = 96\,484,5 \text{ Кл/г-экв} \approx 96\,500 \text{ Кл/г-экв}.$$

Электролиз ҳодисаси кўрсатадики, электролитларда эриган модда молекулалари мусбат ва манфий зарядланган қисмлар — ионлар тарзида мавжуд бўлар экан, улар электр майдон таъсирида қарама-қарши томонларга ҳаракатланади: мусбат ионлар катодга, манфий ионлар эса анодга қараб ҳаракатланади (324-расм). Анодга етгандан сўнг манфий ион анодга ўзининг манфий зарядини беради, бунинг натижасида ионнинг зарядига боғлиқ равишда бир ёки бир неча электронлар ташқи занжир орқали ўтади ва ион анодда ажраладиган нейтрал атом ёки молекулага айланиб қолади. Мусбат ион, аксинча, катоддан бир ёки бир неча электронлар олади ва нейтралланиб, катодда ажралади.

Анодда ажраладиган, яъни манфий зарядланган ионларни Фарадей *анионлар*, катодда ажраладиган (мусбат зарядланган) ионларни эса *катионлар* деб атади. 55-§ да биз КВг эритмасини электролиз қилишда катодда К, анодда эса Вг ажралишини кўрган эдик. Демак, Вг⁺ анионлар, К⁺ ионлари эса катионлар бўлади. Барча металллар ва водород ҳамма вақт катодда ажралгани, яъни катионлар бўлгани учун электролитларда металлларнинг ва водороднинг ионлари ҳамма вақт мусбат зарядланган, деб хулоса қилиш мумкин.



324-расм. Ион ўтказувчанлиқ схемаси.

Электролитларнинг ион ўтказувчанлиги ҳақидаги тасаввурлар электролитнинг табиатини фақат сифат жиҳатидан тушунишгагина эмас, шунингдек, Фарадей қонуниларини тушунтиришга ҳам имкон беради. Айтайлик, электролиз процессида бирор электродда ажралган ионлар миқдори v га тенг, ҳар бир ионнинг заряди эса q_1 га тенг бўлсин. У ҳолда электролит орқали ўтган q тўлиқ заряд $q = q_1 v$ га тенг бўлади. Агар бир ионнинг массаси m_1 га тенг бўлса, у ҳолда электродда ажралган масса $m = m_1 v$ га тенг бўлади. Бу тенгликлардан v ни йўқотиб юборсак, шундай ёзиш мумкин:

$$m = \frac{m_1}{q_1} q, \quad (189.4)$$

яъни Фарадейнинг биринчи қонунини келтириб чиқардик.

(189.4) дан келиб чиқадики, электрохимиявий эквивалент $K = m_1/q_1$ га тенг ёки (агар сурат ва махражини 1 моль моддадаги зарралар сонига, яъни Авогардо сони $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ га кўпайтурсак) $K = A/q_1 N$ га тенг. Иккинчи томондан, (189.3) га мувофиқ $K = A/(ZF)$ учун ёзилган бу икки ифодани солиштирсак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$q_1 = ZF/N. \quad (189.5)$$

Бинобарин, электролитик ионнинг заряди модданинг Z валентлигига пропорционал, яъни икки валентли моддаларнинг ионлари бир валентли моддаларнинг ионларига қараганда икки марта, уч валентли моддаларники эса уч марта ва ҳоказо ортиқ зарядга эга бўлар экан.

Олинган натижа ионларнинг зарядлари ўзаро каррали эканини кўрсатади. Бир валентли моддалар энг кичик e зарядга эга бўлади, икки валентли ионнинг заряди $2e$ га тенг, Z -валентли ионнинг заряди Ze га тенг, бироқ e нинг улушларига тенг заряд кузатилмайди. Бундан Гельмгольц ва Стоней бир-бирларидан мустақил ҳолда 1881 йилда электр зарядлар атомар табиатга эга, яъни маълум элементар миқдорларга бўлингандир деган хулосага келдилар. Элементар заряднинг катталиги (189.5) дан $Z=1$ бўлганда қуйидагига тенг экани келиб чиқади:

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96500}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Бу қиймат кейинроқ бошқа методлар воситасида олинган электрон заряди қиймати билан жуда мос келди.

190-§. Электролитик диссоциация

Энди электролитларда ионлар қандай қилиб юзага келишини кўриб чиқайлик. Биринчи қарашда электролитларда ионлар токнинг таъсирида худди мустақил газ разрядларидаги сингари пайдо

бўлади деб тахмин қилиш мумкин эди. Бироқ ҳақиқатан ҳам шундай бўлганда эди, молекулаларнинг ионларга парчаланиши учун маълум энергия сарфланиши керак бўлар эди. Ҳолбуки, тажрибанинг кўрсатишича, электролитлар учун Жоуль—Ленц қонуни яхши бажарилар экан, электр токнинг барча иши тамомила иссиқликка айланар экан. Шунинг учун ягона фараз қилишгана қолади: ионлар электр токка боғлиқ бўлмаган ҳолда юзага келади, яъни электролитдаги эриган молекулалар зарядланган бўлакларга ҳатто ток бўлмаганда ҳам, электролитнинг ўзида бўладиган процесслар таъсирида парчаланadi (диссоциацияланади). Ана шундай тасаввур Клаузиус ва Аррениуснинг электролитик диссоциация назариясига асос қилиб олинган (1887 й.), маълумки, бу назария фақат электролиз ҳодисасининггина эмас, шу билан бир қаторда эритмаларнинг бошқа кўплаб хоссаларини ҳам тушунтиришга имкон берди.

Электролитик диссоциациянинг мавжудлигини эритмаларнинг осмотик босимини ўрганиш энг ишонarli тасдиқлайди. Вант-Гофф қонунига мувофиқ, эритмаларнинг концентрацияси кичик (кучсиз) бўлганда осмотик босими идеал газ босими қонунига бўйсунadi. Агар n_1 — эриган модда зарраларининг концентрацияси, T — эритманинг абсолют температураси бўлса, у ҳолда p осмотик босим

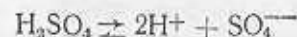
$$p = n_1 k T \quad (190.1)$$

га тенг бўлади, бу ерда k — Больцман доимийси. Шунинг учун осмотик босимни ўлчаб эритманинг ҳар бир куб сантиметридаги зарралар сонини ҳам аниқлаш мумкин. Фараз қилайлик, биз молекуллар массани M бўлган m грамм моддани эритдик. Бу модда миқдорида (m/M) N молекула бўлади ва, бинобарин, молекулалар концентрацияси

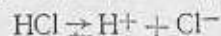
$$n = \frac{m}{M} \frac{N}{V} \quad (190.2)$$

га тенг, бу ерда V — эритманинг ҳажми. Тажриба шуни кўрсатадики, агар биз электролит бўлмаган эритмалар (улар электр ўтказмайди), масалан, қанднинг сувдаги эритмаси билан иш кўраётган бўлсак, у ҳолда осмотик босимни ўлчашлардан аниқланган зарралар концентрацияси n_1 ҳамма вақт (190.2) бўйича ҳисобланган молекулалар концентрацияси n га тенг бўлади, бу деган сўз, ток ўтказмайдиган эритмаларда молекулалар диссоциацияланмайди демакдир. Аксинча, электролитларда тажриба n_1 зарралар сони ҳамма вақт эриган молекулалар сони n дан катта бўлишини кўрсатади, бу молекулаларнинг электролитларда диссоциацияланишини исботлайди.

Турли моддаларнинг молекулалари турлича диссоциацияланади ва икки ёки ундан кўп сондаги ионларга ажралаши мумкин. Диссоциация характери модданинг химиявий хоссалари билан чамбарчас боғлангандир. Барча кислоталар сувдаги эритмасида водороднинг H^+ мусбат ионларини бериши билан характерланади. Масалан, сульфат кислота қуйидаги



тенгламага мувофиқ диссоциацияланади, хлорид кислота эса

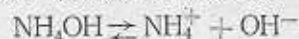


тенгламага мувофиқ диссоциацияланади ва ҳ. к.

Асослар ёки ишқорлар OH^- гидроксил ионларининг ҳосил бўлиши билан характерланади. Мисол қилиб ўювчи натрийнинг диссоциациясини



ёки нашатир спиртнинг диссоциациясини



кўрсатиш мумкин.

Водород ионлари ва гидроксил ионлари концентрацияси бирдай бўлган эритмалар *нейтрал* эритмалар деб аталади. Химиявий соф сув нейтрал бўлиб, у водороднинг H^+ мусбат ионлари ва манфий OH^- гидроксил ионларига диссоциацияланади. Бироқ унда ионлар концентрацияси ҳаддан ташқари кучсиз: хона температурасида бир тонна сувда фақат 1,4 мг диссоциацияланган.

Диссоциация коэффициенти. Молекулаларнинг диссоциацияланиш процессини шундай тасаввур қилиш мумкин: Қутбли молекулаларга эга бўлган (яъни ионлардан тузилган молекулалар, масалан, NaCl) қандайдир модда сувда эритилган деб фараз қилайлик. Диполь моментлари катта бўлган сув молекулалари эриган молекуланинг электр майдонида шундай тарзда ориентацияланадики, уларнинг мусбат томонлари (H^+ ионлар) асосан Cl^- ионга қараб, манфий томонлари (O^- ион) Na^+ ионга қараб туради (325-расмда схематик кўрсатилгани сингари). Бу молекулада Na^+ ва Cl^- ионларининг боғланишини заифлашишига олиб келади. Тахминий равишда мулоҳаза қилиб айтиш мумкинки, Na^+ ва Cl^- ионларининг ўзаро тортишиш кучи е марта камаяди, бу ерда e — эритувчининг диэлектрик сингдирувчанлиги. Бироқ молекулалар иссиқлик ҳаракатида қатнашиб, узлуксиз тўқнашувларга дуч келади. Шунинг учун NaCl молекуласи эритувчининг етарлича тез молекуласи билан (ёки эриган модданинг бошқа молекуласи билан) учрашганда Na^+ ва Cl^- ионларига парчала-нади (диссоциацияланади).

Диссоциациянинг биз баён қилган актлари билан бир қаторда тескари процесслар ҳам бўлиши мумкин, бунда икки турли ишорали Na^+ ва Cl^- ионлар тўқнашганида улар бирлашиб NaCl нинг нейтрал молекуласини ҳосил қилади (ионларнинг рекомби-

нацияси содир бўлади). Электродитларда ҳаракатчан (динамик) мувозанат бўлади, бундай мувозанатда ҳар бир вақт бирлигидаги элементар диссоциация актлари сони рекомбинация актлари сонига тенг бўлади. Ҳар бир пайтда барча молекулаларнинг фақат бир қисмигина диссоциацияланган бўлади, молекулаларнинг бир қисми эса диссоциацияланмаган ҳолатда бўлади.

Эритманинг ҳар бир ҳажм бирлигида эриган модданинг n молекуласи бўлади, улардан αn диссоциацияланган, $(1 - \alpha)n$ таси диссоциацияланмаган. α катталиқ *диссоциация коэффициенти* деб аталади; бу коэффициент барча молекулаларнинг қандай улуши ионларга парчаланганини билдиради.

Диссоциация коэффициенти эритманинг концентрациясига боғлиқ бўлади. Бу бошланишнинг умумий характерини қуйидаги содда мулоҳазалардан топиш мумкин. Ҳажм бирлигида 1 сек ичида бўладиган диссоциация элементар актлар миқдори парчаланмаган молекулаларнинг қанчалик кўп бўлишига боғлиқ бўлади ва шунинг учун бу актлар сонини қуйидагига

$$A(1 - \alpha)n$$

тенг деб олиш мумкин, бу ерда A — электродитнинг табияти ва унинг темпeратурасига боғлиқ бўлган бирор коэффициент. Тескари рекомбинация актларининг сони турли ишорали ионлар тўқнашувларига пропорционал бўлади, тўқнашувлар сони эса мусбат ионлар концентрацияси $n\alpha$ га, шунингдек (агар молекулалар икки қисмга ажралади деб фараз қилинса), $n\alpha$ га тенг бўлган манфий ионлар концентрациясига ҳам, яъни $(n\alpha)^2$ га пропорционал бўлади. Шунинг учун бирлашган молекулалар сонини қуйидагига тенг деб олиш мумкин:

$$B(n\alpha)^2,$$

бу ерда B — бирор коэффициент. Мувозанат ҳолатида

$$A(1 - \alpha)n = B(n\alpha)^2,$$

бундан

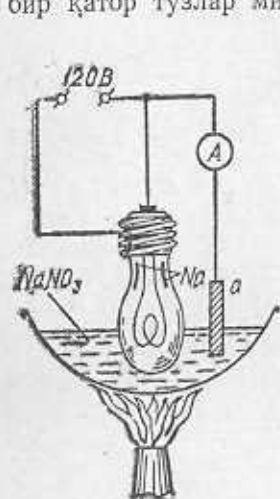
$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{A}{B} \frac{1}{n}.$$

Бу формула Оствальд қонунини ифодалайди, бу қонун диссоциация коэффициенти α нинг эритманинг концентрацияси n га боғланишини кўрсатади. Гарчанд бу қонун унчалик аниқ бўлмаса-да, у α нинг n га боғланишини тўғри ифодалайди. Биз эритманинг концентрацияси n қанча кичик бўлса, α бирга шунча яқин бўлишини кўриб турибмиз, жуда заиф электродитлар учун ($n \rightarrow 0$) $\alpha \rightarrow 1$ бўлади. Бундай ҳолда барча молекулалар амалда диссоциацияланган бўлади. Биз баён қилган тасаввурлардан яна эритувчининг e диэлектрик сингдирувчанлиги қанча катта бўлса, эриган модда молекула-

ларидаги ионларнинг боғланиши шунчалик кучли заифлашиши ва, демак, бошқа тенг шароитларда диссоциациянинг шунчалик катта бўлиши ҳақидаги хулоса ҳам келиб чиқади. Бу хулоса ҳам тажриба маълумотларига мос келади. Масалан, хлорид кислота HCl сувда ($\epsilon = 81$) эриганида яхши электр ўтказувчи электролит беради, ҳолбуки этил эфирида эриганида ($\epsilon = 4,3$) эса электрни жуда ёмон ўтказида. Турли моддаларнинг сувда яхши диссоциацияланишининг сабаби сувнинг диэлектрик сингдирувчанлиги катта бўлишидир.

191-§. Ионларнинг электролитлардаги ҳаракати

Электролит диссоциация фақат эритмалардагина эмас, кўпчилик тоза сууюқликларда ҳам содир бўлади. Масалан, кристаллари ионлардан тузилган кўплаб тузлар эриган ҳолатида электролит бўлади. Бундай тузларга NaCl , KCl , AgCl , AgBr , NaNO_3 ва бошқа бир қатор тузлар мисол бўла олади.



326-расм. Na^+ ионларининг шиша орқали ўтиши.

Шиша қовушоқлиги катта бўлган кучли равишда ўта совиган сууюқликдир. Шиша, шунингдек, электролит ҳисобланади, унда Na^+ ионлари сезиларли ҳаракатчандир. 326-расмда шишанинг ион ўтказувчанлигини исботловчи тажриба кўрсатилган. Тигелда эритилган чили селитраси NaNO_3 солинган бўлиб, унга чўғланма лампанинг шиша баллони ботирилган. Тажриба учун инерт газ билан тўлдирилмаган ичи бўш лампани олиш зарур. Лампанинг толаси ўзгармас ток билан чўғлан-тирилади, эритмага ботирилган иккинчи a электрод (кўмирдан қилинган) толанинг мусбат учига уланади. Бунда толанинг чўғланган ўртаси эритмага нисбатан манфий потенциалда бўлади. Лампанинг толаси чўғланаётганда A амперметр занжирда ток борлигини кўрсатади. NaNO_3 икки тур Na^+ ва NO_3^- ионларга диссоциацияланади. Na^+ ионлари a аноддан лампанинг шишасига қараб ҳаракатланади ва шиша орқали ўтади. Лампанинг ичида термоэлектрон эмиссиянинг соф электр токи бўлади. Термоэлектронлар Na^+ зарядни нейтраллайди, бу туфайли ана шу ионлар лампа баллонининг ички деворида ажралувчи нейтрал Na атомларига айланади. Юқори температура таъсирида бу натрий баллоннинг совуқроқ қисмларига ҳайдалади, бу қисмларда натрийнинг аниқ кўринувчи кўзгу қатлами ҳосил бўлади.

Электролитларда ионлар бошқа молекулалар билан кўплаб

марта тўқнашувларга дуч келади, шунинг учун уларнинг ҳаракатида ишқаланиш юзага келади, бу ишқаланишнинг юзага келиши худди газ ёки сууюқликда ҳаракатланаётган катта макроскопик жисмининг ишқаланиши сингари бўлади.

Маълумки, жисмлар сууюқликларда ва газларда ҳаракатланганда юзага келадиган ишқаланиш кучи кичик ҳаракат тезликларида тезликка пропорционал бўлади. Шунга ўхшаш ионнинг ишқаланиш кучи унинг тартиблаган ҳаракат тезлиги v га пропорционал ва fv га тенг бўлади, бу ерда f — ишқаланиш коэффициентини бўлиб, турли ионлар учун турлича ҳамда эритувчининг турига ва температурага боғлиқ. Электр майдон бўлганида ионнинг барқарор ҳаракати шундай тезлик оладики, бу тезликда ишқаланиш кучи билан майдон томонидан таъсир қиладиган eE кучининг йингидиси нолга тенг бўлади:

$$eE - fv = 0.$$

e/f ни b орқали белгиласак, шундай ёзиш мумкин:

$$v = bE.$$

(191. 1)

Шундай қилиб, электролитик ион майдоннинг кучланганлигига пропорционал бўлган тезлик билан текис ҳаракат қилади. b катталик ионларнинг ҳаракатчанлиги деб аталади (бу катталик газлардаги ионлар учун ва металлдаги электронлар учун ҳам шу маънони билдиради). Бу катталик ионнинг кучланганлиги бирга тенг бўлган майдондаги тезлигига тенг бўлади.

Баъзи ионларнинг эритмага тегишли бирор ранг бериш қобилиятидан фойдаланиб, ионларнинг ҳаракатланишини кўзга кўринарли қилиш ва ионнинг тезлигини бевосита ўлчаш мумкин. Шундай «бўялган» ионларнинг ҳаракатини кузатишга мўлжалланган асбоб 327-расмда тасвирланган. Усимон A найининг бир учига воронка шакли берилган жўмракли букилган B ингичка найча паст томондан қавшарланган. A найга жўмрак берклигида KNO_3 калий нитратнинг сувдаги эритмаси солинади. B найга эса воронка орқали KMnO_4 калий перманганатнинг сувдаги эритмасини солимиз, маълумки, K^+ катион ва NO_3^- анионларига диссоциацияланади, KMnO_4 эса K^+ ва MnO_4^- ионларига диссоциацияланади. Сўнгра эҳтиётлик билан жўмракни очиб, A найга KMnO_4 нинг эритмаси ўтказилади. Агар бу операция диққат билан амалга оширилса, A найда KMnO_4 нинг бинафша ранг эритмаси билан рангсиз KNO_3 орасида аниқ чегара кўринади. Ток ўтказилганда K^+ ионлари



327-расм. Бўялган ионларни кузатиш учун асбоб.

ҳар иккала эритмада ҳам аноддан катодга қараб ҳаракатланади. Бироқ K^+ ионлари эритмага ранг бермагани учун уларнинг ҳаракатини кузатиб бўлмайди. MnO_4^- ионлари катоддан анодга қараб ҳаракатланади ва улар билан бинафша ранг ҳам силжийди. Шунинг учун катод бўлган тирсакда суюқликларнинг кўринувчи ажралиш чегараси пасаяди, иккинчи тирсакда эса кўтарилади. Бу чегаранинг ҳаракатланиш тезлиги ионларнинг v ҳаракат тезлигини билдиради.

Бундай тажрибаларни муваффақиятли ўтказиш учун токнинг зичлиги жуда ҳам катта бўлмаслиги керак, акс ҳолда эритмалар сезиларли равишда қизийди ва конвекция ва диффузия туфайли ажралиш чегараси ёйилиб кетади.

192-§. Электродитларнинг электр ўтказувчанлиги

Электродитлардаги электр токнинг металллардаги ток билан кўплаб ўхшаш томонлари бор. Газлардан фарқли равишда, электродитларда ҳам, металлларда ҳам заряд ташувчилар электр токка боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳосил бўлади. Сўнгра, электродитнинг ҳар бир ҳажми бирлигидаги манфий ва мусбат ионларнинг заряди тенг бўлади ва шунинг учун электродитларда, шунингдек, металлларда ҳам ҳажмий заряд нолга тенг бўлади. Ниҳоят, электродлардан узокда ионларнинг (манфий ва мусбат ионларнинг) концентрацияси одатда электродитнинг турли нуқталарида бирдай бўлади. Шу туфайли ионларнинг электродит ичидаги концентрация градиенти нолга тенг ва ионлар диффузияси токнинг ҳосил бўлишида роль ўйнамайди.

Мусбат ионлар дрейфи ҳосил қилган токнинг зичлиги

$$j_+ = n_+ e v_+$$

га тенг бўлади, бу ерда n_+ — мусбат ионларнинг концентрацияси, e — ионнинг заряди, v_+ — мусбат ионларнинг дрейф тезлиги. Шунга ўхшаш манфий ионлар ҳосил қилган ток учун ҳам қуйидагини ёзиш мумкин:

$$j_- = n_- e v_-$$

Токнинг тўлиқ зичлиги:

$$j = j_+ + j_- = n_+ e v_+ + n_- e v_-$$

Юқорида айтилганидек, мусбат ва манфий ионларнинг концентрациялари электродитларда бирдай бўлади (биз ҳамма жойда ҳам молекулалар икки ионга диссоциацияланади деб фараз қиламиз) ва шунинг учун

$$n_+ = n_- = n,$$

бу ерда α — диссоциация коэффициенти, n — электродитнинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Сўнгра ионларнинг тезлигини улар-

нинг ҳаракатчанлиги ва электродитдаги электр майдон кучланганлиги орқали ифодалаш мумкин:

$$v_+ = b_+ E, \quad v_- = b_- E.$$

Шунинг учун

$$j = ne\alpha (b_+ + b_-) E. \quad (192. 1)$$

Токнинг зичлиги майдоннинг кучланганлигига пропорционал бўлиб чиқди, бинобарин, электродитлар учун ҳам, металллардаги сингари, Ом қонуни ўринли бўлар экан. Электродитнинг солиштирама электр ўтказувчанлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\lambda = ne\alpha (b_+ + b_-). \quad (192. 2)$$

Бундай электр ўтказувчанлик диссоциация коэффициенти α қанча юқори (ионларнинг $n\alpha$ концентрацияси қанча юқори) бўлса ва ионларнинг b_+ ва b_- ҳаракатчанликлари қанча катта бўлса, шунча катта бўлар экан.

Бу формулага кирувчи молекулалар концентрацияси n маълум, диссоциация коэффициенти α ни эса мустақил ўлчашлардан, масалан, осмотик босимга доир тажрибалардан аниқлаш мумкин. Шунинг учун электродитларнинг λ электр ўтказувчанлигини ўлчаш билан ионлар ҳаракатчанлиги йиғиндисини аниқлаш мумкин.

55-§ да электродитлар қиздирилганда уларнинг қаршиликлари камайишини айтиб ўтган эдик, яъни электродитларда қаршиликнинг температура коэффициенти манфий бўлади. Бунга икки сабаб бор: биринчидан, температура ортганда диссоциация коэффициенти ортади, иккинчидан, қизиганда суюқликларнинг қовушоқлиги камаяди ва шунинг учун ионларнинг ҳаракатчанлиги ортади.

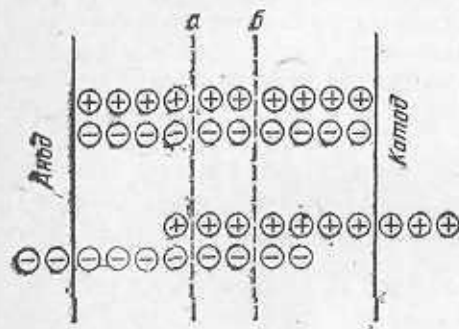
193-§. Кўчиш сонлари. Электродитик ионларнинг ҳаракатчанлиги

Электродитда мусбат ионлар (катионлар) аноддан катодга боради, манфий ионлар эса (анионлар) катоддан узоқлашади. Шунинг учун электродларга туташувчи жойларда электродитнинг концентрацияси ўзгаради. Ўтган асрнинг ўрталаридаёқ Гитторф концентрациянинг бу ўзгаришларини аниқлаб, ҳар иккала ишорали ионларнинг ҳаракатчанликлари нисбатини топиш мумкинлигини кўрсатган эди.

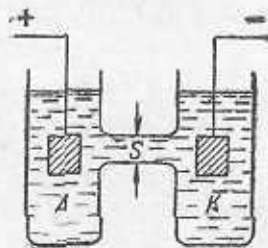
Дастлаб бу ҳодисани сифат жиҳатидан қараб чиқайлик. Электродитгача анионлар ва катионлар концентрацияси электродитнинг барча қисмларида тенг бўлади (328-расм, юқориси). Анод билан a чизиқ орасида тўрт жуфт ион (тўртта молекула), b чизиқ билан катод орасида ҳам худди шунча ион, a чизиқ билан b чизиқ орасида эса иккита молекула бўлади. Электродитда мусбат ионлар чапдан ўнгга, манфий ионлар эса ўнгдан чапга ҳаракатланади. Айтайлик, катионларнинг ҳаракат тезлиги v_+ анионларнинг ҳаракат тезлиги v_- дан бир ярим баравар катта бўлсин. Электродит вақтида учта мусбат ион катод билан учрашиб, унда ажралиб, дейлик (328-расм, пасти). Бунда анод иккита манфий ионни учратган бўлади. Бундан ташқари, катодда манфий ионлар ҳаракати туфайли иккита мусбат ион жуфтлигини йўқотади (тоқ бўлиб қолади) ва улар

ҳам катодда ажралади. Шунинг учун катодда ҳаммаси бўлиб $3 + 2 = 5$ та ион ажралади. Анодда мусбат ионларнинг ҳаракати туфайли учта манфий ион тоқ бўлиб қолади ва, демак, анодда ҳам ҳаммаси бўлиб $2 + 3 = 5$ та ион, яъни катодда ажралган ионлар сонига тенг ионлар ажралади.

Электролитнинг ўрта қисмида (a ва b орасида) концентрация ўзгармайди. Электролизгача бўлганидек, бу ерда икки жуфт ион ва иккита молекула бор. Катод яқинидаги фазода эса (b дан ўнг томонда) тўртта молекула бор эди,



328-расм. Электродлар олдида электролит концентрациясининг ўзгаришини тушунтиришга доир.



329-расм. Электродлар олдида электролит концентрациясининг ўзгаришини кузатиш.

электролиздан кейин фақат иккита қолди. Анод яқинида эса (a дан чапда) дастлабки тўрттанинг ўрнида фақат битта молекула қолди. Кўрииб турибдики, электродлар яқинида электролит концентрацияси камайар экан, шу билан бирга, потекис даражада камайар экан. Қайси электроддан тез ионлар кетаётган бўлса (328-расмда — мусбат катионлар), ўша электрод олдида концентрациянинг ўзгариши каттароқ бўлар экан (бизнинг ҳолда — анод олдида).

Бу айтилганларга қуйдагини қўшимча қилиш зарур. 328-расмдаги схемада ҳар бир тоқ ион электролиз вақтида ажралади, яъни ҳеч қандай иккиламчи химиявий реакциялар йўқ деб фараз қилдик. Бундай ҳолда ҳар бир электрод олдидаги концентрация кетаётган ионнинг тезлигига пропорционал равишда камайди. Аслида эса ажраладиган ионнинг тақдир турлича бўлиши мумкин; унинг тақдир электродларнинг материалига, токнинг зичлигига ва ҳ. к. ларга боғлиқ. Концентрациянинг аниқ ўзгаришларини олиш учун ажралаётган ионлар ўзгаришларини назарди тутиш керак. Биз қуйида электродлар олдида иккиламчи химиявий реакциялар бўлмайди деб фараз қиламиз.

Энди ҳодисани миқдорий жиҳатдан қараб чиқайлик. Айтайлик, A анод ва K катода бўлган икки идиш кўндаланг кесими S бўлган най билан бирлаштирилган бўлсин. Электролизгача ҳар бир нав—ионларнинг концентрациясини n билан белгиланмиз, найда ионларнинг ҳаракат тезлигини v_+ ва v_- билан белгиланмиз. V ҳолда t вақт ичида K идишга nv_+St мусбат ионлар киради. Худди шу вақт ичида K идишга nv_-St мусбат ионлар киради. Худди шу вақт ичида K идишдан nv_-St манфий ионлар чиқади ва худди шунча мусбат ион озод бўлади. K идишда озод бўладиган мусбат ионларнинг тўлиқ сони қуйидагига тенг бўлади:

$$v = n(v_+ + v_-)St.$$

Катодда ҳам шунча ион ажралади. Аниқ шунча сондаги ионлар анодда ажралади.

Энди ҳар иккала A ва K идишлардаги концентрация ўзгаришини толайлик. A идишдан кетган мусбат ионлар сони

$$\Delta v_A = nv_+St$$

га тенг. Аксинча, шу идишга nv_-St манфий ионлар киради, бироқ айни шу вақтда анодда биз аввал кўрганимиздек, $v = n(v_+ + v_-)St$ та шундай ионлар ажралди. Шунинг учун A идишда манфий ионлар сонининг камайиши қуйидагига тенг бўлади:

$$n(v_+ + v_-)St - nv_+St = nv_-St = \Delta v_A.$$

Кўрииб турибдики, мусбат ва манфий ионлар сони айни бир Δv_A катталиққа камайар экан, бу сон A идишда эриган модда молекулалари сонининг камайишини билдиради.

Шундай қилиб,

$$\frac{\Delta v_A}{v} = \frac{v_+}{v_+ + v_-}.$$

Бироқ ионларнинг v_+ ва v_- тезликлари уларнинг b_+ ва b_- ҳаракатчанликларига пропорционал. Шунинг учун

$$\frac{\Delta v_A}{v} = \frac{b_+}{b_+ + b_-}.$$

Қуйидаги

$$p_k = \frac{v_+}{v_+ + v_-} = \frac{b_+}{b_+ + b_-} \quad (193.1)$$

нисбатни Гитторф катионларнинг қўчиши сони деб атади. Бу сон тўлиқ заряднинг қандай улуши мусбат ионлар (катионлар) томонидан кўчирилишини билдиради. (193.1) дан бу соннинг ўзи электролитда анод яқинида молекулалар сонининг нисбий ўзгаришини кўрсатиши ҳам кўрииб турибди.

Худди шунга ўхшаш, катод олдида молекулалар сонининг ўзгаришини ҳам аниқлаш мумкин. K идишда катод олдида $n(v_+ + v_-)St$ мусбат ионлар ажралди, бироқ идишга бу ионларнинг nv_+St таси кирди. Бинобарин, K идишда мусбат ионларнинг камайиши қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta v_K = n(v_+ + v_-)St - nv_+St = nv_-St$$

манфий ионларнинг камайиши K идишдан най орқали ўтган ионлар сонига, яъни nv_-St га тенг. Бу ерда ҳам манфий ионларнинг камайиши мусбат ионларнинг камайишига тенг, бинобарин, Δv_K идишда молекулалар сонининг камайишига тенг. Айтилганлардан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{\Delta v_K}{v} = \frac{v_-}{v_+ + v_-} = \frac{b_-}{b_+ + b_-} = p_a, \quad [(193.2)]$$

бу ерда p_a — анионларнинг қўчиши сони. (193.1) ва (193.2) лардан

$$p_a + p_k = 1$$

эканлигини ҳам келиб чиқади, яъни қўчган анионлар ва катионлар сонларининг йиғиндиси ҳамма вақт бирга тенг.

Баён қилинган ҳодисанинг муҳимлиги шундаки, тажрибада электролитнинг анод ва катод олдидаги концентрацияси ўзгаришларини ўлчаб ҳар иккала тур ионларнинг ҳаракатчанликлари нисбатини аниқлаш мумкин. Электр ўтказувчанлигини ўлчаш билан эса бу ҳаракатчанликларнинг йиғиндисини топиш мумкин. Ҳаракатчанликларнинг йиғиндисини ва нисбатини ўлчаб эса анион ва катион ҳаракатчанлигини алоҳида-алоҳида аниқлаш мумкин.

Жаъвалда баъзи ионларнинг ҳона температурасида сувдаги кичик концентрацияда эритмалари учун шу усулда топишган ҳаракатчанликлари келтирилган. Эритманинг концентрацияси ортгани билан ионларнинг ҳаракатчанлиги кучли бўлмаса-да, анча камаяди.

Ион	Ҳаракатчанлик, $10^7 \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$	Ион	Ҳаракатчанлик, $10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$
H^+	3,263	OH^-	1,802
K^+	0,669	Cl^-	0,677
Na^+	0,450	NO_3^-	0,639
Li^+	0,346	Br^-	0,694

Электролитлар ионлар ҳаракатчанлиги қийматларининг жуда кичик бўлиши ионларга таъсир қилувчи ишқаланиш кучларининг жуда катта эканидан далолат беради. Ионлар ишқаланиш коэффициентини f ни тахминан баҳолаш учун ионни r радиусли кичик шарча деб оламиз ва унга Стокс қонунини қўлаймиз, бу қонунга мувофиқ, $f = 6\pi\eta r$, бу ерда η — эритувчининг ички ишқаланиш (қовушқонлик) коэффициентини. Бундан шундай хулоса қилиш мумкин: эритувчининг қовушқонлиги қанча катта бўлса, ионларнинг $b = e/f$ ҳаракатчанлиги шунча кам бўлади, бу худоса тажриба маълумотларига мос келади. Масалан, электролитнинг температурасини орттириб, биз унинг қовушқонлигини камайтираемиз; тажриба бунда ионларнинг ҳаракатчанлиги ортганини кўрсатади. Ўлчашларнинг кўрсатишича, эритувчининг қовушқонлиги қанча кичик бўлса, ионларнинг ҳаракатчанлиги шунча катта бўлар экан.

Бироқ агар ионларнинг ҳаракатчанлиги қийматларига кўра уларнинг r радиуслари ҳисоблаб топила, у ҳолда бошқа методлар ёрдамида аниқланган қийматларига мувофиқ келмайдиган натижа чиқади. Агар ионларнинг электростатик ўзаро таъсир туфайли эритувчининг атрофдаги молекулаларини тортишлари назарга олинса, бундай номувофиқлиқни тушунтириш осон. Бундай тортиш натижасида ионлар электролитларда эритувчи молекулалари билан ўралгандай бўлиб қолади, бу ҳолик ионлар билан бирга ҳаракатланади. Молекулаларнинг бундай группалари *солватлар* деб, сувдаги эритмалар бўлганда эса *гидратлар* деб аталади. Солватланиш ҳодисеси гўё ҳаракатланаётган ионнинг ўлчамларини орттиради ва бунинг натижасида ионнинг ҳаракатчанлиги камаяди.

194-§. Электрод потенциалли

Агар қандайдир 1-тур ўтказгич, масалан, металл, электролитга тегиб турган бўлса, у ҳолда металлда ва электролитда қарама-қарши ишорали зарядлар пайдо бўлади. Бунда металл электролитга нисбатан маълум электр потенциалга эга бўлади, ана шу электр потенциал *электрод потенциалли* деб аталади.

Электрод потенциалларининг ҳосил бўлишини шундай тушунтириш мумкин. Ўз тузининг сувдаги эритмасига туширилган металл бўлган энг содда ҳолни кўрайлик. Сўнгра, электродда бўладиган процессларни қайтар процесслар деб ҳисоблаймиз. Бу деган сўз, агар электродда токнинг шу йўналишида бирор химиявий реакция бўлаётган бўлса, токни қарама-қарши йўналишида ўтказганда электродда тескари реакция бўлади демакдир. Ток бўлмаганда эса электродда ҳеч қандай реакция бўлмайди.

Шундай шароитларга тахминан тўғри келадиган мисол сифатида ZnSO_4 рух сульфатнинг сувдаги эритмасига туширилган рухни кўрсатиши мумкин. Эритма — рух чегарасида қандай ҳодисалар бўлишини батафсилроқ кўриб чиқайлик. Эритмада бўлган SO_4^{2-} ионлари Zn^{2+} металл ионлари билан химиявий реакцияга киришади ва ZnSO_4 ни ҳосил қилади, бу эса ўз навбатида сувда яна қайтадан Zn^{2+} ва SO_4^{2-} ионларига диссоциацияланади. Бу процесс натижасида Zn^{2+} ионлари узлуксиз равишда электроддан эритмага ўтади. Ўтган ҳар бир рух иони эритмага $+2e$ мусбат заряд олиб ўтади ва металлдан $-2e$ манфий зарядни озод қилади.

Рухнинг эриши билан бир қаторда бунга тескари процесс ҳам бўлади: эритмада бўлган Zn^{2+} ионлари иссиқлик ҳаракатида рух электродга дуч келади ва унда ўтириб қолади. Бунда электрод мусбат заряд олади, эритмада эса компенсацияланмаган SO_4^{2-} ионлари қолади.

Агар Zn^{2+} ионларининг электроддан эритмага оқими худди шу ионларнинг эритмадан электродга оқимидан катта бўлса, у ҳолда металл манфий зарядланади, эритма мусбат зарядланади. Турли ишорали зарядларнинг ўзаро тортишнинг натижасида эритмадаги ортиқча Zn^{2+} ионлари ажралиш чегараси яқинидаги юпқа қатламда тўпланади, бундан йккиламчи электр қатлам юзага келади (330-а расм). Қўш қатлам ичидаги электр майдон рух ионларининг эритмага ўтишига қаршилиқ кўрсатади ва эритмадан электродга тескари ўтишларга ёрдам беради.

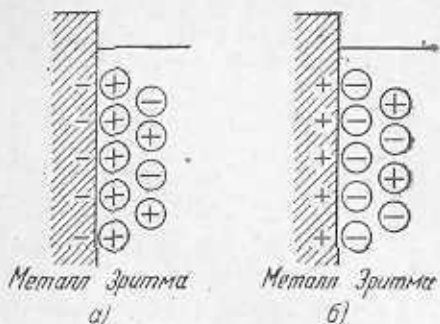
Агар Zn^{2+} ионларининг электроддан эритмага оқими ионларнинг тескари оқимидан кичик бўлса, у ҳолда электрод мусбат зарядланади, эритма эса манфий зарядланади ва 330-б расмда кўрсатилган электр қўш қатлами пайдо бўлади. Бу ҳолда ҳам қўш қатламнинг электр майдони Zn^{2+} ионларининг ҳар иккала оқимини тенглаштиришга интилади.

Электроднинг эритмага нисбатан бирор потенциалда ионларнинг ҳар иккала оқими бир-бирига тенг бўлиб қолади ва электрод билан эритма орасида *электрохимиявий мувозанат* ўрнатилади. Ана шу мувозанат потенциалли металлнинг (бизнинг ҳолда рухнинг) мазкур эритмага нисбатан электрод потенциаллидир.

Равшанки, ҳар бир модда учун ўзининг тузи эритмасида шундай эритма концентрацияси мавжудки, бундай концентрацияда электр қўш қатлам пайдо бўлмайди. Ана шундай концентрация *ноль заряд концентрацияси* деб аталади.

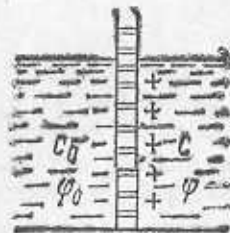
Биз кўрган мисолда (Zn металл $ZnSO_4$ эритмасига ботирилганда) электрод ва эритма металлнинг мусбат ионлари (катионлар) билан алмашинади. Электродлар билан эритманинг бошқача комбинацияларида анионлар билан алмашиниш бўлиши ҳам мумкин (жадвалга қаранг). Бу иккала ҳол бир-биридан принципиал фарқ қилмайди. Бу айтилганлардан электрод потенциали эритманинг концентрациясига боғлиқ экани келиб чиқади. Агар алмашинувда иштирок этаётган ионлар концентрациясини эритмада ҳамма вақт бирдай қилиб олинса, у ҳолда электрод потенциали фақат электроднинг моддасигагина боғлиқ бўлиб, унинг эритмага қанча ион юбора олиши қобилиятини характерлайди. Бунинг учун нормал концентрациядаги эритмаларни, яъни 1 м^3 эритмада 1 кмоль ион бўлган (ёки бошқача айтганда 1 л да 1 моль ионлар бўлган) эритмаларни танлаш мумкин. Бундай эритмадаги мувозанат потенциали *абсолют нормал электрод потенциали* деб аталади. Бирор электроднинг абсолют нормал потенциалини билган ҳолда унинг ихтиёрий концентрацияли эритмага нисбатан потенциалини ҳисоблаш мумкин.

Электрод потенциалнинг эритма концентрациясига боғлиқлигини аниқлаш учун айни бир модданинг турли концентрацияли икки эритмаси ярим ўтказувчан тўсиқ билан ажратилган деб фараз қилайлик (331-расм). Эритмаларда металл катионлари Me^{Z+} (Z — ионлар зарядининг кarrалиги) ва бирор анионлар мавжуд дейлик. Тўсиқ Me^{Z+} ионларини эркин ўтказди, бироқ анионларни мутлақо ўтказмайди деб ҳисоблайлик. Эритмалардан бирида Me^{Z+} ионларининг концентрацияси металлнинг *ноль заряд концентрацияси* c_0 га тенг, бошқасида эса



330-расм. Металл билан электролит chegarасидаги электр қўш қатлам.

а) металл ионларининг c эритмадаги концентрацияси *ноль заряд* c_0 концентрациясидан кичик;
б) $c > c_0$.



331-расм. Ярм ўтказувчи тўсиқ билан ажратилган турли концентрацияли икки эритма.

Ўтказиладиган ионлар концентрацияси $c < c_0$.

c концентрациянинг қиймати ихтиёрий деб олайлик. Ҳар иккала эритмадан Me^{Z+} ионларнинг тўсиқ орқали оқимлари турлича бўлгани учун мувозанат бўлганда эритмалар орасида потенциалларнинг $\Phi_0 - \Phi$ фарқи юзага келади. Бироқ таърифга кўра, c_0 концентрацияли эритманинг Me^{Z+} ионлар юбориш қобилияти худди металл электродлардаги каби бўлади. Шунинг учун $\Phi_0 - \Phi$ фарқни биз кўраётган металлнинг c концентрацияли эритмадаги электрод потенциали V га тенг деб ҳисоблашимиз мумкин.

Иккинчи томондан, эриган модда зарралари ўзини худди газ атомлари сингари тутати. Шунинг учун Больцман қонунига мувофиқ, шундай нисбатни ёзиш мумкин:

$$\frac{c}{c_0} = \exp \left[- \frac{Ze (\Phi - \Phi_0)}{kT} \right].$$

Бу ерда $Ze (\Phi - \Phi_0) = -ZeV$ катталиқ Me^{Z+} иони потенциал энергиясининг c_0 концентрацияли эритмадан c концентрацияли эритмага ўтишдаги орттишидир. Бундан қуйидагини тоғамиз:

$$V = \frac{kT}{Ze} (\ln c - \ln c_0).$$

Бу муносабатда иккинчи қўшилувчи фақат металлнинг табиатига боғлиқдир. Уни V_N орқали белгилаб, ниҳоят қуйидагича ёзамиз:

$$V = V_N + \frac{kT}{Ze} \ln c. \quad (194.1)$$

Бу формулаларда c ва c_0 концентрацияларни ихтиёрий (бироқ бир хил) бирликларда ифодалаш мумкин. Агар концентрацияларни бир литр эритмадаги металл ионлар молялари сони билан ифоделасак (ҳажмий моляр концентрация), у ҳолда нормал ($c = 1$) концентрацияли эритмада $V = V_N$, демак, V_N абсолют электрод потенциалидир. (194.1) формула биринчи марта Нернст томонидан чиқарилган эди.

Абсолют электрод потенциалларини тажрибада аниқлаш жуда қийин. Бу қийинчилик шундан иборатки, металл ва электролитга вольтметр улаш учун электролитга иккинчи электрод туширишимиз керак, бу иккинчи электрод эса ўз навбатида бирор электрод потенциалига эга бўлиб қолади. Шунинг учун биз фақат $V - V'$ потенциаллар фарқини ўлчамимиз мумкин бўлади, бу ерда V' — иккинчи электроднинг электрод потенциали. Бироқ амалий мақсадлар учун қандайдир икки электроднинг потенциаллар фарқининг билиш керак. Бироқ бу фарқ электродлардан ҳар бирининг потенциали қайси жисмга нисбатан ўлчанганига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун электрод потенциалларини ўлчашида иккинчи электрод сифатида хоссалари доимий бўлган маълум стандарт электроддан фойдаланишга шартлашилган. Одатда, водород билан тўйинтирилган платинадан қилинган водород электродидан фойдаланилади, бу электрод маълум концентрацияли водород ионларига эга бўлган эритмага (масалан, сульфат кислота эритмасига) ботирилган бўлади.

Модданинг унинг тузининг сувдаги ионлар концентрацияси нормал бўлган эритмасидаги электрод потенциалининг водород

электродига нисбатан ўлчанган қиймати *нормал электрод потенциали* деб аталади. Баъзи моддалар учун нормал электрод потенциалларининг қийматлари жадвалда келтирилган. Жадвалда, шунингдек, электрод ва эритма орасидаги алмашинувда иштирок этадиган ионлар ҳам кўрсатилган.

Нормал электрод потенциалларининг қийматлари

Электрод		В	Электрод		В
Li	Li ⁺	-3,0	H ₂		0
Na	Na ⁺	-2,7	Cu	Cu ²⁺	+0,34
Mg	Mg ²⁺	-2,4	Ag	Ag ⁺	+0,80
Al	Al ³⁺	-1,7	Hg	Hg ²⁺	+0,85
Zn	Zn ²⁺	-0,76	Br ₂	Br ⁻	+1,0
Cd	Cd ²⁺	-0,40	Cl ₂	Cl ⁻	+1,3
Pb	Pb ²⁺	-0,13	F ₂	F ⁻	+2,6

Нернст формуласи (194.1) тахминий формуладир. Бу формулани чиқаришда биз ион икки эритма орасини ўтишда унинг потенциал энергияси фақат электр қўш қатламдаги потенциал сакраши туфайлигина ўзгаради деб фарз қилдик. Бироқ эритмаларнинг ҳар биридаги ионлар орасида электростатик ўзаро таъсир мавжуд. Шунинг учун ионларнинг эритмадаги потенциал энергияси улар орасидаги ўртача масофага, яъни эритманинг концентрациясига боғлиқдир. Ионнинг бир эритмадан иккинчисига ўтишида унинг потенциал энергияси фақат чегарада потенциалнинг сакраб ўзгариши туфайлигина эмас, шу билан бирга ионларнинг концентрацияси ўзгариши туфайли ҳам ўзгаради. Нернст формуласида бу нарса назарга олинмайди ва шунинг учун бу формула фақат жуда кучсиз эритмалар учунгина тўғридир.

Электрохимияда ионлар орасидаги ўзаро таъсир расмий равишда фақат ионларнинг *активлиги* тушунчаси ёрдамида назарга олинади. Хусусан, Нернст формуласига тузатиш коэффициенти киритилади, яъни c ўрнига f_c ёзилади. f кўпайтувчи ионларнинг *активлик коэффициенти* деб аталади, f_c кўпайтма эса мазкур эритмадаги ионлар *активлиги* деб аталади. f нинг қийматининг ўзи концентрацияга боғлиқ ва қўшимча маълумотлардан аниқланиши керак.

Шундай қилиб, Нернст формуласининг аниқроқ ёзилиши қуйидаги кўринишда бўлади:

$$V = V_0 + \frac{kT}{Ze} \ln a, \quad (194.2)$$

бу ерда $a = f_c$ — ионлар активлиги, V_0 — ионларнинг активлиги бирга тенг бўлган эритмага нисбатан электрод потенциали.

Водород электродига нисбатан ўлчанган V_0 потенциаллар *стандарт электрод потенциаллари* деб аталади ва электрохимияга тегишли барча қўлланмаларда келтирилади.

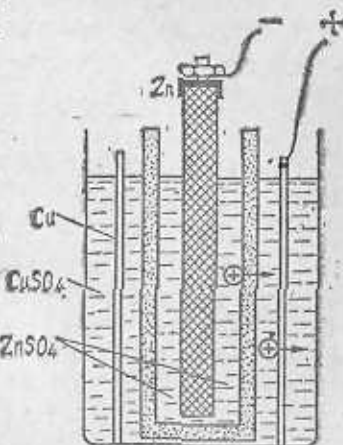
195-§. Токнинг химиявий манбалари

Бир ёки бир неча биринчи тур ўтказгичлар (электродлар) ва электролитлардан занжир тузсак, биз гальваник элементлар, ёки бошқача айтганда, токнинг химиявий манбаларини ҳосил қиламиз.

Бундай қурилмаларда чет кучлар (64-§ билан солиштиринг) электродларда бўладиган химиявий реакциялар натижасида ҳосил бўлади, реакцияларда ажраладиган энергия эса токнинг ишига айланади.

Электр юритувчи куч. Электр юритувчи кучни фақат қайтар ток манбалари учунгина ҳисоблаш мумкин. Худди шундай манбалар учун чексиз кучсиз ток танланганда (квазистатик режим) токнинг иши химиявий реакцияларнинг максимал ишига тенг бўлади (55-§ билан солиштиринг).

Қайтар ток манбаига 332-расмда кўрсатилган элемент (Даниэль—Якоби элементи) мисол бўла олади. Бу элементда $ZnSO_4$ рух купросига ботирилган рух электрод ва $CuSO_4$ мис купроси эритмасига ботирилган мис электрод бор. Ҳар иккала эритма бир-биридан ионларнинг ҳаракатига тўсқинлик қилмайдиган, бироқ эритмаларнинг тез-тез аралашиб кетишига йўл қўймайдиган ғовак стакан билан ажратилган. Мис мусбат электрод ва рух манфий электрод бўлиб хизмат қилади.



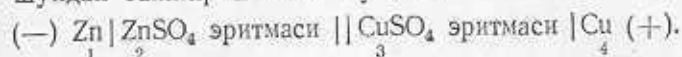
332-расм. Даниэль — Якоби элементи.

Агар элемент электродлари туташтирилса, рух электронлари ташқи занжир бўйлаб мисга ўтади ва рух электрохимиявий мувозанатга керак бўлганидан камроқ манфий бўлиб қолади. Бунинг натижасида Zn^{2+} ионлари эритмага киради ва рухдан ҳаракатлана бошлайди. Иккинчи томондан, мис электродга келувчи электронлар унинг мусбат потенциалини камайтиради ва шунинг учун Cu^{2+} ионлари эритмадан мис электродда ажралади. Шундай қилиб, берк элементда мусбат ионлар катоддан анодга қараб ҳаракатланади (электролиздаги ионларнинг ҳаракатига қарама-қарши), манфий ионлар эса тескари йўналишда ҳаракатланади. Агар элементни ташқи ток манбаига мис электроди манбанинг мусбат қутби билан, рух эса манфий қутби билан уланадиган қилиб қўшилса, у ҳолда элемент ичида электролиз содир бўлади ва мусбат ионлар мисдан рухга қараб ҳаракатланади. Рух электродда рух ажралади, мис электрод эса эрийди, яъни биринчи ҳолдагига қараганда тескари процесслар рўй беради. Аслида бу элемент аниқ қайтувчан бўлмайди, чунки ҳар иккала эритма аста-секин аралашиб кетади.

Қайтмас элементга Вольт элементи (рух ва мис сульфат кислотасида) мисол бўла олади.

Электр юритувчи куч, яъни туташтирилмаган элементнинг электродлари орасидаги потенциаллар фарқи элементни ташкил қи-

лувчи моддалар чегарасидаги потенциал сакрашларнинг йиғиндига тенг. Масалан, икки суёқликли мис-рух элементи учун (332-расм) шундай занжирни ёзиш мумкин:



Агар $\varphi_{21} = \varphi_3 - \varphi_1$ 2 ва 1 моддалар орасидаги потенциаллар фарқи бўлса, $\varphi_{32} = \varphi_3 - \varphi_2$ ва $\varphi_{43} = \varphi_4 - \varphi_3$, у ҳолда барча элементининг э. ю. к. қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = \varphi_{21} + \varphi_{32} + \varphi_{43}.$$

Бироқ $\varphi_{21} = -V(\text{Zn})$ ва $\varphi_{43} = V(\text{Cu})$, бу ерда V — абсолют электрод потенциаллари. Шунинг учун икки эритма чегарасидаги потенциалнинг кичик сакрашини назарга олмасак, у ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$\mathcal{E} = V(\text{Cu}) - V(\text{Zn}).$$

Бу ифодада фақат потенциаллар фарқи киргани учун V катталик сифатида водород электрод билан ўлчанган потенциалларни ҳам назарда тутиш мумкин (194-§ билан солиштиринг). Агар иккала эритманинг концентрацияси нормал бўлса, у ҳолда юқоридаги жадвалга мувофиқ, шундай қийматни оламиз:

$$\mathcal{E} = 0,34 - (-0,76) = 1,10 \text{ В}.$$

Шу нарсани қайд қилиб ўтайликки, бу потенциаллар фарқини ўлчаш учун биз занжирга вольтметр билан уловчи симларни қўшишимиз керак бўлади. Бироқ икки турли металл чегарасида ҳам потенциалнинг сакраши пайдо бўлади (XIX бобга қ.). Шунинг учун иккала сим ҳам, масалан, мисдан қилинадиган бўлса, у ҳолда $\text{Zn} | \text{Cu}$ чегарасида ҳам потенциал сакраши пайдо бўлади. Гарчанд бу потенциал сакрашининг ҳам вольтметрнинг кўрсатишида ҳиссаси бўлса-да, биз уни э. ю. к. га қўшмаймиз.

67-§ да гальваник элементнинг э. ю. к. ни заряд бирлигига тўғри келадиган химиявий реакцияларнинг максимал иши орқали ифодалаш мумкин. Албатта, э. ю. к. ни ҳисоблашнинг ҳар иккала усули ҳам айни бир натижани беради. Тахминий ҳисоб учун максимал иш химиявий реакцияларда ажраладиган тўлиқ энергияга тенг бўлади деб оламиз. У ҳолда

$$\mathcal{E} \approx p_1 K_1 + p_2 K_2. \quad (195.1)$$

Бу ерда p_1 ва p_2 — ҳар иккала электроддаги реакциянинг иссиқлик эффектлари (электродларнинг 1 кг моддасига ҳисобланган), K_1 ва K_2 — электродлар моддаларининг электрохимиявий эквивалентлари. Бу ифодани бирмунча бошқа кўринишда ёзамиз. Айтилик, Q_1 ва Q_2 1 кмоль реакцияларга тўғри келадиган иссиқлик эффектлари. У ҳолда $P_1 = Q_1 / A_1$, $P_2 = Q_2 / A_2$ (A_1 ва A_2 — электродлар материалларининг атом массалари). Сўнгра, 189-§ га мувофиқ, $K_1 = A_1 / Z_1 F$, $K_2 = A_2 / Z_2 F$, (Z_1 ва Z_2 — валентликлар, F — Фарадей сони). Шунинг учун

$$\mathcal{E} \approx \frac{1}{F} \left(\frac{Q_1}{Z_1} + \frac{Q_2}{Z_2} \right).$$

Термохимиявий ўлчашларга мувофиқ, ZnSO_4 ҳосил бўлишида 1 кмоль рухга $Q_1 = 4,55 \cdot 10^8$ Ж иссиқлик миқдори ажралади, эритмадан миснинг 1 кмоль мисга ажралашида $Q_2 = -2,33 \cdot 10^8$ Ж иссиқлик ютилади. Рух ва миснинг валентликлари $Z_1 = Z_2 = 2$. Шунинг учун

$$\mathcal{E} = \frac{(4,55 - 2,33) \cdot 10^8}{2 \cdot 9,65 \cdot 10^7} = 1,15 \text{ В},$$

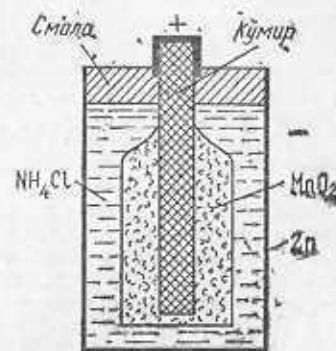
бу қиймат электрод потенциаллари бўйича ҳисобланган катталикка, шунингдек, тажрибада кузатиладиган катталикка яқин келади.

Электродларнинг қутбланиши. Электрод потенциалларининг юқорида келтирилган қийматлари электрохимиявий мувозанатга, яъни ток йўқ бўлган вақтдаги мувозанатга тегишли. Элемент туташганида электродларда электролит моддасининг ажралаши туфайли уларнинг таркиби ўзгариши мумкин. Шунинг учун ток бўлганида электрод потенциаллари ва, демак, бутун элементнинг э. ю. к. и уларнинг мувозанатдаги қийматларидан фарқ қилиши мумкин.

Агар оддий Вольт элементи туташтирилса, у ҳолда занжирдаги ток кучи вақт ўтиши билан камаяди. Бу ҳодисанинг сабаби шуки, элемент ишлаган вақтда водороднинг мусбат ионлари рухдан мисга қараб ҳаракатланади ва мис электродда ажралади. Ажралаётган водород, металлларга ўхшаб, ўз ионларини аксинча эритмага юбориш қобилиятига эга, бунинг натижасида элементнинг э. ю. к. га қарама-қарши йўналган қўшимча э. ю. к. юзага келади. Айтиш мумкинки, агар элементни туташтиргунча рухдан ва мисдан қилинган элементларга эга бўлган бўлсак, узоқ муддат ишлагандан кейин рух ва водород электродлар бўлиб қолади. Бироқ водороднинг электрод потенциали миснинг потенциалидан 0,34 В га кам (434-бетдаги жадвалга қаранг), шунинг учун элементнинг э. ю. к. у ишлаган сари ўзининг дастлабки 1,1 В қийматидан тахминан 0,8 В гача пасайиб қолади. Ток бўлганида электрод потенциалларининг ўзгариши *электродларнинг қутбланиши* деб юритилади.

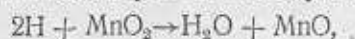
Электродлар ва электролитлар таркибини кераклича танлаш йўли билан қутбланишнинг зарарли таъсирининг олдини олиш мумкин. Биз юқорида кўрган элементимизда қутбланмайдиган электродлар бор, унда CuSO_4 эритмасига ботирилган мисдан қилинган мусбат электрод шундай электроддир. Мис электродда ана шу миснинг ўзи ажралади ва қутбланиш юзага келмайди. ZnSO_4 эритмада бўлган рух электрод элемент ишлаганида аста-секин эрийди ва унинг таркиби ҳам ўзгармайди.

Агар мусбат электродда водород ажралаши туфайли қутбланиш



333-расм. Химиявий деполяризаторли гальваник элемент.

руй берадиган бўлса, у ҳолда кучли оксидловчилар бўлган электродлар қўллаш йўли билан уни бартараф қилиш мумкин (*химиявий қўтбсизлантириш*). Химиявий қўтбсизлантирувчи кенг тарқалган элемент 333- расмда кўрсатилган. Унинг манфий электроди рухдир, мусбат электроди эса MnO_2 марганец оксиди билан графитнинг прессланган аралашмаси билан қопланган кўмир стержендан иборат (электр ўтказувчанликни орттириш учун). Электролит сифатида эса таркибида аммоний хлориднинг Mn_2Cl сувдаги эритмаси бўлган пастадан фойдаланилади. Бундай элементнинг э. ю. к. и 1,5 В дан бирмунча кичик. Марганец (II)- оксиди жуда кучли оксидловчидир ва шунинг учун айни вақтда қўтбсизлантирувчи элемент бўлиб ҳам хизмат қилади. Ажралаётган водород реакцияга ки- ради ва бунинг натижасида сувнинг молекулалари ҳосил бўлади:



водород эса эркин ҳолда ажралмайди.

Ёқилги элементлари. Гальваник элементларда химиявий реакцияларда ажраладиган энергия бевосита электр тоққа айланади. Бу процесснинг фойдали иш коэффициентини анча катта бўлади, чунки одатдаги электр станцияларида реакция иссиқлиги (ёқилгининг ёниши) дастлаб катта исрофлар билан двигател- нинг механик ишига айланади, сўнгра двигателнинг иши электр энергияга ай- лантирилади. Бироқ гальваник элементлардан олинадиган электр энергиянинг таннархи электр станцияларида олинадиган электр энергиянинг таннарихидан анча юқори бўлади, чунки бунда арзон турадиган ёқилги (масалан, кўмир) эмас, балки қиммат турадиган модда (масалан, рух) сарф қилинади.

Гальваник элементларда кўмирнинг ёниш реакцияси $2C + O_2 = 2CO$ дан фойдаланишга бир неча бор уриниб кўрилган. Бу реакцияда $Q = 3,87 \cdot 10^8$ Ж/кмоль иссиқлик ажралади ва

$$\mathcal{E} = \frac{Q}{ZF} = \frac{3,87 \cdot 10^8}{9,65 \cdot 10^4} \approx 1В$$

э. ю. к. бериши мумкин (карбон учун $Z = 4$). Бундай уринишлар қонқарли патиқа бергани йўқ, чунки одатдаги температураларда кўмирнинг химиявий активлиги паст. Шунинг учун юқори температураларда (300—1000°C) ишлайди- ган элементлар ясаш керак бўлади, бундай элементларда электролит сифатида турли эритилган тузлар қўлланилади. Юқори температуранинг сақлаб туриш учун эса катта энергия сарфланиши керак ва шунинг учун бундай элементлар охир ниҳосида фойдали бўлмайди.

Бироқ ёқилгининг бошқа турларидан фойдаланиб, бунига нормал температу- раларда (ёки озгина баланд температураларда) эришиш мумкин. Ёқилги ва оксид- лагич орасидаги химиявий реакция энергияси бевосита электр энергияга айлана- диган қуришмалар *ёқилги элементлари* деб аталади. Бу элементлар одатдаги элементлардан шуниси билан фарқ қиладики, уларда реакцияга киришувчи мо- далар қуришманинг ичида сақланмайди, балки унинг ишлаши вақтида ташқаридан берилади.

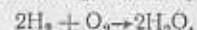
Водород-кислородли генератор электрохимиявий генераторга мисол бўла олади. Бу генераторда КОН эритмасида жойлаштирилган говак кўмир ва ёки никель электродлари бўлиб, бу электродлар орқали газсимон водород ва кисло- род ўтказилади. Манфий (водород) электродда



реакция боради, мусбат (кислород) электродда эса



реакция боради. Нативий реакция қуйидаги кўринишда бўлади:



яъни водороднинг ёниш реакциясидир. Бундай генераторнинг битта элементининг э. ю. к. 1,23 В га тенг бўлади.

Электрохимиявий генераторлар машинаси қурилмалар бўлгани учун ва фой- дали иш коэффициентлари юқори бўлгани учун катта принципал аҳамиятга эга. Бироқ улардан фойдаланиш эндигина йўлга қўйилмоқда ва ҳозирча фақат махсус мақсадлар учунгина қўлланилмоқда.

196-§. Электролитнинг парчаланиш кучланиши

Электролитларнинг қўтбланиши фақат гальваник элементлар- дагина эмас, балки агар ажраладиган моддалар электрод матери- алдан фарқ қиладиган бўлса, ҳар қандай электролизда ҳам содир бўлади.

Электролизда бўладиган қўтбланишни сульфат кислотанинг парчаланишида кузатиш мумкин. Агар H_2SO_4 эритма ва иккита платина электроди бўлган электролитик ванна орқали (334- а расм) бирмунча муддат электр тоқ ўтказилса, у ҳолда манбанинг манфий қўтби билан уланган электродда водород, иккинчи электрод- да эса кислород ўтириб қолади. Бу газлар тўплангани сари улар- нинг парциал босимлари ортади ва бу босим атмосфера босими- га тенглашганида газлар пуфакчалар шаклида ажрала бошлайди. Агар энди ток манбаи узиб қўйилса, у ҳолда ҳар иккала электрод газ билан қопланиб қолади ва биз бир электроди водород, иккин- чиси эса кислороддан иборат бўлган гальваник элементни ҳосил қилган бўламиз. Бундай элементнинг э. ю. к. 1,23 В га тенг. Агар энди электродлар туташтирилса, у ҳолда занжирда ток пайдо бў- лади, бу токнинг йўналиши электролиздаги токнинг йўналишига тесқари бўлади (334- б расм), водород ва кислород эса яна қайта- дан нонлар тарзида эритмага ўтади. Ҳар иккала газнинг йиғилган барча запаси сарф қилиб бўлингандан кейин э. ю. к. яна нолга тенг бўлади ва занжирда ток тўхтади.

Қўтбланиш э. ю. к. электролиз процессига таъсир кўрсатади. Айтилиқ, биз HCl хлорид кислотани парчалаётган ва бунда пла- тина электродларидан фойдаланаётган бўлайлик. Бунда электрод- ларда H_2 ва Cl_2 газлари ажралади ва уларга хос қўтбланиш э. ю. к. пайдо бўлади. Агар унча юқори кучланиш қўйилмаган бўлса, у ҳолда қўтбланиш э. ю. к. ташқи кучланишга тенглашганида зан- жирда ток тўхтади ва электролиз ҳам тўхтади. Агар кучланиш аста-секин ошира борилса, у ҳолда электродларда газларнинг пар- циал босими ортади, бу босим билан бирга қўтбланиш э. ю. к. ҳам ортади. Газларнинг парциал босими атмосфера босими- га тенглаш- ганида улар пуфакчалар тарзида ажрала бошлайди, шундан сўн-

электродларда газнинг миқдори энди ўзгармайди ва қутбланиш э. ю. к. ўзининг максимал қийматига эришади. Бу э. ю. к. катталиги хлорининг водородга нисбатан потенциалига тенг: 434- бетдаги жадвалга мувофиқ бу қиймат $+1,3$ В га тенг. Бу қийматга эришгандан сўнг электролитда ток пайдо бўлади ва кучланиш ортган сари бу ток ҳам ортади, энди электродларда моддалар ажрала бошлайди.

Ана шу сабабларга кўра, электролит орқали ўтаётган ток кучининг электролитларга қўйилган кучланишга боғлиқлиги 335- расмда тасвирланган кўринишда бўлади ва қуйидаги

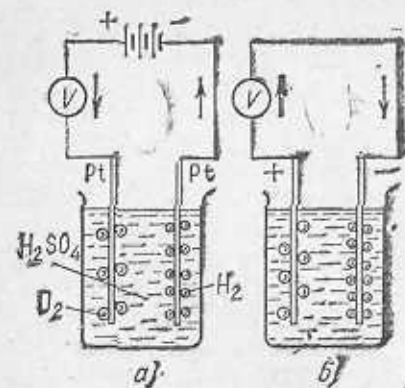
$$i = \frac{U - V}{r} \quad (196.1)$$

формула билан ифодаланади, бу ерда r — электролит устунининг қаршилиги. Электродларда моддалар ажрала бошлайдиган V нинг чегаравий қиймати электролитнинг парчаланиш кучланиши деб аталади.

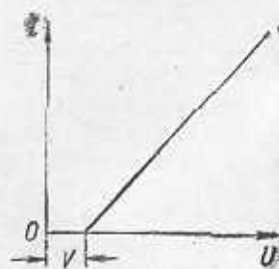
Биз юқорида кўриб ўтган HCl ҳолида парчаланиш кучланиши қутбланиш э. ю. к. га тенг. Бироқ баъзи ҳолларда парчаланиш кучланиши қутбланиш э. ю. к. дан катта бўлиши мумкин. Бу ҳодиса электролиздаги ўта кучланиш номини олган. Масалан, сульфат кислота эритмасининг парчаланиши $1,23$ В кучланишдан эмас, балки $1,64$ В кучланишдан бошланади (335- расм).

Ўта кучланиш ҳодисаси электродларда электролитик ионларнинг нейтралланиш процессларининг хусусиятлари билан боғлиқдир. Бироқ биз бу тўғрида тўхталиб ўтirmаймиз.

Шундай қилиб, эритмадан бирор навли ионларни ажратиш учун уларнинг электродлардан эритмага қайта ўтишга интилишини компенсацияловчи кучланиш бериш керак экан. Турли ионлар учун



334- расм. Электролиздаги қутбланиш.



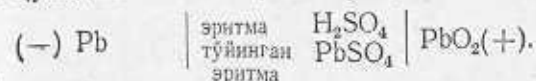
335- расм. Электролитик ванна орқали ўтаётган ток кучининг электродлар орасидаги кучланишга боғлиқлиги (схематик тасвири).

бу кучланиш бирдай эмас, шунга қараб турли моддаларни бири-бирдан ажратиш мумкин. Масалан, 434- бетдаги жадвалдан мис ионларининг эритмага қайтиб ўтишга интилиши рух ионлариникига қараганда камроқ экани кўриниб турибди. Шунинг учун агар эритмада мис ионлари ҳам, рух ионлари ҳам бўлса, у ҳолда мис пастроқ кучланишларда ажрала бошлайди. Мис ажралиб бўлгандан сўнг эритмадан рухни ажратиш олиш учун электролитик ваннадаги кучланишни қўшимча орттириш зарур. Металларни электролитик йўл билан тозалашда шу ҳолдан фойдаланилади.

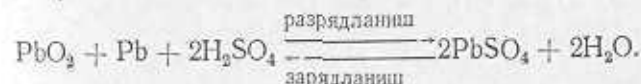
197- §. Аккумуляторлар

Электролитик қутбланиш аккумуляторларда, ёки бошқача айтганда, иккиламчи элементларда муҳит техникавий қўлланишга эга бўлади. Аккумуляторлар шундай гальваник элементларки, уларда ток олинганда сарф бўладиган модда дастлаб электролиз натижасида электродларга тўпланади. Бунинг учун аккумуляторлар орқали маълум вақт давомида чет манба токи ўтказилади (аккумуляторларнинг зарядланиши).

Қўрғошинли аккумулятор ёки кислотали аккумулятор энг кўп тарқалгандир. Энг содда ҳолда бу аккумулятор сульфат кислота эритмасига ботирилган икки қўрғошин электроддан иборат. Электродларни эритмага ботирилганда уларда PbSO_4 қўрғошин сульфат ҳосил бўлади ва эритма ана шу туз билан бойийди. Аккумуляторни зарядлашда унинг манбанинг мусбат қутби билан уланган электродда қўрғошин оксидланиб, қўрғошин (II)- оксид PbO_2 га айланади, иккинчи электрод эса соф қўрғошинга айланади, бунинг натижасида қуйидаги элемент ҳосил бўлади:



Аккумуляторни зарядсизлантиришда (разрядлашда) унинг мусбат қутби аста-секин оксидсизланади ва унда қайтадан PbSO_4 ҳосил бўла бошлайди, бу манфий электродда ҳам пайдо бўла бошлайди. Аккумулятордаги химиявий ўзгаришларнинг охириги маҳсулотларини ифодаловчи йиғинди (натижавий) реакция қуйидаги кўринишда бўлади:



Аккумуляторни зарядлашда кислотанинг қўшимча молекулалари пайдо бўлади, шунинг учун кислотанинг концентрацияси ортади. Разрядланишда кислотанинг концентрацияси камаяди.

Қўрғошинли аккумуляторнинг э. ю. к. зарядланишининг энг охирида $2,7$ В га эришади. Разрядланишда э. ю. к. дастлаб тез $2,2$

В қийматга эришади, сўнгра жуда секин—тахминан 1,85 В га пасаяди. Аккумуляторни бундан кейин разрялаш мумкин эмас, чунки бунда унинг электродлари қийин эрийдиган $PbSO_4$ қалин қатлами билан қопланади ва аккумулятор бузилади.

Аккумуляторлар э. ю. к. дан ташқари яна сиғими билан, яъни разрядланишда бера оладиган заряди катталиги билан ҳам характерланади. Аккумуляторнинг сиғими ампер-соатларда ўлчанади ва электродлар сирти қанча катта бўлса, шунча катта бўлади.

Сиғимни орттириш учун аккумуляторларнинг электродларини асаларила уячалари сингари кўп сонли ячейкали пластинкалар шаклида ишланади ва ячейкаларга қўрғошин оксидлари прессланади.

Сўнгра янгидан тайёрланган аккумуляторларни бир неча марта зарядланади ва разрядланади (аккумуляторларни формовка қилиш) ва бунинг натижасида электродларнинг сиртлари говакланади. Зарядлашдан кейин аккумуляторнинг манфий электроди металл қўрғошин ҳолига қайтади, мусбат электрод эса PbO_2 гача оксидланади.

Қўрғошинли аккумуляторлар билан бир қаторда ҳозирги вақтда яна темир-никелли ёки ишқорли аккумуляторлар ҳам ишлатилади, бу аккумуляторларнинг сиғимлари бирдай бўлгани ҳолда оғирликлари камроқ бўлади. Уларнинг бир электроди темирдан, иккинчиси никелдан қилинган, электролит сифатида ўювчи калий КОН эритмасидан фойдаланилади. Зарядланган ҳолатда бу аккумуляторларнинг аноди сифатида $Ni(OH)_2$ никель оксиди гидрати, катод сифатида эса темир хизмат қилади. Уларнинг э. ю. к. 1,3 В га яқин. Аккумуляторларнинг бошқа турлари ҳам мавжуд.

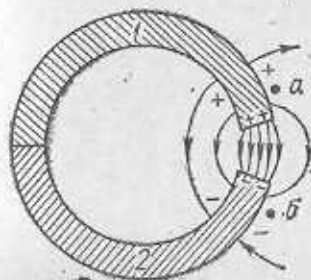
XIX БОБ

КОНТАКТЛАРДАГИ ЭЛЕКТР ҲОДИСАЛАР

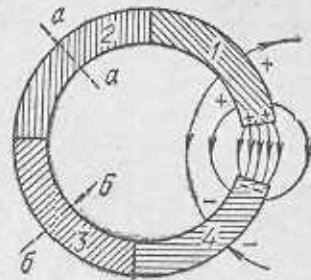
Икки ўтказгич бир-бирига текканида иссиқлик ҳаракати туфайли электронлар бир ўтказгичдан иккинчисига ўтади. Агар бир-бирига тегаётган ўтказгичлар турли хил бўлса ёки уларнинг температуралари турли нуқталарида турлича бўлса, у ҳолда электронлар диффузиясининг иккала оқими бирдай бўлмайди ва ўтказгичларнинг бири мусбат, иккинчиси манфий зарядланади. Шунинг учун ўтказгичлар ичида ва ўтказгичлар орасидаги ташқи фазода электр майдон пайдо бўлади. Мувозанат ҳолатида ўтказгичларнинг ичида диффузия оқимларининг фарқини аниқ компенсациялайдиган майдон қарор топади. Бу электр майдонларининг мавжудлиги контактларда бўладиган қатор электр ҳодисаларнинг сабаби бўлади, ана шу ҳодисаларни мазкур бобда кўраимиз.

198-§. Контакт потенциаллар фарқи

Электр жиҳатдан контакт ҳолатида турган икки хил 1 ва 2 ўтказгичларни кўрайлик (336- расм). Ўтказгичларнинг температурасини аввал бирдай деб ҳисоблаймиз. Юқорида айтилганларга кўра ҳар иккала ўтказгичда электр зарядлар пайдо бўлади, уларнинг эркин учлари орасида электр майдон юзага келади. Ўтказ-



336- расм. Икки хил металл бир-бирига текканда ташқи фазода электр майдон пайдо бўлади, металллар сиртида эса зарядлар вужудга келади.



337- расм. 1, 2, 3, 4 бир неча ўтказгичларни улаганда занжирнинг эркин учлари орасидаги электр майдон фақат четки 1 ва 4 сымлар (ўтказгичлар) билангина аниқланади.

гичлардан ташқарида, бироқ уларнинг сиртларига бевосита яқин бўлган (336- расм) ихтиёрий a ва b нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи *ташқи контакт потенциаллар фарқи* ёки содда қилиб *контакт потенциаллар фарқи* деб аталади. Келгусида биз уни $U_{12} = U_1 - U_2$ орқали белгилаймиз, бу ерда U_1 —1 ўтказгич яқинидаги потенциал (a нуқтадаги), U_2 эса 2 ўтказгич яқинидаги (b нуқтадаги) потенциал. Ток бўлмаганида ҳар бир ўтказгичнинг сирти эквипотенциал бўлади, шунинг учун бу потенциаллар фарқи, албатта, a ва b нуқталарнинг вазиятига (бу нуқталардан бири 1 ўтказгич сиртида, иккинчиси 2 ўтказгичнинг сиртида бўлганида) боғлиқ бўлмайди.

Энди контактда бўлган ўтказгичларнинг ичидаги электр майдонни кўрайлик. Агар ўтказгичнинг ҳар бир нуқтасида температура бирдай бўлса, у ҳолда Ом қонунига кўра бир жиғисли ўтказгич ичида j ток зичлиги $j = \lambda E$ бўлади. Биз кўраётган занжир туташмаган ($j = 0$) бўлгани учун ҳар бир ўтказгичнинг қалинлиги ичидаги ҳар бир нуқтада электр майдон нолга тенг бўлади, унинг ичидаги потенциал эса доимий бўлади. Бундан шундай хулоса келиб чиқади: ўтказгичлар ичида электр майдон 1 ўтказгич—2 ўтказгич ва 1 ўтказгич (ёки 2 ўтказгич)—вакуум чегараларидаги юпқа чегара қатламларидагина бўлиши мумкин. Бу чегаралардаги потенциал эса сакрашсимон ўзгаради. $U_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$ потенциаллар фарқи, бу ерда Φ_1 —1 ўтказгич ичидаги потен-

циал, φ_2 эса 2 ўтказгич ичидаги потенциал — ички контакт потенциаллар фарқи ёки потенциалнинг контакт сакраши деб аталади.

Энди иккита эмас, балки бир нечта 1, 2, 3, 4 металлдан иборат занжирни кўрайлик (337- расм). Агар биз бу занжирни aa бўйича қирққанимизда эди, у ҳолда 1 ва 2 металлнинг эркин учлари орасидаги контакт потенциаллар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{12} = U_1 - U_2.$$

Худди шунга ўхшаш aa ва bb қирқимлар орасидаги потенциаллар фарқи

$$U_{23} = U_2 - U_3$$

га тенг бўлар, металлларнинг охириги жуфтлари орасидаги потенциаллар фарқи эса

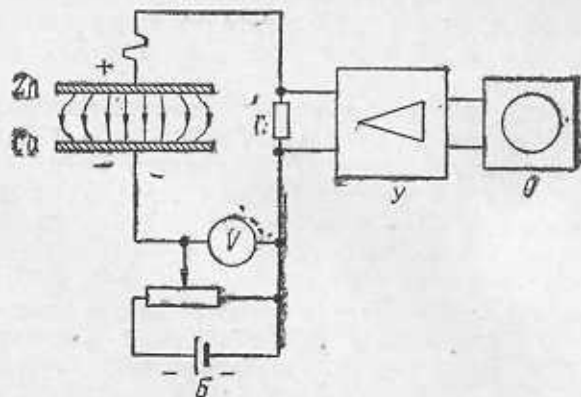
$$U_{34} = U_3 - U_4$$

бўлар эди. aa , bb ва ҳ. к. текисликларда бир хил металллар бир-бирига тегиб тургани учун бу ерда потенциалларнинг қўшимча фарқи юзага келмайди; шунинг учун бутун занжирнинг контакт фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} = (U_1 - U_2) + (U_2 - U_3) + (U_3 - U_4) = U_1 - U_4 = U_{14}.$$

яъни бу фарқ 2 ва 3 оралиқ металллар бўлмагандаги сингари бўлади. Контакт потенциаллар фарқи занжирдаги фақат охириги металллар билангина аниқланади.

Контакт потенциаллар фарқини аниқлаш учун компенсацион схемалардан фойдаланилади. Бундай схемалардан бири 338- расмда кўрсатилган. Ўрганилаётган моддadan ясалган иккита кичик плас-



338- расм. Контакт потенциаллар фарқини ўлчаш.

тинка бир-бирига параллел қилиб жойлаштирилади, пластинкалардан бирини қўзғалмас қилиб маҳкамланади ва иккинчисини оддий механик қурилма ёрдамида нормал йўналишда кичик амплитуда (миллиметрнинг улушларига тенг) ва бир неча ўн герц частота билан тебранишга мажбур қилинади. Агар контакт потенциаллар фарқи U га тенг, пластинкалар орасидаги масофа эса d га тенг бўлса, у ҳолда пластинкалар орасидаги майдон кучланганлиги U/d га тенг бўлади ва, бинобарин, пластинка ички сиртининг ҳар бир бирлигида $e_0 U/d$ заряд бўлади. d даврий равишда ўзгарганида пластинкаларнинг заряди ҳам даврий ўзгаради. Шунинг учун ташқи занжирда ўзгарувчан ток пайдо бўлади, r нагрузка қаршилигида эса ўзгарувчан кучланиш пайдо бўлади. Бу кучланишни U кучайтиргич билан кучайтириш ва O осциллограф билан қайд қилиш мумкин. Агар энди пластинкаларга контакт потенциаллар фарқи ишорасига тескари ишорали B батареядан ташқи потенциаллар фарқи берилса ва уни кучланиш тақсимлагич ёрдамида ўзгартирилса, у ҳолда ташқи занжирда токнинг нолга тенг бўлиб қолишига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бу ҳолда берилган ташқи кучланиш контакт потенциаллар фарқига тенг бўлгани равшан, бу кучланиш ни ҳам, демак, V вольтметрнинг кўрсатишларидан бевосита аниқлаш мумкин.

Контакт потенциаллар фарқи контактда бўлган жисмларнинг Φ_1 ва Φ_2 термоэлектрон чиқиш ишлари билан бевосита боғлиқ (қуйида кўрамиз), яъни

$$eU_{22} = \Phi_2 - \Phi_1.$$

Бу муносабат металллар учун ҳам, яримўтказгичлар учун ҳам ўринлидир. Шунинг учун агар ўтказгичлардан бирининг чиқиш иши маълум бўлса (масалан, термоэлектрон эмиссияга доир тажрибалардан аниқланган бўлса), у ҳолда U_{12} ни ўлчаш билан иккинчи ўтказгичнинг чиқиш ишини аниқлаш мумкин. Бу усулдан эриш температураси паст бўлгани туфайли термоэлектрон эмиссиясини бевосита ўлчаб бўлмайдиган моддаларнинг чиқиш ишини аниқлашда фойдаланилади.

Контакт потенциаллар фарқи, худди электронларнинг чиқиш ишлари сингари, сиртларнинг ҳатто озгина ифлосланишида, оксидланишида ва ҳ. к. ларда кучли ўзгариб кетади. Шунинг учун контакт потенциаллар фарқининг аниқ қийматларини олиш учун ўрганилаётган моддаларни яхши тозалаш ва барча ўлчашларни вакуумда бажариш керак.

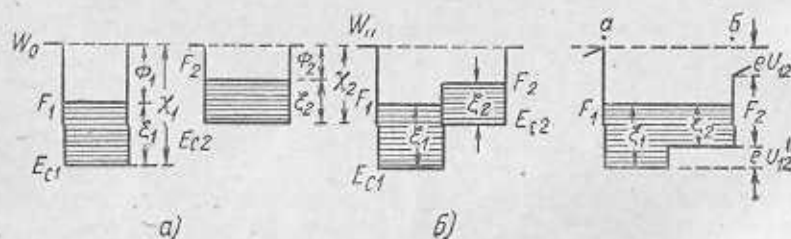
Контакт потенциаллар фарқининг келиб чиқиши ва унинг чиқиш иши билан боғлиқлиги ҳар иккала ўтказгичнинг энергетик диаграммаларини кўриб чиқишда яққол тушунарли бўлиб қолади. Айниқса абсолют ноль температурада бўлган икки металл бўлган ҳол соддадир. Бундай металлларнинг бир-бирига теккунча бўлган энергетик диаграммалари 339-а расмда кўрсатилган. Бу диаграммада Ψ_0 аввалгидек вакуумда тинч турган электроннинг энергияси. Ҳар иккала металл

зарядланмаган бўлгани учун улар орасидаги электр майдон йўқ ва W_0 доимий. E_{c1} ва E_{c2} — ўтказувчанлик зоналари тубларининг энергияси. $\lambda = W_0 - E_{c1}$ ва $\lambda = W_0 - E_{c2}$ — потенциал ўраининг чуқурлиги. Бу катталик мазкур модданинг электрон турдошлиги деб ном олди. F_1 ва F_2 — ҳар бир металлдаги Ферми сатҳи. Бу ерда барча энергияни ихтиёрий доимий қийматдан, бироқ ҳар иккала металл учун бирдай сатҳдан бошлаб ҳисоблаш мумкин. $F - F_c = \xi$ айрма электронларнинг химиявий потенциалли деб аталади. $T = 0$ бўлганда металлларда химиявий потенциал электроннинг максимал кинетик энергиясига тенг бўлади (155-§ билан солиштиринг). 339-расмда ҳар иккала металлнинг термоэлектрон чиқиш ишлари

$$\Phi_1 = W_0 - F_1 = \chi_1 - \xi_1, \quad \Phi_2 = W_0 - F_2 = \chi_2 - \xi_2$$

ҳам кўрсатилган [(158.2) формула билан солиштиринг].

Металллар бир-бирига теккандан кейин вакуум оралиқ ҳосил қилган потенциал тўсиқ йўқолади ва энергия тақсимоли 339-б расмда кўрсатилган шаклда бўлиши керак эди. Бироқ бунда ҳар иккала металлдаги электрон газлар бир-бири билан мувозанатда бўлмайди, чунки 2 металлдан электронлар 1 металлга қўйила



339-расм. Икки металл энергетик диаграммаси.

а — контакт йўқ; б — контаклда мувозанат йўқ; в — мувозанат.

бошлайди, 1 металл манфий, 2 металл эса мусбат зарядланиб қолади. Шунинг учун 1 металлда электронларнинг потенциал энергияси, яъни ўтказувчанлик зонасининг туби кўтарила бошлайди, 2 металл эса пасая бошлайди. χ ва ξ катталиклар моддани характерлагани ва жисмининг зарядланган ёки зарядланмаганига боғлиқ бўлмагани учун 2 металлнинг F ва W_0 энергия сатҳлари ҳам уларнинг 1 металл учун қийматларига нисбатан пасаяди. Ҳар иккала металлдаги F_1 ва F_2 Ферми сатҳлари бир-бирига тенг бўлганда электр ток тўхтади (339-в расм). $T = 0$ бўлганда икки металл учун оддий аёний маъно касб этадиган бу ҳулоса ихтиёрий температура бўлган умумий ҳолда ҳам металллар, ҳам яримўтказгичлар учун ўринлидир. Электронлар алмашишини илмонуи эса бўлган ва бирдай температурадаги ўтказгичлар мувозанатда бўлганда бу ўтказгичлардаги Ферми сатҳлари бир хил бўлади.

Барқарор электрон мувозанатида ҳар иккала потенциал ўраининг чеккалари энди бирдай сатҳда бўлмайди, бинобарин, электроннинг 1 металл сиртидаги (а нуқтадаги) потенциал энергияси — eU_1 2 металл сиртидаги (б нуқтадаги) потенциал энергия — eU_2 га тенг бўлмайди (339-в расм). Уларнинг фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$-eU_1 - (-eU_2) = (\chi_1 - \xi_1) - (\chi_2 - \xi_2) = \Phi_1 - \Phi_2.$$

($U_1 - U_2$) айрма U_{12} контакт потенциаллар фарқини беради, шунинг учун бундан (198.1) формула келиб чиқади.

339-в расмдан, шунингдек, мувозанатда E_{c1} ва E_{c2} потенциал ўраларининг тублари турлича сатҳларда бўлиши ҳам кўриниб турибди. Бу металл ичидаги контакт қатлами орқали ўтишда электроннинг потенциал энергияси — $e\phi$ ҳам

ўзгаришини кўрсатади. Контакт потенциал сакраши катталиги U_{12}^i қуйидагича ифодаланади:

$$eU_{12}^i = e(\Phi_1 - \Phi_2) = \xi_1 - \xi_2. \quad (198.2)$$

Бу катталик контактлашувчи жисмларда электронлар химиявий потенциалларининг фарқи билан белгиланар экан.

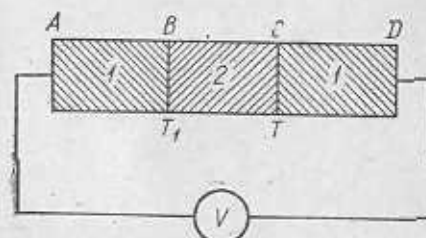
199-§. Термоэлектр

Аввалги параграфда биз иккита турли ўтказгичларнинг бир-бирига тегиш чегарасида потенциалнинг U^i контакт сакрашлари бўлишини ва бундай сакрашлар туташмаган занжирда ҳам мавжудлигини кўрдик. Бу контакт олди қатламида электр юритувчи куч вужудга келишини билдиради. Мазкур ҳолда чет кучлар (64-§) турли ўтказгичларда турлича бўлган электрон газнинг босими натижасида пайдо бўлади. Бироқ агар бутун занжирнинг температураси бирдай бўлса, у ҳолда натижавий э. ю. к. нолга тенг бўлади. Мисол тариқасида 340-расмда кўрсатилган ва икки турли 1 ва 2 ўтказгичлардан иборат занжирни кўрайлик. Содда бўлиши учун вольтметрга уланувчи симлар ҳам 1 ўтказгичдан қилинган ва А ва D контактларда потенциаллар сакраши вужудга келмайди деб оламиз. Бунда потенциалнинг занжирда тақсимланиши 341-а расмда кўрсатилган кўринишда бўлади.

В ва С контактларда потенциаллар сакраши катталик жиҳатидан тенг ва йўналиши жиҳатидан қарама-қаршидир ва шунинг учун А ва D учларга уланган вольтметр кучланишини кўрсатмайди. Бу ҳол ихтиёрий сондаги ўтказгичлар учун ҳам тўғридир: бирдай температурада бўлган ихтиёрий сондаги электрон ўтказгичлар (биринчи тур ўтказгичлар) дан тузилган занжирнинг электр юритувчи кучи нолга тенг.

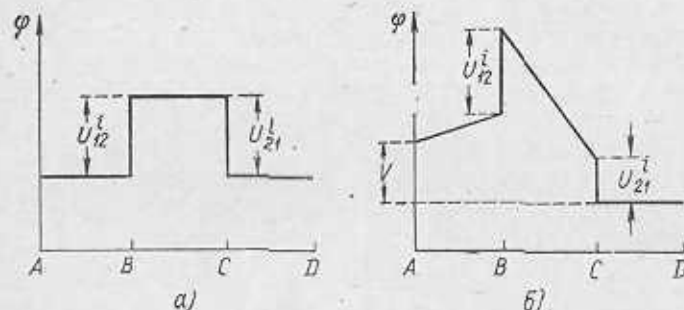
Бироқ агар контактларнинг температуралари бирдай бўлмаса, у ҳолда занжирнинг тўлиқ э. ю. к. энди нолга тенг бўлмайди ва занжир туташтирилганда унда ток пайдо бўлмайди. Бу ҳодиса термоэлектр ҳодисаси, ҳосил бўлган э. ю. к. эса термоэлектр юритувчи куч (термо-э. ю. к.) деб аталади.

Термо-э. ю. к. нинг келиб чиқиш сабабини тушунтириш учун икки ўтказгичдан иборат содда занжирга қайтайлик (340-расм) ва В контактнинг T_1 температураси С контактнинг T температурасидан юқори деб фараз қиламиз. Содда бўлиши учун, шунингдек, зан-



340-расм. Термоэлектр занжири.

жирнинг A ва D туташтирилмаган учларининг температураси ҳам бирдай ва T га тенг деб оламиз. Электронларнинг иссиқлик ҳаракати тезликлари B контакт яқинида C контакт яқинидагидан катта бўлгани учун 2 ўтказгичдан B дан C га томон йўналган электронлар диффузияси оқими юзага келади. Яримўтказгичларда температура ортиши билан электронлар концентрацияси ортади, шунинг учун худди шундай йўналган ўтказгичнинг иссиқ ва совуқ учла-



341-расм. 340-расмда тасвирланган занжирдаги потенциал тақсимои,
а) $T_1 = T$ бўлганда ва б) $T_1 > T$ бўлганда

рида электронлар концентрациясининг турлича бўлиши туфайли юзага келган электронларнинг шу йўналишдаги яна қўшимча диффузия оқим юзага келади. Шунинг учун 2 ўтказгичда (унинг спртида) электр зарядлар пайдо бўлади ва ўтказгич ичида шундай катталикдаги электр майдон юзага келадики, барқарор ҳолатда бу майдоннинг ҳосил қилган дрейф токи диффузия токини компенсация қилади. Бинобарин, ўтказгичда температура градиенти бўлганида унда потенциал градиенти ҳам юзага келади. Бу фикр 1 ўтказгичга ҳам тўла равишда тегишлидир.

Бироқ термо-э. ю. к. нинг вужудга келишига сабаб фақат ҳажмда юзага келган диффузиягина эмас, шунингдек, яна потенциалнинг U_{12}^I ва U_{21}^I контакт сакрашлари бунга сабаб бўлади. Бу контакт сакрашлар температурага боғлиқ бўлгани учун уларнинг йиғиндиси эди нолга тенг бўлмайди. Контактлар температураси тенг бўлмаганда занжирда потенциал тақсимои 341-б расмда кўрсатилгандек бўлади. Вольтметр қайд қилган ва катталиги жиҳатидан термо-э. ю. к. нинг қийматига тенг бўлган V кучланиш ўтказгичлар ҳажмида кучланишнинг тушиши ва потенциалнинг контактларда сакрашлари йиғиндисидан иборат бўлади.

Термоэлектр ўтган асрнинг йиғирманчи йилларидаёқ Зеебек томонидан кашф қилинган эди. Бу эффектни кузатиш учун милли-

вольтметрга икки бўлак мис симни улаш уларни бирор бошқа материал, масалан, темир сим бўлаги билан туташтириш етарли, ҳар икки уланиш учининг (кавшарланган учларининг) температураси бирдай бўлган вақтда милливольтметр ҳеч қандай э. ю. к. ни қайд қилмайди. Бироқ кавшарланган қисмлардан бири қиздирилганда занжирда термо-э. ю. к. пайдо бўлади ва милливольтметрнинг стрелкаси оғади. Агар қиздирилган қисмини совитиб, совуқ қисми қиздирилса, милливольтметр стрелкаси бошқа томонга оғади.

Жадвалда кўп ишлатиладиган металллар жуфти учун совуқ учларнинг температураси 0°C бўлгандаги термо-э. ю. к. қийматлари келтирилган.

Иссиқ учнинг температураси $^\circ\text{C}$	Платина, платина-10% родий	Темир, константан (80% Cu, 40% Ni)	Мис, константан	Иссиқ учнинг температураси $^\circ\text{C}$	Платина, платина-10% родий	Темир, константан (80% Cu, 40% Ni)	Мис, константан
100	0,64	5	4	600	8,22	33	—
200	1,44	11	9	700	8,26	39	—
300	2,32	16	15	800	7,33	45	—
400	3,25	22	21	1000	9,57	—	—
500	3,22	27	—	1500	18,60	—	—

Термо-э. ю. к. кавшарланган учларнинг температуралари фарқига пропорционал ортмайди. Шунинг учун бирор жуфт ўтказгичнинг термоэлектр хоссаларини характерлаш учун дифференциал термо-э. ю. к. дан фойдаланилади, дифференциал термо-э. ю. к. кавшарланган учларнинг температура фарқи 1 K бўлганда пайдо бўладиган термоэлектр юритувчи кучга тенг бўлади. Таърифга кўра, дифференциал термо-э. ю. к. α қуйидагига тенг:

$$\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT} \quad (199.1)$$

У фақат шу жуфт ўтказгичларнинг туригагина эмас, уларнинг температурасига ҳам боғлиқ бўлади.

Агар кавшарланган учларнинг бири T температурада, иккинчиси юқорироқ T_1 температурада бўлса ва кавшарланган учлар температураларининг фарқи унчалик катта бўлмаса, у ҳолда тўлиқ термо-э. ю. к. қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = \alpha (T_1 - T). \quad (199.2)$$

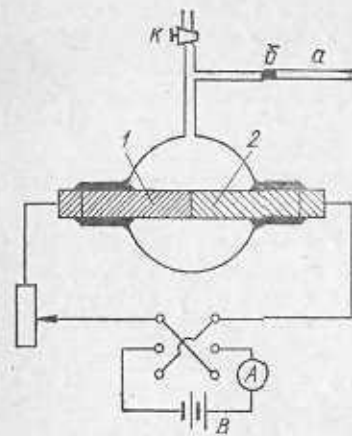
Жадвалда баъзи металллар учун α нинг 0°C даги платинага нисбатан Кельвин градусларига тўғри келадиган қиймати микровольтлар ҳисобида келтирилган.

Металл	α , мкВ/К	Металл	α , мкВ/К
Висмут	-85,0	Никель	-16,4
Темир	+16,0	Сурьма	+47,0
Мис	+7,40	Константан	-34,4

Бу жадвалдан фойдаланиб, фақат платинага нисбатан термо-э. ю. к. ни эмас, балки металлларнинг ҳар қандай ихтиёрий комбинациясига нисбатан ҳам аниқлаш мумкин. Масалан, темир — константан жуфтнинг термо-э. ю. к.: темир — константан = (темир — платина) — (константан — платина) = +16,0 — (-34,4) = 50,4 мкВ/К га тенг.

α нинг ишораси термотокнинг йўналишини аниқлаш учун киритилган ва иссиқ учида ток α нинг кичик қийматга (алгебранк жиҳатидан) эга бўлган металлдан бошқа учига қараб оқади. Бинобарин, темир — константан жуфтида иссиқ учида ток константанга (-34,4) темирга (+16,0) қараб йўналган.

Келтирилган жадваллардан кўриниб турибдики, металлларда термо-э. ю. к. кичик бўлар экан. Бироқ металл ва яримўтказгичдан тузилган занжирда (ёки икки яримўтказгичдан тузилган занжирда) термо-э. ю. к. нинг қийматлари анча катта бўлади. Баъзи яримўтказгичлар учун термо-э. ю. к. 100 К га 0,1 В дан ортиқ бўлади, демак, металлларнинг термо-э. ю. к. дан ўнлаб марта ортиқ бўлади.



342- расм. Пельте эффектini кузатиш.

200-§. Пельтье эффекти

Тажриба шуни кўрсатадики, токнинг ўтказгич ҳажмида ажратадиган Жоуль—Ленц иссиқлигидан ташқари, икки турли ўтказгичлар контактида ҳатто бу ўтказгичлар дастлаб бирдай температурада бўлганида ҳам иссиқлик ҳодисалари кузатилади. Ток ўтаётган контактда токнинг йўналишига боғлиқ ҳолда ёки иссиқлик ажралади, ёки иссиқлик ютилади ва контакт ёки совийди, ёки қизийди. Бу ҳодиса *Пельтье эффекти* деб аталади.

Пельтье эффектini намоиш қилиш учун 342- расмда схематик

тасвирланган тажриба хизмат қилиши мумкин. Бу ерда 1 ва 2 — ўзаро герметик бирлашган иккита турли стерженлардир. Стерженлар замазка ёрдамида шиша баллон ичига маҳкамланган, баллон a горизонтал най билан таъминланган бўлиб, бу най ичига b сув томчиси киритилади. Шиша баллон K жўмрак ёрдамида атмосфера билан бирлаштирилиши ва ажратилиши мумкин ва газ термометри сифатида хизмат қилади. Кавшарланган учлар қиздирилганда баллон ичидаги босим ортади ва томчи ўнгга қараб силжийди; кавшарланган учлар совитилганда томчи қарама-қарши йўналишда ҳаракатланади. Тажриба учун сурьма (Sb) ва висмут (Bi) стерженлари, ни танлаш керак. Ток Sb дан Bi га йўналганида кавшарланган учлар қизийди.

Кавшарланган учларда ажралган ёки ютилган Q_p Пельтье иссиқлиги, бу учдан ўтган тўлиқ q зарядга пропорционал ёки I ток кучининг t вақтга кўпайтмасига пропорционал бўлади:

$$Q_p = Pq = Pit. \quad (200.1)$$

P коэффициент бир-бирига тегаётган ўтказгичларнинг турига ва уларнинг температурасига боғлиқ бўлади, бу коэффициент Пельтье коэффициенти деб аталади.

Келгусида агар иссиқлик кавшарланган учларда ажралса, Q_p иссиқлигини мусбат деб ҳисоблаймиз. (200.1) формулада токнинг йўналишини назарга олиш учун керак бўлган жойда, агар ток 1 ўтказгичдан 2 ўтказгичга қараб ҳаракатланганда Пельтье коэффициенти P_{12} билан, агар ток қарама-қарши йўналишда бўлса, P_{21} билан белгилаймиз. Ҳар иккала ҳолда ҳам Пельтье иссиқлигининг миқдори бирдай, бироқ ишораси қарама-қарши бўлгани учун $P_{12} = -P_{21}$ бўлади.

Пельтье ҳодисаси билан Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралиши орасида муҳим фарқ бор эканлигини қайд қилиб ўтиш керак. Жоуль—Ленц иссиқлиги ток кучи квадратига пропорционал ва токнинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Пельтье иссиқлиги эса ток кучининг биринчи даражасига пропорционал ва токнинг йўналиши ўзгарганида ўз ишорасини ўзгартиради. Сўнгга, Жоуль—Ленц иссиқлиги ўтказгичнинг қаршилигига боғлиқ бўлади, Пельтье иссиқлиги эса унга боғлиқ бўлмайди.

Агар (200.1) да Q_p жоулларда, q кулонларда ўлчанса, у ҳолда P коэффициент Ж/Кл ларда ёки вольтларда ифодаланади. Тажрибанинг кўрсатишича, кўпчилик металл жуфтлари учун Пельтье коэффициенти 10^{-2} — 10^{-3} тартибда бўлади. Яримўтказгичлар учун Пельтье коэффициенти, шунингдек термо-э. ю. к. ҳам бир неча тартиб катта бўлади.

Одатдаги шароитларда Пельтье иссиқлиги Жоуль—Ленц иссиқлигига қараганда кичик. Шунинг учун Жоуль—Ленц иссиқлиги Пельтье иссиқлигидан ортиб кетмаслиги учун Жоуль—Ленц иссиқ-

лигини иложи борича камайтириш керак, бунинг учун қаршилиги кам бўлган анча йўгон симларни ишлатиш керак бўлади.

Пельтье иссиқлигининг келиб чиқиш сабаби қуйидагича тушунтирилади. Ҳар бир электрон ўз ҳаракатида фақат ўз зарядини эмас, шу билан бирга ўзидаги бор энергияни ҳам олиб ўтади. Шунинг учун ўтказгичдан электр ток ўтаётганида унда маълум энергия оқими юзага келади. Бу энергия оқими температура ўтказгичнинг барча нуқталарида бирдай бўлиб, иссиқлик ўтказувчанлик туфайли энергия кўчиши содир бўлмаганда ҳам мавжуд бўлади. Энергия оқимининг йўналиши электронларнинг ҳаракат йўналиши билан бир хил бўлади, яъни J ток зичлиги йўналишига тескари бўлади.

Ток зичлиги аини бирдай бўлгани ҳолда турли ўтказгичларда энергия оқимлари турлича бўлади. Шунинг учун I ўтказгичдаги контакт текислигига келувчи энергия 2 ўтказгич контакт текислигидан кетаётган энергияга тенг эмас. Бу энергияларнинг фарқи Пельтье иссиқлигидан иборатдир.

Токнинг йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юздан вақт бирлиги ичида ўтувчи электронлар сон $N = j/e$ га тенг. Ҳар бир электроннинг энергияси унинг W_k кинетик энергияси ва $-e\phi$ потенциал энергияси йириндисидан иборат бўлади. Агар W_k қараётган N электронлар группаси учун ўртача кинетик энергия бўлса, у ҳолда энергия оқимининг катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$P = -\frac{1}{e} (\overline{W_k} - e\phi). \quad (200.2)$$

Шу нарсани қайд қилиб ўтиш керакки, $\overline{W_k}$ катталик мувозанатдаги электрон газнинг классик назарияга кўра олинган $\frac{3}{2} k/T$ энергияга тўғридан-тўғри тенг бўлавермайди. Бунинг сабаби шуки, айнинган электрон газ бўлган умумий ҳолда барча электронлар ҳам электр майдонда тезланиш олавермайди (154-§ билан солиштиринг). Бироқ W_k нинг аниқ ифодаси келгусида бизга керак бўлмайди.

Энди бирдай температурада бўлган иккита контактлашувчи ўтказгични қарайлик. Ҳар бир вақт бирлигида I ўтказгич контактининг бирлик сиртида P_1 энергия келтирилади, 2 ўтказгичда эса P_2 энергия олиб кетилади. Контакт текислигининг ҳар икки томонида потенциалнинг ϕ_1 ва ϕ_2 қийматлари турлича. Бундан ташқари, $\overline{W_{k1}}$ ва $\overline{W_{k2}}$ ҳар иккала ўтказгичда умумий ҳолда бир-бирига тенг эмас. Шунинг учун $(P_1 - P_2)$ айирма ҳам нолга тенг эмас. Бинобарин, контактнинг температурасини ўзгаришсиз сақлаб туриш учун унинг ҳар бир бирлик сиртидан вақт бирлигида $(P_1 - P_2)$ энергия олиб кетиш (ёки агар бу фарқ манфий бўлса, олиб келиш) керак бўлади. Ана шунинг ўзи Пельтье иссиқлиги ажралади (ёки ютилади) деган сўздир.

Агар контакт юзи S бўлса, у ҳолда Пельтье иссиқлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$Q_P = (P_1 - P_2) S t = \frac{1}{e} [(\overline{W_{k2}} - \overline{W_{k1}}) + e(\phi_1 - \phi_2)] it,$$

бу ерда $i = js$ — ток кучи. Олинган ифодани (200.1) формула билан солиштириб, Пельтье коэффициентни учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$P_{12} = \frac{1}{e} [(\overline{W_{k2}} - \overline{W_{k1}}) + e(\phi_1 - \phi_2)]. \quad (200.3)$$

Биз контактдаги иссиқлик билан қизиқаётган бўлганимиз сабабли (ҳажмдаги Жоуль — Ленц иссиқлигини қарамаймиз) бу формулада P_1 ва P_2 лар деб уларнинг контакт текислигининг бевосита олдидаги қийматлари деб тушуниш керак. Шунинг учун $(\phi_1 - \phi_2)$ потенциалнинг U_{12}^i контакт сакраши бўлади (198-§).

Агар ўтказгичларда электрон газ аиниманган бўлса, у ҳолда электр майдонда барча электронлар тезланиш олиши мумкин. Электронларнинг импульс бўйича тақсимооти Максвелл қонуни билан ифодаланади (155-§). Бу тақсимот фақат температурага боғлиқ бўлади ва шунинг учун ҳар иккала ўтказгичда бирдай бўлади. У ҳолда ҳисоблашлар $\overline{W_{k1}} = \overline{W_{k2}}$ бўлишини кўрсатади, демак,

$$P_{12} = (\phi_1 - \phi_2) = U_{12}^i \quad (200.3a)$$

бўлади. Бу ҳолда Пельтье коэффициенти фақат потенциалнинг контакт сакраши бўлади холос. Пельтье иссиқлиги эса токнинг контактда кучланишининг пасайиши туфайли бажарган ишига тенг бўлади.

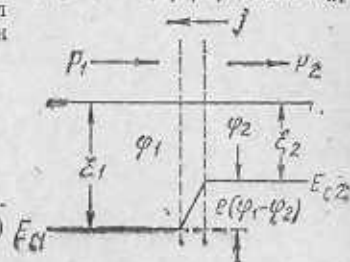
Иккинчи қарама-қарши ҳол икки металл контакти абсолют ноль температурада бўлган ҳол (кучли айнинган электрон газ). Бу ҳолга 343-расмда кўрсатилган энергетик диаграмма мос келади. Бу ерда энергияси Ферми сатҳининг F энергиясидан кам бўлган ўтказувчанлик зонасидаги барча квант ҳолатлар электронлар билан тўлиқ банд ва электр майдон энергияси фақат F га тенг бўлган электронларининг тезланишига олади. Шунинг учун (200.3) формуладаги $\overline{W_{k1}}$ ва $\overline{W_{k2}}$ катталиклари электронларнинг максимал кинетик энергиялари деб тушуниш ва уларни қуйидагига тенг деб олиш керак:

$$\overline{W_{k1}} = F - E_{c1} = \xi_1,$$

$$\overline{W_{k2}} = F - E_{c2} = \xi_2.$$

Иккинчи томондан, (198.2) формулага мувофиқ $e(\phi_1 - \phi_2) = \xi_1 - \xi_2$, шунинг учун (200.3) формула қуйидагини беради:

$$P_{12} = \frac{1}{e} [(\xi_2 - \xi_1) + (\xi_1 - \xi_2)] = 0.$$

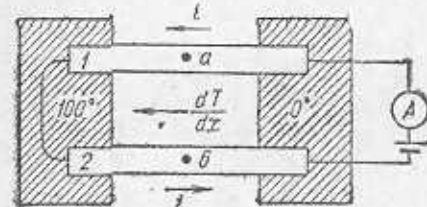


343-расм. $T=0$ бўлганда икки металл учун Пельтье иссиқлигини аниқлашга доир.

$T = 0$ бўлганда Пельтье коэффициенти нолга тенг. Агар $T \neq 0$ бўлса, у ҳолда (200.3) формуладаги ҳар иккала қўшилувчи бир-бирини компенсация қилмайди ва Пельтье коэффициенти нолдан фарқли бўлади.

201-§. Томсон эффекти

Термоэлектр ҳодисаларини тадқиқ қилиб В. Томсон шундай хулосага келдики, агар ўтказгич потекис қиздирилган бўлса, ҳатто бир жинсли ўтказгичдан ҳам ток ўтганида иссиқлик ажралиши ёки иссиқлик ютилиши мумкин экан. Бу иссиқлик ёки Жоуль—Ленц иссиқлигига қўшилади, ёки ундан айрилади. Томсон эффекти деб аталувчи бу ҳодиса аниқ қилиб айтганда бевосита контакт ҳодисаларига кирмайди. Бироқ унинг келиб чиқиши контактларда бўладиган ҳодисаларга чамбарчас боғланган ва шунинг учун биз бу ҳодисани ушбу бобда кўрамиз.



344-рasm. Томсон эффектini кузатиш.

Томсон эффектini 344-рasm-да тасвирланган тажрибада кузатиш мумкин. Айни бир модладан қилинган иккита бир хил 1 ва 2 стерженлар ток занжирига уланган, стерженларнинг учлари эса турли температураларда сақлаб турилади (масалан, 100 ва 0°C да). Стерженларда $\frac{dT}{dx}$ температура градиенти ҳосил бўлади ва иссиқлик оқимлари юзага келади. Стерженлардан бирида токнинг йўналиши ва температура градиенти бир хил йўналишда, бошқасида эса тескари йўналишдадир. Тажрибада занжирда электр ток бўлмаганда температуралари бирдай бўлган иккита а ва б нуқталардаги температуралар фарқи ўлчанади. Температуралар фарқини ўлчаш учун а ва б нуқталарга термопаранинг уланган учлари жойлаштирилади (202-§ га қ.). Ток бўлганида а ва б нуқталардаги температуралар турлича бўлиб қолади; бу стерженларнинг бирида Жоуль—Ленц иссиқлигига қўшимча равишда бирор миқдорда иссиқлик ажралишини (Томсон иссиқлиги), иккинчисида эса ютилишини кўрсатади.

Томсон эффектнинг ишораси турли ўтказгичлар учун турличадир. Масалан, висмут ва руҳда, агар иссиқлик оқими ва токнинг йўналиши бирдай бўлса, иссиқлик ажралиши кузатилади. Бироқ темир, платина, сурьмада худди шундай шароитларда иссиқлик ютилиши кузатилади. Токнинг йўналиши ўзгарганида (ёки иссиқлик оқимининг йўналиши ўзгарганида) барча ўтказгичларда эффектнинг ишорасининг ўзгаришини кузатиш мумкин, яъни иссиқлик ажралиши ўрнига унинг ютилишини ёки аксинча бўлишини кузатиш мумкин.

Томсон эффекти ўтказгич қизиганда унинг хоссаларининг ўзгариши билан тушунтирилади. Дастлаб бир жинсли бўлган ўтказгич потекис қиздирилганда бир жинсли бўлмай қолади, шунинг учун Томсон ҳодисасини моҳияти жиҳатидан Пельтье ҳодисасининг ўзига хос намоён бўлиши деб қараш мумкин, бундаги фарқ фақат шундаки, бир жинслилигининг бузилиши бунда ўтказгич химиявий таркибининг ўзгариши туфайли эмас, температураларнинг фарқи туфайли юзага келган.

Айтайлик, Q_T ўтказгичнинг t ҳажмида t вақт давомида ажралган Томсон иссиқлиги бўлсин. У ҳолда $\frac{1}{t} \frac{Q_T}{t}$ ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида ажралган иссиқлик миқдорини билдиради. Бу катталиқ $\frac{dT}{dx}$ температура градиенти ва ток зичлигига пропорционал бўлади ва бинобарин,

$$\frac{Q_T}{t} = \sigma \frac{dT}{dx} j. \quad (201.1)$$

σ пропорционаллик коэффициенти Томсон коэффициенти деб аталади. Бу коэффициент ўтказгичнинг турига ва унинг ҳолатига, хусусан, ўтказгичнинг температурасига боғлиқ бўлади.

(200.1) формулани (қонуннинг дифференциал шаклда ифодаланишини) бошқача кўринишда ҳам келтириш мумкин, агар бу формулани ўтказгичнинг узунлиги Δx ва кўндаланг кесими S бўлган ҳамда учларида температуралар фарқи ΔT кичик (σ нинг температурага боғлиқлигини назарга олмаслик учун) бўлган кесмасига татбиқ қилсак, у ҳолда $\tau = S \Delta x$, $jS = i$ токнинг тўлиқ кучи, $\frac{dT}{dx} \Delta x = \Delta T$ ва биз қуйидагини топишимиз мумкин:

$$Q_T = \sigma \Delta T i t. \quad (201.2)$$

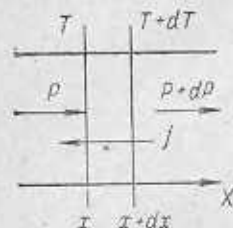
Бу формула қонуннинг интеграл кўринишидан иборат бўлиб, ўтказгичнинг қаралаётган кесмасида ажралган тўлиқ Томсон иссиқлиги миқдорини билдиради.

Пельтье эффектидаги сингари бу ерда ҳам агар иссиқлик ажралса, биз уни мусбат деб ҳисоблаймиз. Токнинг мусбат йўналиши учун эса токнинг ўтказгичнинг совуқ учидан иссиқ учига қараб йўналишини (температура градиенти йўналишини) қабул қиламиз.

Томсон коэффициентининг қиймати жуда кичик. Масалан, висмут учун хона температурасида $\sigma \sim 10^{-5}$ В/К.

Томсон эффекти ҳам, худди Пельтье эффекти сингари, токни ўтказгичда ток зичлигига пропорционал бўлган ва (200.2) формула билан ифодаланган P энергия оқимининг мавжудлиги билан боғлиқ ҳолда келиб чиқади. Албатта, ўтказгичда температура градиенти бўлганида иссиқлик ўтказувчанлик билан боғлиқ бўлган энергия оқими ҳам бўлади. Бироқ бу оқим токка боғлиқ бўлмайди ва шунинг учун биз уни назарга олмаймиз.

Бир жиёсли ўтказгичда юзи 1 га тенг бўлган $x = \text{const}$ ва $x + dx = \text{const}$ текисликлари билан чегараланган dx ҳажмли чексиз юпқа қатламни кўрайлик (345-расм). Электронлар x ўқи бўйлаб ҳаракатланмоқда деб оламиз ва танланган текисликлардаги температураларни T ва $T + dT$ орқали, энергия оқимларини P ва $P + dP$ орқали белгилаймиз. Бунда ҳар бир вақт бирлигида кўриладиган ҳажмга P энергия кириди ва ундан $P + dP$ энергия оқими чиқади. Бинобарин, ҳажм бирлигида қуйидагига тенг энергия ажралади:



345-Томсон иссиқлигини тушунтиришга доир.

$$\frac{Q_T}{\tau t} = \frac{P(x) - P(x + dx)}{dx} = - \frac{dP(x)}{dx}.$$

Энди бу формулани P нинг (200.2) ифодадаги ўрнига қўйсак, қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{Q_T}{\tau t} = j \frac{1}{e} \frac{d\bar{W}_K}{dx} - j \frac{d\varphi}{dx}.$$

Бу ерда $-\frac{d\varphi}{dx} = E$ ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги. \bar{W}_K катталик температура функцияси бўлиб, фазода у температура ўзгаргани учун ўзгаради.

Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d\bar{W}_K}{dx} = \frac{d\bar{W}_K}{dT} \frac{dT}{dx}.$$

Бинобарин,

$$\frac{Q_T}{\tau t} = j \frac{1}{e} \frac{d\bar{W}_K}{dT} \frac{dT}{dx} + jE.$$

Бу формулада иккинчи қўшилувчи jE ҳажм бирлигига ва вақт бирлигига ҳисобланган Жоуль—Ленц иссиқлигидир. Биринчи қўшилувчи яна $j \frac{dT}{dx}$ га пропорционал бўлган қўшимча энергия ҳам ажралиши мумкин эканини кўрсатади. Бу Томсон иссиқлигидир.

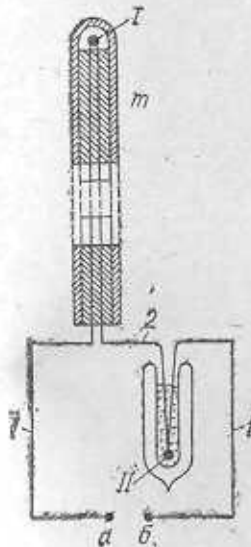
202- §. Термоэлектр ҳодисасининг қўлланиши

Термоэлектр ҳодисаси температураларни ўлчашда кенг қўлланилади. Бунинг учун термоэлементлардан (термопаралардан) фойдаланилади. Техникада ишлатиладиган термопаранинг намунаси 346-расмда схематик кўрсатилган. У учлари пайвандланган (I кавшарланган уч) I ва 2 турли хилдаги металллардан иборат. Кавшарланган учини химиявий таъсирлардан муҳофаза қилиш мақсадида ҳар иккала ўтказгич чинни найга жойлаштирилган. Иккинчи кавшарланган уч (II) ўзгармас температурада сақланади. Занжирнинг а ва б учларини милливольтметрга ёки (жуда аниқ ўлчашларда) термо-э. ю. к. ни компенсациялаш методи билан ўлчаш учун потенциометрга уланади. Термопараларнинг шундай афзаллиги борки, улар ёрдамида жуда баланд температураларни ҳам, жуда

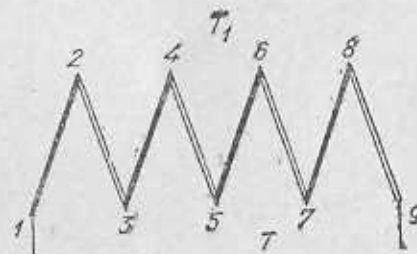
паст температураларни ҳам ўлчаш мумкин, ҳолбуки, одатдаги су-юқлик термометрларида бунинг амалга ошириб бўлмайди.

Э. ю. к. ни орттириш учун термоэлементларни 347-расмда кўрсатилгандек улаб термобатареялар ясалади. Бунда барча жуфт сонли кавшарланган учлари бир температурада, тоқ сонли кавшарланган учлари бошқа температурада сақланади. Бундай батареянинг э. ю. к. унинг ташкил қилувчи элементларининг э. ю. к. лари йиғиндисига тенг бўлади.

Турли хилдаги юпқа металл пластинкаларидан тузилган жажжи термобатареялар ёруғлик интенсивлигини ўлчашда муваффақият билан қўлланилмоқда (кўзга кўринувчан ҳамда кўринмайдиган ёруғлик интенсивлигини ўлчашда). Бундай термоэлектр нурла-ниш приёмниклари сезгир гальванометр би-



346-расм. Термопаранинг тузилиши ва улаш схемаси.



347-расм. Термобатарея схемаси.

лан биргаликда жуда юқори сезгирликка эга бўлган асбобни ташкил қилади. Бундай асбоблар ёрдамида, масалан, бир неча метр масофада туриб нисон қўлидан чиқаётган кўзга кўринмас иссиқлик нурланишларини қайд қилиш мумкин; бундай нурланиш кавшарланган учларда градуснинг миллиондан бир улушларига тенг бўлган температуралар фарқини ҳосил қилиши мумкин.

Термобатареялар кичик қувватли ток генераторлари сифатида ҳам катта аҳамиятга эгадир. Иссиқлик-куч қурилмаларига қараганда уларнинг тузилиши ниҳоятда содда ва ҳеч қандай айланувчи қисмлари йўқ. Ҳозирги вақтда термогенераторлар яшаш учун фақат яримўтказгичлар ишлатилмоқда, чунки яримўтказгичларнинг термо-э. ю. к. металлларникидан анча юқори.

Бундан ташқари, яримўтказгичларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги металлларникига қараганда кичик, шунинг учун иссиқликнинг иссиқ кавшарланган учларидан совуқ учларига бефойда ўтиши камаяди.

Яримўтказгичларнинг контактларида бўладиган Пельтье эффекти термоэлектр совиткичларини (холодильниклар) ясада муваффақиятли қўлланилмоқда.

203- §. Яримўтказгичлардаги электрон-тешик ўтишлар

Металл — яримўтказгич ва яримўтказгич — яримўтказгич контакти Ом қонунига бўйсунмайди. Контактларнинг қаршиликлари қўйилган кучланишнинг катталигига боғлиқ, кучланиш катталиги бирдай бўлганда эса ток йўналишининг ўзгариши билан кучли ўзгариши мумкин.

Яримўтказгич — металл контактида бўладиган электрон процесслар икки яримўтказгич контактида бўладиган процесслардан фарқ қилади. Бироқ биз фақат иккита яримўтказгич контактларида бўладиган процессларни кўриш билан чекланамиз, чунки бу процесслар тобора ажойиб техникавий қўлланишлар касб этмоқда.

152- § да яримўтказгичлар ўзларининг ўтказувчанлик харақтерларига кўра электрон яримўтказгич (n -тип) тешикли яримўтказгич (p -тип) бўлиши мумкин эканлигини кўрдик. n -тип яримўтказгичларда асосий заряд ташувчилар ҳаракатчан манфий электронлар, p -тип яримўтказгичларда эса асосий заряд ташувчилар мусбат зарядли тешиклар бўлади. Икки яримўтказгич контактида электронлар ва тешиклар бир яримўтказгичдан иккинчисига ўтиш имконига эга бўлади ва шунинг учун яримўтказгичлар орасида, шунингдек металллар орасида ҳам контакт потенциаллар фарқи юзага келади, юпқа чегаравий қатламда эса-контакт электр майдони юзага келади.

Агар контакт иккита бир хил типдаги яримўтказгичдан ташкил топган (иккаласи ҳам электрон ўтказувчанликли ёки иккаласи ҳам тешик ўтказувчанликли) бўлса, у ҳолда ҳар иккала яримўтказгич бир хил зарралар: ёки электронлар, ёки тешиклар билан алмашинади ва бу ҳолда ҳодиса кўп жиҳатдан иккита контактлашувчи металл ҳолидаги сингари бўлади. Шунинг учун биз яримўтказгичлардан бири электрон ўтказувчанликка эга бўлган (n -тип) ва иккинчиси тешик ўтказувчанликка эга бўлган (p -тип) ҳол тўғрисида тўхталамиз. Бундай контактилар *электрон-тешик ўтишлар ёки $p-n$ ўтишлар* деб аталади.

Шу нарсани қайд қилиб ўтиш керакки, икки яримўтказгични бир-бирига сиқиш билан бундай соф контактни ҳосил қилиш мумкин эмас, чунки сиртларининг ғадир-будурликлари туфайли бу икки яримўтказгич фақат айрим нуқталаридагина тегишади; бу икки яримўтказгич контактида ҳаво ораллиқлари ҳам бўлади ва шунинг учун бу ораллиқларда оксид пардалари ҳосил бўлиб, контактнинг мураккаб тузилишига сабаб бўлади. Шунинг учун $p-n$ ўтиш ҳосил қилиш учун соф яримўтказгич пластинкасига (масалан, германий ёки кремнийга) иккита аралашма—битта донор аралашма (яъни

электрон ўтказувчанлик берувчи) ва битта акцептор аралашма (яъни тешик ўтказувчанлик берувчи) киритилади ва уларни шундай тақсимланадەки, бир учида бир аралашма ортиқча бўлсин, иккинчи учида эса бошқа аралашма ортиқча бўлсин. Бундай қилганда пластинканинг бир ярмида электрон ўтказувчанлик, иккинчи ярмида эса тешик ўтказувчанлик юзага келади, шу билан бирга ҳар иккала соҳа орасида ҳар иккала аралашмалар (киришмалар) бир-бирини компенсациялайдиган юпқа ўтиш қатлами жойлашади.

Дастлаб ток бўлмагандаги $p-n$ ўтишни кўрайлик. Иссиқлик ҳаракати туфайли электронлар n -соҳадан p -соҳага ўтади (ва у ерда тешиклар билан рекомбинацияланади), тешиклар эса p -соҳадан n -соҳага ўтади (ва у ерда электронлар билан рекомбинацияланади). Шунинг учун n -соҳада ажралиш чегарасининг яқинида мусбат ҳажмий заряд, p -соҳада эса манфий ҳажмий заряд пайдо бўлади; n -соҳа мусбат потенциал олади ва унда электроннинг энергияси камроқ бўлиб қолади (чунки электроннинг заряди манфий), соҳанинг потенциали манфий бўлади ва унда электроннинг энергияси ортади. Электронларнинг потенциал энергиялари тақсимот эгри чизиги W_2 , 348-а расмдаги туташ чизиқ кўринишида бўлади. Аксинча, мусбат тешикларнинг W_1 энергияси n -соҳада кўп ва p -соҳада кам бўлади (пунктир эгри чизиқ).

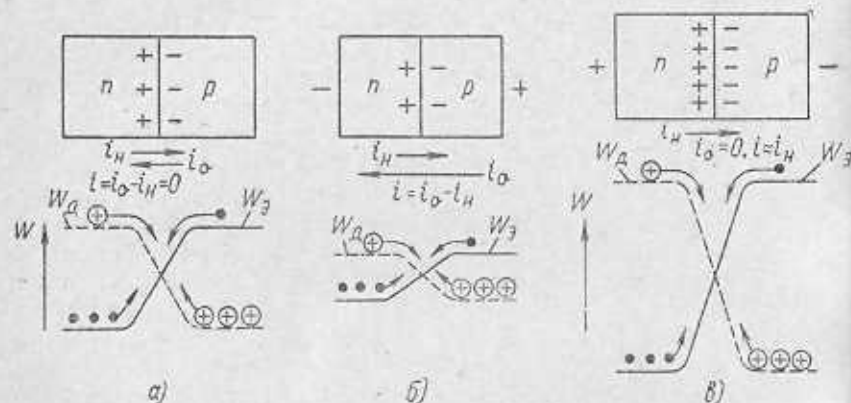
Мувоzanат ҳолатда контакт орқали ўтадиган тўлиқ ток нолга тенг бўлади. Бу ток, асосий заряд ташувчилари фақат электронлар бўлган металллардан фарқли ўлароқ, ҳам электронларнинг ва ҳам тешикларнинг ҳаракати туфайли юзага келадиган тоқлар йиғиндисидан иборат бўлади. Бу масала устида батафсилроқ тўхтаб ўтайлик.

Аввало шуни эслатиб ўтайликки, ҳар қандай яримўтказгичда асосий заряд ташувчилар (кўпчиликни ташкил қилувчи) дан ташқари бирор миқдорда асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳам бўлади (152-§ билан солиштиринг). Шунинг учун электрон яримўтказгичда ўтказувчанлик электронлари билан (асосий заряд ташувчилар) бирга унча кўп бўлмаган миқдорда бўлса ҳам тешик яримўтказгичда тешиклардан ташқари, бирор миқдорда ўтказувчанлик электронлари бўлади. Одатда, асосий бўлмаган заряд ташувчилар сони асосий заряд ташувчилар сонидан кам бўлади.

Энди яна 348-расмга мурожаат қилайлик. Биз кўрдикки, контакт майдони *асосий бўлмаган* заряд ташувчиларнинг ҳаракатига ёрдам беради ва улар потенциал чўққидан «думалаб» кетади. Шунинг учун контактига яқин бўлган соҳада генерацияланаётган барча асосий бўлмаган заряд ташувчилар $p-n$ ўтиш орқали ҳаракатланади ва n дан p га қараб йўналган бирор i_n ток кучини ҳосил қилади.

Бу ток кучи амалда n - ва p -яримўтказгичлар орасидаги потенциаллар фарқига боғлиқ бўлмайди ва фақат вақт бирлиги ичида контактига яқин соҳада пайдо бўлаётган асосий бўлмаган заряд ташувчилар миқдори билан аниқланади. Асосий заряд ташувчилар

(ўнгдан чапга ҳаракатланувчи тешиклар ва чапдан ўнгга ҳаракатланувчи электронлар) эса қарама-қарши, яъни p дан n га йўналган i_0 токини ҳосил қилади. 348-а расмдан кўриниб турибдики, потенциал тўсиқни ошиб ўтувчи контакт майдони асосий заряд ташувчиларнинг ҳаракатига тўсқинлик қилар экан. Мувозанат ҳолатида

348-расм. $p-n$ ўтишидаги электр ток.

потенциал тўсиқнинг шундай баландлиги юзага келадики, бунда тўла ток

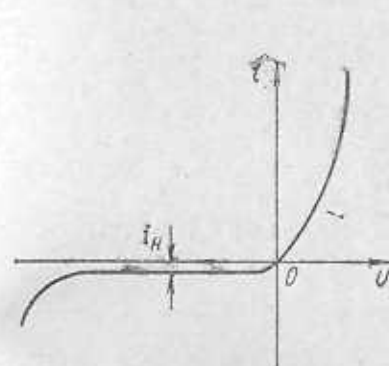
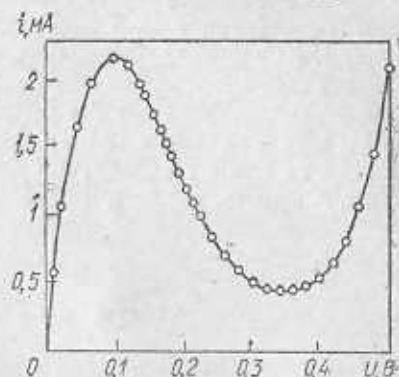
$$i = i_0 + i_n = 0$$

бўлади.

Энди контакт орқали ток ўтганда нима бўлишини кўрайлик. Айтайлик, биз контактга шундай ишорали кучланиш бердикки, бунда n - соҳада манфий ва p - соҳада мусбат потенциал бўлсин (348-б расм). У ҳолда n - соҳада электронларнинг энергияси ортади, p - соҳада эса камаяди, бинобарин, потенциал тўсиқнинг баландлиги камаяди. Бунда асосий бўлмаган заряд ташувчилар токи i_n юқорида айтганимиздек, ўзгармайди. Асосий заряд ташувчилар токи i_0 эса ортади, чунки энди электронларнинг катта қисми потенциал тўсиқни енгиб, чапдан ўнгга ўта олади ва шунингдек тешикларнинг кўп қисми ўнгдан чапга ўта олади. Бунинг натижасида контакт орқали p дан n га йўналган $i = i_0 - i_n$ ток ўтади; қўйилган кучланишнинг ортиши билан ток кучи тез орта бошлайди.

Агар n - соҳага ток манбанинг мусбат қутби, p - соҳага манфий қутби уланган бўлса, бошқача ҳол рўй беради (348-в расм). Бу ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги ортади ва асосий заряд ташувчиларнинг i_0 токи камаяди. 1 В га тенг тартибдаги кучланишдаёқ бу ток амалда нолга тенг бўлади ва шунинг учун контакт орқали фақат асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳосил қилган i_n токи оқади, бу токнинг катталиги эса кичикдир.

Бу баён қилинганларга кўра, $p-n$ ўтишнинг вольт-ампер хараakterистикаси 349- расмда тасвирлангани сингари бўлади. Тоқ p - соҳадан n - соҳага қараб йўналган бўлганда, ток кучи катта бўлади ва кучланиш ортиши билан тез ортади, бинобарин, токнинг бу йўналиши учун контакт кам қаршиликка эга бўлади (ток учун бу ўтиш йўналиши). Агар ток n - дан p - соҳага қараб йўналган бўлса, у ҳолда ток кучи жуда кичик бўлади ва кучланишга боғлиқ бўл

349-расм. $p-n$ ўтишнинг вольт-ампер хараakterистикаси.

350-расм. Жуда юққа электрон-тешик ўтишнинг (туннель диоднинг) вольт-ампер хараakterистикаси.

майди (тўйиниш токи). Токнинг бу йўналиши учун контактнинг қаршилиги катта бўлади (ток учун берк йўналиш). Шундай қилиб $p-n$ ўтиш бир томонлама ўтказувчанликка эга бўлади, яъни бундай ўтишнинг вентилик хусусияти бўлади ва унинг вольт-ампер хараakterистикаси чизиқли бўлмайди. Ўзгарувчан ток занжирига уланганда бундай контакт тўғрилагич сифатида ишлайди.

Баъзи яримўтказгичларнинг металллар билан контактида ҳам шунга ўхшаш вольт-ампер хараakterистикалар кузатилади.

Берилган тескари кучланиш етарлича катта бўлганда, контактида унинг қизиши ва ўтиш қатламидаги электр майдони таъсири билан боғлиқ бўлган қатор қўшимча ҳодисалар рўй беради. Бу тескари тоқларнинг дарҳол ортиб кетишига ва тўғриловчи ўтиш қатламининг бузилишига (тешилишига) сабаб бўлади.

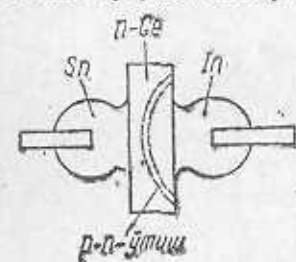
Бу айтилганлардан шу нарса келиб чиқадики, контактлардаги электр ток электрон эмиссиядан принципиал фарқ қилмайди (XV боб). Фарқи шундаки, одатдаги эмиссияда металлдан вакуумга чиқади, контактлар бўлганда эса электронлар (ва тешиклар) бир ўтказгичдан иккинчисига ўтади. Контактда потенциал тўсиқнинг баландлиги яримўтказгич—вакуум чегарасидаги потенциал тўсиқнинг баландлигидан анча кам бўлгани учун хона температурасидаёқ кучли эмиссия кузатилади. Контактга потенциаллар фарқини

бериш билан биз потенциал тўсиқнинг баландлигини ўзгартирамиз ва бу билан эмиссия токи кучини бошқарамиз.

Агар яримўтказгич кристалли, масалан, жуда кўп миқдорда донорлар ёки акцепторларга эга бўлган германий (10^{18} см $^{-3}$ ва ундан юқори) германий кристаллидан электрон-тешикли ўтиш тайёрланса, у ҳолда бундай кучли легирланган кристаллда $p-n$ ўтишнинг кенглиги жуда кичик бўлиб қолади ($\sim 10^{-6}$ см). Бунда янги ҳодисалар юзага келади ва вольт-ампер характеристика тўғри тармоғининг бошланғич қисми 350- расмда кўрсатилгандаги кўринишда бўлади. Кучланишларнинг бирор соҳасида характеристика пасаявчан бўлади, яъни кучланиш ортганида ток кучи камаяди. Ток кучининг кучланишга бундай ғайри табиий боғланишининг сабаби ҳозирги замон қаттиқ жисмлар квант назарияси томонидан тушунтирилади ва бунинг сабаби, биринчидан, электронлар энергия спектрининг кристаллардаги хусусиятлари билан, иккинчи томондан, квантомеханик туннель эффектнинг мавжудлиги билан тушунтирилади.

204-§. Яримўтказгичли диодлар

Икки яримўтказгич (ёки яримўтказгич билан металл) контактларининг бир томонлама ўтказувчанлиги хоссасидан ўзгарувчан токларни тўғрилаш ва ўзгартириш учун мўлжалланган яримўтказгичли тўғрилагичлар ясашда фойдаланилади.



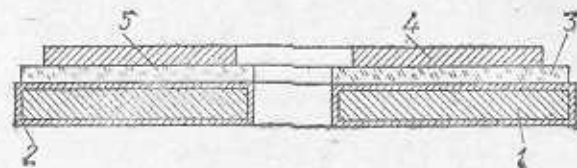
351-расм. Германийли тўғрилагичининг схемаси.

юзага келади, бирмунча чуқурроқда эса тўғриловчи $p-n$ ўтиш ҳосил бўлади. Қалайи электрод фақат тўғрилагични ток занжирига улаш учун хизмат қилади.

Ташқи таъсирлардан сақлаш учун тўғрилагични герметик патронга киритилади ёки уни бирор изоляцияловчи модда ичига прессилаб жойланади (расмда булар кўрсатилмаган). Бундай тўғрилагичларда контакт юзи 1 мм 2 га яқин ва кучланиш $+1$ В бўлганида ўтиш йўналишида 1 А дан ортиқ ток ўтади, тескари токларнинг катталиги одатда бир неча микроампердан ортмайди. Контакт сирти бир неча квадрат сантиметр бўлган германийли ва кремнийли тўғри-

лагичлар, гарчанд уларнинг ўлчамлари жуда кичик бўлиб, одамнинг кафтига бемалол жойлашадиган бўлишига қарамай, бир неча юзлаб ампер токларни ўтказишга қодирдир. Уларнинг тешилиш кучланишлари кўплаб юз ёки ҳатто бир неча минглаб вольтларга тенг.

352- расмда жуда кенг тарқалган селенли тўғрилагичнинг тузилиши кўрсатилган. Бу тўғрилагичда асосий тўғриловчи элемент



352-расм. Селен шайбаси.

1—темир шайба, 2—никель қатлами (контакт электроди), 3—селен қатлами, 4—Вl—Cd—Sn қотишма қатлами (вентиль электрод), 5—вентиль электрод. Билан селен орасидаги чегарага юзага келадиган беркутовчи қатлам.

селен шайбадир. Бу шайба никелланган темир дискдан иборат бўлиб, унга яримўтказгич — селеннинг юпқа қатлами суртилган. Селен иккинчи металл электрод билан қопланган, бу электроднинг таркиби турлича (масалан, висмут—кадмий—қалайи қотишмаси). Махсус термик ва электр ишлов бериш натижасида селенда иккинчи электроднинг сирти яқинида электрод моддаларининг селенга диффузияси туфайли юзага келадиган беркутовчи қатлам ($p-n$ ўтиш) ҳосил бўлади. Селен тешикли ўтказувчанликка эга бўлгани учун токнинг ўтиш йўналиши селендан вентиль электродга қараб бўлган йўналишдир. Ҳар бир шайба тўғрилагичда кетма-кет уланади. Селенли тўғрилагичлардан ҳар 1 см 2 сиртга 30—50 мА га тенг тўғри ток олинади. Йўл қўйиладиган тескари кучланишлар ҳар бир шайбага 25—50 В дан тўғри келади.

Яримўтказгичли тўғрилагичлар радиотехникада юқори частотали электр тебранишларни тўғрилаш ва ўзгартириш учун ишлатилади (кристалл детекторлар). Уларнинг кремний ёки германий кристаллчиси бўлиб, бу кристаллчага диаметри бир неча микронга тенг бўлган ингичка металл учлик тақаб қўйилади. Бундай детекторларда частотаси секундига 10^{11} даврдан ҳам катта бўлган тез ўзгарувчан токларни тўғрилаш мумкин, маълумки, бундай токларни электрон лампалар воситасида тўғрилаб бўлмайди.

Жуда юпқа $p-n$ ўтишлардан туннель диодларда фойдаланилади, бундай диодларнинг вольт-ампер характеристикаси 350-расмда келтирилган эди. Бундай диодлар электр тебранишларни кучайтириш ва генерациялашда манфий дифференциал қаршиликли элементлар сифатида ишлатилиши мумкин (213-§ га қ.). Улар тез ишловчи переключателлар сифатида ҳам ишлатилади.

205-§. Яримўтказгичлардаги мувозанатсиз электронлар ва тешиклар

Яна p - ва n - тип яримўтказгичлар контактини кўриб чиқамиз ва ток бу контакт орқали ўтиш йўналишида ўтмоқда деб фараз қиламиз (353- расм). p - соҳадаги тешиклар p - n - ўтишга қараб ҳаракатланади ва бу соҳадан ўтиб, n - соҳага асосий бўлмаган заряд ташувчилар сифатида киради ва у ерда электронлар билан рекомбинацияланади. n - соҳадаги электронлар ҳам худди шундай, улар ҳам ажралиш чегарасидан ўтиб, p - соҳага тушади ва у ерда тешиклар билан рекомбинацияланади. Бироқ бу рекомбинациялар бир онда бўй бермайди, шунинг учун n - соҳада тешикларнинг ортиқча концентрацияси n_t p - соҳада эса электронларнинг ортиқча концентрацияси n_e ҳосил бўлади. Бунда n - соҳадаги ортиқча тешиклар ўзига электронларни тортади ва шундай қилиб электронлар концентрацияси ҳам ортади, ҳажмий заряд, худди ток бўлмагандаги сингари, ҳосил бўлмайди, p - соҳада ҳам худди шундай бўлади, у ерда электронлар концентрациясининг ортиши тешиклар концентрациясининг ортишига олиб келади.

Шундай қилиб, p - n - ўтиш орқали электр ток бўлганида яримўтказгичда электронлар ва тешиклар мувозанатсиз бўлиб қолади. Уларнинг концентрацияси мувозанат ҳолатидаги қийматидан катта бўлади, бунда n_e n - соҳага тешиклар, p - соҳага электронлар «пуркалаётгандек» бўлади. Баён қилинган бу ҳодиса электронлар ва тешиклар *инжекцияси* дейилади.

Шу нарсани қайд қилиб ўтиш керакки, электронлар ва тешикларнинг мувозанат ҳолати яримўтказгичларни ёритиш таъсирида ҳам бузилиши мумкин, ҳатто яримўтказгич бир жинсли бўлганда ҳам у ҳодиса бўлаверади. Бундай ҳолда электронлар ва тешиклар концентрациясининг ўзгариши ёруғлик таъсирида яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлигини ўзгаришига сабаб бўлади (*фотойтказувчанлик* ҳодисаси).

Ортиқча тешиклар ва электронлар ҳаракатлангани сари улар рекомбинациялана боради ва уларнинг концентрацияси камаяди. Шунинг учун ортиқча электронлар ва тешиклар концентрацияларининг кристаллда тақсимланиши уларнинг рекомбинацияланиш тезликларига боғлиқ бўлади. Бу масалага батафсилроқ тўхталиб ўтамиз.

Айтайлик, яримўтказгичда бирор усул билан (инжекция, ёритиш ёки бошқа усул билан) кристаллнинг барча жойларида бирдай бўлган ортиқча электронлар ва тешиклар концентрацияси ҳосил қилинган бўлсинки, бу ортиқча заряд ташувчилар рекомбинация натижасида йўқоладиган бўлсин. Электронлар ёки тешиклар концентрацияси — dn нинг dt вақт ичидаги камайиши уларнинг ортиқча концентрациялари n га ва вақтга пропорционал бўлади:

$$\Rightarrow dn = -\frac{1}{\tau} n dt.$$

Бу ерда $1/\tau$ — рекомбинацияланиш эҳтимоллигини аниқловчи пропорционаллик коэффициенти, τ катталиқ эса ортиқча заряд ташувчиларнинг (ёки мувозанатсиз заряд ташувчиларнинг) *ўртача яшаш вақти* деб аталади. Бу катталиқ материалнинг хили ва сифатига, унинг ҳолатига ва ундаги аралашмаларнинг мавжудлигига боғлиқ.

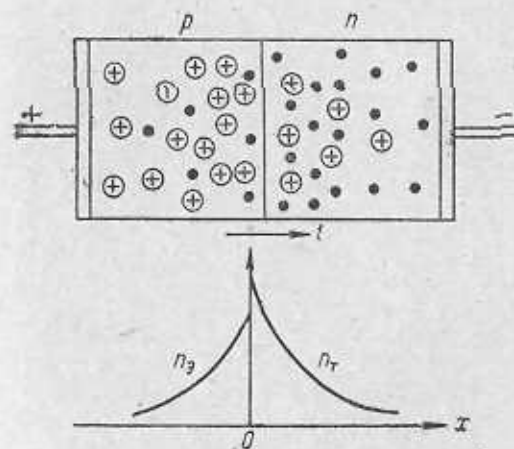
Ёзилган тенгламани интеграллаб қуйидагини топамиз:

$$n = n(0) \exp(-t/\tau),$$

бу ерда $n(0)$ — ортиқча заряд ташувчиларнинг бошланғич концентрацияси, τ эса мувозанатсиз заряд ташувчиларнинг рекомбинация туфайли $e = 2,71$ марта камайиши учун кетган вақт.

Яшаш вақти тушунчасидан фойдаланиб, биз ҳозир электронлар ва тешикларнинг фазодаги тақсимотида қайтишимиз мумкин (353- расм). Бунинг учун кристаллнинг ўнг қисмида (n -соҳада) p -ўтишга параллел ва ундан x ва $(x+dx)$ масофада жойлашган текисликлар билан чегараланган чексиз юпқа қатламни кўрайлик. Берилган кучланиш кичик бўлганда ўтиш яқинидаги электр майдонда дрейф токини диффузия токига нисбатан назарга олмаслик мумкин. x текислик сиртининг ҳар бир бирлиги орқали вақт бирлиги ичида диффузия туфайли қатлам ичига — $D_T \frac{dn_T}{dx} \Big|_x$ сондаги тешик ўтади, бу ерда D_T — n - соҳада тешикларнинг диффузия коэффициенти, $(x+dx)$ текислик орқали қатламдан чиқадиган тешиклар сони

$$\Rightarrow D_T \frac{dn_T}{dx} \Big|_{x+dx} = -D_T \frac{dn_T}{dx} \Big|_x - D_T \frac{d^2 n_T}{dx^2} dx.$$



353- расм. p - n - ўтишда электронлар ва тешикларнинг инжекцияси.

Шунинг учун вақт бирлиги ичида диффузия туфайли ҳажм бирлигидаги тешиклар миқдорининг ўлиқ ортиши $+D_T \frac{d^2 n_T}{dx^2}$ га тенг бўлади. Бундан ташқари, қатлам ичида рекомбинация туфайли тешиклар сони камаёди. Юқорида айтилганларга кўра, вақт бирлиги ичида ҳажм бирлигида тешикларнинг камайиши n_T/τ_T га тенг. Стационар ҳолатда диффузия туфайли келувчи тешикларнинг сони рекомбинация туфайли йўқолувчи тешиклар сонига тенг бўлиши керак. Шунинг учун p -соҳада ортиқча тешиклар концентрациясининг (хулди шунингдек унга тенг бўлган ортиқча электронлар концентрациясининг) фазодаги тақсимотини аниқлаш учун қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2 n_T}{dx^2} - \frac{n_T}{L_T^2} = 0,$$

бу ерда

$$L_T \equiv \sqrt{D_T \tau_T}$$

белгилаш киритилган. Масаланинг чегаравий шартлари шундай бўлади, $x = 0$ бўлганда, $n_T = n_{T0}$, бу ерда n_{T0} — p -соҳа чегарасидаги ортиқча тешиклар концентрацияси. Бундан ташқари, $x \rightarrow \infty$ бўлганда $n_T \rightarrow 0$ бўлади, чунки ўтишдан старлича катта масофада барча ортиқча тешиклар электронлар билан рекомбинациялашишга улгуради.

Юқорида ёзилган тенгламанинг чегаравий шартларни қаноатлантирувчи ечимлари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$n_T = n_{T0} \exp(-x/L_T).$$

Бу ечим инжекцияланган тешиклар концентрацияси масофанинг ўтишдан узоклашгани сари экспоненциал қонунга мувофиқ камайишини кўрсатади. Биз киритган L_T характеристик узунлик ортиқча тешиклар концентрацияси $e = 2,71$ марта камайдиган масофадир. L_T катталик диффузион силжиш узунлиги ёки қисқача, тешикларнинг диффузион узунлиги дейилади.

Хулди шунга ўхшаш p -соҳада инжекцияланган электронлар концентрацияси ҳам экспоненциал қонунга мувофиқ камаёди, бироқ электронларнинг диффузион узунлиги $L_s \equiv \sqrt{D_s \tau_s}$ билан аниқланади, бу ерда D_s — электронларнинг диффузия коэффициенти, τ_s эса электронларнинг p -соҳадаги яшаш вақти.

L ва τ нинг қийматлари турли яримўтказгичларда жуда кенг чегараларда ўзгаради. Мисол учун, жуда тоза германийда хона температураларида τ тахминан 1 сек га яқин бўлиши ва бу L нинг бир неча сантиметрга тенг бўлишига мувофиқ келиши мумкин. Аралашмалар бўлганида (ёки бошқа структуравий нуқсонлар бўлганида) τ ва L бир неча тартибга камайиши мумкин.

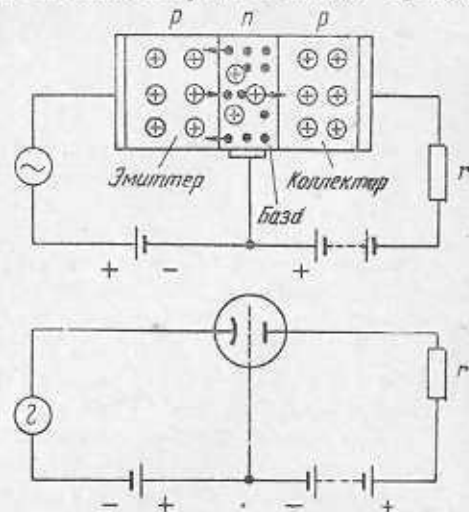
206-§. Яримўтказгичли кучайтиргичлар

Яримўтказгичлар ёрдамида электр тебранишларни фақат тўғрилашгина эмас, балки кучайтириш (ва демак, «гар схемага тескари алоқа киритилса ҳатто генерациялаш») ҳам мумкин. Бу мақсадда ишлатиладиган яримўтказгичли асбобларнинг тўғрилагичлардаги сингари иккита эмас, балки учта (ва ундан ортиқ) электродлари бўлади ва худди турли вакуумли электрон лампалар сингари ишлайди. Улар *транзисторлар* деб аталади.

Яримўтказгичлар ёрдамида электр сигналларни кучайтириш принципини тушунтириш учун транзисторлардан фақат битта турини кўриб чиқамиз, бу транзистор $p-n-p$ типдаги *биполяр диффузион триод* деб аталади ва унинг схемаси 354-расмда тасвирланган. Бу транзистор яримўтказгич (одатда германий ёки кремний) кристаллидан иборат бўлиб, унда иккита аралашманинг тегишлича тақсимланишига эришиш йўли билан ўтказувчанлик типи навбатлашадиган учта соҳа: тешик — электрон — тешик ўтказувчанликларга эга бўлган соҳалар ҳосил қилинган, уларнинг орасида иккита $p-n$ ўтиш мавжуддир. Бу соҳаларга металл электродлар суртилган бўлиб, бу электродлар триодни схемага улаш учун хизмат қилади. Улаш схемаларидан бир кўриниши 354-расмда кўрсатилган.

Расмда кўриниб турибдики, $p-n$ ўтишлардан биттаси (чапдагиси) тўғрилагич сифатида қаралади ва у ўтиш йўналишида ишлайди, иккинчи ўтиш эса (ўнгдагиси) берк йўналишда ишлайди. Кристаллнинг биринчи ўтишга келиб тақалувчи қисми эмиттер, иккинчи ўтишга тақалувчи қисм эса коллектор деб аталади. Оралиқ соҳа триоднинг *асоси* ёки *базаси* деб аталади. Базанинг кенглиги ҳамма вақт *асосий* бўлмаган заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигига нисбатан кичик бўлади ва ўнлаб, ҳатто бирлаб микронлар билан ўлчанади. Кучайтирилиши керак бўлган тебранишлар манбаи эмиттер ва база орасига уланади, кучайган тебранишлар эса коллектор занжирида юзага келади. Триодни кўрсатилгандек улаш схемаси *умумий база*ли схема деб аталади.

Энди триоднинг ичида қандай ҳодиса бўлишини кўрайлик.



354-расм. $p-n-p$ тип биполяр диффузия триоди ва унинг электрон лампа билан таққосланиши.

Эмиттер ичидаги электр токнинг асосий қисми асосий заряд ташувчилар бўлган тешиклар ҳаракатидир. Бу тешиклар асос соҳасига инжекцияланади ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар сифатида коллекторга қараб ҳаракатланади. Агар тешикларнинг диффузион узунлиги база соҳасида унинг йўғонлигидан катта бўлса, у ҳолда инжекцияланган тешикларнинг кўпчилиги қисми коллекторга етади. Бу ерда мусбат тешиклар ўтиш ичида таъсир кўрсатаётган майдон томонидан тортиб олинади (манфий зарядланган коллекторга тортилади) ва коллектор ичида асосий заряд ташувчилар тарзида роль ўйнаб, коллектор токини ўзгартиради. Шундай қилиб, эмиттер занжирида токнинг ҳар қандай ўзгаришлари коллектор занжиридаги токни ўзгартиради. Бу айтилганлар эмиттер ва коллектордаги кучланишларга ҳам тегишлидир.

Маълум бўлишича, коллектор занжиридаги r нагрузка қаршилигидаги кучланиш ўзгаришларини эмиттер занжирида бу ўзгаришларни ҳосил қилувчи кучланишдан катта қилиб олиш, яъни *кучланишни кучайтириш* мумкин экан. Эмиттер ва база орасига ўзгарувчан кучланиш қўйиб, биз коллектор занжирида ўзгарувчан ток, нагрузка қаршилигида эса ўзгарувчан кучланиш ҳосил қиламиз. Бунда ўзгарувчан токнинг нагрузка қаршилигида ажраладиган қуввати эмиттер занжирида сарфланаётган қувватдан катта қилиб олиниши мумкин экан, яъни *қувватнинг кучайиши* содир бўлар экан.

Айтилганлардан кўриниб турибдики, яримўтказгичли триодлар худди вакуумли уч электродли лампалар каби ишлар экан (354-расм). Бунда эмиттер катод ролини, коллектор эса анод ролини ўйнайди, турнинг ўрнида эса база бўлади. Вакуумли триодда тур ва катод орасидаги кучланишни ўзгартириш билан биз лампада электронлар оқимининг катталигини ўзгартирамиз ва анод занжирида токнинг ўзгаришларини ҳосил қиламиз. Худди шунга ўхшаш эмиттер ва база орасидаги кучланишни ўзгартириш билан база соҳасида инжекцияланган асосий бўлмаган заряд ташувчилар оқими катталигини ўзгартирамиз ва бу билан коллектор занжиридаги токни ўзгартирамиз.

Биз кўриб ўтган яримўтказгичли триоддан ташқари, транзисторларнинг бошқа хиллари, шунингдек, уларни бошқача улаш схемалари ҳам бор.

Транзисторларнинг электрон лампаларга қараганда бир қатор афзалликлари бор. Уларнинг чўғланувчи катодлари бўлмайди ва шунинг учун кам қувват сарфлайди. Бундан ташқари, улар вакуум бўлишини талаб қилмайди, шунинг учун уларнинг хизмат қилиш муддати электрон лампаларнинг ишлаш муддатидан узоқроқ бўлади (электрон лампалар ишлаганида вакуум бузилиши ва шу туфайли лампа ишдан чиқиши мумкин). Транзисторларнинг ўлчамлари ҳам лампаларнинг ўлчамларидан анча кичик бўлади. Шунинг учун радиотехника схемаларида ва ҳисоблаш қурилмаларида электрон лампалар ўрнини яримўтказгичли асбоблар эгалламоқда.

Турли механикавий ҳаракатлар орасида даврий ҳаракатлар ёки тебранишлар муҳим аҳамиятга эга. Бундай ҳаракатларни биз осмон механикасида (планеталарнинг ҳаракатлари) ва турли механикавий машиналарда кўплаб учратамиз. Улар вақтни ўлчашга асос бўлиб хизмат қилади (соатлар). Шунингдек товуш ҳодисалари ҳам механикавий тебранишлар билан тушунтирилади.

Худди шунга ўхшаш, турли электр ҳодисалари орасида электромагнит тебранишлар алоҳида ўрин тутди, бу тебранишларда электр катталиклар (зарядлар, тоқлар, электр ва магнит майдонлар) даврий равишда ўзгаради. Электромагнит тебранишлар турли муҳим техникавий қурилмаларда ва алоқа мақсадларида кенг қўлланилади (телефония, телеграфия, радиоалоқа). Техникада ишлатиладиган ўзгарувчан тоқлар ҳам электр тебранишлардир. Ниҳоят, шунинг кўрсатиб ўтиш kifояки, ёруғлик ҳодисаларининг ўзи ҳам электромагнит тебранишлардан бўлак нарсаси эмас.

XX БОВ

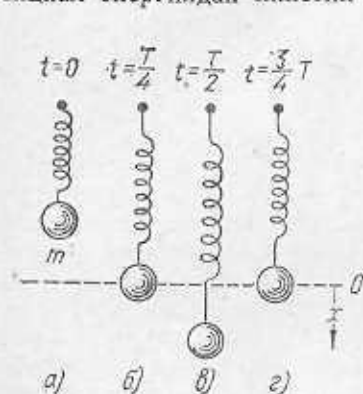
ХУСУСИЙ ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР

207-§. Хусусий электр тебранишлар

Механикада пружинага осилган ва ишқаланишсиз ҳаракатланувчи юк энг содда тебранувчи система бўлади (355-расм). Бунда биз юкнинг массасига нисбатан пружинанинг массасини ҳисобга олмаслик мумкин деб ҳисоблаймиз ва бутун эластиклик фақат пружинада мужассамлашган деб ҳисоблаймиз (масса ва эластиклиги мужассамлашган система). Механикадан маълумки, мувозанат вазиятидан четга чиқариб қўйиб юборилган юк гармоник тебрана бошлайди, бу тебранишларда мувозанат вазиятидан силжиш вақти ўтиши билан синус қонунига кўра ўзгаради.

Юк чекка вазиятларда турганида (355-а ва в расм) унинг кинетик энергияси нолга тенг, бироқ пружинанинг потенциал энергияси максимумга етади. Юк мувозанат вазиятидан ўтишида (355-б ва г расм), аксинча, юкнинг кинетик энергияси энг катта қиймат-

га эришади ва бу ҳолда чўзилмаган ва сиқилмаган вазиятда бўлган пружинанинг потенциал энергияси нолга тенг бўлади. Шунинг учун кўрилатган механикавий тебранишлар система энергиясининг даврий равишда кинетик энергиядан потенциал энергияга ва потенциал энергиядан кинетик энергияга айланишидир.

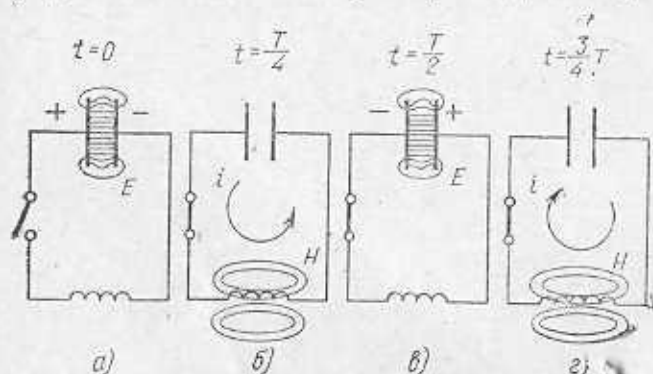


355-расм. Массаси ва эластиклиги мужассамлаштирилган механикавий тебранишлар.

Худди шунга ўхшаш процесслар электр тебранишларда ҳам бўлади. Энг содда электр тебраниш контури ўзаро уланган конденсатор ва индуктивликдан иборат (356-расм). Биз галтак ўрамлари орасидаги сиғим конденсаторнинг сиғимига нисбатан жуда кичик ва конденсаторнинг индуктивлиги ва уловчи симларнинг индуктивлиги галтакнинг индуктивлигидан жуда кичик деб оламиз (сиғими ва индуктивлиги мужассамлашган контур ёки берк тебраниш контури).

Контурни узиб конденсаторни зарядлаб олдик деб фараз қилайлик. Конденсатор пластинкалари орасида электр майдон ҳосил бў-

лади, бу электр майдон маълум энергияга эга (356-а расм). Энди конденсаторни индуктивлик билан туташтирамиз. Конденсатор разрядлана бошлайди, унинг электр майдони камайди. Бунда контурда конденсаторнинг разрядланишида ток юзага келади, бунинг натижасида индуктивлик галтагида магнит майдон пайдо бўлади. Тебранишларнинг чорак даврига тенг вақтдан кейин конденсатор тамомилан разрядланиб бўлади ва электр майдон батамом йўқолади. Бироқ бунда магнит майдон максимумга эришади, бинобарин, электр



356-расм. Индуктивлиги ва сиғими мужассамлаштирилган электр тебранишлар.

майдоннинг энергияси магнит майдон энергиясига айланади (356-б расм).

Вақтнинг келгуси пайтларида магнит майдон йўқолади, чунки уни қувватловчи тоқлар бўлмайди. Йўқолаётган майдон ўзиндукция экстратокини вужудга келтиради, бу ток Ленц қонунига мувофиқ конденсаторнинг разряд токини қувватлашга интилади ва бинобарин, шу ток йўналишида йўналган бўлади. Шунинг учун конденсатор қайта зарядланади ва унинг пластинкалари орасида қарама-қарши йўналишдаги электр майдон пайдо бўлади. Тебраниш даврининг ярмига тенг вақтдан кейин магнит майдон батамом йўқолади, электр майдон эса максимумга эришади ва магнит майдоннинг энергияси яна электр майдон энергиясига айланади (356-в расм). Келгусида конденсатор яна қайтадан разрядланади ва контурда процесснинг аввалги босқичидаги тоққа қараганда тескари йўналган ток пайдо бўлади $\frac{3}{4}T$ вақтдан кейин конденсатор яна разрядланган бўлиб қолади, электр майдоннинг энергияси яна қайтадан магнит майдон энергиясига айланади (356-расм) ва ҳ. к. Тебранишнинг тўлиқ даврига тенг вақтлар оралиғида контурнинг электр ҳолати худди тебранишларнинг бошланишидаги сингари бўлади (356-а расм).

Агар контурнинг қаршилиги нолга тенг бўлса, у ҳолда электр энергиясининг магнит энергиясига айланиш даврий процесси ва аксинча процесс чексиз узоқ давом этади ва биз *сўнмас* электр тебранишларни ҳосил қиламиз.

Кучлар таъсирида вужудга келиб тебраниш системасининг ўзида давом этадиган механикавий тебранишлар хусусий тебранишлар деб аталади. Бундай тебранишлар тебраниш системаси мувозанатининг ҳар қандай бузилишларида пайдо бўлади. Худди шунга ўхшаш, тебраниш контурининг ўзида бўладиган процесслар таъсирида юзага келадиган электр тебранишлар *хусусий электр тебранишлар* деб ном олган. Юқорида биз таҳлил қилган тебранишлар хусусий тебранишлар эканлиги равшан.

Механикавий ва электр тебранишлари орасидаги ўхшашликдан фойдаланиб, аниқ назарияга мурожаат қилмасдан ҳам электр тебранишлар даврини ҳисоблаш мумкин. Механикадан маълумки, пружинага осилган юкнинг тебранишлар даври қуйидаги

$$T = 2\pi \sqrt{m/k} \quad (207.1)$$

формула билан ифодаланади, бу ерда m — юкнинг массаси, k — пружинанинг эластиклиги. Электр тебранишлар бўлган ҳолида масса ролини индуктивлик L , сиғими ролини эса сиғимга тескари бўлган катталиқ, яъни $1/C$ ўйнайди (96-§). Энди (207.1) да m ни L га ва k ни $1/C$ га алмаштириб, қуйидагини топамиз:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (207.2)$$

Сўнмас электр тебранишлар частотаси (1 сек даги тебранишлар сони) қуйидагига тенг бўлади:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (207.2a)$$

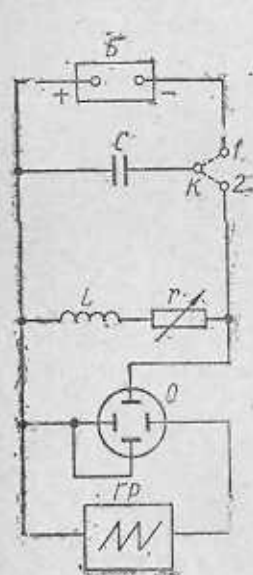
доиравий частота (2π сек даги тебранишлар сони) эса

$$\omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (207.2b)$$

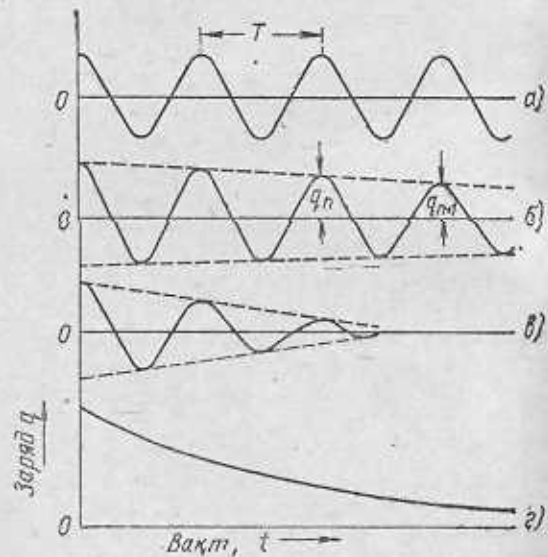
Агар (207.2) формулада L ни генри ҳисобида, C — фарада ҳисобида ифодаланса, у ҳолда T давр секунд ҳисобида ифодаланади.

208-§. Тебранишларнинг сўниши

Электр тебранишларни текшириш учун 357-расмда тасвирланган схемадан фойдаланиш мумкин. Тебраниш контури C сингим, L индуктивлик ва ўзгарувчан r қаршилик (реостат) дан иборат. K калит I вазиятга қўйилганда конденсатор B батареядан зарядланади. Калитни 2 вазиятга ўтказилганда тебраниш контури туташади ва унда тебранишлар юзага келади. Пластикалар орасидаги кучланиш O электрон осциллографнинг бир жуфт пластинакаларига



357-расм. Осциллограф ёрдамида электр тебранишларни кузатишга доир схема.



358-расм. Электр тебранишларнинг сўниши.

берилади (188-§), иккинчи жуфт пластинакаларга махсус вақт бўйича ёловчи $ГР$ генератордан аррасимон кучланиш берилади. Бунда электрон нури осциллограф экранида кучланишнинг вақтга боғланишини ифодаловчи $U = f(t)$ боғланишни беради. Бу кучланиш $U = q/c$ га тенг бўлгани учун (бу ерда q — конденсатор зарядининг оний қиймати), олинган эгри чизиқ айни вақтда бирор масштабда конденсатор зарядининг вақт бўйича ўзгаришини ҳам ифодалайди.

Бундай схемаларда конденсаторнинг қайта уланишини секундида кўплаб марта даврий ўзгартириб туриш қулай бўлади; бунинг учун K калит сифатида электрон лампани қўшимча схемадан фойдаланиш мумкин. Бунинг учун калит ёловчи генератор $ГР$ орасида шундай электр боғланиш яратиладики, ҳар гал генераторнинг ишга тушиши тебраниш контурининг туташини билан бир вақтда рўй берсин. Шунда осциллограф экранида бир-бири кетидан келувчи айни жойлашган эгри чизиқлар пайдо бўлади, бу эгри чизиқлар кўзга битта узлуксиз ва экранда қўзғалмас жойлашгандек кўринадиган равшан $U = f(t)$ эгри чизиқ сийгари кўринади.

Агар контурнинг қаршилиги нолга тенг бўлганда эди, биз сўнмас электр тебранишларга эга бўлган бўлар эдик. Конденсатор зарядининг вақт ўтиши билан ўзгариши 358-а расмда тасвирланган эгри чизиқ билан ифодаланар эди, бу эгри чизиқ синусоида эканини 209-§ да кўрамиз.

Конденсатордаги кучланиш ҳам ва контурдаги ток кучи ҳам шундай қонун билан ўзгарар ва тебранишлар гармоник тебранишлар бўлар эди.

Аслида контурнинг қаршилиги ҳамма вақт нолдан фарқли бўлади. Бунинг натижасида контурда дастлаб тўпланган энергия узлуксиз равишда Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралишига сарф бўлади ва электр тебранишларнинг интенсивлиги аста-секин камайиб, охир ниҳоясида батамом тўхтайд. Шунинг учун осциллограф экранида 358-б расмда тасвирланган эгри чизиқни оламиз (сўнувчи электр тебранишлар). Агар контурнинг қаршилиги орттирилса, у ҳолда тебранишларнинг сўниши зўраяди (358-в расмдаги эгри чизиқ).

Баён қилинганларга мувофиқ шундай хулоса қилиш мумкин: даврий процесслар деб шундай процессларга айтиладики, бу процессларда ўзгарувчан физикавий катталиклар (масалан, q электр заряд) маълум вақт оралиқларидан (T тебранишлар давридан) кейин бирдай қийматларга эга бўлади:

$$q(t+T) = q(t) \quad (208.1)$$

Масалан, 358-а расм эгри чизиқ билан тасвирланган гармоник тебранишлар аниқ чекли T даврга эга бўлган даврий процессдир. Аксинча, 358-расмдаги б ва в эгри чизиқлар билан ифодаланган сўнувчи тебранишлар чекли даврга эга эмас ($T = \infty$) ва шунинг учун қатъий айтганда даврий процесс эмас. Шунга қарамай, агар сўниш

кичик бўлса, δ ва ε эгри чизикларнинг кичик кесмаларини тегишли синусоиданинг кесмалари деб қараш ва сўнувчи тебранишларни амплитудалари тобора камаювчи гармоник тебранишлар деб гапириш мумкин.

Сўнишни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун кетма-кет иккита q_n ва q_{n+1} амплитудаларнинг нисбати бутун процесс давомида доимий қолиши фактидан фойдаланилади (210-§). Бу нисбатнинг натурал логарифмининг

$$\delta = \ln(q_n/q_{n+1}) \quad (208.2)$$

тебранишларнинг сўниш ўлчови сифатида қабул қилинади ва уни сўнишнинг *логарифмик декременти* деб аталади.

Агар контурнинг r қаршилигини тобора орттириб борсак, у ҳолда тебранишларнинг сўниши ортиб боради ва логарифмик декремент ўсади. Қаршилиқ мазкур контур учун аниқ бўлган бирор қийматдан ортгандан сўнг тебранишлар мутлақо юзага келмайди. Қаршилиқни етарлича катталаштирилганда конденсаторнинг заряди монотон камайдиган асимптотик равишда нолга интилади (358-расмдаги ε эгри чизик).

r_k қаршилиқ контурнинг *критик қаршилиғи* деб аталади. Бу қаршилиқ контурнинг сифими ва индуктивлиги катталигига боғлиқ бўлади. Бинобарин, электр тебранишлар пайдо бўлиши учун контурнинг r қаршилиғи критик қаршилиқдан кичик бўлиши керак. $r > r_k$ бўлганида даврий бўлмаган (нодаврий) разряд рўй беради.

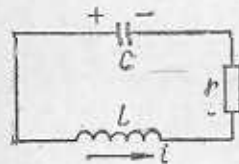
Электр тебраниш контуридаги разряднинг биз кўрган хусусиятлари ишқаланишга эга бўлган механикавий тебраниш системасининг хусусиятларига ўхшашдир.

209-§. Хусусий электр тебранишлар тенгламаси. Сўниш бўлмагандаги тебранишлар

Энди доимий параметрлари мужассамлашган контурдаги хусусий тебранишларни миқдорий жиҳатдан қараб чиқайлик.

Келгусида биз контурда электр процесслар квазистационардир, деб ҳисоблаймиз (73-§). Бу деган сўз, ток кучининг i оний қиймати контурнинг ҳамма жойида бир хил ва электр катталикларнинг оний қийматларига Кирхгоф қонуниларини қўллаш мумкин, демакдир.

Агар конденсатор қопламаларидаги зарядларнинг ишоралари 359-расмда кўрсатилганидек бўлса, конденсаторнинг q зарядини мусбат деб ҳисоблаймиз, агар ток соат стрелкаси йўналишига қарши бўлса, ток кучини мусбат деб ҳисоблаймиз. Кирхгофнинг иккинчи қонунига мувофиқ, контурдаги кучланиш тушишларининг йиғиндиси ундаги таъсир қилаётган э. ю. к. лар йиғиндисига тенг.



359-расм. Параметрлари мужассамлаштирилган контурда электр тебранишларнинг тенгламасини чиқаришга доир.

Бизнинг мисолда иккита кучланиш тушиши бор: кучланишнинг r қаршилиқдаги ri га тенг бўлган тушиши ва унинг конденсатор U_C даги ri га тенг бўлган тушиши, бу кучланиш тушишининг ишорасига қарама-қаршидир. Бундан ташқари, $-L \frac{di}{dt}$ га тенг бўлган ўзиндукция э. ю. к. ҳам бор. Шунинг учун

$$ri - U_C = -L \frac{di}{dt}. \quad (209.1)$$

Сўнгга, конденсатордаги кучланиш қуйидагига тенг:

$$U_C = q/C, \quad (209.2)$$

ток кучи эса конденсатор заряди билан қуйидаги муносабатда боғланган:

$$i = -\frac{dq}{dt}. \quad (209.3)$$

Охирги муносабатда турган минус ишораси i нинг танланган мусбат йўналиши конденсатор зарядининг (мусбат) камайишига мувофиқ келишини билдиради.

Бу учта тенгламадан учта q , i , U катталиқдан иккитасини йўқотиб юбориш мумкин ва улардан фақат биттасини вақт t билан боғловчи дифференциал тенгламани ҳосил қилиш мумкин. Масалан, (209.2) ва (209.3) ифодаларни (209.1) ифодага қўйиб, конденсаторнинг заряди учун қуйидаги кўринишдаги тенгламани топамиз:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0.$$

Бу тенгламанинг ҳар иккала қисмини L га бўламиз ва қуйидаги белгилашларни киритамиз:

$$\frac{r}{2L} = \alpha, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2. \quad (209.4)$$

Унда ниҳоят, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (209.5)$$

Биз оддий ҳосилалар ва доимий коэффициентли иккинчи тартибли чизикли дифференциал тенгламани ҳосил қилдик. Худди шундай тенгламани биз U кучланиш учун ҳам, i ток кучи учун ҳам ҳосил қилишимиз мумкин эди. Чизикли дифференциал тенгламалар билан ифодаланувчи тебранишлар *чизикли тебранишлар* деб аталаниши, тегишли тебраниш системалар эса *чизикли системалар* деб аталаниши қайд қилиб ўтайлик.

Масала аниқ бўлиши учун яна бошланғич шартларни ҳам билиш керак, маълумки, иккинчи тартибли тенгламалар учун бундай бош-

лангич шартлар иккита бўлиши керак. Айтайлик, биз вақт санок боши и контурнинг туташини пайтидаг бошлаб ҳисоблай бошладик ва конденсаторнинг бошлангич заряди катталигини q_0 билан белгилладик. Бошлангич пайтда ток кучи нолга тенг бўлгани учун масаланинг бошлангич шартлари қуйидагича бўлади:

$$t = 0; \quad q = q_0, \quad \frac{dq}{dt} = 0. \quad (209.6)$$

Дастлаб контурнинг қаршилиги $r = 0$ деб олайлик. Бу ҳолда тебранишлар тенгламаси (209.5) анча содда кўринишда бўлади:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (209.7)$$

Бу тенгламанинг умумий ечими гармоник тебраниш бўлади:

$$q = A \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (209.8)$$

бу ерда A ва φ доимийлар (амплитуда ва бошлангич фаза) ихтиёрий қийматларга эга бўлиши мумкин. Бунинг тўғри эканига ишонч ҳосил қилиш учун ёзилган ечимни (209.7) га қўйиб кўриш керак. Бинобарин, биз частотаси $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$ га тенг бўлган гармоник тебранишга эгамиз. Худди шу натижани биз 207 § да бундан кўра умумийроқ бўлган мулоҳазалар асосида олган эдик.

A ва φ доимийлар (209.6) бошлангич шартлардан аниқланади. (209.8) ечимни (209.6) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$A \cos \varphi = q_0, \quad A \omega_0 \sin \varphi = 0.$$

Бундан

$$\varphi = 0, \quad A = q_0,$$

шундан сўнг (209.8) ечим қуйидаги охириги кўринишга келади:

$$q = q_0 \cos \omega_0 t. \quad (209.9)$$

Бу ечимнинг график тасвири 358-а расмда кўрсатилган косинусоидадир.

Конденсатордаги кучланиш қуйидаги қонунга мувофиқ ўзгаради:

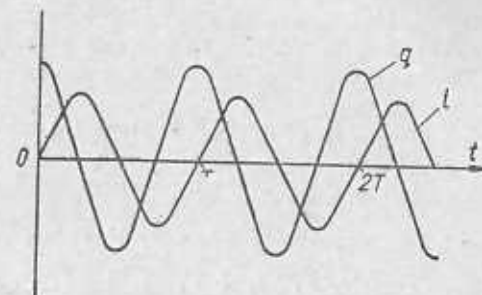
$$U_C = q/C = U_0 \cos \omega_0 t,$$

бу ерда $U_0 = q_0/C$ кучланишнинг конденсатордаги бошлангич кучланишга тенг бўлган амплитудаси. Контурдаги ток кучи

$$i = -\frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \sin \omega_0 t = i_0 \sin \omega_0 t$$

га тенг, бу ерда $i_0 = q_0 \omega_0$ — токнинг амплитудаси. Ток кучи ҳам заряд сингари гармоник қонунга мувофиқ ўзгаради, бироқ агар заряд косинус қонунига мувофиқ ўзгарса, ток кучи синус қону-

нига мувофиқ ўзгаради. $\omega_0 t = \cos(\omega_0 t - \pi/2)$ бўлгани учун, бу деган сўз, заряд ва ток кучининг тебранишлари орасида $\pi/2$ фазалар фарқи мавжуд эканини билдиради, шу билан бирга ток кучи тебранишлари фаза жиҳатидан орқада қолади (360-расм).



360-расм. Конденсатор заряди ва ток кучининг сўнишсиз тебраниш эгри чизиқлари.

210-§. СўНИШ БЎЛГАНДАГИ ТЕВРАНИШЛАР

Энди қаршилиги нолга тенг бўлмаган реал контурни кўрайлик. Бу ҳолда тебранишлар тўлиқ дифференциал тенглама билан ифодланади (209.5). Бу тенгламанинг ечими унинг коэффициентлари орасидаги муносабатга боғлиқ ҳолда турли кўринишга эга бўлади. Дастлаб

$$\omega_0^2 > \alpha^2 \quad (210.1)$$

деб оламиз. У ҳолда ечим қуйидагича бўлади:

$$q = A e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (210.2)$$

Бу ерда A ва φ — аввалгидек қийматлари бошлангич шартлар билан ифодаланадиган доимийлар. ω катталик эса қуйидагига тенг:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}. \quad (210.3)$$

(210.2) ифода (210.3) билан биргаликда ҳақиқатан ҳам (209.5) тенгламанинг ечимлари эканлигига (210.2) ни (209.5) га қўйиб осон ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Олинган ифода 358-расмдаги б ва в эгри чизиқлар билан ифодаланган сўнувчи тебранишларнинг аналитик ифодасидир. в эгри чизиқ коэффициентнинг катта қийматига тўғри келади. 208-§ да қилинган чекинишлар билан (210.2) формулани ω доиравий частота ва

$$y = A e^{-\alpha t},$$

амплитуда билан бўладиган гармоник тебраниш деб талқин қилиш мумкин, бу тебранишнинг амплитудаси доимий қолмайди, балки вақт ўтиши билан кичрайиб боради. α кўрсаткич тебранишларнинг *сўниш коэффициентини* деб аталади.

(210.2) нинг ечилишини батафсил ўрганамиз ва аввало q заряд максимумга ва минимумга эришадиган вақт моментларини топамиз. Бунинг учун экстремумларни топиш қоида-сига мувофиқ (210.2) ни дифференциаллаймиз ва биринчи ҳосиласини нолга тенглаймиз:

$$\frac{dq}{dt} = -A\alpha e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) - A\omega e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) = 0$$

ёки

$$\operatorname{tg}(\omega t + \varphi) = -\alpha/\omega.$$

$t = t_1$ бу тенгламанинг бирор ечими бўлсин. У ҳолда

$$\dots, t_1 - 2T, \quad t_1 - T, \quad t_1 + T, \quad t_1 + 2T, \dots$$

$$\dots, t_1 - \frac{3}{2}T, \quad t_1 - \frac{1}{2}T, \quad t_1 + \frac{1}{2}T, \quad t_1 + \frac{3}{2}T, \dots$$

ифодалар ҳам унинг ечимлари бўлади, бу ерда

$$T = 2\pi/\omega. \quad (210.4)$$

Шу нарсага ишонч ҳосил қилиш осонки, агар $t = t_1$ да биз q нинг максимумига эга бўлсак, у ҳолда t нинг юқори қаторда турган барча қийматлари ҳам максимумга ($\frac{d^2q}{dt^2} < 0$), пастки қатордаги барча қийматлари эса минимум q га мос келади. Шундай қилиб, сўнувчи тебранишлар қатъий қилиб айтганда даврий процесс бўлмаса ҳам, ҳар ҳолда бу процесс заряднинг максимал ва минимал қийматлари (шунингдек, токнинг ва кучланишнинг ҳам максимал ва минимал қийматлари) бирдай вақт оралиқлари T ичида эришадиган маълум такрорланишга эгадир. Заряднинг (шунингдек, токнинг ва кучланишнинг ҳам) ноль қиймати учун ҳам шундай такрорланиш ҳосилдир. Ана шу T вақт оралигини биз сўнувчи тебранишларнинг даври деб атаймиз.

Айталик, q_n ва q_{n+1} — конденсатор зарядининг n ва $n+1$ номерли икки кетма-кет максимумларидаги (358-б расмдаги эгри чизиқ) максимал қийматлари бўлсин. Бу максимум қийматларга заряд t_n ва t_{n+1} вақт моментларида эришади, шу билан бирга $t_{n+1} = t_n + T$. (210.2) ва (210.4) га мувофиқ,

$$q_n = A \exp(-\alpha t_n) \cos(\omega t_n + \varphi),$$

$$q_{n+1} = A \exp[-\alpha(t_n + T)] \cos[\omega(t_n + T) + \varphi] =$$

$$= A \exp[-\alpha(t_n + T)] \cos(\omega t_n + \varphi).$$

Бу икки тенгликни ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагига эга бўлиш мумкин:

$$\frac{q_n}{q_{n+1}} = e^{\alpha T}.$$

Заряднинг икки кетма-кет максимал қийматларининг нисбати максимумларнинг номерларига боғлиқ эмас эканлиги кўриниб турибди. Биз 208-§ да киритган сўнишнинг δ логарифмик декременти, демак, қуйидаги қийматга эга бўлар экан:

$$\delta = \ln \frac{q_n}{q_{n+1}} = \alpha T, \quad (210.5)$$

бу декремент сўниш коэффициентининг тебранишлар даврига қўпайтмасига тенг экан.

Сўнишнинг логарифмик декременти δ ни яна бошқача ҳам аниқлаш мумкин.

Тебранишлар амплитудаси e марта камайдиган вақт оралигини t_1 билан белгилаймиз. У ҳолда

$$e^{-\alpha t_1} = 1/e$$

ва, демак,

$$\alpha t_1 = 1.$$

(210.5) ни ҳосил қилинган муносабатга ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини оламиз:

$$T/t_1 = 1/N = \delta.$$

Бу ерда N — t_1 вақт ичида бўладиган тўлиқ тебранишлар сони. Шундай қилиб, логарифмик декремент тебранишлар амплитудаси e марта камайишга улгурадиган тебранишлар сонига тескари катталиқдир.

Тебраниш контурларини характерлаш учун кўпинча (айниқса радиотехникада) яна контурнинг *асллиги* деб аталувчи ва Q ҳарфи билан белгиланувчи бошқа катталиқдан ҳам фойдаланилади. Контурнинг асллиги логарифмик декремент билан қуйидаги

$$Q = \pi/\delta \quad (210.6)$$

муносабат орқали боғлангандир, $\delta = 1/N$ бўлгани учун бундан

$$Q = \pi N. \quad (210.6a)$$

Контурнинг асллиги шундай сондаги тўлиқ тебранишлар сонининг π га қўпайтмасики, бу тебранишлар содир бўлган вақт ичида тебранишлар амплитудаси e марта камаяди. Контурнинг асллиги тебранишлар амплитудасининг e марта кичрайиши рўй берадиган тўлиқ тебранишлар сонининг π га қўпайтмасидир. Демак, контурда тебранишларнинг сўниши қанча кам бўлса, контурнинг асллиги шунча юқори бўлади.

(210.3) формула шуни кўрсатадики, электр тебранишларнинг ω частотаси сўниш коэффициенти α га боғлиқ ва худди шу контурнинг қаршилиги $r = 0$ ($\alpha = 0$) бўлгандаги ω_0 тебранишлар частотаси қийматига тенг эмас. Контурнинг қаршилиги ортиши билан ω частота камаяди, тебранишлар даври T эса ортади.

Энди контурнинг қаршилиги жуда катта ва шунинг учун

$$\omega_0^2 < \alpha^2$$

деб фараз қилайлик. У ҳолда (210.3) формула билан ифодаланадиган ω частота мавҳум бўлади. Бу деган сўз, (210.2) ечим энди ўринли эмав ва шунинг учун контурда электр тебранишлар бўлмайди, демакдир. Бу ҳолда (209.5) асосий тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишда бўлади:

$$q = A_1 \exp(-k_1 t) + A_2 \exp(-k_2 t), \quad (210.7)$$

бу ерда

$$k_1 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}, \quad k_2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}.$$

A_1 ва A_2 — ихтиёрий доимийлар. (210.7) ни (209.5) га қўйиш билан бу ҳолда ечим айний равишда қаноатлантиришига ишонч ҳосил қилиш мумкин ва бинобарин, (210.7) ҳақиқатан ҳам изланаётган ечимдир. $\omega_0^2 < \alpha^2$ бўлгани учун k_1 ва k_2 ҳақиқий ва мусбатдир.

A_1 ва A_2 доимийларнинг катталиклари масаланинг бошланғич шартларидан аниқланади. Агар (209.6) шартлар бошланғич шартлар бўлса, у ҳолда

$$q|_{t=0} = A_1 + A_2 = q_0, \quad \frac{dq}{dt}|_{t=0} = -A_1 k_1 - A_2 k_2 = 0,$$

Бу қуйидагини беради:

$$A_1 = -q_0 \frac{k_2}{k_1 - k_2}, \quad A_2 = q_0 \frac{k_1}{k_1 - k_2},$$

бундан кейин (210.7) ечим қуйидаги кўринишни олади:

$$q = \frac{q_0}{k_1 - k_2} (k_1 \exp(-k_2 t) - k_2 \exp(-k_1 t)).$$

Агар контурнинг қаршилиги жуда катта бўлса ва шу туфайли $\alpha^2 \gg \omega_0^2$ бўлса, у ҳолда $k_1 \gg k_2$ бўлади ва охириги ифодага биринчи қўшилувчига нисбатан иккинчи қўшилувчини, махражда эса k_1 га нисбатан k_2 ни назарга олмаслик мумкин. У ҳолда

$$q = q_0 \exp(-k_2 t).$$

Бу ҳол 358-расмдаги ε эгри чизиққа мувофиқ келади.

Айтилганлардан кўриниб турибдики, электр тебранишлар юзага келиши учун (210.1) шарт бажарилиши зарур экан. α ва ω_0 нинг ўринларига уларнинг (209.4) қийматларини қўйиб, бу шартни қуйидаги кўринишда ҳосил қиламиз:

$$1/LC > r^2/4L^2$$

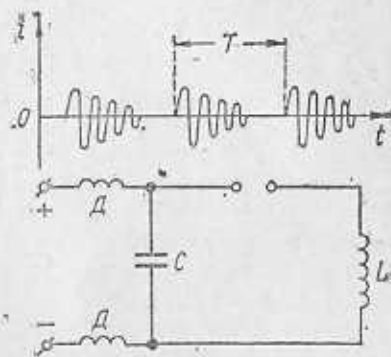
ёки

$$r < 2\sqrt{L/C} = r_k. \quad (210.8)$$

211-§. Тебранишларни сақлаш. Учқунли контур

Ҳар қандай реал контурнинг ҳамма вақт бирор қаршилиги бўлади. Шунинг учун бу контурда юзага келадиган электр тебранишлар сўна бошлайди ва контурнинг аслигига боғлиқ равишда бир-мунча вақтдан кейин батамом сўнади. Бироқ электр тебранишлардан техникада фойдаланиш учун улар узоқ вақт давомида мавжуд бўлиши керак, бунинг учун эса электр тебранишларни сақлаб туриш керак.

Электр тебранишларни сақлашнинг энг содда ва шу билан бирга энг эски усули 361-расмда тасвирланган учқунли контурдан фойдаланишдир. Бу контур C конденсатор, L индуктивлик ва учқун разрядникдан иборат бўлиб, улар кетма-кет уланган. Конденсаторнинг қопламаларига юқори ўзгармас кучланиш манбаи уланган.



361-расм. Учқунли тебраниш контури.

Манба улангандан сўнг конденсатор зарядланади ва унинг қопламалари орасидаги кучланиш ортади. Бу кучланиш учқун разрядникнинг тешилиш қиймати га етганида разрядник орқали тебраниш контурини туташтирувчи учқун ўтади ва контурда сўнувчи тебранишлар тизмаси пайдо бўлади. Бу тебранишлар конденсатордаги кучланиш амплитудаси учқуннинг сўниш кучланишига тенглашгунча давом этади, шундан сўнг учқун разряд тўхтади ва тебранишлар тизмаси узилади. Сўнгга конденсатор қайтадан зарядлана бошлайди, унинг кучланиши ортади ва бирмунча вақтдан кейин учқун разряд яна тикланади, бунинг натижасида контурда сўнувчи тебранишларнинг янги тизмаси пайдо бўлади ва ҳоказо. Ҳосил бўлаётган тебранишлар ток манбаига қисқа туташмаслиги учун ток манбаининг ўзи конденсаторга ўзиндукция ғалтаги (дрессель) D орқали уланган. Улар тез ўзгарувчан тоқлар учун жуда катта қаршилик кўрсатади, бироқ манбадан келаётган секин ўзгарувчи тоқларнинг ўтишига тўсқинлик қилмайди.

Учқунли контурнинг асосий афзаллиги унинг ниҳоятда содда тузилганлигидадир. Унинг камчилиги эса учқун юзага келтираётган кучли шовқин, разрядник электродларининг куйиб кетиши

ва энг асосийси, ҳосил қилинаётган тебранишларнинг синусоидал (гармоник) тебранишлардан кескин фарқ қилишидир. Шунинг учун учқунли контурлар ҳозирги вақтларда кам қўлланилади.

212-§. Автотебраниш системалари

Узоқ муддат мавжуд бўладиган электр (шунингдек, механикавий) тўлқинлар ҳосил қилишда *автотебраниш* системалари катта аҳамиятга эга. Бундай ном билан аталадиган қурилмалар қуйидаги характерли хусусиятларга эга.

Автотебраниш системалари сўнмас тебранишларни генерациялаш хусусиятига эга. Бу тебранишлар гармоник (синусоидал) бўлиши ёки янада мураккаброқ шаклда бўлиши мумкин, бироқ улар жуда узоқ муддат, системани ташкил қилган элементлар ишдан чиққунча давом этиши мумкин.

Автотебраниш системалари 207- § да кўрилган қаршилиги нолга тенг бўлган тебраниш контуридан фарқ қилади. Бундай контур амалда эришиб бўлмайдиган чегаравий бир ҳолдир. Автотебраниш системалари эса моҳияти жиҳатидан қаршиликлари нолга тенг бўлмаган реал қурилмалардир.

Автотебраниш системаларида сўнмас тебранишлар системанинг ичида бўладиган процесслар таъсирида вужудга келади ва уларни қувватлаш учун ҳеч қандай ташқи таъсир керак эмас. Бу маънода автотебранишлар мажбурий тебранишлардан кескин фарқ қилади, мажбурий тебранишлар ҳам сўнмас бўлиши мумкин, бироқ уларнинг мавжудлиги бирор ташқи даврий таъсирнинг бўлиши билан боғлиқдир (механикада бундай ташқи таъсир сифатида ташқи кучлар, электрда эса ташқаридан берилган кучланишлар бўлиши мумкин).

Автотебраниш системалари таркибига энергия манбаи киради (механикавий тебранишларда — сиқилган пружина, кўтариб қўйилган юк ва ҳ. к. электр тебранишларида эса — батарея ёки токнинг бошқа манбаи). Бу манба даврий равишда системанинг ўзи томонидан уланиб туради ва системада Жоуль—Ленц қонунига мувофиқ ажраладиган иссиқликни компенсация қилиб турувчи маълум энергияни беради, бу эса тебранишларни сўнмас тебранишларга айлантиради.

Автотебраниш системаларида тебранишлар системанинг ичида бўладиган процесслар таъсирида вужудга келгани учун бу ҳолда тебранишлар системада бўладиган тасодифий, системани мувозанатдан чиқарувчи кичик таъсирлар (флуктуациялар) натижасида ўз-ўзидан юзага келади (ўз-ўзича уйғонади). Юзага келган кичик тебранишлар ўз-ўзидан кучаяди ва ниҳоят системада барқарор тебранишлар ҳосил бўлади, бу тебранишларнинг хоссалари (частотаси, интенсивлиги, шакли) системанинг параметрлари билан аниқланади ва бошланғич шартларга боғлиқ бўлмайди.

Механикадаги автотебраниш системаларига мисол қилиб соатларни кўрсатиш мумкин, маълумки, соатларда маятникнинг сўнмас тебранишлари анкер ёрдамида сақлаб турилади.

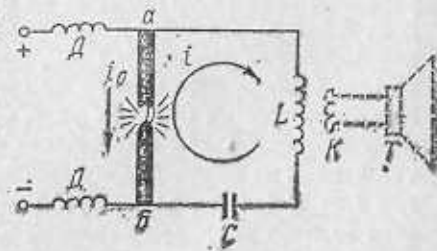
Ҳар қандай автотебраниш системасидаги процесслар чизиқли бўлмаган дифференциал тенгламалар билан ифодаланади. Чизиқли бўлмаган тебранишлар назарияси биз 209, 210-§ ларда кўриб ўтган чизиқли тебранишлардан анча мураккаб бўлгани учун биз келгусида баъзи электр автотебраниш системаларининг ишлаш принципини тушунтириш билангина чекланамиз.

213-§. Манфий қаршиликлардан фойдаланиш

Биз баъзи ўтказгичларнинг пасаювчи вольт-ампер характеристикага эга эканлиги (бундай характеристикада ток ортиши билан кучланиш камаяди) тўғрисида гапириб ўтган эдик, бундай ўтказгичларда $R_1 = dU/di$ дифференциал қаршилиқ *манфий* бўлади (176- §).

Агар r қаршилиқка эга бўлган тебраниш контурига пасаювчи вольт-ампер характеристикали ўтказгич киритсак, у ҳолда контурнинг сўниши камаяди. Контурнинг параметрлари билан унга уланган манфий қаршилиқ орасидаги маълум бир муносабатда сўниш мутлақо йўқолиши мумкин ва бундай контурда сўнмас тебранишлар юзага келади.

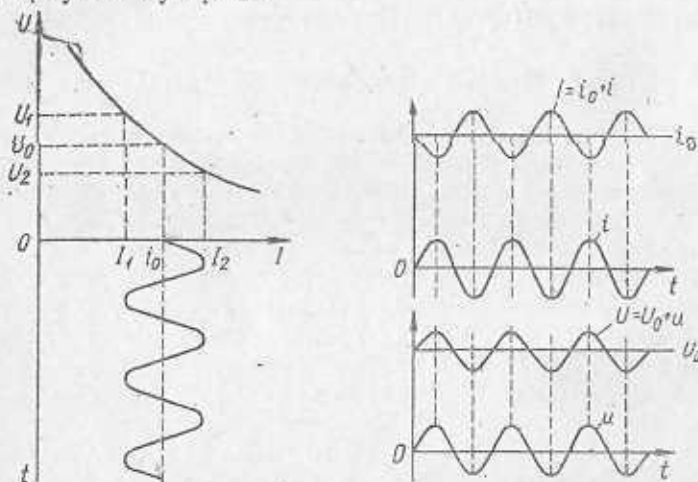
362- расмда манфий қаршилиқ сифатида ёй разряддан фойдаланилган автотебраниш системаси тасвирланган. Ток манбаидан ўзгармас кучланиш ёйнинг электродларига D дроссель орқали келтирилади. Агар C сиғим ва L индуктивлик тебранишлар частотаси товуш спектри соҳасига тушадиган қилиб танланган бўлса, у ҳолда тебранишларнинг юзага келиши ёйнинг товуш чиқаришига сабаб бўлади; шунинг учун ҳам бу ёй «куйловчи» ёй деб ном олган. Товушнинг пайдо бўлишига сабаб шуки, ёй орқали электр тебранишларнинг ўзгарувчан токи оқади, бу ток ёйнинг ўзгарувчан қизишини ва шу сабабли унинг пульсацияланишини юзага келтиради, ана шу сабабли атроф ҳавода товуш тўлқини пайдо бўлади. Агар L индуктивлик ғалтаги яқинига громкоговоритель билан уланган иккинчи K ғалтак жойлаштирилса, бу товушни анча кучайтириш мумкин. У ҳолда K ғалтакда электромагнит индукция туфайли ўзгарувчан ток вужудга келади ва громкоговорителдан баландлиги контурдаги тебранишлар частотасига мос бўлган товуш чиқади. Сиғим ва индуктивликнинг катталикларини ўз-



362- расм. Манфий қаршилиқ ёрдамида сўнмас тебранишлар олиш.

гантириб, L ёки C ни орттирганда товушнинг баландлиги пасайишига, яъни тебранишлар частотасининг пасайишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Бу схемада ёйнинг ўрнига туннель диоддан фойдаланиш мумкин. Бироқ туннель диоди характеристикасининг пасайувчи қисми кичик кучланишлар ва тоқлар соҳасида жойлашган (350- расм билан солиштиринг) ва демак, тебранишлар амплитудаси бу ҳолда заифроқ бўлган бўлар эди.



363- расм. Манфий қаршиликли контурда сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш.

Энди бу ерда қандай қилиб автотебранишлар юзага келишини батафсилроқ кўриб чиқайлик. Ток ва кучланишга аниқ ишоралар белгилаймиз ва агар контурнинг токи соат стрелкаси йўналишида бўлса (362- расм), уни мусбат деб, a ва b нуқталар орасидаги U кучланишни a нуқтанинг потенциали b нуқтанинг потенциалидан катта бўлганида мусбат деб оламиз. Бинобарин, a ва b нуқталар орасидаги мусбат кучланиш контурда мусбат йўналишдаги токни ҳосил қилади. i_0 орқали ёйда тебранишлар бўлмаганда мавжуд бўлган ўзгармас токни белгилаймиз ва бирор тасодифий сабаблар туфайли контурда тебранишлар юзага келди ва ўзгарувчан i ток пайдо бўлди деб фараз қиламиз (363- расм, ўнгда). Бу ток ҳам ёй орқали ўтади ва i_0 ток билан алгебраик қўшилади. i токнинг мусбат йўналиши i_0 га қарама-қарши бўлгани учун (362- расмга қ.) ёйдаги тўлиқ токнинг тебранишлари минимумлари максимумлари билан устма-уст тушадиган ва максимумлари минимумлари билан устма-уст тушадиган $I = i_0 + i$ эгри чизик билан ифодаланади.

I токнинг тебранишлари a ва b нуқталар орасида ўзгарувчан кучланишни юзага келтиради, бу кучланишни ёйнинг вольт-ампер характеристикасидан топиш мумкин (363- расм, чапда). Бу кучла-

ниш U_0 ўзгармас ташкил этувчиси ва u ўзгарувчан ташкил этувчиси бўлган U эгри чизик (ўнгдаги) билан ифодаланади. Энди i токнинг ва u кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиларини солиштириб кўрайлик. Биз уларнинг бир фазада эканлигини кўрамиз, яъни u кучланишнинг мусбат қийматларига i нинг мусбат қийматлари ва аксинча тўғри келишини кўрамиз. Бу деган сўз, ўзгарувчан кучланиш ўзгарувчан токка ёрдам беради, уни «итаради» ёки бошқача айтганда, контурга ток манбаи ҳисобига маълум энергия берилади. Агар бу энергия Жоуль—Ленц иссиқлигига ажралаётган энергиядан катта бўлса, у ҳолда тебранишлар амплитудаси ортади. Бунда контурда энергия исрофлари ҳам ортади, улар контурга берилаётган энергияга тенглашганда доимий амплитудали сўнмас тебранишлар қарор топади.

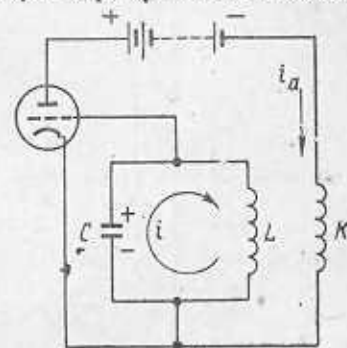
Таркибида манфий дифференциал қаршиликли ўтказгич бўлган заижирда тебранишларнинг ўз-ўзидан уйғониш шартлари 8- Қўшимчада қараб чиқилган.

214- §. Лампали генераторлар. Тескари боғланиш

Ҳозирги вақтда деярли ҳамма вақт электрон лампали ёки ярим-ўтказгич асбоби автотебраниш системалари қўлланилади. Уларнинг мустақкамлиги юқори ва тебранишларнинг частотасини, интенсивлиги ва шаклини кенг чегараларда ўзгартришга имкон беради.

Биз бундай асбобларнинг ишлаш принципини лампали генератор мисолида кўриб чиқамиз. Энг содда схемалардан бири 364- расмда келтирилган. C сийим ва L индуктивликка эга бўлган тебраниш контури электрон лампанинг тўр занжирига уланган. Анод занжирида ток берувчи батареядан ташқари яна L ғалтакка бево-сита яқин жойлаштирилган K ғалтак ҳам бор, бу икки ғалтаклар орасида индуктив боғланиш мавжуд.

Генераторнинг ишлаш принципи қуйидагича. Тебраниш контурида (батареяни улашда ёки бирор тасодифий таъсир натижасида) тебранишлар юзага келганида конденсаторнинг қопламалари орасида ўзгарувчан кучланиш пайдо бўлади. Худди шундай кучланиш лампанинг тўри ва катоди орасида ҳам пайдо бўлади, чунки улар конденсаторнинг қопламаларига улангандир. Бунинг натижасида анод занжирида i_a ток ҳосил бўлади. Бироқ K ва L ғалтаклар бир-бири билан индуктив боғланишдадир, шунинг учун i_a

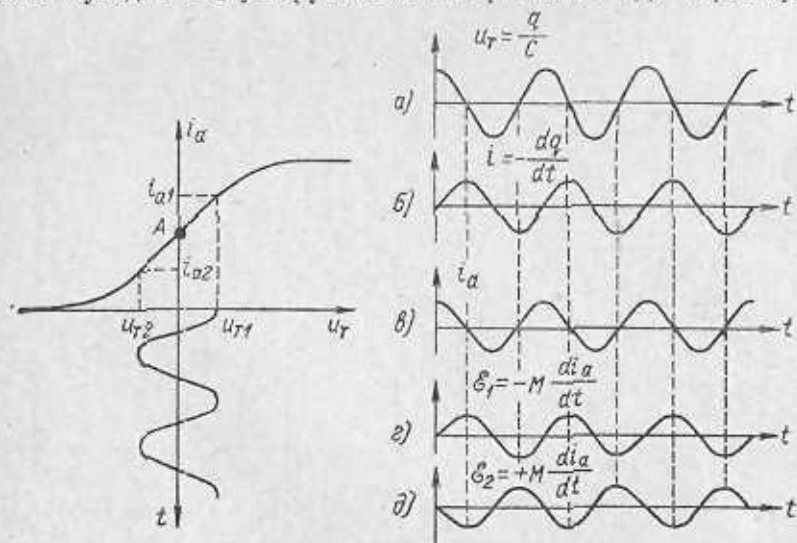


364- расм. Тебраниш контури тўр занжирида бўлган лампали генератор.

ўзгарувчан ток L ғалтакда $\mathcal{E} = -M \frac{di_a}{dt}$ га тенг бўлган ўзароиндукция э. ю. к. ҳосил қилади (бу ерда M — ўзароиндукция коэффиценти). Бу э. ю. к. K ва L ғалтаклар ўрамларининг ўзаро қандай жойланишига қараб ёки контурдаги токнинг тебранишларига тўсқинлик қилади ёки унга ёрдам беради. Равшанки, зарур бўлиб қолганда K ғалтакнинг учларини алмаштириб улаш йўли билан ҳосил бўладиган э. ю. к. нинг ишораси контурдаги i ток билан бирдай бўлишига эришиш мумкин. Бунда бу э. ю. к. нинг иши мусбат бўлади, тебраниш контури эса ток манбаи ҳисобига энергия олади, шунинг учун контур тебранишларининг сўниши камаяди. Агар ғалтаклар орасидаги боғланиш етарлича катта бўлса, олинадиган энергия контурда сарф қилинадиган энергиядан катта бўлиши мумкин. Бундай ҳолда тебранишлар амплитудаси олинаётган энергия сарф қилинаётган энергияга тенглашгунча ортиб боради, бундай тенглашиш содир бўлгандан кейин сўнмас тебранишлар юзага келади.

365-расм бу айтилганларни батафсил тушунтириб беради. Агар тўрда катодга нисбатан мусбат потенциал ҳосил бўлса, конденсаторнинг зарядини мусбат деб ҳисоблаймиз, контурдаги i токнинг мусбат йўналиши учун эса (шунингдек, \mathcal{E} э. ю. к. нинг ҳам) 364-расмда кўрсатилган йўналишни танлаймиз. У ҳолда агар u_r тўр кучланиши a эгри чизиққа мувофиқ ўзгарса (365-расм, ўнгда), у ҳолда контурнинг i токи b эгри чизиқ билан ифодаланади.

Анод занжирида u_r тўр кучланишининг тебранишлари туфайли ҳосил бўладиган i_a ўзгарувчан токни триоднинг тўр характери-



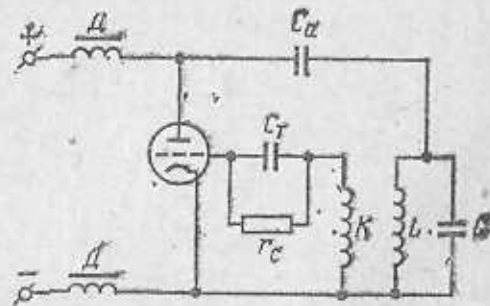
365-расм. Лампали генераторда сўнмас тебранишлар ҳосил бўлиши.

тикасидан фойдаланиб топиш мумкин (365-расм, чапда). Унинг A «иши» нуқтаси характеристиканинг деярли тўғри чизиқли бўлган ўрта қисмида танланган. Тўрнинг мусбат потенциали i_a мусбат ток ҳосил қилгани учун i_a нинг ўзгаришлари a эгри чизиқ билан ифодаланади. e ва d эгри чизиқлар K ғалтак ўрамларининг мумкин бўлган икки йўналишида \mathcal{E} ўзаро индукция э. ю. к. нинг ўзгаришларини беради. Бу эгри чизиқларни b эгри чизиқ билан солиштириб, биз d ҳолида э. ю. к. ва токнинг йўналишларда тескари фазаларда бўлишини: яъни мусбат i токда манфий \mathcal{E}_2 э. ю. к. юзага келишини ва аксинча манфий токда мусбат э. ю. к. ҳосил бўлишини кўрамиз. Бундай ҳолда ўзаро индукция э. ю. к. тебранишларга тўсқинлик қилади ва контурда тебранишларнинг сўниши ортади. e ҳолда аксинча, э. ю. к. ва токнинг тебранишлари бирдай фазада бўлади ва э. ю. к. токнинг тебранишларига ёрдам беради, бундан контурнинг сўнишлари камаяди. Етарлича кучли боғланиш бўлганида бу ҳолда контурда сўнмас тебранишлар юзага келади.

Биз кўрган лампали генератор схемасининг энг характерли хусусияти шундан иборатки, тебраниш контури ток манбаига эга бўлган бошқа занжирга (бизнинг ҳолда лампанинг анод занжирига) таъсир қилади, бу эса тебраниш контурига тескари таъсир кўрсатади, ана шу тескари таъсир тебранишларни сақлашга ёрдам беради. Бундай усул тескари боғланиш усули деб аталган бўлиб, механикавий ҳамда электр автотебраниш системаларида кенг қўлланилади.

Масалан, соатларда ҳам тескари боғланиш бор. Агар соатларда анкер ва юрувчи гилдирак бўлмаганда эди, у ҳолда буралган пружина (ёки тош) маятникка доимий куч билан таъсир қилган ва унга бир томонлама ҳаракат берган бўлар эди. Худди шунга ўхшаш, агар лампали генераторда K тескари боғланиш ғалтаги ва лампани олиб, контурни безосита батареяга туташтирилганда эди, у ҳолда контурда фақат ўзгармас ток бўлар эди. Соатларда тебранаётган маятник анкер ва юриш гилдираги воситасида унинг ўзига таъсир қилуватган кучни бошқаради ва пружинанинг доимий кучини даврий турткиларга айлантиради. Лампали генераторда тебраниш контури лампа ва тескари боғланиш ғалтаги орқали ўзароиндукция э. ю. к. ни бошқаради ва бу э. ю. к. ни даврий қилиб беради.

Биз кўриб чиққан автотебраниш системасидан ташқари кўплаб бошқа электрон лампали автотебраниш системалари ҳам бор. Биз фақат 366-расмда кўрсатилган яна битта мисол билан чегаралаenamиз.



366-расм. Тебраниш контури анод занжирида бўлган лампали генератор.

Бу схемада тебраниш контури анод занжирига, тескари боғланиш ғалтаги эса тўр занжирига уланган. Анод батареяси лампа билан кетма-кет эмас, унга параллел уланган (расмда кўрсатилмаган). Батарея Δ индуктивликни қисқа туташтириб қўймаслиги учун анод занжирига C_a ажратиш конденсатори қўйилган, бу конденсатор электр тебранишларнинг тез ўзгарувчан тоқларининг ўтишига тўсқинлик қилмагани ҳолда, батареянинг ўзгармас тоқини ўтказмайди. Иккинчи томондан электр тебранишлар тоқи батареяга ўтиб кетмаслиги учун батарея ДД дросселлар орқали уланган. Схемада шунингдек, C_T тўр конденсатори ва тўрнинг сирқини r_T ҳам кўрсатилган (364- расмда тасвирланмаган), улар тўрда кичик манфий потенциални тутиб тургани ҳолда тўрнинг фойдасиз тоқини ўтказиб юборади. Бу схеманинг ишлаш принципи худди юқоридаги схеманинг ишлаш принципига ўхшашдир.

215-§. Ўз-ўзидан уйғониш шартлари

Энди лампали генераторда автотебранишлар бўлиши учун лампали генераторнинг параметрлари (контурнинг r қаршилиги, M ўзароиндукция коэффициент ва ҳ. к. лар) қандай миқдорий шартни қаноатлантириши керак эканлигини кўриб чиқайлик.

364- расмдаги схемага мурожаат қилайлик. Генераторнинг тебраниш контурини эквивалент схема билан тасвирлаш мумкин (367-расм), унда тескари боғланишнинг таъсири ўзгарувчан э. ю. к. $\mathcal{E} = -M \frac{di_a}{dt}$ га тенг бўлган бирор генератор билан ифодаланиши мумкин. Бу контур учун Кирхгофнинг иккинчи қонунини қўллаб ва 209-§ даги сингари мулоҳаза қилиб қуйидагини оламиз:

$$ri - U_C = -L \frac{di}{dt} - M \frac{di_a}{dt}.$$

бунда ҳам аввалгидек,

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad i = -\frac{dq}{dt}.$$

Бу тенгламалардан U_C ва i ни йўқотиб, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} - M \frac{di_a}{dt} = 0.$$

Бу ерда i_a анод тоқи i_T тўр кучланишининг функциясидир (бу функция лампанинг тўр характеристикаси билан ифодаланади), кучланишнинг ўзи ўз навбатида q зарядга боғлиқ бўлади. Бироқ лампанинг тўр характеристикаси чизикли эмас. Шунинг учун ёзилган тенгламанинг ўзи ҳам чизикли тенглама эмас, бинobarин, автотебранишлар чизикли тебранишлар эмас.

Бироқ қўйилган масалани ҳал қилишдан олдин уни соддалаштириш мумкин. Айтайлик, биз кичик тебранишларга эгамиз ва ишчи нуқта характеристиканинг ўрта қисмида танланган (365- расмдаги сингари). У ҳолда характеристиканинг кичик кесмасини тўғри чизик кесмаси деб қараиш мумкин ва тебранишлар тенгламаси чизикли тенглама бўлиб қолади. Бундан ташқари, содда бўлиши учун лам-

па тўрнинг ўтказувчанлиги жуда кичик ва i_a амалда фақат тўрнинг i_T потенциалигагина боғлиқ (u_a анод потенциалига эмас) деб оламиз. У ҳолда

$$i_a = a + S i_T = a + \frac{S}{C} q,$$

бу ерда S — тўр характеристикасининг тиклиги. Шунинг учун

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{S}{C} \frac{dq}{dt}.$$

Бу тенгламани тебранишлар тенгламасининг ифодасига қўйиб ва ҳар иккала қисмини L га бўлиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \left(\frac{r}{L} - \frac{SM}{LC} \right) \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (215.1)$$

Бу тенгламанинг кўриниши (209.5) тенгламанинг ўзи ва унинг ечими ҳам қуйидагича бўлади:

$$q = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (215.2)$$

Маъкур ҳолда β сўниш коэффициентини қуйидагича тенг:

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{L} - \frac{SM}{LC} \right). \quad (215.3)$$

У тескари боғланиш бўлмагандаги сўниш коэффициентини $\alpha = r/2L$ дан кичик ва шунинг учун тескари боғланишнинг таъсири контурга манфий қаршилик кiritиш билан эквивалентдир деб айтиш мумкин (бунда ҳамма ҳолларда ҳам тескари боғланиш ғалтагидаги ўрамларнинг йўналиши 365- расмдаги e эгри чизикда мос келади деб фараз қилинади).

(215.3) дан кўриниб турибдики, маълум шартларда β сўниш коэффициентини нолга тенг қилиб ёки манфий қилиб олиниши ҳам мумкин, бу ҳол автотебранишларнинг юзага келишига мос келади. Бу,

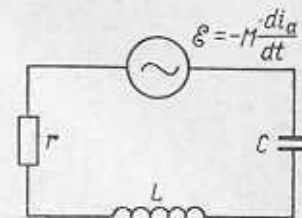
$$SM/C > r$$

шарт бажарилганда ўрилли бўлади. Бу шарт лампали генераторнинг ўз-ўзидан уйғониш шартидир.

Агар (215.4) шарт бажарилса, у ҳолда $\beta < 0$ ва (215.2) ечим ўсиб боровчи тебранишларни ифодалайди, бундай тебранишларнинг амплитудалари вақт ўтиши билан чексизликкача ортиши мумкин. Бундай ғалати натижанинг сабаби шуки, биз тебранишларнинг чизикли бўлмаган тенгламасини генератор хоссаларини тўлиқ ифодаламайлиган ва фақат кичик тебранишлар (процесснинг бошланғич босқичидаги) учунгина яроқли бўлган тақрибий чизикли тенглама билан (215.1) алмаштирдик. Ҳақиқатда ўз-ўзидан уйғонилишдан кейин ўсувчи тебранишлар амплитудаси генераторнинг хоссалари билан аниқланувчи ва бошланғич шартларга боғлиқ бўлмаган бирор чекли лимитга интилади.

216-§. Релаксацион тебранишлар

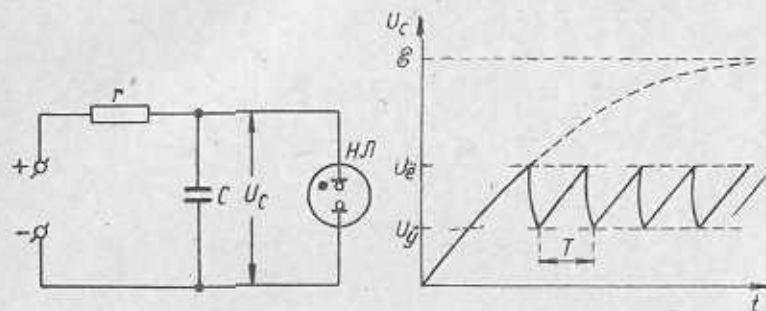
Биз кўрган автотебраниш системаларида уларнинг асосий қисмлари индуктивлик ва сўғимга эга бўлган тебраниш контури эди. Бундай генераторлар (LC — генераторлар) худди тебранишлар мас-



367- расм. 364- расмда тасвирланган генераторнинг эквивалент схемаси.

са (индуктивлик ўрнида) ва эластиклик (сигим ўрнида) туфайли юзага келадиган механикавий системаларга ўхшайди.

Бироқ тебранишлар ҳосил қилиш учун индуктивлик ва сигимнинг бир вақтда бўлиши шарт эмас. 368- расмда индуктивлик ҳеч қандай роль ўйнамайдиган тебраниш схемаси кўрсатилган. Бу ерда



368- расм. Релаксацион электр тебранишлар.

НЛ неон лампа параллел уланган C конденсатор ток манбаидан катта r қаршилик орқали зарядланади. Агар неон лампа бўлмаганида эди, у ҳолда конденсаторнинг кучланиши U_C вақт ўтиши билан пунктир чизиққа (368- расм, ўнгда) мувофиқ ортар ва асимптотик равишда манбанинг δ э. ю. к. га интилар эди. Бу эгри чизиқнинг тенгламаси (74.1) билан ифодаланади ва унинг бошланғич қисмини тахминан тўғри чизиқ дейиш мумкин:

$$U_C = \frac{\delta}{rC} t.$$

Неон лампа бўлганида бошқача ҳодиса бўлади. U_C кучланиши U_a ёниш кучланишига эришганида лампада газ разряди ҳосил бўлади ва конденсатор тезда разрядлана бошлайди (чунки неон лампанинг қаршилиги r қаршиликдан анча кичик). U_C кучланиш разряднинг ўчиш кучланиши U_0 гача камайганида эса лампада разряд узилади ва конденсатор яна зарядлана бошлайди, бунинг натижасида унинг кучланиши қайтадан кўпая бошлайди. Сўнгга вақтнинг бирор пайтида лампада яна разряд ёнади ва биз баён қилган процесслар даврий такрорланади. Натижада кучланишнинг 368- расмдаги аррасимон эгри чизиқ билан ифодаланган тебранишлари юзага келади (ўнг томонда). Конденсаторнинг заряди ҳам шу қонунга мувофиқ ўзгаради.

Осон бўлиши учун конденсаторнинг разрядланиш вақти унинг зарядланиш вақтидан анча кичик деб фараз қилайлик. U ҳолда тебранишлар даври кучланишнинг U_0 қийматдан U_a қийматгача ортishга эришган вақтдир. U қуйидагига тенг бўлади:

$$T = \frac{U_a - U_0}{\delta} rC.$$

Кўриб турибмизки, биз кўраётган ҳолда электр тебранишларнинг юзага келишига контурнинг маълум $\tau = rC$ релаксация вақти (73- §) мавжуд эканлиги сабаб бўлар экан, тебранишлар даври худди шу вақт билан белгиланади. Шунинг учун кўриб чиқилган типдаги тебранишларни *релаксацион тебранишлар* деб аталган.

Механикада ҳам релаксацион тебранишлар кўп учрайди. Масалан, трамвайлар тормозларининг вибрацияси, камонли музика асбобларида торларнинг товуш чиқариши ва шунга ўхшашлар механикавий релаксацион тебранишлар билан тушунтирилади.

Юқорида кўриб чиқилган схемада (368- расм) кучланиш тебранишлари аррасимон эгри чизиқ билан ифодаланади ва синусоидал (гармоник) тебранишлардан катта фарқ қилади. Бироқ бундан бошқа шунга ўхшаш схемаларда синусоидал шаклдаги релаксация тебранишларини ҳосил қилиш мумкин эмас деган маъно келиб чиқмайди. Бир неча конденсатор ва қаршиликларни электрон лампалар билан комбинация қилиб гармоник релаксация тебранишларини ҳосил қилиш мумкин экан. Бундай RC- генераторлар радиотехникада кенг тарқалган ва турли ўлчаш қурилмаларида қўлланилмоқда. Улар айниқса частотани кенг чегараларда (бир неча герцдан кўплаб килогерцгача) ўзгартириш учун қулай бўлиб, LC- генераторлардаги сингари паст частоталар олиш учун катта индуктивлик фалтақлари талаб қилинмайди.

XXI БОБ

МАЖБУРИЙ ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР. ЎЗГАРУВЧАН ТОҚЛАР

Энди занжирда электр юритувчи кучи даврий ўзгарадиган генератор бўлганда юзага келадиган электр тебранишларни кўрамиз. Бу тебранишлар даврий ташқи куч таъсирида жисмда юзага келадиган механикавий тебранишларга ўхшайди.

Ушбу бобда биз фақат сигими ва индуктивлиги мужассамлаштирилган занжирларни кўриш билан чекланамиз ва ўзгарувчан тоқларни XX бобдаги сингари квазистационар деб ҳисоблаймиз. Бошқача айтганда, электр катталиклар барқарор қийматларга эга бўладиган вақт давомчилиги τ тебранишлар даври T га нисбатан кичик деб фараз қиламиз ва шунинг учун барча электр катталикларнинг оний қийматларига ўзгармас тоқ қонунларини қўллаймиз.

Сўнгга, биз фақат шундай тоқларни қараймизки, уларнинг кучи синусоидал қонунга мувофиқ ўзгарсин:

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Бундай қилишимизнинг бир неча сабаби бор. Биринчидан, биз би-
ламизки (XII боб), техникада ишлатиладиган барча ўзгарувчан ток
генераторлари синусоидал қонунга жуда яқин бўлган қонунга
мувофиқ ўзгарувчи э. ю. к. га эга бўлади, шунинг учун улар ҳосил
қилган токлар амалда синусоидал ток бўлади. Иккинчидан, сину-
соидал токлар назарияси айниқса содда ва шунинг учун бундай
тоқлар мисолида электр тебранишларнинг асосий хусусиятларини
аниқлаш жуда осон.

Тўғри, баъзи ҳолларда амалда анча мураккаб шаклдаги тебра-
нишлар билан иш кўришга тўғри келади, бироқ ҳар қандай сину-
соидал бўлмаган тебранишни синусоидал, гармоник тебранишлар
йиғиндис сифатида (Фурье теоремаси) ифодалаш қийин эмасли-
гини кўрсатиш осон ва шунинг учун мураккаброқ тебранишларни
текиширишни синусоидал тебранишларни текширишга келтириш
мумкин. Шундай қилиб, синусоидал ёки гармоник тебранишлар
айни вақтда ҳам энг муҳим ва энг содда ҳилдаги тебранишлардир.

Ниҳоят, келгусида ҳамма жойда биз тебранишларни қарор
топган тебранишлар деб қараймиз. Бошқача айтганда, тебраниш-
ларнинг бошланган пайтидан бошлаб етарлича кўп вақт ўтган ва
ток ҳамда кучланиш амплитудалари энди ўзгармас (доимий) қий-
матларга етган деб фараз қиламиз (222- § билан солиштиринг).

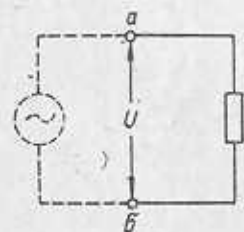
217-§. Ўзгарувчан ток занжирида қаршилиқ

Дастлаб ўзгарувчан ток генератори индуктивлиги ва сигими
назарга олмаслик даражада кичик бўлган ташқи занжирга туташ-
тирилган хусусий ҳолни кўрайлик. Занжирда

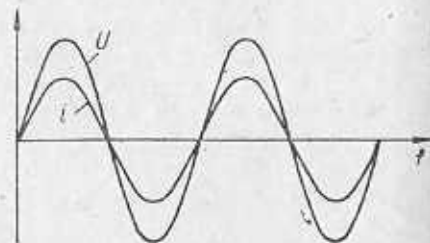
$$i = i_0 \sin \omega t$$

ўзгарувчан ток бор деб фараз қиламиз ва занжирнинг a ва b нуқта-
лари орасидаги кучланишнинг қандай қонун билан ўзгаришини
топамиз (369- расм). a r b қисми учун Ом қонуни қўлаймиз ва
қуйидагича ёзамиз:

$$U = ir = i_0 r \sin \omega t.$$

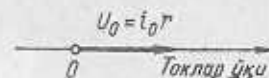


369- расм. Ўзгарувчан ток
занжиридаги қаршилиқ.



370- расм. Қаршилиқдаги ток ва кучланиш
тебранишлари.

Шундай қилиб, қисмнинг учларидаги кучланиш ҳам синус қонуни-
га мувофиқ ўзгаради, шу билан бирга ток тебранишлари билан куч-
ланиш тебранишлари орасидаги фазалар фарқи нолга тенг. Кучла-
ниш ва ток бир вақтда максимал қийматларга эришади ва бир
вақтда нолга тенг бўлади (370- расм). Кучланишнинг максимал
қиймати $U_0 = i_0 r$ га тенг бўлади. 129- § да
гармоник ўзгарувчи катталикларни вектор
диаграммалар ёрдамида аёний тасвирлаш
мумкин эканини кўрсатган эдик. Ана шу
усулни бизнинг ҳолга татбиқ қиламиз. Диа-
грамма ўқини шундай танлаймизки, ток-
нинг тебранишларини тасвирловчи вектор
шу ўқ бўйлаб йўналган бўлсин. Келгу-
сида биз уни тоқлар ўқи деб юритамиз. У ҳолда кучланиш
тебранишларини ифодаловчи вектор тоқлар ўқи бўйлаб йўналади,
чунки ток ва кучланиш орасидаги фазалар фарқи нолга тенг (371-
расм). Бу векторнинг узунлиги кучланиш амплитудаси $i_0 r$ га тенг.



371- расм. Қаршилиқдаги
кучланишнинг вектор
диаграммаси.

218-§. Ўзгарувчан ток занжирида сгим

Энди занжирнинг биз кўраётган қисмида C конденсатор бор
деб фараз қилайлик, шу билан бирга бу қисмнинг қаршилиги ва
индуктивлигини назарга олмаслик мумкин. Бу қисмнинг учларида
кучланиш қандай қонунга асосан ўзгаришини кўриб чиқамиз. a
ва b нуқталардаги потенциаллар фарқини $U = U_a - U_b$ орқали
белгилаймиз (372-расм) ва конденсатор-
нинг заряди q ва ток кучи i нинг 372-
расмда мос келган йўналишини мусбат деб
ҳисоблаймиз. Бунда $U = q/C$ бўлади. Би-
роқ $i = dq/dt$ ва, демак,

$$q = \int i dt.$$

Агар занжирда ток кучи

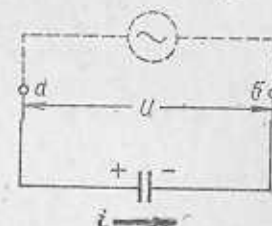
$$i = i_0 \sin \omega t \quad (218.1)$$

қонунга мувофиқ ўзгарса, у ҳолда

$$q = \int i_0 \sin \omega t dt = -\frac{i_0}{\omega} \cos \omega t + q_0$$

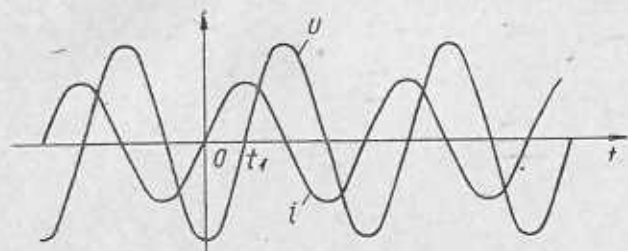
бўлади. Бу ерда q_0 интеграллаш доимийси конденсаторнинг ток-
нинг тебранишлари билан боғлиқ бўлмаган ихтиёрий доимий зар-
ядидир ва шунинг учун $q_0 = 0$ деб оламиз. Бинобарин,

$$U = -\frac{i_0}{\omega C} \cos \omega t = \frac{i_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (218.2)$$



372- расм. Ўзгарувчан ток
занжиридаги конденсатор.

(218.1) ва (218.2) ларни солиштириб, кўрамизки, занжирда токнинг синусоидал тебранишларида конденсатордаги кучланиш ҳам синус қонуни бўйича ўзгаради, бироқ конденсатордаги кучланиш тебранишлари ток тебранишларидан фаза жиҳатидан $\pi/2$ га орқада қолади. Токнинг ва кучланишнинг вақт бўйича ўзгаришлари 373-расмда график тасвирланган.



373-расм. Конденсаторда ток ва кучланиш тебранишлари.

Олинган натижанинг оддий физикавий маъноси бор. Конденсаторнинг вақтнинг бирор моментидagi кучланиши конденсаторнинг мавжуд заряди билан аниқланади. Бироқ бу заряд конденсатордаги тебранишларнинг илгарироқ босқичида оқиб ўтган ток томонидан ҳосил қилинган. Шунинг учун кучланиш тебранишлари ҳам ток тебранишларига нисбатан орқада қолади. Масалан, $t = 0$ бўлганда ток кучи нолга тенг бўлганда (373-расм) конденсаторда вақтнинг бундан аввалги даврида олиб ўтилган ток ташиб ўтган манфий заряд бўлади ва кучланиш нолга тенг бўлмайди. Бу заряднинг нолга айланиши учун бирор t_1 вақт давомида мусбат йўналишли ток ўтиши керак ва шунинг учун конденсатор заряди (демак, кучланиш) нолга тенг бўлганида ток кучи энди нолга тенг бўлмайди.

(218.2) формула конденсатордаги кучланиш амплитудаси қуйидагига тенг бўлишини кўрсатади:

$$U_0 = i_0 \frac{1}{\omega C}.$$

Бу ифодани ўзгармас токли занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни ифодаси билан солиштириб ($U = iR$), кўрамизки,

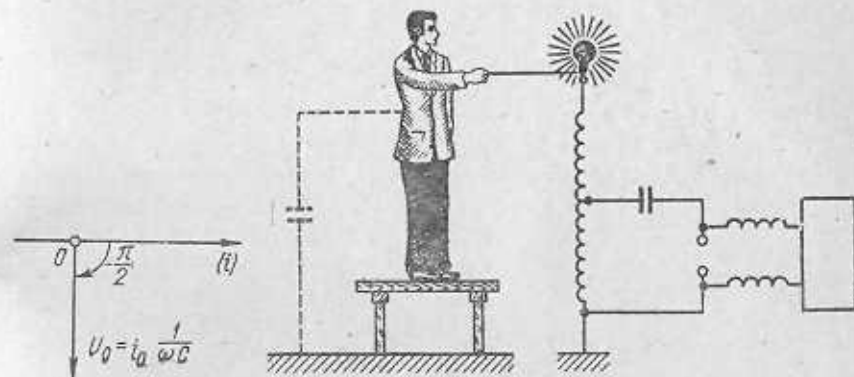
$$r_C = 1/\omega C \quad (218.3)$$

катталиқ занжирнинг бир қисмининг қаршилиги ролини ўйнай экан. Шунинг учун бу катталиқ *туюлма сифим қаршилиги* деб аталади. Агар (218.3) да C ни фарадаларда, ω ни эса сек⁻¹ ларда ифодаланса, у ҳолда r_C омларда келиб чиқади.

Олинган натижаларни 374-расмда кўрсатилган диаграмма ёрдамида кўрсатиш мумкин. Бу ерда кучланиш тебранишларини тасвирловчи вектор энди тоқлар ўқи билан мос тушмайди. Бу

вектор манфий йўналишда (соат стрелкаси йўналишида) $\pi/2$ бурчакка бурилган. Бу векторнинг узунлиги $i_0/\omega C$ кучланиш амплитудасига тенг.

(218.3) формуладан сифимнинг r_C қаршилиги шунингдек частотага ҳам боғлиқ экани кўриниб турибди. Шунинг учун жуда катта частоталарда ҳатто кичик сифимлар ҳам ўзгарувчан ток учун ҳаддан ташқари кичик қаршилик бўлиши мумкин. Биринчи қарашда ниҳоятда кутилмаган бўлиб туюлган кўплаб ҳодисалар шундай тушунтирилади.



374-расм. Конденсатордаги кучланишнинг вектор диаграммаси.

375-расм. Катта частоталарда силжиш тоқларини намоиш қилиш учун тажриба схемаси.

375-расмда кичик сифимларнинг катта частоталардаги таъсирини кўрсатувчи тажрибанинг схемаси кўрсатилган. Экспериментатор шиша оёқли изоляцияловчи скамейкада турибди ва қўли билан чўлганма лампочканинг резъбали цоколини ушлаб турибди. Лампочканинг иккинчи контакти частотаси секундида бир неча миллион тебраниш қиладиган юқори вольтли ўзгарувчан кучланиш манбаининг чиқиш учларидан бирига уланган; манбанинг иккинчи чиқиши учи ерга уланган (манба сифатида, масалан, 236-§ да тасвирланган резонанс трансформаторидан фойдаланиш мумкин). Бинобарин, занжир ўзгармас ток учун очиқ (туташмаган — у изоляцияловчи скамейка билан узилган). Шунга қарамай, занжирдан кучи бир неча амперга тенг бўлган ток ўтади ва лампочканинг толаси равшан ёнади. Бунинг сабаби шуки, экспериментаторнинг танаси ва ер конденсаторнинг қопламларини ташкил қилади, конденсаторлар эса ўзгарувчан токни ўтказишини биз яхши биламиз. Шунинг учун ўзгармас ток учун очиқ бўлган занжир тез ўзгарувчан ток учун берк занжир бўлиб қолади: металллардаги ўтказувчанлик тоқлари конденсатор ичида силжиш тоқи орқали туташади (136-§).

ω частота жуда катта бўлгани учун конденсаторнинг сифими жуда кичик бўлганида (ўнларча пикофарада) r_c қаршилик жуда кичиклашиб кетади ва занжирда кучли тоқлар пайдо бўлади.

Бу тажриба скин эффектни ёки ўзгарувчан тоқларни ўтказгич сиртига сиқиб чиқаришни ҳам яхши намоён қилади (134-§). Экспериментатор танаси орқали кучи бир неча амперга тенг бўлган тоқлар ўтади, агар улар ўзгармас тоқ бўлганида эди одам танасида кучли физиологик таъсир кўрсатиб ҳаёт учун хавф туғдирган бўлар эди. Бироқ баён қилинган тажрибада экспериментатор бу тоқларни сезмайди, чунки улар инсон танасининг сиртки жуда юққа қатлами орқали ўтади ва тана ичига қирмайди.

219-§. Ўзгарувчан тоқ занжирида индуктивлик

Ниҳоят, учинчи хусусий ҳолни, яъни занжирнинг қисмида фақат индуктивлик бўлган ҳолни кўрайлик. Аввалгидек, a ва b нуқталарнинг потенциаллар фарқини $U = U_a - U_b$ орқали белгилаймиз (376-расм) ва агар тоқ a дан b га йўналган бўлса, мусбат деб ҳисоблаймиз. Ўзгарувчан тоқ бўлганида индуктивлик ғалтагида ўзиндукция э. ю. к. ҳосил бўлади ва шунинг учун биз э. ю. к. ли занжир қисми учун Ом қонунини қўллашимиз керак (68-§):

$$U = i r - \mathcal{E}.$$

Бизнинг ҳолда $r = 0$ ва ўзиндукция э. ю. к.

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt}$$

376-расм. Ўзгарувчан тоқ занжирида индуктивлик.

га тенг. Шунинг учун

$$U = L \frac{di}{dt}.$$

Агар занжирда тоқ кучи

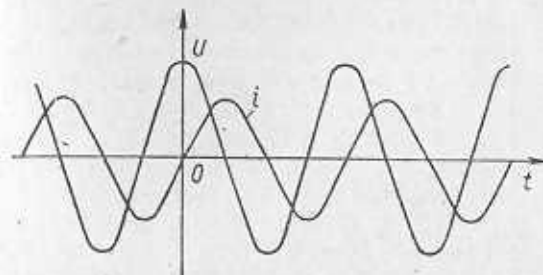
$$i = i_0 \sin \omega t \quad (219.1)$$

қонун бўйича ўзгарса, у ҳолда

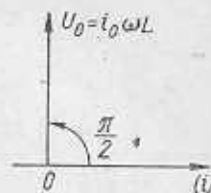
$$U = i_0 \omega L \cos \omega t = i_0 \omega L \sin(\omega t + \pi/2). \quad (219.2)$$

(219.1) ва (219.2) ни таққослаб, биз индуктивликда кучланишнинг тебранишлари фаза жиҳатидан тоқ тебранишларидан $\pi/2$ га олдинга кетар экан. Тоқ кучи ортиб ноль орқали ўтганида кучланиш максимумга эришади ва шундан сўнг камаё бошлайди; тоқ кучи максимал бўлганида кучланиш ноль орқали ўтади ва ҳ. к. (377-расм).

Бу фазалар фарқи ҳосил бўлишининг физикавий сабаби қуйидагича. Агар занжир қисмининг қаршилиги нолга тенг бўлса, у ҳолда берилган кучланиш ўзиндукция э. ю. к. ни аниқ мувозанатлайди ва тескари ишорали ўзиндукция э. ю. к. га тенг бўлади. Бироқ э. ю. к. тоқнинг оний қийматига пропорционал бўлмай, тоқ



377-расм. Индуктивликда тоқ ва кучланиш тесранишлари.



378-расм. Индуктивликдаги кучланишнинг вектор диаграммаси.

нинг ўзгариш тезлигига пропорционалдир, бу тезлик эса тоқ кучи нол орқали ўтган пайтларда энг катта бўлади. Шунинг учун кучланишларнинг максимумлари тоқнинг ноллари билан мос келади ва аксинча.

(219.2) дан кучланишнинг амплитудаси қуйидагига тенг экани келиб чиқади:

$$U_0 = i_0 \omega L,$$

ва демак,

$$r_L = \omega L \quad (219.3)$$

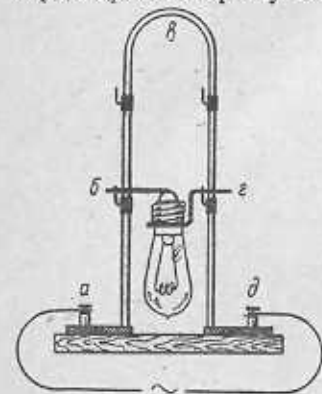
катталик занжир қисмининг қаршилиги ролини ўйнайди. Шунинг учун r_L туюлма индуктив қаршилиги деб аталади.

Агар (219.3) формулада L генриларда, ω эса сек^{-1} ларда ифодаланган бўлса, у ҳолда r_L омларда келиб чиқади.

Юқорида қилганимиз сингари топилган натижаларни вектор диаграмма кўринишида тасвирлаш мумкин. Бундай диаграмма 378-расмда кўрсатилган. Кучланиш тебранишларини тасвирловчи вектор тоқлар ўқиға нисбатан мусбат йўналишда (соат стрелкасига қарши) $\pi/2$ га бурилган, унинг узунлиги эса кучланиш амплитудаси $i_0 \omega L$ га тенг.

Туюлма индуктив қаршилигидан дросселлар ясабда фойдаланилади. Дросселлар тоқ кучини ростлаб туриш учун ўзгарувчан тоқ занжирига киритиладиган (темир ўзакли ёки ўзаксиз) сим ғалтаклардан иборатдир. Дросселларнинг реостатлар билан солиштирилгандаги афзаллиги шундан иборатки, улар ёрдамида занжир қаршилиги оширилганда Жоуль—Ленц иссиқлиги ортмайди,

бинобарин, энергиянинг фойдасиз сарфи бўлмайди. Бундан ташқари, индуктив қаршилик фақат ўзгарувчан тоқлар учунгина мавжуд бўлгани учун дросселлар ёрдамида ўзгармас ва ўзгарувчан тоқларни ажратиш мумкин. Биз кўриб ўтган 361, 362 ва 366-расмларда дросселлар шу мақсадларда фойдаланилган эди.



379-расм. Катта частоталарда индуктивликнинг таъсири.

(219.3) формуладан кўринишича, r_L индуктив қаршилик ўзгарувчан тоқ частотасига пропорционал бўлади ва шунинг учун жуда катта частоталарда ҳатто кичкина индуктивликлар ҳам ўзгарувчан тоқлар учун жуда катта қаршилик кўрсатади. Бунинг 379-расмда тасвирланган эффектли тажриба ёрдамида намоиш қилиш мумкин. Диаметри 5 мм га яқин бўлган йўғон мис стержень узунлиги 1 м га яқин бўлган $abed$ ёй шаклида эгилган ва унинг учлари секундига бир неча миллион частотали тез ўзгарувчан тоқ манбаига уланган (375-расмда кўрсатилган тажрибадаги сингари). Ёйнинг beg участкасига параллел ҳолда одатдаги чўғланиш лампаси уланган. Ёйнинг (ўзгармас токка) қаршилиги 0,001 Ом га яқин, лампанинг қаршилиги эса 100 Ом га яқин. Агар ёйнинг учларига ўзгармас тоқ манбаи уланганда эди, у ҳолда ёй қисқа туташувчи юзага келтирар ва амалда тоқнинг ҳаммаси лампадан ўтмасдан ёй орқали ўтиб кетган бўлар эди. Бироқ тез ўзгарувчан тоқда батамом бошқача бир ҳол кузатилади. Ёй кичик бўлса-да, индуктивликка эга бўлгани учун унинг индуктив қаршилиги ҳам бўлади. Кўрсатилган шароитларда бу қаршилик шунчалик катта бўлиб кетадики, аксинча тоқ ёйга тармоқланмасдан бутунича лампа орқали ўтиб кетади, шунинг учун лампанинг толаси равшан чўғланади.

220-§. Ўзгарувчан тоқлар учун Ом қонуни

217—219-§ ларда олинган натижалардан фойдаланиб, ҳар қандай занжирдаги тоқ ва кучланиш тебранишлари орасидаги муносабатни топиш мумкин.

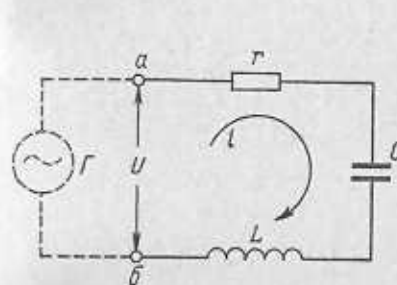
Дастлаб қаршилик, сифим ва индуктивликнинг кетма-кет ула-нишини кўрайлик (380-расм). Аввалгидек, занжирда тоқ

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (220.1)$$

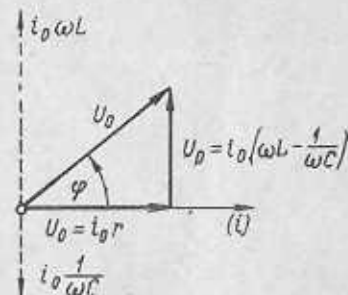
қонунга мувофиқ ўзгаради деб фараз қиламиз ва занжирнинг уч-лари орасидаги кучланишни ҳисоблаймиз. Ўтказгичларни кетма-кет улашда кучланишлар қўшилгани учун изланаётган кучланиш

U учта кучланиш йиғиндисидан, яъни қаршиликдаги, сифимдаги ва индуктивликдаги кучланишлар йиғиндисидан иборат бўлади, шу билан бирга, бу кучланишларнинг ҳар бири 217—219-§ ларда кўрганимиз сингари вақт давомида синус қонунига мувофиқ ўзгаради.

Бу учта гармоник тебранишларни қўшиш учун биз кучла-нишларнинг вектор диаграммасидан фойдаланамиз (381-расм). Кучланишнинг қаршиликдаги тебранишлари диаграммада тоқлар



380-расм. Қаршилик, сифим ва индуктивликнинг кетма-кет улаиши.



381-расм. 380-расмда тасвирланган занжир учун кучланишнинг вектор диаграммаси.

ўқи бўйлаб йўналган ва узунлиги $U_a = i_0 r$ га тенг бўлган U_a вектор билан кучланишларнинг индуктивлик ва сифимдаги тебранишлари эса тоқлар ўқиға перпендикуляр бўлиб, узунликлари $i_0 \omega L$ ва $i_0 / \omega C$ бўлган векторлар орқали ифодаланади. Бу охири икки тебранишни қўшиб, биз U_p вектор билан ифодаланувчи, тоқлар ўқиға перпендикуляр бўлган ва узунлиги

$$U_p = i_0 (\omega L - 1 / \omega C)$$

бўлган битта гармоник тебраниш оламиз.

Шундай қилиб, занжирнинг a ва b учлари орасидаги тўла кучланишни икки гармоник тебраниш: тоқ билан фаза жиҳатидан мос тушувчи U_a кучланиш ва фаза жиҳатидан $\pi/2$ га фарқ қилувчи U_p кучланиш тебранишларининг йиғиндиси деб қараш мумкин. Улардан биринчиси (U_a) кучланишнинг *актив* ташкил этувчиси, иккинчиси (U_p) эса кучланишнинг *реактив* ташкил этувчиси деб аталади. Бу иккала тебраниш [ҳам қўшилиб яна гармоник тебранишни беради:

$$U = U_0 \sin (\omega t + \varphi). \quad (220.2)$$

129-§ да айтилганларга мувофиқ бу тебраниш U_a ва U_p векторларнинг вектор йиғиндиси билан ифодаланади, шу билан бирга, натижавий векторнинг узунлиги U_0 кучланиш амплитудасига, натижавий векторнинг тоқлар ўқи билан ташкил қилган бурчаги

φ фазалар силжишига тенг бўлади. 381-расмдаги кучланишлар учбурчагидан қуйидагини оламиз:

$$U_0 = I_0 \sqrt{r^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}. \quad (220.3)$$

Сўнгра, 381-расмдан кўриниб турибдики,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{r}. \quad (220.4)$$

(220.3) формуланинг Ом қонуни билан ўхшашлиги шундаки, U_0 кучланиш амплитудаси I_0 ток амплитудасига пропорционал. Шунинг учун (210.3) формулани ўзгарувчан тоқлар учун Ом қонуни деб ҳам юритилади. Бироқ шуни назарда тутиш керакки, бу формула U ва i нинг оний қийматларига эмас, амплитудаларига тегишлидир.

Ўзгармас токда кучланишнинг ток кучига нисбатини ўтказгичнинг қаршилиги деб аталади. Шунга ўхшаш, ўзгарувчан токда тўла кучланиш амплитудасининг ток амплитудасига нисбатини ўзгарувчан ток учун занжир қаршилиги деб аталади:

$$R = U_0/I_0 = \sqrt{r^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}. \quad (220.5)$$

Худди шундай U_a кучланиш актив ташкил этувчисининг I_0 ток амплитудасига нисбати

$$X = U_a/I_0$$

занжирнинг актив қаршилиги деб аталади. Кўрилатган занжирда бу қаршилик ўзгармас токнинг қаршилигига тенг. Актив қаршилик ҳамма вақт Жоуль—Ленц иссиқлигининг ажралишига олиб келади.

Қуйидаги

$$Y = U_p/I_0 = \omega L - 1/\omega C$$

нисбат эса занжирнинг реактив қаршилигидир. Биз кўраётган ҳол учун реактив қаршилик туюлма индуктив ва сигим қаршиликларининг айирмасига тенг. Реактив қаршилиқнинг бўлиши иссиқликнинг ажралишига олиб келмайди (223-§ билан солиштиринг). (220.5) дан кўриниб турибдики, занжирнинг актив ва реактив қаршиликлари геометрик қўшилади.

Юқорида келтирилган барча мулоҳазаларда биз занжирнинг бир қисmini кўрдик ва U кучланиш деб шу қисмининг a ва b учларига қўйилган кучланишни тушундик (380-расм). Бироқ олинган барча формулаларни таркибида генератор бўлган берк (380-расмда $arC\Delta bGa$) занжир учун ҳам қўллаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, барча мулоҳазаларимизда сигим, индуктивлик ва қаршилик занжирнинг қайси жойида мужассамлашган эканлиги фарқсиз бўлган эди. Шунинг учун 380-расмдаги берк занжирда Δ генераторнинг ички қаршилигини ҳам ўз ичига олган йиғинди актив қаршилик,

C ва Δ эса занжирнинг сигими ва индуктивлиги деб олишимиз мумкин ва шу сабабли реал генераторни қаршилиги нолга тенг бўлган мавҳум генератор билан алмаштиришимиз мумкин. Бунда a ва b нуқталар орасидаги U кучланиш генераторнинг \mathcal{E} э. ю. к. га тенг бўлади. Бундан кўринадики, агар (220.1)—(220.5) формулалардаги r , C ва Δ катталиклар бутун занжирнинг мужассамлашган параметрлари қийматлари деб тушунилса ва барча формулаларда U ни генераторнинг \mathcal{E} э. ю. к. билан алмаштирилса, у ҳолда бу формулалар ўзгарувчан токнинг берк занжири учун ҳам ўринли бўлади.

221-§. Кучланишлар резонанси

Айталик, кетма-кет уланган C сигим, Δ индуктивликка эга бўлган r актив қаршиликли занжирда

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

қонун бўйича ўзгарувчи ўзгарувчан э. ю. к. таъсир қилаётган бўлсин. Бунда 220-§ да айтилганга мувофиқ, занжирда

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

ўзгарувчан ток оқади, бу токнинг амплитудаси \mathcal{E}_0 э. ю. к. нинг амплитудаси билан ўзгарувчан ток учун Ом қонунига мувофиқ боғланган:

$$I_0 = \mathcal{E}_0/R. \quad (221.1)$$

Бу ерда R занжирнинг тўла қаршилиги:

$$R = \sqrt{r^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}. \quad (221.2)$$

Ток тебранишларининг кучланиш тебранишларига нисбатан орқада қоладиган φ фаза бурчаги эса қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Y}{r} = \frac{\omega L - 1/\omega C}{r}. \quad (221.3)$$

Энди тебранишлар частотаси ω ни ўзгартирамиз деб фараз қилайлик. (221.1)—(221.3) формулалар кўрсатадики, бундай ўзгартириш натижасида токнинг I_0 амплитудаси ҳам, φ фазалар силжиши ҳам ўзгаради.

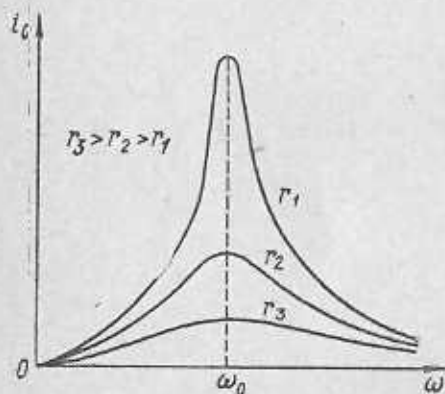
Дастлаб ток амплитудасининг ўзгаришлари устида тўхталиб ўтайлик. Агар $\omega = 0$ бўлса, у ҳолда $1/\omega C = \infty$ бўлади. У ҳолда R қаршилик чексизликка айланади, I_0 эса нолга тенг. Бу тушунарли, чунки $\omega = 0$ бўлганда ўзгармас ток бўлади, ўзгармас ток эса конденсатор орқали ўтмайди. ω органида дастлаб реактив қаршилиқнинг квадрати $(\omega L - 1/\omega C)^2$ камаяди. Шунинг учун R қаршилик ҳам камаяди, I_0 эса ортади. Қуйидаги

$$\omega^2 = 1/LC \quad (221.4)$$

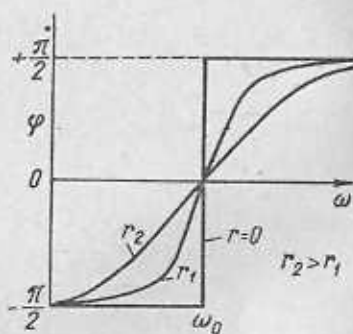
шартдан аниқланадиган $\omega = \omega_0$ частотада реактив қаршилик ($\omega L - 1/\omega C$) нолга айланади, занжирнинг R қаршилиги занжирнинг актив қаршилигига тенг бўлган энг кичик қийматни олади:

$$R_{\min} = r.$$

Бунда ток кучи максимумга эришади. $\omega > \omega_0$ бўлганида реактив қаршиликнинг квадрати $(\omega L - 1/\omega C)^2$ яна нолга тенг бўлмайди ва ω ортиши билан ортиб боради. Бунга мувофиқ ҳолда R қаршилик ортади, токнинг амплитудаси i_0 эса ω ортиши билан нолга асимптотик равишда интилган ҳолда камаяди.



382-расм. Резонанс эгри чизиклари.



383-расм. Ташқи кучланиш частотаси ўзгарганида ток тебранишларида фазавий силжиш ўзгариши.

i_0 нинг ω га (221.1) ва (221.2) формулалар билан ифодаланган боғланиши график равишда 382-расмда кўрсатилган, бу расмда r актив қаршиликнинг учта турли қийматига мос бўлган учта эгри чизик кўрсатилган. r қанча кичик бўлса (δ сўниш декременти қанча кичик ва контурнинг аслиги Q қанча катта бўлса), бошқа барча шароитлар бирдай бўлганда, i_0 шунча катта ва эгри чизикларнинг максимум учлари шунчалик ўткир бўлади.

Энди ток ва э. ю. к. орасидаги фазалар силжиши φ га эътибор берайлик. (221.3) дан кўриниб турибдики, $\omega L \ll 1/\omega C$ бўлган жуда кичик частоталарда $\operatorname{tg} \varphi$ жуда катта ва манфий бўлади. демак, $\varphi \approx \pi/2$. Бунда ток кучланишдан олдин кетади ва занжир сўғим характериға эға бўлади. ω частота ортганида ($\omega L - 1/\omega C$), реактив қаршилик манфий қолгани ҳолда абсолют катталиги жиҳатидан камаяди ва φ фазалар фарқи кичраяди. $\omega = \omega_0$ бўлганида (221.3) $\operatorname{tg} \varphi = 0$ ни беради, демак, $\varphi = 0$ бўлади. ω нинг янада ортишида реактив қаршилик мусбат бўлиб қолади ва ω ортиши билан ортади. Шунинг учун $0 < \operatorname{tg} \varphi < -\infty$ ва $0 < \varphi < +\pi/2$.

Бинобарин, $\omega > \omega_0$ бўлганида ток кучланишдан орқада қолади ва энди занжир индуктив характериға эға бўлади, шу билан бирга, ω нинг ортишида φ бурчак асимптотик равишда $+\pi/2$ чегаравий қийматга интилади.

Фазалар фарқи φ нинг тебранишлар частотаси ω га боғланиши 383-расмда график равишда тасвирланган. i_0 сингари, φ ҳам контурнинг актив қаршилиги r га ҳам боғлиқ бўлади. r қанча кам бўлса, $\omega = \omega_0$ яқинида φ ҳам шунча тез ўзгаради, $r = 0$ бўлган чегаравий ҳолда фазанинг ўзгариши сакраш характерида бўлади.

Айтилганларни умумлаштириб, генератор э. ю. к. (ёки ташқаридан берилган кучланиш) нинг ω частотаси ω_0 га тенг бўлган ҳол алоҳида аҳамиятга эға эканлигини кўриш мумкин. Бунда токнинг амплитудаси максимал қийматга эришади, ток ва кучланиш орасидаги фазалар фарқи нолга тенг ёки бошқача айтганда, контур худди соф актив қаршилик бўлиб таъсир кўрсатади. Мажбурий тебранишларнинг бу муҳим ҳоли *кучланишлар резонанси* деб аталади.

Шу нарсани қайд қилиш керакки, резонанс рўй берадиган ω_0 частота контурнинг хусусий тебранишлари частотаси $\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$ га тенг эмас [(210.3) формула]. Бироқ амалий ҳолларнинг кўпчилигида $\alpha^2 \ll \omega_0^2$ бўлади ва шунинг учун бу фарқни кўп ҳолларда назарга олмаслик мумкин.

Биз юқорида э. ю. к. нинг ω частотаси ўзгаради, контурнинг параметрлари ўзгаришсиз қолади деб фараз қилган эдик. Бироқ резонансга эришиш учун бошқача қилиш ҳам мумкин: ω частотани ўзгаришсиз қолдирилган ҳолда контурда индуктивлик ёки сўғимни (яъни ω_0 ни) ўзгартириш мумкин.

Энди резонанс бўлганда конденсатордаги ва индуктивлик ғалтагидаги кучланиш амплитудалари нимага тенг эканлигини кўрайлик. Резонанс бўлганда ток амплитудаси максимумга эришади:

$$i_0 = \mathcal{E}_0 / r.$$

Шунинг учун конденсатордаги кучланиш амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{oC} = r C i_0 = \mathcal{E}_0 / r \omega_0 C.$$

Олинган ифодани бошқача ўзгартириш ҳам мумкин. (221.4) ни назарга олиб қуйидагига эға бўламиз:

$$\frac{1}{r \omega_0 C} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\pi}{(r/2L) 2\pi \sqrt{LC}}.$$

Бироқ $r/2L$ сўниш коэффициентини α га (209-§), $2\pi \sqrt{LC}$ резонансга мувофиқ келувчи тебраниш даври T га тенг, демак, ёзилган формуланинг махражи сўнишнинг логарифмик декременти $\delta =$

$= \alpha T$ ни беради. Шунинг учун [(210.6) формулага қ.] қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$1/r \omega_0 C = Q,$$

бу ерда Q — контурнинг асллиги. Бинобарин,

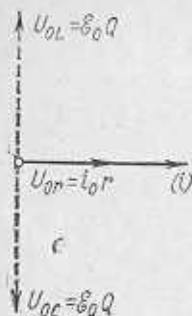
$$U_{oc} = \mathcal{E}_0 Q. \quad (221.5)$$

Худди шунга ўхшаш индуктивликдаги кучланиш амплитудаси қуйидагига тенг:

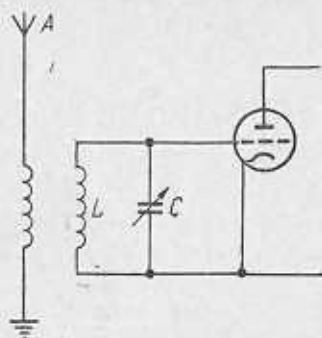
$$U_{oL} = i_0 \omega L = \mathcal{E}_0 \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} = \mathcal{E}_0 Q. \quad (221.6)$$

Шундай қилиб, конденсатордаги ва индуктивликдаги кучланиш тебранишлари резонанс бўлганда бирдай амплитудага эга. Бироқ улардан бири (U_C) токнинг тебранишларидан $\pi/2$ га орқада қолади ва иккинчиси (U_L) эса ток тебранишларидан $\pi/2$ га олдинга кетади, шундай қилиб, иккала тебранишнинг фазалар фарқи π га тенг бўлади. Шунинг учун уларнинг йиғиндиси нолга тенг ва кучланишнинг актив қаршиликдаги тебранишларигина қолади. Резонанс бўлганда кучланишнинг U_r , U_C ва U_L тебранишлари орасидаги муносабати 384-расмдаги вектор диаграмма билан ифодаланган. Одатдаги тебраниш контурларининг асллиги бирдан катта бўлгани учун U_{oc} ва U_{oL} кучланиш амплитудалари бутун занжирнинг учларидаги кучланиш амплитудаларидан каттадир.

Кучланишлар резонанси радиотехникада кенг қўлланилади ва уни муайян частотадаги кучланиш тебранишларини кучайтириш



384-расм. Резонанс бўлганда кучланишларнинг вектор диаграммаси.



385-расм. Радиоприёмникнинг кириш контури (схемаси).

керак бўлган ҳолларда қўлланилади. Мисол тариқасида радио-приёмникнинг кириш қисмининг тузилишини кўрсатиш мумкин (385-расм). Бунда юқори аслликка эга бўлган LC тебраниш контури бор, кучланиш контур конденсаторидан кучайтиргичнинг биринчи лампасининг киришига берилади. Келаётган радиосигналлар антеннада тез ўзгарувчан ток ҳосил қилади, бу ток эса L ғалтакда бирор \mathcal{E}_0 амплитудали ўзаро индукция э. ю. к. ни ҳосил қилади. Резонанс натижасида конденсаторда ва демак, лампанинг киришида амплитудаси э. ю. к. нинг амплитудаси \mathcal{E}_0 дан анча катта бўлган $\mathcal{E}_0 Q$ амплитудали кучланиш юзага келади.

Кучланишнинг бундай кучайиши контурнинг ω_0 резонанс частотаси яқинидаги тор частоталар интервалидагина рўй беради, бу эса кўплаб радиостанциялар юбораётган турли частотали сигналлар ичидан аниқ бир частотали тебранишни ажратиб олишга имкон беради (муайян станцияга «созланади»).

222-§. Тебранишларнинг қарор топиши

Мажбурий тебранишлар бирданига эмас, балки ташқи э. ю. к. улангандан кейин бирмунча вақт ўтгандан сўнг қарор топади. Тебранишларнинг қарор топиш процесси нимадан иборат бўлишини батафсил кўриб чиқайлик.

Генераторнинг э. ю. к. аввалгидек

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

қонун билан ўзгаради деб фараз қилайлик ва конденсаторнинг заряд тебранишларини кузатайлик. Заряднинг мажбурий тебранишлари

$$q_a = C \sin(\omega t + \varphi)$$

кўринишда бўлишини биламиз, бунда C амплитуда ва φ бошланғич фаза контурнинг параметрларига (сигими, индуктивлик ва қаршиликка) боғлиқ.

Бироқ занжир уланганда унда яна хусусий тебранишлар ҳам пайдо бўлади ва шунинг натижасида конденсаторда қўшимча заряд ҳосил бўлади, бу заряд (210.2) формулага мувофиқ

$$q_c = A e^{-\alpha t} \sin(\omega_1 t + \psi)$$

қонун бўйича ўзгаради. Бу ерда α — контурнинг сўниш коэффициенти,

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

эса контур тебранишларининг хусусий частотаси. (Бу формулада (210-§ даги сингари) \cos ўрнига \sin ёзамиз, бироқ биз ҳали ψ

бошланғич фазани аниқламаганимиз учун бундай қилганимиз ҳеч қандай роль ўйнамайди. Шунинг учун занжир уланган вақтнинг биринчи моментларида мураккаб шаклдаги тебранишлар ҳосил бўлади, улар ω ва ω_1 частоталар билан содир бўлаётган хусусий ва мажбурий тебранишларнинг йиғиндисидан иборат бўлади.

Вақт ўтиши билан хусусий тебранишлар сўнади ва улар баътамом тўхтаганида биз қарор топган мажбурий тебранишларга эга бўламиз. Шундай қилиб тебранишларнинг қарор топиш вақти бу контурнинг хусусий тебранишларининг тўхташ вақти экан. α сўниш коэффициентини қанча кичик бўлса, бу вақт шунча катта бўлади.

Энди генераторнинг частотаси $\omega = \omega_0$ бўлгандаги резонанс ҳолига алоҳида тўхталиб ўтайлик. Контурнинг сўниши унча катта эмас деб ҳисоблаймиз, шунинг учун хусусий тебранишлар частотасини $\omega_1 \approx \omega_0$ деб олишимиз мумкин. У ҳолда заряд тебранишлари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$q = q_C + q_m = A e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \psi) + C \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (222.1)$$

Бу формулада хусусий тебранишлар амплитудаси A ва бошланғич фаза ψ процесснинг бошланғич шартларига боғлиқ (210-§ билан солиштиринг). Биз занжирни $t = 0$ вақтда уладик деб фарз қилайлик, шу билан бирга улангунга қадар конденсаторда заряд йўқ эди. Бунда бошланғич шартлар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$t = 0: \quad q = 0, \quad i = \frac{dq}{dt} = 0. \quad (222.2)$$

Бошланғич шартлардан биринчисини (222.1) га қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$A \sin \psi + C \sin \varphi = 0. \quad (222.3)$$

Иккинчи бошланғич шарт қуйидагини беради:

$$-A\alpha \sin \psi + A\omega_0 \cos \psi + C\omega_0 \cos \varphi = 0.$$

Агар, юқсрида фарз қилганимиздек, $\alpha \ll \omega_0$ бўлса, у ҳолда бу тенгламадаги биринчи ҳадни иккинчи ҳадга нисбатан назарга олмаслик мумкин ва шунинг учун

$$A \cos \psi + C \cos \varphi = 0. \quad (222.4)$$

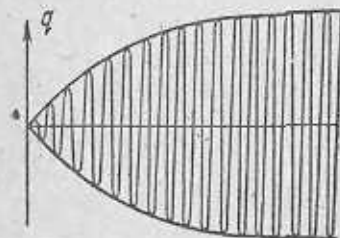
(222.3) ва (222.4) тенгламалардан қуйидагини оламиз:

$$A = C, \quad \psi = \varphi + \pi.$$

A ва φ нинг бу қийматларини (222.1) га қўйиб, конденсатор зарядининг вақтга боғлиқ ҳолда ўзгариш қонунини қуйидаги кўринишда оламиз:

$$q = C(1 - e^{-\alpha t}) \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (222.5)$$

Бу боғланиш график равишда 386-расмда тасвирланган. Контурда резонанс рўй берганда ўсувчи амплитудали тебранишлар пайдо бўлади, бу амплитуда асимптотик равишда қарор топган тебранишларга яқинлашади. Контурнинг α сўниши қанча кичик бўлса, бу қийматга амалда эришиладиган вақт шунча



386-расм. Резонанс вақтида тебранишларнинг қарор топиши.

катта бўлади. Худди шунга ўхшаш эгри чиқиқларни конденсатордаги кучланиш, индуктивликдаги кучланишни қарашда ёки контурдаги ток кучини текшириш билан ҳам ҳосил қилиш мумкин эди.

221-§ да кучланишлар резонанси бўлганда қарор топган тебранишларнинг амплитудалари $i_0 = \mathcal{E}_0/r$ га тенг бўлишини кўрдик. Бундан агар занжирнинг актив қаршилиги $r \rightarrow \infty$ бўлса, у ҳолда $i_0 \rightarrow 0$ бўлиши келиб чиқади. Бу биринчи қарашда ғаройиб бўлган натижанинг физикавий маъноси шундаки, контурнинг қаршилиги чексиз равишда камайганида, контурнинг сўниши полга интилади, бинобарин, тебранишларнинг қарор топиш вақти чексиз ортада. Шунинг учун аслида контурда чекли амплитудали тебранишлар бўлади, бироқ бу тебранишлар амплитудаси тебранишлар процессида узлуксиз ортада.

223-§. Ўзгарувчан токнинг иши ва қуввати

Энди занжирда ўзгарувчан ток бўлганда бажарилган иш нимага тенг эканини кўриб чиқайлик.

Дастлаб занжир фақат актив қаршиликка эга деб оламиз. Бунда токнинг бутун иши иссиқликка айланади.

Занжирнинг учларида (369- расмдаги a ва b нуқталарда) кучланиш

$$U = U_0 \sin \omega t$$

га тенг бўлсин. Актив қаршилиқ ҳоли учун ток ва кучланиш орасида фазалар силжиши бўлмагани сабабли, ток кучи

$$i = i_0 \sin \omega t$$

қонунга мувофиқ ўзгаради. Кичик вақт оралиғида ўзгарувчан токни ўзгармас ток деб қараш мумкин ва шунинг учун ўзгарувчан токнинг оний қиймати

$$P_i = iU = i_0 U_0 \sin^2 \omega t$$

бўлади. Вақт ўтиши билан оний қувватнинг ўзгариши 387-а расмда кўрсатилган.

Одатда, қувватнинг оний қийматини эмас, унинг кўплаб тебранишлар даврини ўз ичига олган катта вақт оралиғидаги ўртача қийматини билиш зарур бўлади. Биз даврий процесс билан иш кўраётган бўлганимиз учун бу ўртача қийматни топиш учун қувватнинг бир тўлиқ давр ичидаги ўртача қийматини билиш етарли экани равшан. Кичик dt вақт ичида ўзгарувчан токнинг иши

$$P_i dt = i_0 U_0 \sin^2 \omega t dt$$

га тенг, бинобарин, T тўлиқ тебранишлар даврига тенг вақт ичидаги A_T иш қуйидаги формула билан аниқланади:

$$A_T = i_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt,$$

бироқ

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \int_0^T \left(1 - \cos \frac{4\pi}{T} t\right) dt = \frac{1}{2} T.$$

Шунинг учун

$$A_T = \frac{1}{2} i_0 U_0 T.$$

Бундан ўртача қувват учун қуйидаги қиймат келиб чиқади:

$$P = A_T/T = \frac{1}{2} i_0 U_0.$$

$U_0 = r i_0$ бўлгани учун яна шундай ёзиш мумкин:

$$P = \frac{1}{2} i_0 U_0 = \frac{1}{2} r i_0^2 = \frac{1}{2} U_0^2 / r.$$

r қаршилиқда худди шу ўзгарувчан ток ажратган иссиқликка тенг иссиқлик ажратадиган ўзгармас токнинг кучи ва кучланишини i_0 ва U_0 орқали белгилайлик. У ҳолда

$$P = i_0 U_0 = r i_0^2 = U_0^2 / r. \quad (223.1)$$

Бу ифодаларни ўзгарувчан токнинг қуввати ифодалари билан солиштириб қуйидагига эга бўламиз:

$$i_0 = i_0 / \sqrt{2}, \quad U_0 = U_0 / \sqrt{2}. \quad (223.2)$$

i_0 — ток кучи ўзгарувчан токнинг *эффектив* кучи, U_0 эса *эффектив* кучланиш деб аталади. Эффектив қийматлардан фойдаланиб, бинобарин, ўзгарувчан токнинг ўртача қувватини (223.1) формулаларнинг ўзи, яъни ўзгармас токнинг қуввати каби ифодалаш мумкин.

Энди занжирда фақат актив қаршилиқ эмас, шунингдек, реактив қаршилиқ ҳам бўлган умумий ҳолни кўришга ўтайлик. Энди ток ва кучланиш орасида фазалар фарқи мавжуд бўлади ва бу масалани анча ўзгартириб юборади. 387-б расмга мурожаат қилайлик, бу расмда фазалар фарқи $\varphi = 60^\circ$ бўлганида i токнинг ва U кучланишнинг тебранишларини ифодаловчи эгри чизиклар, $P_i = iU$ оний қувватнинг ўзгариш эгри чизиги кўрсатилган. 0 дан $T/6$ гача бўлган вақт оралиғида ток ва кучланишнинг ишоралари турлича бўлади ва уларнинг кўпайтимлари iU манфий бўлади. Вақтнинг $T/6$ дан $T/2$ гача бўлган келгуси оралиғида i ва U ларнинг ишоралари бирдай бўлади ва оний қувват мусбатдир. $T/2$ пайтдан бошлаб қувват яна манфий бўлади ва ҳ. к. Бинобарин, биз оний қувватнинг ишораси ўзгариб тебранишини кўрамиз.

Оний қувват ишорасининг ўзгариши оддий физикавий маънога эга. 125- § да генератор ташқи занжирга ток бераётганида унинг чулғамларида роторнинг айланишини тормозловчи электродинамик кучлар пайдо бўлишини кўрган эдик. Бу кучларни енгиш учун генераторни айлантираётган двигатель бирор ишни бажаради ва худди шу двигателнинг шу иши ҳисобига ташқи занжирда ток иш

бажаради. Бу ҳол мусбат оний қувватга мос келади ва биз бу ерда энергиянинг генератордан ташқи занжирга узатилишини кўрамиз. Аксинча, оний қувват манфий бўлганида токнинг йўналиши қарама-қарши бўлади ва генератордаги электродинамик кучлар роторнинг айланишига ёрдам беради. Вақтнинг бу оралиқларида биз двигателни генератордан узиб қўйишимиз мумкин эди, генераторни токнинг ўзи айлантириши мумкин эди. Бунда энергия ташқи занжирдан (конденсаторнинг электр майдони ва ғалтакларнинг магнит майдонида тўпланган энергия) генераторга ўтади. Шундай қилиб, оний қувват ишорасининг даврий равишда ўзгариши энергиянинг бир қисми генератор ва ташқи занжир орасида тебранишини ва бинобарин, бу ҳолда қувватнинг ўртача қиймати камайишини билдиради.

Фазалар фарқи бўлганида ўзгарувчан ток ўртача қувватини ҳисоблайлик. dt вақт ичида ташқи занжирда бажарилган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$P_i dt = iU dt.$$

220- § да айtilганларга мувофиқ U кучланишни икки ташкил этувчи (381- расмга қ.): ток билан бир фазада тебранувчи актив

$$U_a = U_0 \cos \varphi \sin \omega t,$$

токка нисбатан фаза жиҳатидан $\pm \pi/2$ га силжиган

$$U_p = U_0 \sin \varphi \sin (\omega t \pm \pi/2)$$

реактив ташкил этувчига ажратишимиз мумкин. Шунга мувофиқ, T давр ичидаги бажарилган ишни ҳисоблашда ҳам икки қўшилувчига эга бўламиз. Улардан кучланишнинг реактив ташкил этувчиси билан боғлиқ бўлган биттаси нолга тенг, чунки

$$\int_0^T \sin \omega t \sin (\omega t \pm \pi/2) dt = \pm \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt = 0.$$

Бинобарин, давр давомида бажарилган тўлиқ иш кучланишнинг фақат актив ташкил этувчиси билан аниқланади:

$$A_T = i_0 U_0 \cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} i_0 U_0 T \cos \varphi.$$

Шунинг учун ўртача қувват қуйидагига тенг:

$$P = A_T/T = \frac{1}{2} i_0 U_0 \cos \varphi.$$

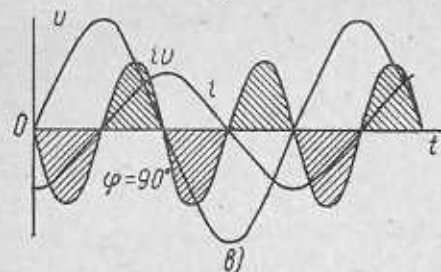
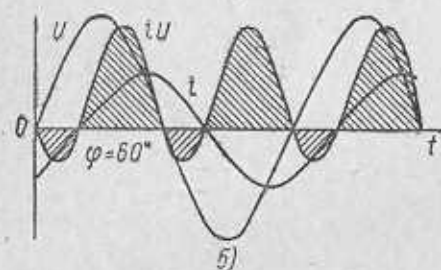
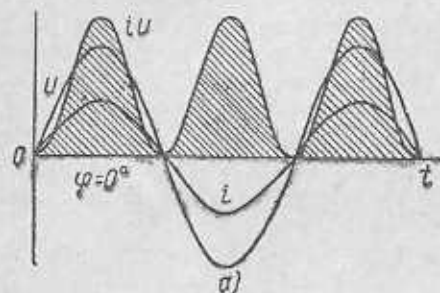
Бунга i_0 ва U_0 ларнинг эффектив қийматларини киритиб, қуйидагича ёзамиз:

$$P = i_0 U_0 \cos \varphi. \quad (223.3)$$

Олинган формула (223.1) дан $\cos \varphi$ кўпайтувчининг борлиги билан фарқ қилади, бу кўпайтувчи электротехникада *қувват коэффициент*

ти деб аталади. Бу кўпайтувчи умумий ҳолда занжирда ажраладиган қувватнинг фақат ток кучи ва кучланишга эмас, шунингдек, кучланиш ва ток орасидаги фазалар силжишида ҳам боғлиқ бўлишини кўрсатади.

Агар $\varphi=90^\circ$ бўлса, $\cos \varphi=0$ бўлади, у ҳолда ток ва кучланиш қанча катта бўлмасин, ўртача қувват нолга тенг. Бу ҳолда чорак давр давомида генератордан ташқи занжирга бериладиган қувват



387-расм. Ўзгарувчан ток оний қувватининг тебранишлари:

a — занжирда соф актив қаршилик бўлган ҳол;
b — ток ва кучланиш орасидаги фазалар силжиши $\varphi=60^\circ$; *г* — соф реактив қаршилик бўлган ҳол.

ки, бунда φ иложи борида бирга яқин бўлсин.

(223.3) формула ҳам электр резонанс ҳодисасини тўлароқ тушунишга ёрдам беради (221- §). Биз кўрдикки, мажбурий электр

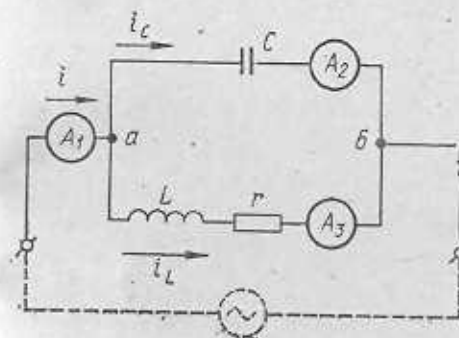
даврнинг келгуси чорагида ташқи занжирдан генераторга бериладиган энергияга аниқ тенг бўлади ва барча энергия генератор билан ташқи занжир орасида тебранади (387- в расм).

Қувватнинг $\cos \varphi$ га боғлиқ бўлишини ҳамма вақт ўзгарувчан ток электр узатиш линияларини қуришда ҳисобга олинади. Ток бериладиган нагрузкалар (истеъмолчилар) катта реактив қаршиликка эга бўлганида (масалан, катта индуктивликка эга бўлган моторлар), у ҳолда $\varphi \neq 0$ ва $\cos \varphi$ бирдан сезиларли кичик бўлади. Бундай ҳолларда (генераторнинг берилган кучланишида) керакли қувватни узатиш учун i_c ток кучини орттиришга тўғри келади, бу линияда ажраладиган фойдасиз Жоуль—Ленц иссиқлигининг ортишига ёки симларнинг йўғонлигини орттиришга (демак, қиммат турадиган миснинг оғирлигини орттиришга) олиб келади, бу эса линияни қуриш таннарахини орттириб юборади. Шунинг учун амалда нагрузкаларни (лампарлар, моторлар, печлар ва ҳ. к.) шундай тақсимлашга ҳаракат қилинади.

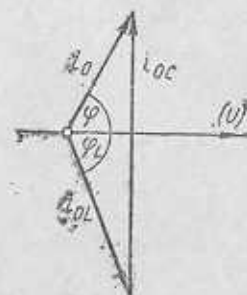
тебранишларда ток кучи ва $\cos \varphi$ генераторнинг частотаси ω га боғлиқ бўлар экан. Резонанс бўлганда ($\omega = \omega_0$) ток кучи максимумга эришади, $\cos \varphi$ эса бирга тенг бўлган энг катта қийматга эришади. Бинобарин, резонанс генератордан контурга берилаётган энергиянинг энг катта қийматга эга бўлиши билан ҳам характерланади.

224- §. Ўзгарувчан токларнинг тармоқланиши

Юқорида (220, 221- § лар) биз актив ва реактив қаршиликларни кетма-кет уланган занжирни кўриб чиқдик. Энди параллел уланган тармоқлардан иборат бўлган ва демак, ўзгарувчан ток тармоқланадиган занжирда ток ва кучланиш орасидаги боғланишни қандай топиш мумкинлигини кўрамыз.



388-расм. Ўзгарувчан токларнинг тармоқланиши.



389-расм. 388-расмда тасвирланган занжир учун токларнинг вектор диаграммаси.

Айтайлик, занжир икки тармоқдан (388- расм): бирида C сифимли конденсатор ва иккинчисида L индуктивлик ғалтаги бўлган тармоқлардан иборат бўлсин. Симдан қилинган ғалтакларнинг ҳамма вақт ҳам бирор қаршилиги бўлгани учун индуктивлик ғалтаги бўлган тармоқда биз r актив қаршиликни ҳам назарга оламиз. Занжирнинг *a* ва *b* учларига қуйидаги

$$U = U_0 \sin \omega t \quad (224.1)$$

қонун бўйича ўзгарувчи ўзгарувчан кучланиш берилган. Занжирда тўлиқ ток кучининг (яъни ток берувчи симларга уланган A_1 амперметр қайд қиладиган ток кучининг) тебранишларини аниқлаш талаб қилинади.

Тармоқланмаган одатдаги занжирда занжирнинг барча элементлари (L , C , r) учун ток кучи умумий бўлиб, масала индуктивликда, сифимда ва қаршиликда кучланиш тебранишларини қўшишга келтирилари эди. Шу мақсадда кучланишнинг вектор диаграммаларидан

фойдаландик. Биз кўраётган ҳолда аксинча a ва b нуқталар орасидаги кучланиш умумий бўлиб, i_C ва i_L тармоқлардаги ток кучи турлича бўлади. Токнинг тўлиқ кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$i = i_L + i_C \quad (224.2)$$

шунинг учун масала ток тебранишларини қўшишга келтирилади. Бу ерда ҳам вектор диаграммалар методидан фойдаланишни хоҳласак, токларнинг вектор диаграммаларини ясашимиз керак.

a ва b нуқталар орасидаги кучланишнинг тебранишларини тасвирловчи вектор U чизик бўйлаб йўналган (389-расмда кучланишлар ўқи) бўлсин. U ҳолда индуктивлик ғалтагида токнинг тебранишлари i_{0L} вектор билан ифодаланади. Бу векторнинг узунлиги (токнинг амплитудаси) (220.3) формулага мувофиқ (бу формулада $C = \infty$ деб олиш керак) қуйидагига тенг бўлади:

$$i_{0L} = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}} \quad (224.3)$$

Бу вектор кучланишлар ўқиغا нисбатан манфий йўналишда φ_L бурчакка бурилган (чунки ғалтақдаги ток кучланишдан фаза жиҳатидан орқада қолади), шу билан бирга (220.4 га қ.)

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \omega L / r. \quad (224.4)$$

Конденсатордаги токнинг тебранишлари кучланишлар ўқиға нисбатан $\pm \pi/2$ га бурилган i_{0C} вектор билан ифодаланади; бу векторнинг узунлиги (токнинг амплитудаси) қуйидагига [(220.3) га қ., $L = r = 0$] тенг бўлади:

$$i_{0C} = U_0 \omega C. \quad (224.5)$$

Тўлиқ токнинг тебранишлари ҳар иккала векторларнинг вектор йиғиндиси, яъни i_0 вектор билан аниқланади. Унинг узунлиги тўлиқ токнинг амплитудаси, кучланишлар ўқи билан ҳосил қилган φ бурчак эса ток тебранишлари фаза жиҳатидан кучланишларидан олдинга кетган бурчакдир. Шундай қилиб, тўлиқ токнинг тебранишлари қуйидаги формула билан аниқланади:

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (224.6)$$

i_{0L} ва i_{0C} векторларнинг узунликлари ва φ бурчак (224.3) — (224.5) формулалари билан аниқлангани учун 389-расмдаги учбурчакдан i_0 ва φ ни топиш ва бинобарин, занжирдаги тўлиқ токнинг тебранишларини аниқлаш мумкин.

225-§. Токлар резонанси

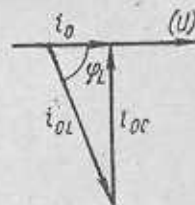
Агар 388-расмда тасвирланган занжирда L ва C ни ёки генераторни ω частотасини ўзгартирсак, у ҳолда тўлиқ токнинг амплитудаси ҳам, ток ва кучланиш орасидаги фазалар силжиши

ҳам ўзгариши мумкин. L , C ва ω ларнинг бирор муносабатида φ фазалар силжиши нолга тенг бўлади ва бинобарин, контур худди соф актив қаршилик бўлиб қолади. Тармоқланган занжирдаги мажбурий тебранишларнинг бу хусусий ҳоли *токлар резонанси* деб аталади. Резонансга тегишли токларнинг вектор диаграммаси 390-расмда кўрсатилган.

Одатда индуктив ғалтақларда $\omega L \gg r$ ва φ_L бурчак эса $-\pi/2$ га жуда яқин. i_C ток бошқа тармоқда кучланишдан $+\pi/2$ олдинга кетади ва шунинг учун i_L ва i_C ток π га яқин фазалар фарқиға эга, яъни қарама-қарши фазаларда ётади. Шунинг учун i тўлиқ ток тахминан i_L ва i_C токларнинг фарқиға тенг. Резонанс бўлганида тўлиқ ток энг кичик қийматға эга бўлади (389- ва 390-расмларни таққосланг), бинобарин, контурнинг қаршилиги энг катта қийматға етади. Бироқ бу қаршилик, кучланишлар резонанси бўлган ҳолдан фарқли ўлароқ (221-§), контурға киритилган r актив қаршиликка тенг эмас, балки яна L ва C га ҳам боғлиқ бўлади (қуйида кўрамай).

Агар r қаршилик нолга тенг бўлганида эди, у ҳолда i_L ва i_C токлар орасидаги фазалар фарқи аниқ π га тенг бўлар эди ва резонансда ҳар иккала ток бир-бирини тўла компенсация қилар эди. Бу ҳолда i_L ва i_C токлардан ҳар бири етарлича катта бўлишиға қарамай, уловчи симлардаги ток нолга тенг бўлар эди. Контурнинг қаршилиги эса резонансда чексизга тенг бўлар эди.

Токлар резонансини кузатиш учун 388-расмда тасвирланган схемадан фойдаланиш мумкин, бунда тўлиқ токни ўлчайдиган A_1 амперметрдан ташқари ҳар бир тармоқдаги токларни ўлчайдиган A_2 ва A_3 амперметрларни ҳам улаш керак бўлади. Ўзгарувчан кучланиш манбаи сифатида ўзгарувчан ток тармоғидан фойдаланиш ҳам мумкин. Индуктивлик сифатида кўзгалувчан темир ўзақли дросселдан фойдаланиш қулай, шу билан бирга дросселнинг максимал индуктивлиги катталиги резонанс учун керак бўлган қийматдан катта бўлиши керак. Бунда қуйидагини кузатиш мумкин бўлади. Дастлаб i_L ток (A_3 амперметрнинг кўрсатишлари) i_C токдан (A_2 амперметрнинг кўрсатишларидан) анча кичик бўлади ва A_1 амперметр сезиларли кучға эга бўлган тўлиқ ток мавжуд эканини кўрсатади (бу 389-расмға мувофиқ келади). Дросселнинг индуктивлиги камайганида i_L ток ортади (i_C ток аввалгидек ўзгармай қолади), i_C — i_L айирмага тахминан тенг бўлган i тўлиқ ток эса камаяди. Индуктивликнинг бирор қийматида i ток энг кичик бўлиб қолади (резонанс). Бунда A_2 ва A_3 амперметрлар бир-биридан



390-расм. Токлар резонансидаги вектор диаграмма.

кам фарқ қиладиган қийматларни кўрсатади. бу қийматлар A_1 амперметрнинг кўрсатишларидан кам фарқ қилади. Бундан ҳар иккала i_C ва i_L тоқлар фазалари жиҳатидан қарама-қарши бўлади деб айтиш мумкин. Индуктивликнинг янада камайишида i_L ток i_C тоқдан катта бўлади ва i тўлиқ ток яна орта бошлайди.

Тоқлар резонанси бўладиган шартни кўриб чиқайлик. 390-расмдан кўриб турибдики, резонанс бўлганда

$$i_{0C} = i_{0L} \sin \varphi_L \quad (225.1)$$

Бироқ (224.4) дан қуйидаги келиб чиқади:

$$\sin \varphi_L = \frac{\omega L}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}, \quad \cos \varphi_L = \frac{r}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}.$$

i_{0C} ва i_{0L} тоқларнинг амплитудалари эса қуйидаги қийматни олади:

$$i_{0L} = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}, \quad i_{0C} = U_0 \omega C.$$

Бу қийматларни (225.1) ифодага қўйиб ва $\omega^2 L^2 \gg r^2$ деб ҳисоблаб, тоқларнинг резонанс шартини топамиз:

$$\omega = 1/\sqrt{LC} = \omega_0. \quad (225.2)$$

Шундай қилиб, тоқлар резонанси учун, кучланишлар резонанси сингари, ташқи кучланишнинг тебранишлар частотаси ω контурнинг сўниш бўлмагандаги хусусий тебранишлар частотаси билан мос тушиши керак.

Энди резонансда тўлиқ токнинг i_0 амплитудасини ҳисоблайлик. 390-расмдан қуйидаги келиб чиқади:

$$i_0 = i_{0L} \cos \varphi_L. \quad (225.3)$$

Худди шу ($\omega^2 L^2 \gg r^2$) яқинлашишда қуйидагига эга бўламиз:

$$i_0 = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega_0^2 L^2}} \frac{r}{\sqrt{r^2 + \omega_0^2 L^2}} \approx U_0 \frac{r}{\omega_0^2 L^2} = U_0 \frac{rC}{L}.$$

Шунинг учун резонанс бўлганда

$$R = \frac{U_0}{i_0} = \frac{L}{rC}. \quad (225.4)$$

Агар $r \rightarrow 0$ бўлса, у ҳолда $R \rightarrow \infty$ бўлади. Бу натижани биз юқорида сифатга оид мулоҳазалар натижасида чиқарган эдик.

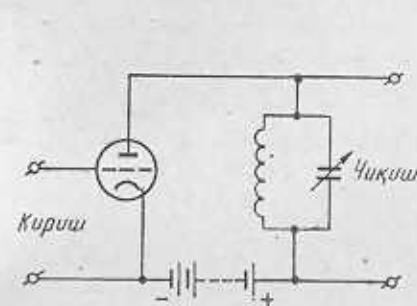
Контур резонанс қаршилиги R нинг унинг актив қаршилиги r га нисбати контур асслиги Q нинг квадрати га тенг (221-§ даги асслик ифодасига солиш-тиринг):

$$R/r = L/r^2 C = Q^2.$$

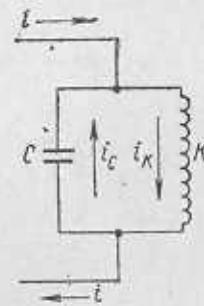
Радиочастоталарда 10^2 тартибдаги ассликка эришиши осон бўлса, R/r нисбат эса 10^4 ва ундан юқори тартибдаги ассликка эришиши имконини беради.

Шундай қилиб, ω_0 частотали ўзгарувчан ток учун (аниқроғи, контурнинг асслиги қанча юқори бўлса, шунча тор бўлган ω_0 яқинидаги частоталарнинг тор полосаси учун) тебраниш контури катта қаршилик бўлиб хизмат қилади, ҳолбуки, қолган барча частоталар учун унинг қаршилиги кичик. Бу ҳол тоқлар резонан-

сини мураккаб шаклли сигналдан аниқ бир тебранишни ажратиб олишда фойдаланишга имкон беради, тоқлар резонансидан бу мақсадларда фойдаланиш амалда кенг қўлланилади. Мисол тариқасида резонанс кучайтиргичнинг тузилишини кўрсатиш мумкин, бундай кучайтиргич схемаларидан бири соддалаштирилган ҳолда 391-расмда кўрсатилган. Анод занжирида кучайтирилиши керак бўлган сигнал частотасига созланган тебраниш контури бор. Резонанс



391-расм. Резонанс кучайтиргич.



392-расм. Индукцион печнинг қиздирувчи контури схемаси.

частотаси учун контур катта қаршилик бўлиб хизмат қилади ва лампа анод тоқининг тебранишлари унинг учларида ўзгарувчан кучланишнинг пайдо бўлишига сабаб бўлади. Бу частота учун (аниқроғи, частоталарнинг тор полосаси учун) резонанс кучайтиргич худди 161-§ да кўриб чиқилган қаршиликли кучайтиргичлар сингари ишлайди, шу билан бирга анод қаршилиги родини бу ерда тебраниш контури ўйнайди. Резонанс частотасидан сезиларли фарқ қиладиган барча бошқа частоталар учун контур амалда анод занжирида қисқа туташтиргич родини ўйнайди ва шунинг учун кучланиш нолга яқин қийматга эга бўлади.

Юқорида тушунтирилганидек, тоқлар резонансида контурнинг ҳар иккала тармоқларидаги ток кучларини ток келтирувчи симлардаги ток кучидан анча катта қилиш мумкин. Бу ҳолдан индукцион печларни қуришда фойдаланилади, бундай печларда металллар уюрмавий тоқлар ёрдамида қиздирилади (132-§). Бунда K қиздирувчи ғалтакка (392-расм) параллел қилиб C конденсатор уланади ва унинг сифимини шундай танланадики, ток генераторининг частотасида тоқлар резонанси рўй берсин. Бунда генератор ва ток келтирувчи симлар орқали фақат $i \approx i_K - i_C$ ток ўтади, бу ток қиздирувчи ғалтакдаги i_K тоқдан анча кичик бўлиши мумкин.

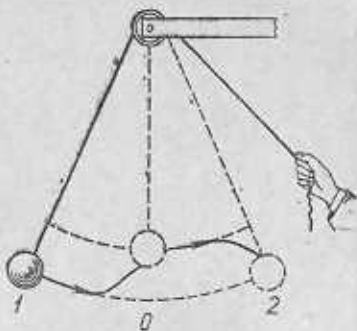
226-§. Параметрик резонанс

Электр резонансини (тоқлар ва кучланишлар резонансини) ўрганишда генератор даврий э. ю. к. нинг тебраниш контурига таъсирини кўриб чиқдик. Бироқ бошқа турдаги ташқи таъсирларда ҳам шунга ўхшаш ҳодисалар кузатилади экан, шу билан бирга, ҳосил бўладиган тебранишлар, э. ю. к. таъсир қилгандаги сингари, контурга таъсир қилувчи частотанинг катталигига анча боғлиқ бўлади. Шунинг учун резонанс тушунчасини бирмунча умумлаштириш ва кенгроқ синфдаги ҳодисаларга қўллаш мумкин.

Ташқи таъсир тебранувчи системанинг параметрларидан бирини ўзгарилади деб олайлик ва дастлаб оддий механикавий мисолни кўрайлик. Блок орқали ўтказилган илга осилган маятник бор ва ипни тортиш ёки қўйиб юбориш йўли билан унинг узунлигини ўзгартириш мумкин деб фараз қилайлик (393- расм). Маятник мувозанат вазиятига яқин бўлган (0) барча ҳолларда ипни тортиб (маятник узунлигини қисқартириб), маятникнинг чекка вазиятларида (1 ва 2 вазиятлар) ипни тушириб (маятникнинг узунлигини орттириб), яъни маятникнинг хусусий тебранишлари частотасидан икки карра ортиқ частота билан маятник узунлигини даврий равишда ўзгартириб турамыз. Бунда биз маятникнинг ортиб борувчи амплитуда билан тебрана бошлашини кўрамыз, амплитуданинг ортиши ип блокдан чиқиб кетгунча давом этади. Бу ҳодиса маятник узунлигининг ўзгариш частотаси маятникнинг хусусий тебранишлари иккиланган частотасига тенг бўлмай, унга яқин бўлган ҳолларда ҳам кузатилади.

Бу тажрибада ҳам биз даврий ташқи куч таъсир қилгандаги сингари ўсиб борувчи тебранишларга эга бўламиз, бироқ бу тебранишлар система параметрларидан бирининг (узунлигининг) даврий ўзгаришлари натижасида ҳосил бўлади. Шунинг учун баён қилинган ҳодиса *параметрик резонанс* деб аталади.

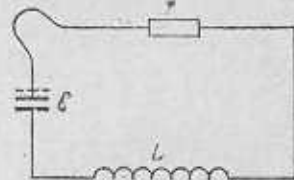
Тебранишларнинг ўсиб бориш сабабини энергетик мулоҳазаларга асосланиб тушунтириш мумкин. Биз 0 вазиятда (393- расм) ипни қисқартирганимизда ташқи куч (қўлнинг кучи) фақат оғирлик кучига қарши эмас, шунингдек, марказдан қочма кучга қарши ҳам иш бажаради, чунки 0 вазиятдан ўтишда маятник энг катта тезликка эга бўлади. Ипни узайтиришда маятник иш бажаради. Бироқ бу иш фақат оғирлик кучи ҳисобига бажарилади, чунки 1 ва 2 вазиятларда марказдан қочма куч нолга



393- расм. Механикада параметрик резонанс.

тенг (тезлик нолга тенг) ва шунинг учун бу иш ипни қисқартиргандаги ишдан кичик бўлади. Шундай қилиб, тебранувчи системага (маятникка) ташқи кучнинг бажарган иши ҳисобига энергия бериб турилади, шунинг учун маятник тебранишлари ўсиб боради.

Агар электр контурларнинг параметрлари (сигими ёки индуктивлиги) даврий равишда ўзгарса, бу контурларда ҳам шундай параметрик резонанс ҳодисаси кузатилади. Масалан, конденсаторнинг бир пластинкаси қўзғалувчан бўлиб, уни иккинчи пластинкага даврий равишда яқинлаштириб ва узоқлаштириб туриш мумкин бўлган LC контурни кўрайлик (394- расм). Сўнгра, контурда қандайдир тасодифий сабаблар туфайли тебранишлар пайдо бўлди ва конденсаторнинг заряди ноль орқали ўтган вақтларда биз пластинкани яқинлаштираямиз деб фараз қилайлик. Бунда ҳеч қандай



394- расм. Ўзгарувчан сигимли тебраниш контури.

иш бажарилмайди, чунки конденсаторнинг заряди нолга тенг бўлгани учун пластинкалар орасидаги тортишиш кучи ҳам нолга тенгдир. Хусусий тебранишларнинг $T/4$ чорак даврига тенг вақтдан кейин конденсаторнинг заряди энг катта бўлади. Агар шу пайтда пластинкалар узоқлаштирилса, у ҳолда ташқи кучлар пластинкаларнинг ўзаро тортишишини енгилга доир иш бажаради. У ҳолда конденсаторнинг сигими камаёди, унинг қопламалари орасидаги кучланиш эса ортиб, контурдаги тебранишларнинг ўсишига ёрдам беради. Агар яна $T/4$ вақтдан сўнг пластинкалар яқинлаштирилса, у ҳолда контурнинг энергияси ўзгармайди, чунки конденсаторнинг заряди бу пайтда яна нолга тенг бўлади. Пластинкаларни кейинги гал узоқлаштиришда контурга яна маълум энергия киритилади ва ҳ. к. Шунинг учун конденсатор сигимини хусусий тебранишларнинг иккиланган частотасига тенг (ёки унга яқин) частота билан етарлича кучли ўзгартириш билан биз контурда ўсувчи амплитудали электр тебранишлар ҳосил қиламиз, бу амплитуданинг ўсиши конденсаторда тешилиш рўй бергунга қадар давом этади.

Бошланғич кичик тебранишлар механикавий системаларда ҳам, электр системаларда ҳам тасодифий ташқи таъсирлар ёки флуктуациялар таъсирида юзага келишини қайд қилиб ўтиш керак. Шунинг учун параметрларнинг етарлича кучли даврий ўзгаришида тебранишларнинг ўз-ўзидан уйғониши рўй беради. Бунда тебранишлар фазаси билан параметрнинг ўзгариш фазаси орасидаги тўғри муқоабат автоматик равишда юзага келади, чунки фақат керакли бошланғич фазага эга бўлган тебранишларгина кучаяди, холос.

Электр параметрик резонансга доир юқорида баён қилинган тажриба биринчи марта Л. И. Мандельштам ва Н. Д. Папалекси

томонидан 1933 йилда амалга оширилган эди. Уларнинг ўзлари қурган сиғимли параметрик машинасида айланувчи конденсатор бўлиб, бу конденсаторнинг радиал ўйиқлар йўнилган икки пластинкалар системасининг биттаси қўзғалмас, иккинчиси эса электромотор ёрдамида айлантирилар эди. Бундай машина кучланишни бир неча минглаб вольтгача кучайтира олар эди.

Параметрик резонанс ҳодисасидан техникавий йўл билан ўзгарувчан ток ҳосил қилишда фойдаланиш мумкин.

227-§. Комплекс катталиклар

Ўзгарувчан токнинг турли тармоқларида ток ва кучланишнинг тебранишларини қўшиш учун турли физикавий катталикларнинг гармоник тебранишлари комплекс катталиклар кўринишида ифодаланганидан символик методдан фойдаланиш айниқса қулайдир. Бу метод барча ҳисоблашларни анча соддалаштиради, шунинг учун фақат ўзгарувчан тоқлар назариясидагина эмас, ҳар қандай механикавий ва электр тебранишларни текширишда ҳам кенг қўлланилади.

Маълумки,

$$e^{j\alpha} = \cos \alpha + j \sin \alpha.$$

Бу ерда α — ҳақиқий сон ва $j = \sqrt{-1}$. Шунинг учун ҳар қандай

$$Z = x + jy$$

комплекс сонни қуйидаги кўрсаткичли шаклда ифодалаш мумкин:

$$z = \rho e^{j\alpha}.$$

Бунда z комплекс соннинг x ва y ҳақиқий ва мавҳум қисмларини ρ ва α орқали ифодалаш мумкин:

$$x = \rho \cos \alpha, \quad y = \rho \sin \alpha$$

ва аксинча, ρ ва α ни x ва y орқали ифодалаш мумкин:

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = y/x.$$

ρ комплекс сон z нинг модули ва α эса унинг аргументи деб аталлини эслатиб ўтамиз.

Энди α вақт ўтиши билан қуйидаги

$$\alpha = \omega t + \varphi$$

қонунга мувофиқ ўзгаради деб оламиз. У ҳолда x ва y икки гармоник тебранишни:

$$x = \rho \cos(\omega t + \varphi), \quad y = \rho \sin(\omega t + \varphi), \quad (227.1)$$

яъни ρ амплитуда ва φ бошланғич фазага эга бўлган ω бурчак частотаси билан содир бўлаётган гармоник тебранишларни ифода-

лайди. Юқорида айтилганларга кўра, бу икки тебранишни битта комплекс ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$z = \rho \exp[j(\omega t + \varphi)] = \rho \exp(j\varphi) \exp(j\omega t). \quad (227.2)$$

Агар биз аввалдан (227.2) комплекс соннинг фақат ҳақиқий қисминини олишни шартлашсак, у ҳолда (227.1) тебранишларининг биринчисини оламиз; агар биз бу комплекс соннинг фақат мавҳум қисминини олишни шартлашсак, у ҳолда иккинчи тебранишни оламиз.

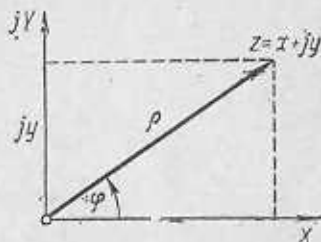
Шундай қилиб, гармоник тебранишларни ёки \cos ва \sin тригонометрик функциялар воситасида ёки комплекс ифодалар ёрдамида ифодалаш мумкин. Бироқ бир неча тебранишларни қўшиш керак бўлган ҳолларда комплекс ифодалардан фойдаланишнинг афзаллиги кўпроқдир, чунки комплекс сонларни қўшиш қондалари тригонометрик функцияларни қўшиш қондаларидан анча осонроқдир.

Агар барча кўрилатган тебранишлар учун ω частота бирдай бўлса, у ҳолда $j\omega t$ кўпайтувчини ёзмаслик мумкин. Бундай ҳолларда биз фақат

$$s = \rho \exp(j\varphi) \quad (227.3)$$

катталикнинг ўзини ёзганимизда ҳам гармоник тебранишни тўла равишда аниқлай оламиз, бу катталик комплекс амплитуда деб аталади. Унинг ρ модули гармоник тебранишнинг амалдаги амплитудасини, φ аргумент эса тебранишларнинг бошланғич фазасини билдиради.

Тебранишларни комплекс ифодалар ёрдамида тасвирлаш вектор диаграммалар билан чамбарчас боғлангандир. Ҳақиқатан ҳам, агар текисликда иккита ўзаро перпендикуляр ўқ олиб (395-расм), улардан бири (X) бўйлаб z комплекс соннинг x ҳақиқий қисминини, иккинчиси (jY) бўйлаб эса комплекс соннинг jy мавҳум қисминини қўйсак, у ҳолда z сони бу текисликда бирор вектор билан тасвирланади. Бу векторнинг узунлиги $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ комплекс сон z нинг модули бўлади, X ҳақиқий ўқ билан ҳосил қилган $\varphi = \arctg(y/x)$ бурчак эса z нинг аргументига тенг. Шунинг учун тебранишлар комплекс s амплитудасини бериш билан ((227.3) формулага мувофиқ) биз узунлиги тебранишлар амплитудасига тенг, бурилиш бурчаги эса бошланғич фазага тенг бўлган векторни аниқлаймиз, яъни худди тебранишларнинг вектор диаграммасини ясадаги сингари иш қилган бўламиз. Фарқ фақат шундаки, вектор диаграмма бўлган ҳолда бу вектор график тарзда берилди, комплекс ифодалаганимизда эса уни аналитик тарзда берамиз.



395-расм. Комплекс сонни вектор ёрдамида тасвирлаш.

Энди ўзгарувчан тоқларга қайтайлик ва занжирдаги тоқ кучи $i = i_0 \sin \omega t$ га тенг деб оламиз. Комплекс катталиклардан фойдаланиб, бу тебранишни шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$i = i_0 \exp(j\omega t).$$

У ҳолда соф актив қаршилиқда кучланишнинг тебранишлари (217-§) қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$U_r = i_0 r \exp(j\omega t).$$

Бу хусусий ҳолда комплекс амплитуда ҳақиқий бўлади:

$$U_{or} = i_0 r, \quad (227.4)$$

бу эса юқорида айтилганига мувофиқ кучланиш ва тоқ орасида фазалар силжиши йўқ эканини билдиради.

Индуктивликда кучланиш тебранишлари фаза жиҳатдан тоқ тебранишларидан $\pi/2$ га илгари кетади (219-§) ва шунинг учун

$$U_L = i_0 \omega L \exp[j(\omega t) + \pi/2].$$

Бу тебранишнинг комплекс амплитудаси

$$U_{oL} = i_0 \omega L \exp(j\pi/2).$$

Бу ифодага кирувчи $\exp(j\pi/2)$ кўпайтувчи комплекс текисликда (395-расм) узунлиги 1 бўлган ва jY мавҳум ўқ бўйлаб йўналган вектор билан тасвирланади. Шунинг учун $\exp(j\pi/2) = j$ ва демак,

$$U_{oL} = i_0 \omega j L. \quad (227.5)$$

Ниҳоят, конденсатордаги кучланишнинг тоқ тебранишларидан $\pi/2$ га орқада қолувчи тебранишлари учун (218-§) шундай ифода-ни оламиз:

$$U_C = \frac{i_0}{\omega C} \exp[j(\omega t - \pi/2)].$$

Конденсатордаги кучланишнинг комплекс амплитудаси қуйидагига тенг:

$$U_{oC} = \frac{i_0}{\omega C} \exp(-j\pi/2)$$

ёки $\exp(-j\pi/2) = -j = 1/j$ бўлгани учун

$$U_{oC} = i_0 \frac{1}{j\omega C} \quad (227.6)$$

бўлади.

Энди комплекс ифодалардан фойдаланиб, тебранишларни қандай қўшиш мумкин эканлигини кўрайлик. Бунда биз ҳамма ўринда ҳам скаляр катталикларнинг тебранишлари ҳақида гап кетаяпти деб фараз қиламиз, бундай катталиклар тоқ кучи, конденсаторнинг заряди, кучланиши ва ҳ. к. лардир.

Икки ёки ундан кўп

$$z_1 = x_1 + jy_1, \quad z_2 = x_2 + jy_2, \dots$$

комплекс сонларнинг йиғиндиси деб таърифга кўра шундай $Z = X + jY$ комплекс сонга айтиладики, бу комплекс соннинг X ва Y ҳақиқий ва мавҳум қисмлари мос равишда қўшилувчиларнинг ҳақиқий ва мавҳум

$$X = x_1 + x_2 + x_3 + \dots, \quad Y = y_1 + y_2 + y_3 + \dots$$

қисмлари йиғиндисидан иборатдир.

Агар z_1, z_2, \dots — гармоник тебранишларнинг комплекс ифодалари бўлса, у ҳолда x_1, x_2, x_3, \dots катталиклар ва мос равишда y_1, y_2, y_3, \dots катталиклар ҳам гармоник тебранишлар бўлади (улардан бири \cos функция билан ва иккинчиси \sin функция билан ифодаланади). Шунинг учун Z нинг комплекс ифодаси қўшилаётган тебранишларнинг йиғиндисига мос келади. Агар аввалгидек барча тебранишлар ягона ω частотага эга бўлса, у ҳолда $(j\omega t)$ умумий кўпайтувчини ёзмаслик мумкин, фақат қўшилаётган (йиғиндиси олинаётган) тебранишларнинг комплекс амплитудаларини кўшишнинг ўзи етарлидир.

Шундай қилиб, биз шундай қондани чиқарамиз: бир хил частотали бир неча тебранишларни қўшиш учун бу тебранишларнинг комплекс амплитудаларини қўшишнинг ўзи kifоядир. Олинган комплекс ифоданинг модули натижавий тебранишнинг ҳақиқий амплитудасини, унинг аргументи эса — бошланғич фазасини беради.

(X, jY) комплекс текислигида комплекс сонларнинг қўшилиши бу комплекс сонларни ифодаловчи векторлар йиғиндисини олиш билан ифодаланади, изланаётган йиғиндини ифодаловчи Z комплекс сон эса туташтирувчи вектор (йиғинди вектор) бўлади. Шунинг учун юқорида берилган қонда натижавий тебранишнинг вектор диаграммасини ясашга аниқ мос келади.

Айтилганларни мисолда тушунтирамиз. Яна кетма-кет уланган қаршилиқ, индуктивлик ва сифмдан иборат занжир тузамиз ва бу занжирнинг учларидаги кучланишни топамиз. Бу кучланиш учта кучланишнинг йиғиндисидан иборат бўлиб, бу кучланишларнинг комплекс амплитудалари (227.4)—(227.6) формулалар билан ифодаланади. Шунинг учун тўлиқ кучланишнинг комплекс амплитудаси қуйидагича ифодаланади:

$$i_0 r + i_0 j \omega L + i_0 / j \omega C = i_0 r + i_0 j (\omega L - 1/\omega C).$$

Бундан кучланишнинг ҳақиқий амплитудаси (модули) ва кучланишнинг бошланғич фазаси (аргументи) учун қуйидаги ифодаларни оламиз:

$$U_0 = i_0 \sqrt{r^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2},$$

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L - 1/\omega C}{r},$$

бу ифодаларнинг (220.3) (220.4) формулалар билан мувофиқ келиши кўриниб турибди.

Комплекс қаршиликлар методи иллюстрация қилиш учун баъзи содда мисолларни кўриб чиқамиз.

1-мисол. Занжир кетма-кет уланган r актив қаршилик ва L индуктивликдан иборат (397-а расм).

Кетма-кет улашда қаршиликлар қўшилгани учун занжир импеданси

$$Z = r + j\omega L$$

бўлади. Шунинг учун бутун занжирнинг қаршилиги қуйидагига тенг бўлади:

$$R = \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2},$$

кучланиш эса токдан фаза бўйича

$$\varphi = \arctg(\omega L/r)$$

бурчакка илгари кетади.

2-мисол. Занжир C сифимли конденсатор ва унга параллел уланган r актив қаршиликдан иборат (сиркувчан конденсатор, 397-б расм).

Параллел улашда участкаларнинг ўтказувчанликлари қўшилади, шунинг учун Z занжирнинг импеданси бўлса, у ҳолда

$$1/Z = 1/r + j\omega C.$$

Бундан

$$Z = \frac{1}{1/r + j\omega C}.$$

Бу ифодани $Z = X + jY$ кўринишга келтириш учун ўнг қисмини $(1/r - j\omega C)$ га кўпайтирамиз ва бўламиз. У ҳолда

$$Z = \frac{1/r - j\omega C}{1/r^2 + \omega^2 C^2} = \frac{r - j\omega r^2 C}{1 + \omega^2 r^2 C^2} = X + jY.$$

Занжирнинг қаршилиги қуйидагига тенг:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{r}{\sqrt{1 + \omega^2 r^2 C^2}}.$$

кучланиш эса токдан фаза бўйича

$$\varphi = \arctg(Y/X) = -\arctg \omega r C$$

бурчакка илгари кетади. Бу ҳолда φ бурчак манфий бўлиб чиқади, бу деган сўз, кучланиш токдан фаза жиҳатидан орқала қолади, демакдир (бу эса занжирнинг сифим характерда эканидан далолат беради).

3-мисол. Токлар резонансини кўриб чиқишда танишган занжирни олайлик (397-в расм).

Бу ҳолда биз дастлаб L индуктивликти тармоқнинг Z_1 импедансини топишимиз керак. r ва L бу ерда кетма-кет улангани учун

$$Z_1 = r + j\omega L$$

бўлади. Занжирнинг ҳар иккала тармоқлари ўзаро параллел уланган. Шунинг учун бутун занжирнинг Z импеданси учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\omega L} + j\omega C.$$

Бу ифодадан Z ни топиб ва махраждаги маъхумлиكنи йўқотиб, оддий ўзгартиришлардан кейин қуйидагига эга бўламиз:

$$Z = \frac{r + j\omega[L(1 - \omega^2 LC) - Cr^2]}{(1 - \omega^2 LC)^2 - \omega^2 C^2 r^2}.$$

Импедансининг маъхум қисми (реактив қаршилик) нолга айланадиган шартни топамиз. Мажбурий тебранишларнинг бу ҳоли *токлар резонанси* деб аталганини биламиз (225-§). Биз излаётган шарт қуйидагига бўлади:

$$L(1 - \omega^2 LC) - Cr^2 = 0.$$

Аввалгидек $\omega^2 L^2 \gg r^2$ деб ҳисоблаб, токлар резонанси ω_0 частотада рўй беришини, бу частота эса

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$$

га тенг эканини топамиз. Бу қийматни Z нинг ифодасига қўйиб ва $(1 - \omega_0^2 LC) = 0$ эканини назарга олиб, контурнинг резонанс қаршилигини оламиз:

$$Z_{\text{рез}} = L/Cr.$$

Бу олинган натижаларни аввал (225-§) биз бошқа методлар ёрдамида олган эдик.

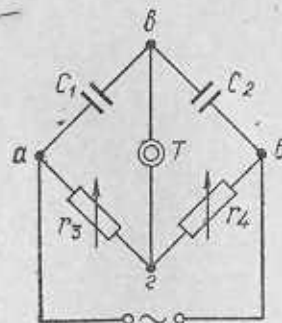
4-мисол. Конденсаторларнинг сифимини ўлчаш учун ўзгарувчан токда ишлайдиган кўприк схемадан фойдаланилади (398-расм). Бу схема ўзгармас токдаги кўприк схемасига ўхшаш, бироқ унда схеманинг икки елкасига қаршиликлар ўрнига конденсаторлар улангани билан фарқ қилади. Схеманинг икки қарама-қарши нукталарига (398-расмдаги a ва b нукталарга) ўзгарувчан э. ю. к. ли жажжи генератор (зуммер), бошқа икки (e ва z) нукталарига эса ўзгарувчан ток индикатори (масалан, T телефон) уланган. Ўлчаш процесси шундан иборатки, қўлган r_3 ва r_4 елкалар қаршилигини ўзгартириш билан e ва z нукталар орасида кучланиш тебранишлари нолга тенг бўладиган, яъни телефонда товуш эшитилмайдиган вазиятга (кўприкнинг мувозанат вазиятига) эришилади. Кўприкнинг мувозанат шартини топайлик.

Агар биз ўзгармас ток билан иш кўраётган бўлганимизда, C_1 ва C_2 конденсаторлар ўрнига r_1 ва r_2 қаршиликларга эга бўлганимизда эди, мувозанат вазиятида шундай тенгликни ёзиш мумкин бўлар эди:

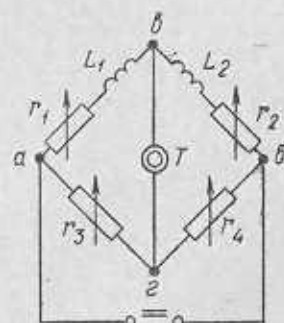
$$r_1/r_2 = r_3/r_4.$$

Ўзгарувчан токда эса биламизки, комплекс қаршиликлардан фойдаланиш керак, яъни r_1 ни $1/j\omega C_1$ га, r_2 ни эса $1/j\omega C_2$ га алмаштириш керак. Шунинг учун ўзгарувчан токда кўприкнинг мувозанат шарти шундай бўлади:

$$C_2/C_1 = r_3/r_4.$$



398-расм. Сифимини ўлчаш учун кўприк схемаси.



399-расм. Индуктивлиكنи ўлчаш учун кўприк схемаси.

Тажрибада кўприкнинг мувозанати учун зарур бўлган r_3/r_4 нисбатни ўлчаб ва конденсаторлардан бирининг сифимини билган ҳолда бундан иккинчи конденсаторнинг номанълум сифимини аниқлаш мумкин.

Шу нарсани қайд қилиш керакки, ҳисоблашларда биз конденсаторлар уланган кўприк елкаларининг актив қаршиликлари сифим қаршиликларга нисбатан кичик деб фараз қилдик, амалда ҳам худди шундай бўлади.

5-мисол. Ўзгарувчан ток учун кўприк схемаси ёрдамида фақат сифимларини эмас, шунингдек, индуктивликларини ҳам ўлчаш мумкин. Бироқ индуктивлик ғалтаги одатда сезиларли қаршиликка эга бўлгани учун бу ерда энди кўприкнинг ғалтақлар уланган елкаларининг қаршиликларини уларнинг индуктив қаршиликларига нисбатан ҳисобга олмаслик мумкин эмас.

Индуктивликларини ўлчаш учун қўлланиладиган кўприкнинг схемаси 399-расмда берилган. Бу кўприкни тўртта ўзгарувчан (индуктив бўлмаган) r_1 , r_2 , r_3 ва r_4 қаршиликларга эга шу билан бирга, r_1 ва r_2 катталикларини келгусида 1 ва 2 елкаларнинг ғалтақлар қаршиликларини ҳам ўз ичига олган тўлиқ актив қаршиликлари деб тушунамиз.

1 елканинг комплекс қаршилиги (1-мисол билан солиштиринг) $r_1 + j\omega L_1$ га, 2 елканинг комплекс қаршилиги эса $r_2 + j\omega L_2$ га тенг. Шунинг учун ўзгарувчан токда кўприкнинг мувозанат шarti қуйидагича бўлади:

$$\frac{r_1 + j\omega L_1}{r_2 + j\omega L_2} = \frac{r_3}{r_4}$$

ёки бошқача

$$r_1 + j\omega L_1 = \frac{r_3}{r_4} (r_2 + j\omega L_2)$$

бўлади. Бироқ икки комплекс ифода тенг бўлиши учун уларнинг ҳақиқий ва мавжум қисмлари алоҳида-алоҳида тенг бўлиши керак. Шунинг учун биз иккита шартга эга бўламиз:

$$r_1/r_2 = r_3/r_4, \quad L_1/L_2 = r_3/r_4.$$

Иккита шартнинг бўлиши шундай физикавий маънога тўғри келадики, кўприкнинг мувозанати учун потенциалнинг a ва b нуқталардаги (399-расм) тебранишлари фақат бирдай амплитудаларгагина эмас, шунингдек, бирдай фазаларга ҳам эга бўлиши керак. Ана шундай бўлгандагина вақтнинг ихтиёрий моментинда a ва b нуқталарининг потенциаллари фарқи нолга тенг бўлиши, яъни телефонда товуш эшитилмаслиги учун зарур шарт бажарилиши мумкин.

Биринчи шарт кўприкнинг ўзгармас ток учун мувозанатда бўлиш шартидир. Бинобарин, кўприк ўзгармас ток учун мувозанатда бўлгандагина ўзгарувчан токда ҳам мувозанатда бўлиши мумкин экан.

Шунга мувофиқ ҳолда, индуктивликларни ўлчашда кўприк схемасининг a ва b нуқталарига (399-расм) ёки навбатма-навбат ўзгармас кучланиш қўйилади (бунда T телефон гальванометрга алмаштирилади) ёки ўзгарувчан кучланиш қўйилади ва тўртала r_1 , r_2 , r_3 ва r_4 қаршиликларини ўзгартириш билан кўприкнинг ҳар иккала ҳолда ҳам мувозанатда бўлишига эришилади. Бунда иккинчи мувозанат шартидан индуктивликларнинг нисбатини ва агар индуктивликларнинг биттаси маълум бўлса, иккинчи номанълум индуктивликнинг қийматини ҳам топиш мумкин.

XXII БОБ

ЎТКАЗГИЧЛАР БЎЙЛАБ ТАРҚАЛУВЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

229- §. Параметрлари тақсимланган системалар

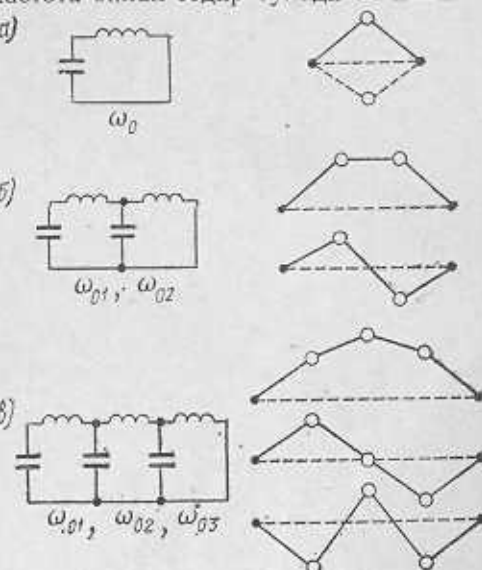
Ҳозиргача биз оддий тебраниш контурлари билан иш кўрдик, бу контурларда сифим контурнинг аниқ бир жойида (конденсаторда) ва индуктивлик бошқа жойда (ғалтақда) тўпланган. Энди сифим ва индуктивлик бутун система бўйлаб узлуксиз тақсимланган системаларни кўрайлик.

Бундай тақсимланган системаларни доимийлари (параметрлари) мужассамлашган системаларнинг чегаравий ҳоли деб қараш мумкин. Оддий контурга механикада бирор йўналишда эластиклик кучи таъсирида ҳаракатланаётган моддий нуқта мос келади (400-а расм). Унинг эркинлик даражаси битта ва ягона аниқ частота билан хусусий тебранишлар қилиши мумкин. Худди шунга ўхшаш оддий электр контур ягона ω_0 хусусий частота билан характерланади.

Энди ўзаро умумий сифим билан боғланган икки содда контурни кўрайлик (400-б расм). Бунга мувофиқ келадиган механикавий система икки моддий нуқтадан тузилган ва икки эркинлик даражасига эга бўлади. Унда турли частота билан содир бўладиган иккита хусусий тебраниш бўлиши мумкин. Худди шунга ўхшаш ўзаро боғланган иккита электр контурда ω_{01} ва ω_{02} частотали икки хил хусусий электр тебраниш бўлиши мумкин.

400-в расмда тасвирланган контурда биз учта эркинлик даражаси мавжудлигини кўрамиз, бу ерда ω_{01} , ω_{02} ва ω_3 частотали уч хил тебраниш бўлиши мумкин.

Энди 400-расмда тасвирланган контурда звенолар сонини чексиз орттириб борамиз ва шунга мос ҳолда ҳар бир звенонинг индуктивлиги ва сифимини камайтириб борамиз. Бунда биз лимитда индуктивлик ва сифим бутун узунлиги бўйлаб тақсимланган



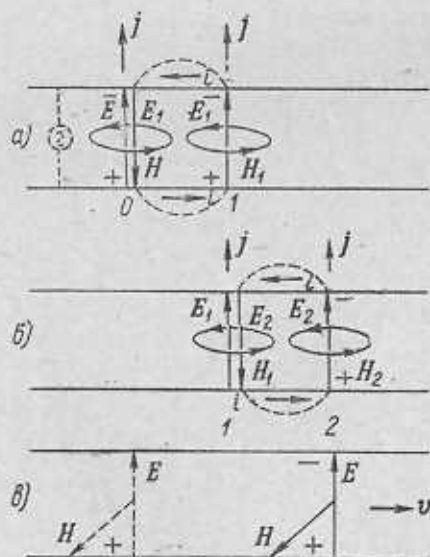
400-расм. Бир (а), икки (б) ва уч (в) эркинлик даражасига эга бўлган тебранишлар.

икки симли линияни ҳосил қиламиз. Механикада бундай системага массаси ва эластиклиги узлуксиз тақсимланган резинка шнур ёки тор мос келади. Торнинг эркинлик даражалари сони чексизга тенг ва шунинг учун унда чексиз сондаги хусусий тебранишлар бўлиши мумкин. Тақсимланган электр системаларда ҳам худди шундай бўлади: бундай системаларда хусусий тебранишлар сони чексиздир.

Механикадан маълумки, торнинг (шунингдек, ҳар қандай механикавий тақсимланган системанинг ҳам) тебранма ҳаракатлари механикавий тўлқинлардан иборатдир. Чеки торнинг турли хусусий тебранишлари моҳияти жиҳатидан тордаги мумкин бўлган турғун тўлқинлардан бошқа нарса эмас. Худди шунга ўхшаш тақсимланган электр системалардаги электр тебранишлар ҳам электромагнит тўлқинлардир. Ана шу тўлқинларни шу бобда ўрганишга ўтамиз.

230-§. Ўтказгичлар бўйлаб тарқалувчи электромагнит импульс

Икки томонга чексиз чўзилган икки симли линияни кўрамиз ва электр майдон манбаи линиянинг бирор O нуқтасида E электр майдонни ҳосил қилади деб олайлик (401-а расм). Тажриба электр майдоннинг линия бўйлаб тарқалишини кўрсатади. Энди майдоннинг бундай тарқалиши қандай процесслар воситасида амалга ошади, деган саволни қўяйлик.



401- расм. Симлар бўйлаб электромагнит импульс тарқалиши.

Электр майдонни узатиш усулларида бири бизга маълум; бу усул ўтказувчанлик тоқларининг юзага келишидир. Бунда электронлар симлардан линия бўйлаб ҳаракатланади ва ўз ҳаракатида электр зарядни ва у билан бирга электр майдонни ҳам кўчиради.

Бироқ шу билан бирга электр майдонни узатишнинг бошқа процесси ҳам мавжуддир ва бу процесс кўплаб ҳодисаларда асосий роль ўйнайди. Бу процессни Максвелл кашф этган бўлиб, у электромагнит тўлқинларнинг тарқалишидан иборатдир.

Дастлаб бу ҳодисани сифат жиҳатидан қараб чиқайлик. Айтайлик, вақтнинг берилган моментиде электр майдон E ортаётган бўлсин. Максвелл назариясининг (136-§) асосий қондасига мувофиқ, ўзгарувчи электр майдон, яъни силжиш токи магнит майдонни юзага келтиради. Бу магнит майдон катталиги ва йўналиши

$$J = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$
 ток зичлигига мос келади (биз линия вакуумда ёки бўлмаса амалда вакуумдан фарқ қилмайдиган ҳаво атмосферасида жойлашган деб фараз қиламиз). E майдон ортаётгани учун $\frac{\partial E}{\partial t} > 0$ бўлади ва J силжиш токининг йўналиши E нинг йўналиши билан устма-уст тушади. Ўнг парма қондасини қўллаб H магнит майдоннинг 401-а расмда кўрсатилган йўналишда йўналган эканини топамиз.

Бироқ Максвелл назариясининг иккинчи асосий қондасига мувофиқ (131-§), ўзгарувчи магнит майдон уюрмавий тоқларнинг юзага келишига сабаб бўлади. Шунинг учун вақтнинг сўнгги моментиде E_1 электр майдон вужудга келади. Бу майдон ҳам худди ортиб борувчи H майдон таъсирида берк ўтказгичда юзага келган индукция токи сингари йўналади (401-а расм).

Агар линия симлари бўлмаганда эди, майдон куч чизиқларида расмда пунктир чизиқлар билан белгиланган участкалар бўлар эди. Симлар бўлганида уларда i ўтказувчанлик токи юзага келади (401-а расм). Агар симлар яхши ўтказувчан материал (металл)дан қилинган бўлса, у ҳолда уларда электр майдон кучланганлиги жуда кичик бўлади ва куч чизиқларининг пунктир участкалари мутлақо бўлмайди.

Ортиб борувчи E_1 электр майдон силжиш токидан иборат бўлиб, у H_1 магнит майдоннинг вужудга келишига сабаб бўлади. 401-а расмдан кўриниб турибдики, E_1 майдон O нуқтада E майдонга қарама-қарши йўналган ва, демак, у E майдонни йўқотади, H_1 магнит майдон эса H майдонни йўқотади. Шунинг учун дастлабки E майдон ва у ҳосил қилган H майдон йўқолади, бироқ бунда энди линиянинг I қўшни нуқтасида E_1 ва H_1 майдон пайдо бўлади (401-б расм).

Вақтнинг кейинги моментларида ҳодиса худди шунга ўхшаш бўлади. Ортиб борувчи H_1 майдон E_2 уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради, бу майдон эса ўз навбатида ортиб, H_2 магнит майдоннинг юзага келишига сабаб бўлади, E_2 ва H_2 майдонлар I

нуқтадаги E_1 ва H_1 майдонларни йўқотади ва дастлабки қўзғалган жойдан узокроқда жойлашган 2 қўшни нуқтада майдонлар пайдо бўлади (401-б расм). Шунинг учун электр ва магнит майдонлар ўзаро бир-бирига айланиб ва бир-бирини кучайтириб, линия бўйлаб тарқалади (401-в расм). Бу процесс резинка шнур ёки торда механикавий импульснинг тарқалишига жуда ўхшаб кетади ва бу *электромагнит импульснинг тарқалиши* деб аталади.

Баён қилинган ҳодисани тўғри тушуниш учун 0, 1, 2 ва ҳ. к. нуқталар (401-расм) бир-бирига чексиз яқин жойлашган эканини назарда тутиш керак. Шунинг учун E ва H , E_1 ва H_1 майдонлар биргина нуқтада жойлашган. Демак, E электр майдон максимум бўлган жойда H магнит майдон ҳам максимум бўлади, E нолга тенг бўлган жойда H майдон ҳам бўлмайди. Бу ҳолни биз келгусида назарга олишимиз керак бўлади.

401-расмдан кўрииб турибдики, E ва H майдонларининг йўналишлари бир-бирига перпендикуляр ва ўз навбатида тарқалиш тезлиги v га перпендикулярдир:

$$E \perp H \perp v.$$

Бу учта вектор парма қондаси бўйича боғланган: v нинг йўналиши ўнг парманинг илгариланма ҳаракати йўналиши билан, унинг дастасининг йўналиши E дан H га томон йўналиш билан мос келади.

Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, биз юқорида линиянинг 0 нуқтадан ўнг томондаги ярминигина кўрдик. Линиянинг 0 нуқтадан чап томонида ҳам худди шундай ҳодисалар бўлиши равшан, шунинг учун майдонлар дастлабки уйғонган жойидан ҳар иккала томонга қараб ҳаракатланади.

Шундай қилиб, майдонни узатишнинг икки турли процесси мавжуд: майдонлар *ўтказувчанлик тоқлари* ёрдамида ва *силжиш тоқлари* (электромагнит тўлқинлар) ёрдамида узатилиши мумкин. Агар майдонларнинг ўзгариш тезлиги кичик (*кичик частоталар*) бўлса, у ҳолда ўтказувчанлик тоқларига нисбатан силжиш тоқларини назарга олмаслик мумкин ва ўтказувчанлик тоқлари бунда асосий роль ўйнайди. Бу ҳолда электр ҳодисалар линиянинг қаршилигига ва, демак, симларнинг материалига жуда боғлиқ бўлади. Агар майдонлар тез ўзгарса (*катта частоталар*), у ҳолда силжиш тоқлари асосий роль ўйнайди ва электр ҳодисалар электромагнит тўлқинлар билан белгиланади. Бунда биз юқорида кўрганимиздек, асосий процесслар симлар орасида, атроф муҳитда рўй беради ва электр ҳодисалар амалда симларнинг материалига боғлиқ бўлмайди.

231-§. Электромагнит тўлқинлар

Айтайлик, чексиз линиянинг 0 нуқтасида электр майдон қуйидаги

$$E = E_0 \sin \omega t$$

гармоник қонунга мувофиқ ўзгаради (402-расм). Электромагнит

майдон линия бўйлаб тарқалади ва, бинобарин, 0 нуқтадан x масофада бўлган бирор нуқтада ҳам майдоннинг гармоник тебранишлари юзага келади. Бироқ майдон чекли v тезлик билан тарқалади ва шунинг учун x нуқтадаги тебранишлар 0 нуқтадаги тебранишлардан импульснинг тарқалиш вақтига тенг бўлган $\tau = x/v$ вақт кечикади. Демак, электр майдоннинг x нуқтадаги тебранишлари қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$E = E_0 \sin \omega(t - x/v). \quad (231.1)$$

230-§ да биз электромагнит импульснинг тарқалишида электр майдоннинг максимумларига магнит майдоннинг максимумлари мос келишини кўрдик. Шунинг учун 0 нуқтада магнит майдоннинг тебранишлари $H = H_0 \sin \omega t$ бўлади, x нуқтада эса

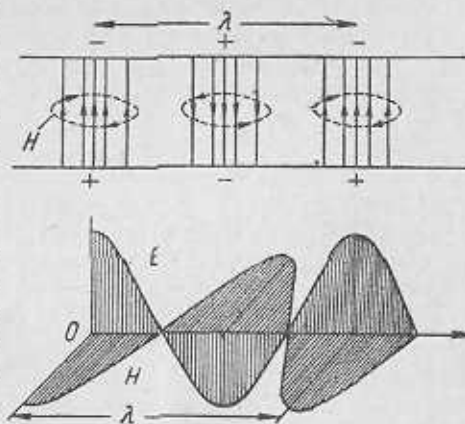
$$H = H_0 \sin \omega(t - x/v) \quad (231.1a)$$

бўлади.

(231.1) ва (231.1a) формулалар аниқ бир йўналишда, айнан X мусбат ўқ йўналишида тарқалаётган тўлқиндаги электр ва магнит майдонларнинг ўзгариш қонунини ифодалайди. Бу ифодалар *тўлқин тенгламаси* деб аталади. Агар тўлқин қарама-қарши йўналишда (манфий X ўқ бўйлаб) тарқалаётган бўлса, у ҳолда тўлқин тенгламалари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E = E_0 \sin \omega(t + x/v), \quad H = H_0 \sin \omega(t + x/v) \quad (231.2)$$

Электромагнит тўлқинда электр ва магнит майдонларнинг оний тарқалиши 402-расмда тасвирланган. Вақтнинг берилган моменти учун электр ва магнит майдонлар айни бир нуқтада эришади ва айни бир нуқталарда ноль орқали ўтади. Агар линиянинг бирор аниқ нуқтасида майдонларнинг ўзгариши кузатилса, у ҳолда ҳар иккала E ва H майдонлар бир вақтда максимумлар орқали ўтади ва бир вақтда ноль қийматлари орқали ўтади. Ёки бошқача айтганда, *тарқалаётган электромагнит тўлқинда электр ва магнит майдонлар бир фазада бўлади*. Механикавий тўлқинларда ҳам худди шундай фаза муносабатлари мавжуд эканини қайд қилиб ўтиш



402-расм. Тарқалувчи тўлқиндаги электр ва магнит майдонларининг тақсимланиши.

керак, бунда деформация ва тезлик (потенциал ва кинетик энергия) тебранишлари ҳам бир фазада бўлади.

Тебранишлар 2 π га фарқ қиладиган икки нуқта орасидаги масофа (масалан, 402- расмдаги икки қўшни максимум орасидаги масофа) *электромагнит тўлқиннинг узунлиги λ дейилади*. Электромагнит тўлқиннинг узунлиги бир тебраниш даври *T* орасида тўлқиннинг тарқалиш масофасига тенг. Агар *v* — электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги (тебранишлар фазасининг тарқалиш тезлиги) бўлса, у ҳолда

$$\lambda = vT. \quad (231.3)$$

(231.3) муносабатдан фойдаланиб ва $\omega = 2\pi/T$ эканини назарга олиб, тўлқиннинг (232.1) ва 231.2) тенгламаларини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = E_0 \sin 2\pi(t/T \mp x/\lambda) = E_0 \sin(\omega t \mp kx), \quad (231.4)$$

бу ерда $k = 2\pi/\lambda$ — *тўлқин сони*. Магнит майдон учун ҳам шундай формула ўринли.

Тўлқиннинг комплекс шаклдаги тенгламаси қуйидаги кўринишга эга:

$$E = E_0 \exp[j(\omega t \mp kx)].$$

Бинобарин, тўлқиндаги тебранишларнинг комплекс амплитудаси қуйидагига тенг:

$$E_0 \exp(\mp jkx). \quad (231.5)$$

Олдинги формулаларда биз электр ва магнит майдонларнинг тебранишлар амплитудалари E_0 ва H_0 доимий, яъни тўлқин сўнишсиз тарқалади деб ҳисобладик. Бироқ линияда электромагнит тўлқин бўлганида ўтказувчанлик тоқлари пайдо бўлади (401- расм). Реал линиянинг қаршилиги нолга тенг бўлмагани учун линияда электромагнит майдон энергияси ҳисобига Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралади. Шунинг учун ҳақиқатда электромагнит тўлқиннинг ҳаракатланиши давомида E_0 ва H_0 амплитудалар тобора камайиб боради. Ёзилган формулалар линиянинг қаршилиги нолга аниқ тенг деган шартдагина ўринлидир. Агар реал линия учун унинг тўлқиннинг сўниши унча катта бўлмайдиган участкасини олсак, бу формулаларни реал линияга ҳам қўллаш мумкин.

232-§. Турғун электромагнит тўлқинлар

Тарқалувчи электромагнит тўлқинлар амалда чегарасиз деб қараш мумкин бўлган жуда узун линияларда вужудга келади. Бироқ кўп ҳолларда қисқа линиялар, узунлигида кам сонли тўлқин узунликлари жойлашадиган линиялар билан иш кўришга тўғри

келади. Бундай ҳолларда электромагнит тўлқинларнинг линия учларидан қайтиш ҳодисаси катта роль ўйнайди. Қайтган тўлқинлар ўзаро ва дастлабки тўлқин билан қўшилиб кетади, бунинг натижасида электромагнит тебранишларнинг янада мураккаброқ шакллари — *турғун электромагнит тўлқинлар*, эластик шнур ёки тордаги турғун механик тўлқинларга ўхшаш тўлқинлар пайдо бўлади.

Турғун электромагнит тўлқинларнинг асосий хусусиятларини аниқлаш учун фақат иккита тўлқинни — бирламчи тўлқин ва линиянинг учидан қайтган битта тўлқинни кўриш етарли. Линия бўйлаб йўналган *X* координаталар ўқини киритамиз (403- расм) ва бирламчи тўлқиннинг электр майдони тебранишлари линиянинг *O* нуқтасида қуйидаги

$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad (232.1)$$

кўринишда бўлади деб оламиз. *У* ҳолда линиянинг *x* нуқтасидаги тебранишлар

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kx) \quad (232.2)$$

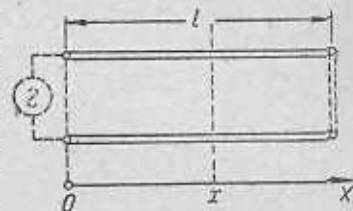
бўлади. Тўлқинни тўла равишда қайтади деб ҳисоблаб, қайтган тўлқин майдонининг худди шу *x* нуқтадаги тебранишларини қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kx - \varphi). \quad (232.3)$$

kx қўшилувчи олдидаги $+$ ишораси қайтган тўлқиннинг *X* ўқининг манфий йўналишида тарқалаётганини билдиради (403- расмда ўнгдан чапга). φ бурчакнинг маъноси эса қуйидагича: (232.3) формулада $x = 0$ деб олиб ва уни (232.1) формула билан солиштириб, φ нинг *O* нуқтада қайтган тўлқин майдони тебранишларининг фаза жиҳатидан бирламчи тўлқиннинг худди шу нуқтадаги тебранишларига нисбатан орқада қолиши (кечкилиши) эканлигини кўрамиз. Бундай кечикишнинг икки сабаби бор. Биринчидан, *O* нуқтага қайтиб келгунча тўлқин линиянинг бутун узунлигини икки марта ўтиши керак, бунинг натижасида фаза жиҳатидан $2\pi 2l/\lambda$ га орқада қолиши рўй беради. Иккинчидан, қайтишнинг ўзида ҳам тебранишлар фазасининг ўзгариши мумкин эканлигини биз қуйида кўрамиз. Бу икки ҳодисани назарга олиш учун биз (232.3) да φ бурчакни киритдикки, унинг аниқ қиймати қандай бўлиши ҳозирча биз учун аҳамиятсиз.

Ҳар иккала тўлқин қўшилиб, шундай натижавий майдон беради:

$$E = E_1 + E_2 = E_0[\sin(\omega t - kx) + \sin(\omega t + kx - \varphi)].$$



403- расм. Чеklangan икки сингли линия.

Тригонометриянинг синусларнинг йиғиндиси ҳақидаги маълум формуласидан фойдаланиб ва яна $\cos(-\alpha) = \cos\alpha$ эканини назарга олиб, қуйидагини топамиз:

$$E = 2E_0 \cos(kx - \varphi/2) \sin(\omega t - \varphi/2). \quad (232.4)$$

(232.4) формула линияда майдоннинг ω бирламчи тўлқин частотаси ва $-\varphi/2$ бошланғич фаза билан гармоник тебранишлари содир бўлишини кўрсатади. Бироқ бу тебранишларнинг амплитудаси

$$E_a = 2E_0 \cos(kx - \varphi/2) \quad (232.5)$$

x координатасига боғлиқ бўлар экан ва шунинг учун линиянинг турли нуқталарида турлича бўлар экан. Маълум нуқталарда E_a максимумга эришади. Бу нуқталар электр майдоннинг *дўнгликлари* деб аталади. Уларнинг x_n координаталари қуйидаги шартдан аниқланади:

$$kx_n - \varphi/2 = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi.$$

Икки қўшни дўнглик орасидаги Δx масофа учун шундай ифодага эгамиз:

$$k\Delta x = \pi.$$

$k = 2\pi/\lambda$ бўлгани учун

$$\Delta x = \lambda/2 \quad (232.6)$$

бўлади.

Электр майдоннинг *тугунлари* деб аталадиган нуқталарда E_a амплитуда нолга айланади. Тугунларнинг x_n координаталарини қуйидаги шартдан топиш мумкин:

$$kx_n - \varphi/2 = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2n+1)\pi/2.$$

Демак, икки қўшни тугун бир-биридан $\Delta x = \pi/k = \lambda/2$ масофада туради. Қўшни тугунлар ва қўшни дўнгликлар орасидаги масофа бирдай ва тўлқин узунлигининг ярмига $\lambda/2$ тенг.



404-расм. Турғун тўлқинда электр майдон тебранишлари.

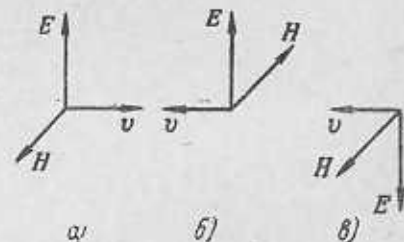
404-расм турғун электромагнит тўлқинда майдон тебранишларининг характерини тушунтиради; горизонтал ўқ бўйича линия бўйлаб x силжишлар, вертикал ўқ бўйлаб эса майдон тебранишларининг E_a амплитудалари қўйилган. Икки қўшни тугун орасидаги барча нуқталарда (0—1, 1—2 ва ҳ. к.) тебранишлар бирдай бошланғич фаза билан содир бўлади ва шунинг учун E барча нуқталарда бир вақтда максимумга эришади ва бир вақтда нолга айланади [(232.4) формулага мувофиқ]. Бироқ ҳар бир тугун орқали ўтишда $\cos(kx - \varphi/2)$ ўз

ишорасини ўзгартиради, бу эса тебранишлар фазасининг π га ўзгаришига мувофиқ келади.

Биз юқорида фақат электр майдоннинг тебранишларини кўрдик. Энди магнит майдон ҳақида тўхталиб ўтамиз.

231-§ да биз тарқалувчи тўлқинда электр ва магнит майдонларнинг тебранишлари бир фазада бўлишини кўрдик. Турғун электромагнит тўлқинда бундай бўлмайди, E ва H тебранишлари орасида фазалар фарқи мавжуд бўлади, электр майдон дўнгликлари эса магнит майдон дўнгликлари билан устма-уст тушмайди.

Бундай фарқ қилишнинг сабаби шундаки, электромагнит тўлқиннинг линия учидан қайтишида тебранишлар фазасининг ўзгариши рўй беради. Бу ҳодисанинг зарурийлиги қуйидаги мулоҳазалардан равшан бўлади. 230-§ дан биз биламизки, E ва H



405-расм. Электр ва магнит векторларининг электромагнит тўлқин қайтгунча (а) ва қайтгандан кейинги (б ва в) ўзаро ориентациялари.

векторларнинг йўналишлари тарқалиш тезлиги v нинг йўналиши билан ўнгга буралаётган парма қондасига мувофиқ боғланган. Айтайлик, бирламчи тўлқин чапдан ўнгга ҳаракатланмоқда ва тўлқинда E ва H векторларнинг жойлашиши 405-а расмда кўрсатилганларга тўғри келади. Тўлқиннинг тезлиги қарама-қаршисига ўзгариши учун E ёки H векторларнинг бири ишорасини ўзгартириши керак (405-б ва в расм). Бироқ майдон ишорасининг ўзгариши тебранишлар фазасининг π га ўзгаришини билдиради. Шунинг учун тўлқиннинг қайтишида майдонлардан бирининг тебраниш фазаси сакрашсимон тарзда π га ўзгариши керак. Шу билан бирга, агар электр майдон фазаси ўзгарса, магнит майдон фазаси ўзгаришсиз қолади ва, аксинча, агар магнит майдон тебранишлари фазаси сакраб ўзгарса, электр майдон тебранишлари фазаси ўзгаришсиз қолади.

Қайтишда фазанинг ўзгариш ҳодисасини Максвелл тенгламалари ёрдамида қатъий равишда асослаш мумкин, бу тенгламалар, шунингдек, линиянинг учидида айти шу шароитларда E ёки H майдонларнинг қайси бири ўзгаришини ҳам аниқлашга имкон беради. Бироқ биз соддароқ сифатга доир мулоҳазалар билангина чекланиб қоламиз.

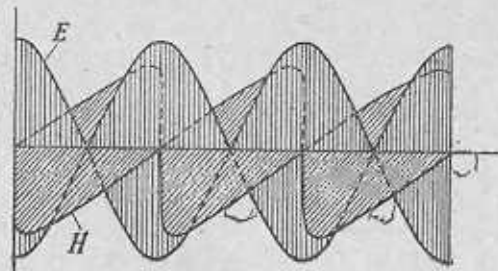
Линиянинг учи узук деб фараз қилайлик. Бу ҳолда симларда ҳосил бўлувчи ўзгарувчан тоқлар линиянинг учларида зарядларнинг энг катта тебранишларини вужудга келтиради. Бу ерда бинобарин, электр майдон (кучланиш) нинг дўнгликларидан бири жойлашади. Бу деган сўз, қайтган тўлқиндаги электр майдон худди тушувчи тўлқиндаги электр майдон сингари йўналган, яъни у

фазасини ўзгартирмайди, демакдир. Бироқ шу шароитларнинг ўзида, симлар диэлектриклар билан чегараланган бўлгани учун токнинг линия охиридаги амплитудаси нолга тенг бўлади. Бу ерда токнинг тугуни ва, демак, магнит майдоннинг ҳам тугуни бўлади. Демак, қайтган тўлқинда магнит майдон тушувчи тўлқиннинг майдонига тескари йўналган, яъни ўз фазасини π га ўзгартирган.

Агар линиянинг учи ўтказувчан кўприк билан туташтирилган бўлса, у ҳолда бунинг тескариси бўлади. Симларнинг учлари туташтирилган бўлгани учун улар орасидаги кучланиш ҳамма вақт нолга тенг ва линиянинг учида кучланишнинг ва электр майдоннинг тугуни жойлашган бўлади. Аксинча, токнинг амплитудаси ўтказувчан кўприкда энг катта бўлади ва линиянинг охирида токнинг дўнглиги юзага келади. Бу ерда магнит майдоннинг ҳам дўнглиги жойлашади.

Шундай қилиб, турғун электромагнит тўлқинда электр майдон (кучланиш) тугунлари магнит майдон (ток) дўнгликлари билан устма-уст тушади ва аксинча. Турғун тўлқинда электр ва магнит майдонлар тебраниш амплитудаларининг тақсимланиши 406-расмда ифодаланган.

Хулоса қилиб шуни айтиш керакки, электромагнит тўлқинларнинг бу хоссалари механикавий тўлқинларнинг шундай хоссалари билан бирдай. Ҳар қандай механикавий тўлқинда (масалан, торда) икки тур энергия тебранишлари: деформацияларга боғлиқ бўлган потенциал энергия ва муҳитнинг алоҳида элементларининг тезлиги билан боғлиқ бўлган кинетик энергия тебранишлари бўлади; худди шунга ўхшаш, электромагнит тўлқинда биз электр ва магнит энергияларнинг тебранишларига эга бўламиз. Тарқалаётган механикавий тўлқинда деформация ва тезлик тебранишлари бир фазада бўлади; тарқалаётган электромагнит тўлқинда электр ва магнит майдонларнинг тебранишлар фазалари устма-уст тушади. Ниҳоят, турғун механикавий тўлқинда деформацияларнинг тугунлари тезликнинг дўнгликлари билан устма-уст тушади ва аксинча; худди шунга ўхшаш, турғун электромагнит тўлқинда электр майдон тугунлари магнит майдон дўнгликлари билан устма-уст тушади ва аксинча.



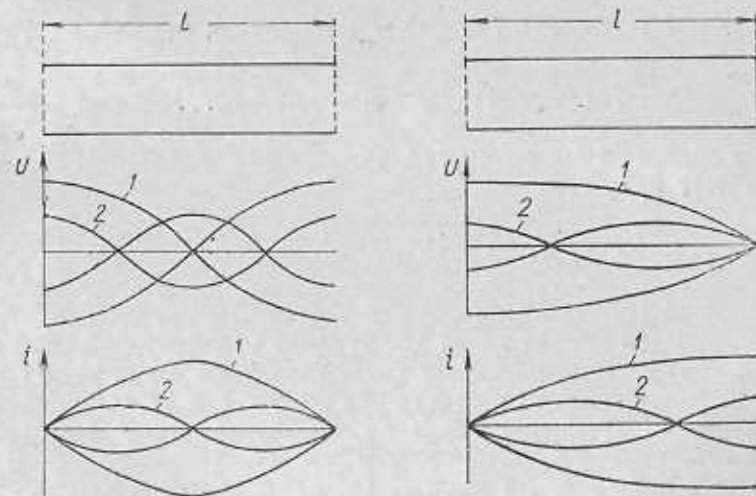
406-расм. Турғун тўлқинда электр ва магнит майдон амплитудаларининг фазода тақсимланиши.

233-§. Икки симли линиянинг хусусий тебранишлари

Икки симли линияда турғун тўлқинлар вужудга келиши учун электромагнит тўлқиннинг узунлиги линия узунлигига боғлиқ бўлган маълум қийматларга эга бўлиши керак. l узунлигидаги линияни кўрайлик ва бу линия ҳар иккала томондан узук деб олайлик. Бундай линиянинг учларида ҳамма вақт кучланиш (электр майдон) дўнгликлари ва ток (магнит майдон) тугунлари жойлашини биламиз (232-§). Шунинг учун линияда фақат ана шу чегаравий шартларни қаноатлантирадиган турғун тўлқинларгина бўлиши мумкин. Бундай бўлганда эса, равшанки, λ тўлқин узунлиги қуйидаги шартларни қаноатлантириши керак:

$$l = \frac{1}{2} \lambda n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (233.1)$$

407-расмда $n = 1$ ва $n = 2$ га мос мумкин бўлган икки турғун тўлқин тасвирланган. Булардан бири (1) *асосий тебраниш* деб аталади ва линиянинг ўртасида жойлашган битта U кучланиш тугунига ва битта i ток дўнглигига эга. Иккинчиси (2) эса иккита кучланиш тугунига ва иккита ток дўнглигига эга. Ҳар иккала ҳолда ҳам линиянинг учларида чегаравий шартларга мувофиқ ҳолда кучланиш дўнгликлари ва ток тугунлари бўлади. Кўрсатилган икки турғун тўлқинлардан ташқари яна чексиз сонли бошқа тўлқинлар ҳам



407-расм. Учлари очик бўлган икки симли линиядаги иккита биринчи хусусий тебранишлар.

408-расм. Бир учлари ўтказгич-кўприк билан туташтирилган икки симли линиянинг иккита биринчи хусусий тебранишлари.

бўлиши мумкин, улар $n = 3, 4, \dots$ га мувофиқ келган тўлқинлардир.

Электромагнит тўлқиннинг тўлқин узунлиги λ , тебранишлар частотаси ν ва тезлиги v ўзаро

$$v = \nu \lambda$$

муносабат билан боғланган бўлгани учун (233.1) дан турли тургун тўлқинларнинг ν_n частоталарини аниқлаш мумкин:

$$\nu_n = \frac{v}{2l} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (233.2)$$

Равшанки, (233.1) ва (233.2) формулаларни линия учлари ўтказувчан кўприк билан туташтирилган ҳолда ҳам олишимиз мумкин. Фақат фарқ шунда бўладики, иккинчи ҳолда линиянинг учларида кучланиш тугунлари (дўнгликлар эмас) ва токнинг дўнгликлари (тугунлари ўрнида) бўлади.

Энди линия учларининг бир томони ўтказувчан кўприк билан туташтирилган деб олайлик (408-расм). Бундай ҳолда линиянинг туташмаган учида ҳамма вақт кучланиш дўнглиги (ва ток тугуни), туташтирилган учида эса — кучланиш тугуни (ва ток дўнглиги) бўлади. Шунинг учун линияда тўлқинларнинг фақат 408-расмда кўрсатилган турларигина мумкин бўлади. Уларнинг узунлиги қуйидаги шартларни қаноатлантиради: $l = \frac{1}{4} \lambda$ (1 эгри чизик — асосий тебраниш), $l = \frac{3}{4} \lambda$ (2 эгри чизик), $l = \frac{5}{4} \lambda$ ва уму-

$$l = (2n - 1) \lambda / 4, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (233.3)$$

$\lambda = v/\nu$ бўлгани учун бу тургун тўлқинларнинг частотаси қуйидагига тенг бўлади:

$$\nu_n = \frac{v}{4l} (2n - 1), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (233.4)$$

(233.2) ва (233.4) ларни солиштириб кўрамизки, тебранишлар частоталари ҳар иккала ҳолда ҳам турлича бўлади. Асосий тебраниш ($n = 1$) частотаси биринчи ҳолда (ҳар иккала учи узук $\nu_1 = v/2l$ га тенг, иккинчи ҳолда (бир учи узук) $\nu_1 = v/4l$, яъни линиянинг бир учи туташтирилганда асосий тебранишнинг частотаси икки марта камайар экан.

Шундай қилиб, чекли икки симли линияда линия чегарасида шартларни қаноатлантирувчи фақат аниқ тургун тўлқинлар бўлиши мумкин экан. Бу тургун тўлқинлар моҳияти жиҳатидан линиянинг хусусий тебранишларидир. (233.2) ва (233.4) формулалар хусусий тебранишларнинг узлукли (дискрет) частоталар тўпламига

(частоталар спектрига) эга бўлишини кўрсатади. Линия тақсимланган система сифатида чексиз катта эркинлик даражаларига эга бўлгани учун линиянинг турли хусусий тебранишлари сони ҳам чексизликка тенг бўлади.

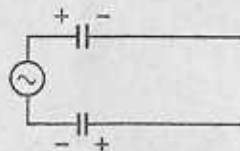
Линияда хусусий тебранишлардан бирини уйғотиш учун линияга ток бераётган генератор линиянинг хусусий частоталаридан бири билан мос тушадиган частотага эга бўлиши керак. Агар бу шарт бажарилмаса, у ҳолда линия учларидан қайтган турли тўлқинлар бир-бири билан қўшилиб (интерференциялашиб) ўзгарувчан мураккаб тебранишлар беради ва барқарор тургун тўлқин ҳосил бўлмайди.

Равшанки, линияда бир вақтнинг ўзида фақат биргина хусусий тебраниш эмас, хоҳлаган сондаги хусусий тебранишларни уйғотиш мумкин. Ва аксинча, линиянинг ҳар қандай мураккаб тебранишини маълум тарзда танланган амплитудали ва бошланғич фазали хусусий тебранишлар йиғиндиси сифатида ифодалаш мумкин.

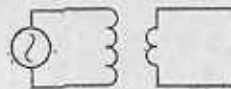
234-§. Тургун электромагнит тўлқинларни экспериментал тадқиқ қилиш

Линиядаги тургун электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш осон. Уларни уйғотиш усулларида бири 409- расмда кўрсатилган. Генераторнинг чиқиши линиянинг симлари билан конденсаторлар орқали уланган (сиғимли боғланиш). Генератор ишлаганда симлар орасида кучланиш тебранишлари пайдо бўлади ва, демак, линияда электромагнит тўлқин пайдо бўлади.

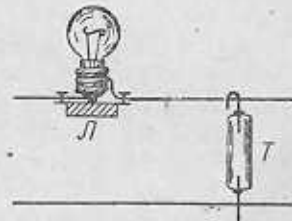
Линия ва генератор орасидаги боғланишни, шунингдек, индуктив боғланишга айлантириш ҳам мумкин. Бунинг учун линиянинг учларини оз сондаги (бир-икки) сим ўрамлари билан туташтири-



409- расм. Икки симли линиянинг генератор билан сиғим боғланиши.



410- расм. Икки симли линиянинг генератор билан индуктив боғланиши.



411- расм. Ток тебранишларини чўғланма лампа (L) ва кучланиш тебранишларини газ-разряд трубка ёрдамида (T) қайд қилиш.

лади ва бу ўрамларни генераторнинг тебраниш контури ғалтаги яқинига жойлаштирилади (410- расм). Линия ўрамларида ҳосил бўладиган ўзаро индукция э. ю. к. линиянинг учиде ток тебранишларини (магнит майдон тебранишларини) ҳосил қилади, бу тебранишлар ҳам кучланиш (электр майдон) тебранишлари сингари электромагнит тўлқиннинг бошланишига сабаб бўлади.

Линиянинг турли нуқталаридаги ток тебранишлари ҳақида мулоҳаза юритиш учун линияга чўгланма лампа улаш мумкин (411- расм). Бу усул айниқса намоиш қилиш учун жуда қулайдир. Кучланиш тебранишларини қайд қилиш учун симлар ўртасига уланган газ-разряд трубкасида фойдаланиш ҳам мумкин.

Ана шунга ўхшаш тажрибаларда линияда турғун тўлқинлар генераторнинг фақат линиянинг хусусий тебранишлари частотаси билан мос келадиган маълум частоталаридагина вужудга келиши мумкин эканлигини кўрсатади. Тажрибада турғун тўлқинларни текшириш йўли билан электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлигини аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, турғун тўлқиндаги икки қўшни тугунлар ёки дўнгликлар орасидаги масофани ўлчаш билан биз электромагнит тўлқиннинг $\frac{1}{2} \lambda$ ярим узунлигини ўлчаган бўламиз. Иккинчи томондан, $\lambda = v/v$. Шунинг учун яна генераторнинг частотасини ҳам аниқлаш билан тарқалиш тезлигини аниқлаш мумкин. Бундай ўлчашлар электромагнит тўлқинларнинг тезлиги учун ёруғликнинг тарқалиш тезлигига тенг катталикини беради, маълумки, бу катталик ҳавода тахминан $3 \cdot 10^8$ м/сек га тенг.

Электромагнит тўлқинлар тажрибада ҳосил қилингунга қадар Максвелл ўзининг электромагнит майдон ҳақидаги назариясига асосланиб уларнинг тезлигини ҳисоблаган эди (XIII боб). Электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тезлиги

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек} \quad (234.1)$$

формула орқали ифодаланади (бу формула 240- § да чиқарилади). Бу ерда $\epsilon_0 = 1/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)$ Ф/м — электр доимийси, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Г/м — магнит доимийсидир. Шундай қилиб, Максвелл назарияси электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги ёруғлик тезлигига тенг бўлиши кераклигини аввалдан айтиб берган эди, ҳар иккала тезликнинг бир-бирига тенг бўлиши эса ёруғликнинг табиати ҳам электромагнит характерда эканлигини тасдиқловчи ишончли далиллардан бири бўлди.

230- § да биз симлар бўйлаб электромагнит тўлқинларнинг тарқалишида асосий процесслар симларда эмас, уларни ўраб турган муҳитда содир бўлишини кўрган эдик. Шунинг учун ўтказгични ўраб турган муҳитнинг ўзгаришида электромагнит тўлқинларнинг тезлиги ўзгаради, тўлқин узунлиги эса генераторнинг ана шу частотасининг ўзидаёқ бошқача бўлиб қолади. Максвелл назарияси-

дан (240- § га қ.) электромагнит тўлқиннинг бирор муҳитдаги (фазавий) тезлиги

$$v = c/\sqrt{\epsilon \mu} \quad (234.2)$$

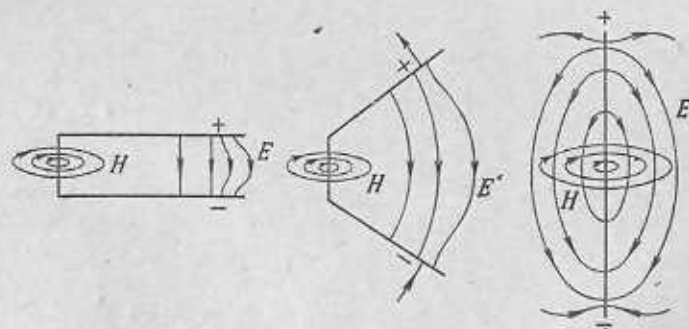
га тенг эканлиги келиб чиқади, бу ерда c — вакуумдаги тезлик, ϵ ва μ эса муҳитнинг нисбий диэлектрик ва магнит синдирувчанлиги. Бунга осон ишонч ҳосил қилиш учун аввал ҳавода бўлган икки симли линиянинг бир қисмини сувга ботиришнинг ўзи кифоя. Сувда $\mu \approx 1$ ва $\epsilon > 1$ бўлгани учун электромагнит тўлқинларнинг сувдаги тезлиги ҳаводаги тезлигига қараганда кам бўлади ва шунинг учун қўшни дўнгликлар ёки қўшни тугунлар орасидаги масофа камайдир. ϵ ва μ нинг частотага боғлиқ эканини айтиб ўтиш керак. Шунинг учун (234.2) формулага мувофиқ v ни ҳисоблашда уларнинг худди шу электромагнит тўлқиндаги тебранишлари частотасига мос келадиган қийматларини олиш керак.

235- §. Очққ вибратор

Учларидан бири туташтирилган ва иккинчи учи очққ бўлган икки симли линияни кўз олдимишга келтирайлик ва бу линиянинг очққ учидеги симларни бир-биридан узоқлаштирайлик. Бунда лимитда биз тўғри симнинг кесмасига ёки *очққ вибраторга* эга бўламиз (412- расм).

Ундаги мумкин бўлган турғун электромагнит тўлқинлар l вибраторлар узунлиги ва уларнинг учларидаги шартлар билан аниқланади. Агар вибраторнинг ҳар икки учи диэлектрик билан чегараланган бўлса, у ҳолда уларда токнинг тугунлари ва кучланишларнинг дўнгликлари жойлашган бўлиши керак. Шунинг учун мумкин бўлган λ тўлқин узунликлар қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$l = n\lambda/2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (235.1)$$

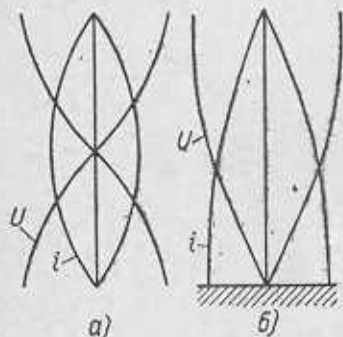


412- расм. Икки симли линиядан очққ вибраторга ўтиш.

Турли турғун тўлқинларда ν тебранишлар частотаси қуйидагига тенг бўлади:

$$\nu = \frac{v}{\lambda} = \frac{v}{2l} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (235.2)$$

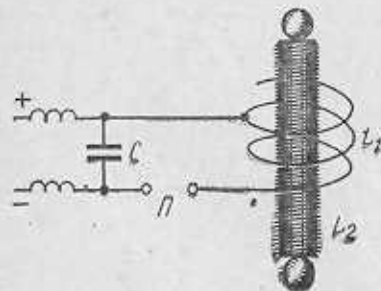
$n = 1$ га мувофиқ келадиган турғун тўлқин вибраторнинг асосий тебраниши деб аталади. Унда кучланиш ва ток амплитудалари тақсимои 413- а расмда кўрсатилган.



413- расм. Ерга уланмаган (а) ва ерга уланган (б) вибраторларнинг асосий тебранишлари.

бир узунлик бирлигида маълум индуктивлик ва сигимга эга бўлади. Шунинг учун уларда ҳам турғун тўлқинлар юзага келиши мумкин.

Тесла ғалтаклардаги турғун тўлқинлардан резонанс трансформатор ясаш учун фойдаланди. Трансформаторнинг L_1 бирламчи чулгамининг (414- расм) ўрамлари сони кам ва тебраниш контурининг, масалан, C сигим ва Π учқун оралиққа эга бўлган контурнинг таркибига киради. Иккиламчи чулғам бўлиб эса L_2 сим ғалтак хизмат қилади.



414- расм. Тесла трансформаторининг схемаси.

Агар вибраторнинг учларидан бири ерга уланса, у ҳолда бу учда кучланиш тугуни ва токнинг дўнглиги жойлашади. Шунинг учун ерга уланган вибраторнинг асосий тебраниши 413- расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Расмдан вибратор ерга уланганда унинг асосий тебранишининг тўлқин узунлиги икки марта ортиши ва частотаси эса икки марта камайиши кўриниб турибди.

236- §. Ғалтаклардаги турғун тўлқинлар

Симли ғалтаклар, худди икки симли линиялар сингари, ҳар бир узунлик бирлигида маълум индуктивлик ва сигимга эга бўлади. Шунинг учун уларда ҳам турғун тўлқинлар юзага келиши мумкин.

Бирламчи занжирда электр тебранишлар юзага келганида L_1 ғалтакнинг ичида ўзгарувчан магнит майдон пайдо бўлади ва L_2 иккиламчи ғалтакда э. ю. к. вужудга келади. Агар бирламчи занжирдаги тебранишлар частотасини L_2 ғалтакнинг хусусий тебраниш-

ларидан бирининг (одатда — асосий тебранишининг) частотасига тенг қилиб олинса, у ҳолда резонанс туфайли L_2 ғалтакда интенсив турғун тўлқин пайдо бўлади ва ғалтак учлари орасида юқори ўзгарувчан кучланиш пайдо бўлади. Резонанс бўлганда иккиламчи ғалтакнинг учларидан узун учқунлар олиш мумкин, ғалтак яқинидаги электр майдон шунчалик кучлики, газ-разряд трубкалари қурилмадан анча узоқ масофада бўлганида ҳам уларнинг ёруғланишига сабаб бўлади.

Агар L_2 ғалтакни L_1 ғалтак билан ёнма-ён жойлаштирилса, у ҳолда кучланишнинг ғалтак бўйлаб тақсимланишини ўрганиш ва ҳақиқатан ҳам ғалтакда турғун тўлқин ҳосил бўлганига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Масалан, ерга уланган металл стержень ёрдамида ғалтакнинг турли жойларидан учқун чиқариш ёрдами билан энг узун учқунлар ғалтакнинг учларида (кучланиш дўнгликларида) ҳосил бўлишига, ғалтакнинг ўртаси яқинида эса учқунлар мутлақо ҳосил бўлмаслигига (кучланиш тугунлари) ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Юқори частотали резонанс трансформаторлар лаборатория практикасида кам қувватли юқори кучланишлар олишда қўлланилади.

XXIII БОБ

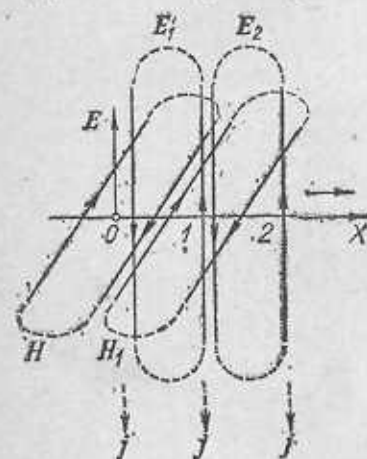
ЭРКИН ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

237- §. Эркин электромагнит тўлқинларнинг ҳосил бўлиши

Биз биламизки, симлар бўйлаб тарқалувчи электромагнит тўлқинларда асосий процесслар симларни ўраб турган муҳитда содир бўлади (230- §). Симларнинг ўзи эса тўлқинларнинг тарқалишига маълум йўналиш беришдан иборат ёрдамчи роль ўйнайди. Шунинг учун электромагнит тўлқинлар ҳеч қандай симларсиз ҳам мавжуд бўлиши мумкин (эркин электромагнит тўлқинлар).

Бунда бўладиган процесслар моҳияти жиҳатидан худди симлар бўйлаб тарқалувчи электромагнит тўлқинлардаги сингари бўлади. Фараз қилайлик, чегарасиз ўтказгич бўлмаган муҳитидаги бирор O нуқтада (415- расм) бирор усул билан E электр зарядлар бўлмаса, бу майдон йўқолади. Бироқ камаювчи E майдон Максвелл назариясига мувофиқ H магнит майдонни ҳосил қилади. E майдон камаётгани учун $j = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ силжиш токи зичлиги E га қарама-қарши йўналган ва магнит майдоннинг куч чиқиқлари соат стрелкаси йўналишида йўналган (415- расм, юқоридан қараганда). Муҳитда H майдонни қувватлаб турувчи ўзгармас тоқлар бўлмагани учун бу майдон ўз навбатида йўқолади.

ва E уярмавий электр майдонни ҳосил қилади. Бу майдоннинг куч чизиклари 415-расмда кўрсатилганидек соат стрелкасига қарама-қарши йўналган. E майдон O нуқтадаги дастлабки майдонни йўқотади, бироқ қўшни 1 нуқтада пайдо бўлади. 1 нуқтада йўқолаётган E_1 электр майдон H_1 магнит майдонини ҳосил қилади, бу майдон эса H майдон сингари соат стрелкаси бўйлаб йўналган бўлади. H_1 майдон H майдонни йўқотади ва янада узоқроқ нуқтада пайдо бўлади. У йўқолаётган E_2 уярмавий электр майдонни ҳосил қилади, бу майдон энди 1 нуқтадаги E_1 майдонни йўқотади, бироқ 2 нуқтада пайдо бўлади ва ҳ. к. Шундай қилиб, дастлабки E майдон ўрнига биз бир-бири билан боғлиқ бўлган ва фазода тарқалувчи ҳам электр, ҳам магнит майдонга, яъни электромагнит тўлқинга эга бўламиз.



415-расм. Эркин электромагнит тўлқинлар.

415-расмдан кўриниб турибдики, E майдон H га перпендикуляр, шу билан бирга уларнинг иккаласи тўлқин тарқалиш тезлиги v га перпендикуляр. Ҳар учала вектор ўнг парма қондасига мувофиқ боғланган: агар ўнг парманинг дастаси E вектордан H векторга қараб ҳаракатланадиган қилиб айлантирилса, у ҳолда парманинг илгариланма ҳаракати йўналиши v йўналиш билан мос тушади.

Аввал биз электромагнит тўлқинларни фақат сифат жиҳатидан қараб чиққан эдик. Бироқ Максвелл назарияси фақат электромагнит тўлқинларнинг мавжудлигини аввалдан айтибгина қолмасдан, бу майдоннинг барча асосий хоссаларини аниқ миқдорий шаклда аниқлашга ҳам имкон берди.

Энди бу ҳодисаларни батафсилроқ текширишга ўтамиз.

238-§. Тўлқин тенглама

Айтайлик, бирор s физикавий катталиқ X йўналишда v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. s катталиқ резинка шнурда механикавий тўлқинлар бўлганида шу шнур кесмаларининг силжишини ёки тезлигини билдирсин. Электромагнит тўлқинлар бўлганда s катталиқ сифатида электр ёки магнит майдонларнинг кучлар, нишлари ва ҳ. к. ларни назарда тутиш мумкин. Бу процесснинг умумий шаклда ёзилиши

$$s = f(t - x/v) \quad (238.1)$$

Бир ўлчовли ҳол учун Максвелл тенгламалари жуда содда кўринишга келади. y ва z бўйича барча ҳосилалар нолга тенг бўлгани учун аввало (138.1) гурппадаги биринчи тенгламадан $\frac{\partial D_x}{\partial t} = 0$ эканлиги, (138.2) гурппадаги биринчи тенгламадан $\frac{\partial B_x}{\partial t} = 0$ эканлиги келиб чиқади. Бу деган сўз, D_x ва B_x майдон ташкил этувчилари нолга тенг, демакдир. Сўнгга, (138.3) ва (138.4) формулалардан $\frac{\partial D_x}{\partial x} = 0$ ва $\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0$ экани келиб чиқади, бинобарин, D_x ва B_x координатага ҳам боғлиқ эмас экан. Шунинг учун

$$D_x = \text{const}, \quad B_x = \text{const}.$$

Энди (138.1) гурппа тенгламалари қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial D_z}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial x},$$

(138.2) гурппа тенгламалари эса қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}.$$

Бу тўрт тенгламани икки мустақил гурппага ажратиш мумкин, улардан бири электр майдоннинг y -ташқил этувчисини, иккинчиси эса магнит майдоннинг z -ташқил этувчисини боғлайди:

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x},$$

иккинчи гурппа эса электр майдоннинг z -ташқил этувчисини ва магнит майдоннинг y -ташқил этувчисини боғлайди:

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}.$$

Бундан шу нарса келиб чиқадики, вақт давомида ўзгарувчан бўлган E_y электр майдон Z ўқи бўйлаб йўналган H_z магнит майдонни вужудга келтирар экан, вақт давомида ўзгарувчан бўлган H_z магнит майдон эса тамомила Y ўқи бўйлаб йўналган E_y электр майдонни юзага келтирар экан. Бошқача айтганда, электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар бир-бирига перпендикуляр бўлар экан. Иккинчи жуфт тенгламалардан ҳам худди шундай хулоса келиб чиқади.

Бу топилган натижа умумийликни бузмаган ҳолда барча электр майдон ўқлардан фақат бири бўйлаб, масалан, y ўқи бўйлаб, барча магнит майдон Z ўқи бўйлаб йўналган деб фараз қилишга имкон беради (416-расм). Шунинг учун кейинги тенгламаларда $E_y = E$, $E_z = 0$, $H_z = H$, $H_y = 0$ деб олиш мумкин ва биз бир ўлчовли ҳол учун Максвелл тенгламаларини қуйидаги содда кўринишда ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}. \quad (239.1)$$

240-§. Электромагнит тўлқинларнинг хоссалари

Энди Максвелл тенгламаларига асосланган ҳолда электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги зарур эканлигини кўрсатамиз ва унинг баъзи муҳим хоссаларини аниқлаймиз.

(239.1) Максвелл тенгламасидан H магнит майдонни йўқотамиз. Бунинг учун тенгламалардан биринчисини $\mu_0 \mu$ га кўпайтирамиз ва унинг ҳар иккала қисмини бир марта t бўйича дифференциаллаймиз:

$$\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}.$$

Иккинчи тенгламани x бўйича дифференциаллаймиз:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\mu_0 \mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}.$$

Бу тенгламаларнинг ўнг қисмлари бир хил, демак, уларнинг чап қисмлари ҳам тенг бўлиши керак, яъни

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (240.1)$$

Агар (239.1) тенгламадан E электр майдонни йўқотганимизда ҳам ана шу тенгламаларни ҳосил қилган бўлар эдик.

(240.1) тенглама биз 238-§ да кўрган тўлқин тенгламидир. Бундан E ва H майдонлар фазода тарқалиши мумкин эканлиги, яъни электромагнит тўлқинлар мавжуд эканлиги ҳақидаги хулоса келиб чиқади. Шунинг учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$E = \varphi(t \mp x/v), \quad H = \psi(t \mp x/v). \quad (240.2)$$

бу ерда v — электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги.

Сўнгра 238-§ да айтилганларга мувофиқ, (240.1) даги $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$ олдидаги коэффициент тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги квадратидир:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (240.3)$$

бу ерда $\epsilon = \mu = 1$ бўлгандаги, яъни вакуумдаги тарқалиш тезлигидир. Шундай қилиб, биз электромагнит тўлқинлар тарқалиш тезлиги ифодасини (Максвелл қонуни) топдик, биз бу тўғрида 234-§ да гапирган эдик ва унинг тажрибага мувофиқ келишини кўрган эдик.

Электромагнит тўлқинда электр майдон билан магнит майдоннинг ўзаро боғлиқ эканини 237-§ да айтиб ўтган эдик. Шунинг учун E ва H нинг ҳар қандай нуқтадаги оний қийматлари орасида маълум муносабат мавжуд ва бу муносабатни ҳам Максвелл тенгламаларидан топиш мумкин. Бунинг учун биз E ва H нинг (240.2) умумий

ифодаларидан фойдаланамиз (уларда бирор аниқ, масалан, минуо ишорасини танлаймиз) ва уни (239.1) Максвелл тенгламаларидан бирига, масалан, биринчисига қўямиз. Энди

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \varphi', \quad \frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{1}{v} \psi',$$

бўлгани учун (бу ерда ҳам штрих бутун аргумент бўйича дифференциаллашни билдиради), биз кўрсатган қўйишлар қуйидагини беради:

$$\epsilon_0 \epsilon \varphi' = \frac{1}{v} \psi'.$$

Ҳосилалардан функцияларнинг ўзига ўтсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\epsilon_0 \epsilon \varphi = \frac{1}{v} \psi + C,$$

бу ерда C интеграллаш доимийсини билдиради. Бизни фақат электромагнит тўлқинлар, яъни фақат ўзгарувчан майдонлар қизиқтиргани учун, ихтиёрий ўзгармас майдонни билдирувчи C доимийни ҳисобга олмаслик мумкин. Яна v ни унинг (240.3) даги ифодаси билан алмаштириб, ниҳоят, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \quad (240.4)$$

Бу формула тарқалаётган электромагнит тўлқинда E ва H бир-бирига пропорционал эканини билдиради.

(240.4) дан E ва H нинг бир вақтда максимумга эришиши ва бир вақтда нолга айланиши келиб чиқади, яъни уларнинг бир фазада эканлиги келиб чиқади. Худди шундай натижани 231-§ да сифатий мулоҳазалар асосида олган эдик.

241-§. Электромагнит тўлқинларни экспериментал текшириш

Электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш учун фазода етарлича тез ўзгарувчан электр майдон (силжиш токи) ҳосил қилиш ёки тегишлича тез ўзгарадиган магнит майдон ҳосил қилиш керак. Равшанки, бу мақсадлар учун мужассамлашган сиғимли ёки индуктивликли (XX бобда кўрилган) электр тебраниш контурлари (берк контурлар) яроқсиздир. Бундай контурларда барча электр майдон конденсаторнинг тор ораллигида, барча магнит майдон эса индуктивлик ичида тўпланган бўлиб, атроф фазода электр майдон амалда нолга тенг.

Очиқ вибратор ёки электр диполь учун биз бошқача манзарага эгамиз (235-§). Бундай ҳолларда электр ва магнит майдонларнинг куч чизиқлари вибратордан жуда узоққа ташқарига чиқали (412-расм) ва вибратор электромагнит тўлқинларни яхши нурлайди.

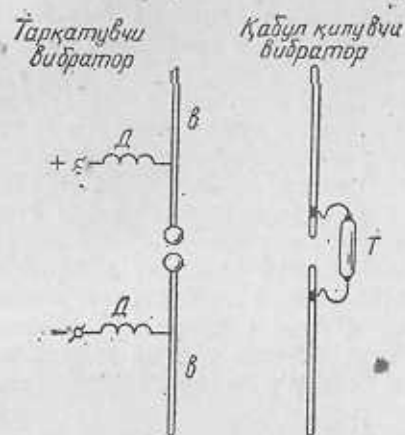
Эркин электромагнит тўлқинлар биринчи марта тажрибада 1888 йилда Г. Герц томонидан ҳосил қилинган эди. Электромагнит тўлқинларни ўрганиш учун Герц икки бир Хил *ва* металл стержендан тузилган ва бир-биридан учқун оралиқ билан ажратилган очиқ вибраторнинг хусусий электр тебранишларидан фойдаланди. Вибраторнинг ҳар иккала ярми ҳам юқори кучланишли манбадан зарядланади. Потенциаллар фарқи тешилиш қийматига етганда разрядникда учқун чақнаб, вибраторнинг ҳар иккала ярмини туташтирар ва вибраторда юқори частотали сўнувчи электр тебранишлар вужудга келар эди. Тез ўзгарувчан тоқлар вибратордан кучланиш манбаига кетмаслиги учун вибратор билан манба орасига *D* дросселлар уланган эди.

Электромагнит тўлқинларни пайқаш учун Герц турли шаклдаги вибраторлардан фойдаланди. Энг содда вибратор шакли ва ўлчамлари жиҳатидан нурловчи вибраторга айний бўлган тўғри очиқ вибратор бўлиши аниқланди (417- §). Ўтувчи электромагнит тўлқиннинг ўзгарувчан электр майдони таъсирида вибратор ичидаги электронлар мажбурий тебрана бошлайди, бунинг натижасида вибраторда тез ўзгарувчан ток пайдо бўлади, вибраторнинг ҳар иккала ярми орасида ўзгарувчан кучланиш юзага келади. Агар қабул қилувчи вибраторнинг узунлиги нурловчи вибраторнинг узунлигига тенг бўлса, у ҳолда ҳар иккала диполнинг хусусий частоталари тенг бўлади ва қабул қилувчи диполда электр тебранишлар резонанс натижасида кучаяди. Ўзгарувчан кучланишнинг пайдо бўлишини Герц вибратор ўртасидаги микроскопик оралиқда кичик электр учқунининг пайдо бўлишидан ёки вибраторнинг ҳар иккала ярми ўртасига уланган жажжи газ-разряд трубкасининг ёруғланишидан пайқаган эди.

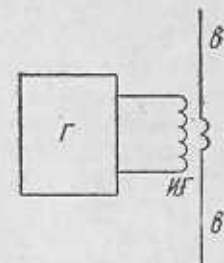
Ҳозирги вақтда электромагнит тўлқинларни генерациялаш учун деярли ҳамма вақт лампали генераторлардан фойдаланилади, бу генераторлар ёрдамида ҳар қандай қувватли ва тўғри синусоидал шаклдаги электр тебранишларни ҳосил қилиш мумкин. Вибраторда тебранишлар уйғотиш учун унинг ҳар иккала ярми орасига бир ёки бир неча ўрам боғланиш киритиш (418- расм) ва уни *G* лампали генераторнинг *K* галтаги яқинига жойлаштириш кифоя (магнит боғланиш). Вибраторлар ва генераторни бошқача боғлаш усуллари ҳам бор. Вибратордаги тебранишларни кучайтириш учун резонанс ҳодисасидан фойдаланилади, бунинг учун генераторнинг частотасини вибраторнинг хусусий частоталаридан бирига, кўпинча унинг асосий тебранишлари частотасига тенг қилиб олинади.

Қабул қилувчи вибраторда электр тебранишларни пайқаш учун унинг *ва* ўртасига (токнинг дўнглигига) уланган кичик электр лампадан (419- *a* расмдаги *L*) фойдаланиш мумкин. Бу усул нурловчи ва қабул қилувчи вибраторлар орасидаги масофа унча катта бўлмаган ва шунинг учун қабул қилувчи вибратордаги тебранишлар етарлича кучли бўлган ҳолларда айниқса намоиш қилиш мақсад-

лари учун қулайдир. Заифроқ тебранишлар бўлган ҳолида вибраторга *d* кристалл детектор (419- *b* расм) улаш ва унинг учларига ўзгармас ток гальванометрини улаш мумкин. Детекторнинг қаршилиги токнинг йўналишига боғлиқ бўлгани учун (203- §) детектор-



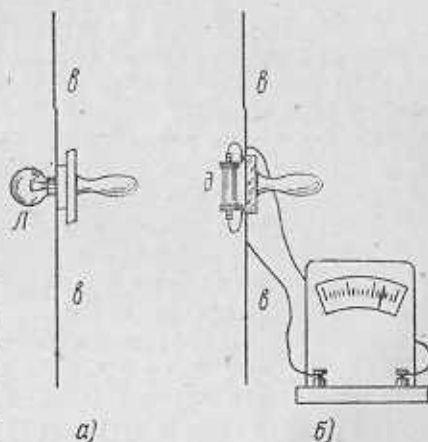
417- расм. Г. Герц тажрибаси.



418- расм. Лампали генератор ёрдамида диполни уйғотиш.

даги кучланиш тебранишларнинг турли ярим даврларида турлича бўлади: ток берк йўналишда оқатганда катта ва ток қарама-қарши йўналишда оқатганда кам бўлади. Шунинг учун детекторда кучланишнинг ўзгармас ташкил этувчиси пайдо бўлади ва гальванометрда ўзгармас ток вужудга келади.

Агар қабул қилувчи вибратор (диполь) ни, масалан, 419-*a* расмда тасвирланган вибраторни нурловчи вибратор ёнига жойлаштирилса, у ҳолда ҳар иккала диполь параллел бўлган вақтда лампанинг энг кучли ёнишини кўриш мумкин. Агар қабул қилувчи диполь нурловчи диполга перпендикуляр жойлашган бўлса, у ҳолда лампа мутлақо чўланмайди. Қабул қилувчи диполда электр тебранишлар фақат электромагнит тўлқиннинг электр майдони диполь бўйлаб ташкил этувчига эга бўлгандагина пайдо бўлиши мумкин, шунинг учун



419- расм. Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун қабул диполи:

a — индикатор сифатида чўлганма лампа олинган, *b* — индикатор сифатида гальванометр ва кристалл детектор олинган ҳоллар.

бу тажриба электромагнит тўлқинда электр майдон диполь ўқи-га параллел бўлишини кўрсатади. Бу диполнинг ўқи-га перпендикуляр бўлган ва унинг ўртасидан ўтувчи текисликнинг барча нуқталари учун ўринлидир. Тебранишлар қандайдир бирор аниқ йўналишга параллел ҳолда содир бўладиган механикавий ёки электр тўлқинлар *чизиқли қутбланган* тўлқинлар деб аталишини эслатиб ўтамиз.

Электромагнит тўлқинлар ўз йўлида етарлича катта (тўлқин узунлигига нисбатан) ўтказувчи сиртларга дуч келганида улардан қайтади. Бундан фойдаланиб, ёруғликнинг параллел дастаси сингари, йўналган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш мумкин. Масалан, кичкинагина нурловчи диполни параболик металл кўзгу фокусига жойлаштириб бунга эришиш мумкин.

Икки хил диэлектрик чегарасида электромагнит тўлқинлар, ёруғлик сингари, синади. Электромагнит тўлқинларнинг синиш қонуни худди ёруғликнинг синиш қонуни сингари ифодаланади. Агар вакуумда (амалда ҳавода) тарқалаётган тўлқин диэлектрик сиртига i бурчаги остида тушган бўлса, у ҳолда

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

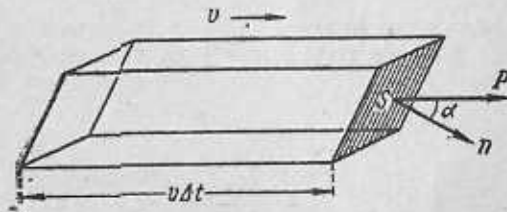
бу ерда r — синиш бурчаги, n эса диэлектрикнинг i ва r бурчакларга боғлиқ бўлмаган синдириш кўрсаткичи. Бунда тушувчи ва синган тўлқинларнинг ҳамда чегарага ўтказилган нормалнинг йўналиши бир текисликда ётади.

Тажрибада 232- § да кўрилганларга ўхшаш, бироқ йўналтирувчи симларсиз мавжуд бўлган эркин турғун электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш мумкин. Агар электромагнит тўлқинни параболик рефлектордан нормал йўналишда металл варағига йўналтирилса, у ҳолда рефлектор ва металл варағи орасида бир-бирига қарама-қарши йўналган тушувчи ва синган тўлқинлар ҳосил бўлади. Бу тўлқинлар бир-бирига қўшилиб бир-биридан тенг масофада жойлашган дўнгликли ва тугунли турғун тўлқинлар ҳосил бўлади. Электр майдоннинг дўнгликлари ва тугунларини пайқаш учун нурловчи диполга параллел жойлашган худди шундай узунликдаги диполдан фойдаланиш мумкин. Бу диполни кўзгуга ўтказилган нормал бўйлаб силжитиш йўли билан шуни пайқаш мумкинки, детекторга уланган гальванометрнинг оғишлари даврий равишда максимум (электр майдон дўнгликлари) ва минимумга (электр майдон тугунлари) эришади, шу билан бирга металл варағининг сиртида электр майдон тугуни бўлади. Қўшни тугунлар ёки дўнгликлар орасидаги Δx масофани ўлчаш билан λ тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин, бундан эса генераторнинг тебранишлар частотасини билган ҳолда эркин электр тўлқинларининг тарқалиш тезлигини топиш мумкин (234- § га қ.).

Электромагнит тўлқинларнинг баён қилинган хоссалари Герц томонидан аниқланган эди. Келгуси тажрибалар электромагнит тўлқинларга ёруғликнинг фақат бу хоссаларигина эмас, балки бошқа барча хоссалари ҳам хос эканлигини кўрсатди. Бу тадқиқотлар ичида П. Н. Лебедевнинг диэлектрик синдирувчанлиги электр майдон йўналишига боғлиқ бўлган анизотропик кристалларда (олтингурут кристаллида) электромагнит тўлқинларнинг тарқалишига онд тажрибалари (1895 йил) алоҳида ўрин тутди. Катта кристаллар олиш қийин, бироқ кристалларнинг ўлчамалари эса тўлқин узунлигига нисбатан катта бўлиши керак бўлгани учун Лебедев хаддан ташқари қисқа электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш усулини ишлаб чиқди, бу қисқа тўлқинлар жажжи учқун вибраторлари томонидан нурланар, уларнинг узунлиги эса бор-йўғи 6 мм га яқин эди. Бу тажрибаларда Лебедев электромагнит тўлқинларнинг иккиланиб синишини кузатди ва ёруғликнинг кристаллар орқали ўтишида кузатиладиган барча асосий ҳодисаларни намоён қилди.

242- §. Электромагнит тўлқинлар энергияси

201- § да электромагнит тўлқинларнинг турли таъсирлар кўрсатишини — диполга уланган лампанинг толасини чўғлантириши, детекторга уланган гальванометр стрелкасини оғдириши мумкин эканлигини ва шунга ўхшаш таъсирларини кўрдик. Бу электромагнит тўлқинларнинг бирор энергия олиб ўтишини билдиради.



420- расм. Электромагнит тўлқинлар энергия оқимини ҳисоблашга доир.

Электромагнит тўлқин майдонида ихтиёрий S юзача олиб (420-расм), электромагнит тўлқиннинг шу юз орқали кичик Δt вақт ичида олиб ўтган ΔW энергиясини ҳисоблайлик. Бунинг учун S юзача асосида қирралари тўлқиннинг v тарқалиш тезлигига параллел ва $v\Delta t$ узунликка эга бўлган параллелепипед ясаймиз. Бу параллелепипедининг ҳажми қуйидагига тенг:

$$\Delta \tau = Sv \Delta t \cos \alpha,$$

бу ерда α — S юзачага ўтказилган n нормаль билан v тезлик орасидаги бурчак. Δt вақт ичида тўлқин $v\Delta t$ масофани ўтади, шунинг учун биз кўраётган юзача орқали параллелепипед ичидан ΔW энергия ўтади. Шунинг учун агар u майдоннинг ҳажм бирлигидаги энергияси (энергиянинг ҳажмий зичлиги) бўлса, у ҳолда

$$\Delta W = u \Delta \tau = uSv \Delta t \cos \alpha$$

бўлади.

Электромагнит тўлқин энергиясининг ҳажмий зичлиги $\frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2$ электр майдон энергияси билан $\frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2$ магнит майдон энергияси йиғиндисидан иборат:

$$u = \frac{1}{2} (\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu \mu_0 H^2).$$

E ва H кучланганликларнинг катталиклари электромагнит тўлқинида $\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$ муносабат билан боғланган. Шунинг учун яна шундай ёзиш мумкин:

$$u = \epsilon \epsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} E H.$$

Яна $v = 1/\sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ эканини назарга олиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\Delta W = E H S \cos \alpha \cdot \Delta t.$$

Демак, S юзача орқали вақт бирлигида ўтган энергия ёки $\frac{\partial W}{\partial t}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = E H S \cos \alpha.$$

Олинган натижани янада қулайроқ шаклда ифодалаш мумкин. Электромагнит энергия оқими вектори тушунчасини киритайлик, уни шундай аниқлаймиз:

$$\mathbf{P} = [E\mathbf{H}]. \quad (242.1)$$

Электромагнит тўлқинида E ва H бир-бирига перпендикуляр ва шунинг учун бу векторнинг сон қиймати $P = EH$ га тенг. \mathbf{P} векторнинг йўналиши эса E ва H векторларнинг йўналишига перпендикуляр, яъни тўлқиннинг тарқалиш тезлиги \mathbf{v} нинг йўналиши билан устма-уст тушади. У ҳолда (242.1) ни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P_n S. \quad (242.2)$$

Бу ерда $P_n = P \cos \alpha$ \mathbf{P} векторнинг S юзачага ўтказилган \mathbf{n} нормаль йўналишига проекцияси.

Шундай қилиб, электромагнит майдонда энергия ҳаракатини \mathbf{P} энергия оқими вектори ёрдамида тўла равишда характерлаш мумкин. Бу векторнинг йўналиши энергиянинг ҳаракатланиш йўналишини беради. Энергия оқими векторининг сон қиймати эса энергиянинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юзачадан вақт бирлиги ичида ўтган энергияга тенг.

Энергия оқими вектори тушунчаси Н. А. Умовнинг турли муҳитларда энергиянинг ҳаракатига доир ишларида берилган эди, унинг электромагнит майдон учун махсус ифодаси (242.1) ни Пойн-

тинг киритган. Шунинг учун электромагнит энергия оқими вектори \mathbf{P} Умов—Пойнтинг вектори ёки Пойнтинг вектори деб аталади.

Агар биз ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринмалар \mathbf{P} векторнинг йўналиши билан устма-уст тушадиган чизикларни тасаввур қилсак (энергия оқими векторининг чизиклари), у ҳолда бу чизиклар электромагнит майдон энергияси тарқаладиган йўллари кўрсатади. Иккинчи томондан, ёруғлик энергияси тарқаладиган чизикларни оптикада *нурлар* деб юритилади. Ёруғлик ҳам электромагнит тўлқинлардан иборат бўлгани учун ёруғлик нурлари ҳам моҳияти жиҳатидан ёруғлик электромагнит тўлқинлари энергия оқими векторининг чизикларидан иборатдир.

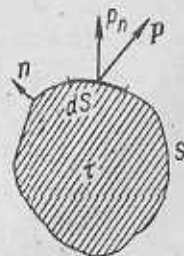
(242.2) ифоданинг биз келтирган чиқарилиши унчалик қатъий эмас, чунки биз ҳамма жойда ҳам тўлқинларнинг фазавий тарқалиш тезлиги энергиянинг ҳаракат тезлиги билан мос тушади деб фарз қилдик. Бироқ умуман олганда бу бундай эмас. Шунга қарамай, биз унчалик қатъий бўлмаган мулоҳазалар асосида чиқарган (242.4) ифода барча ҳоллар учун ўринлидир. Максвелл тенгламаларига асосланиб электромагнит майдонда энергиянинг ҳаракатига доир қуйидаги муҳим теоремани исбот қилиш мумкин (*Пойнтинг теоремаси*). Ихтиёрий муҳит ичида S сирт билан чегараланган бирор τ ҳажмни ажратиб оламиз (421-расм). Сўнгра τ ҳажм ичидаги тўлиқ энергияни W орқали белгилаймиз. У ҳолда

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \oint_S P_n dS. \quad (242.3)$$

Бу ерда P_n — (242.1) формула билан ифодаланган Умов — Пойнтинг векторининг сиртга нормал ташкил этувчиси, интеграллаш эса бутун ёпиқ S сирт бўйлаб бажарилади. Бунда ташқи нормаль \mathbf{n} нинг йўналиши мусбат деб ҳисобланади (421-расм), яъни агар \mathbf{P} вектор чизиклари ҳажмнинг ичидан ташқарига чиқаётган бўлса, $\oint_S P_n dS$ оқим мусбат деб ҳисобланади.

$-\frac{\partial W}{\partial t}$ катталик τ ҳажм ичидаги тўлиқ энергиянинг вақт бирлиги ичидаги камайиши. Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ, бу камайиш S сирт орқали вақт бирлиги ичида ташқарига чиқаётган энергияга тенг бўлиши керак. Бундан шунга келиб чиқади: S сирт орқали вақт бирлигида чиқаётган энергия қаралаётган ҳажмни чегаралаб турувчи S ёпиқ сирт орқали ўтаётган \mathbf{P} вектор оқими билан ифодаланади. P_n катталикни эса сирт бирлиги орқали вақт бирлиги ичида ўтаётган энергия деб таърифлаш мумкин.

Электромагнит майдон энергияси оқимини ҳисоблашга доир баъзи мисолларни келтираемиз.



421-расм. Пойнтинг теоремаси таърифи доир.

1-мисол. Тарқалаётган электромагнит тўлқини. Вакуумда X ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси электромагнит тўлқини кўрайлик. Унда бирор x нуқтада E ва H майдонларнинг кучланганликлари қуйидаги формулалар (231-§) билан ифодаланади:

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx), \quad H = H_0 \sin(\omega t - kx),$$

бунда $k = 2\pi/\lambda$. Шунинг учун Умов—Пойнтинг векторининг оний қиймати

$$P = E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kx)$$

га тенг бўлади.

Бироқ тажрибада биз энергия оқимининг оний қийматлари билан эмас, вақт давомидидаги унинг ўртача қийматлари \bar{P} билан иш кўрамыз. Ўртача қиймат $\sin^2 \alpha = 1/2$ ва бундан ташқари, вакуум учун

$$(\epsilon = \mu = 1) \sqrt{\epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0} H_0 \text{ бўлгани учун}$$

$$\bar{P} = 1/2 \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} E_0^2$$

бўлади. Бу катталики сирт бирлиги орқали вақт бирлигида ўтаётган ўртача энергия ёки тўлқиннинг *интенсивлигидир*. Олинган натижа электромагнит тўлқин олиб ўтадиган энергия тебранишлар амплитудасининг квадратида пропорционал бўлишини кўрсатади.

2-мисол. Турғун электромагнит тўлқини. Энди турғун тўлқин учун Умов — Пойнтинг векторини ҳисоблаймиз. 232-§ да айtilганларга мувофиқ, турғун тўлқинда E ва H майдонлар тебранишларини қуйидаги формулалар билан ифодалаш мумкин:

$$E = 2E_0 \cos(kx - 1/2 \varphi_E) \sin(\omega t - 1/2 \varphi_E),$$

$$H = 2H_0 \cos(kx - 1/2 \varphi_H) \sin(\omega t - 1/2 \varphi_H).$$

Бу ифодаларда φ_E ва φ_H тегншли ҳолда электр ва магнит майдонларнинг қайтган тўлқинлари фаза жиҳатидан кечикишини билдиради:

$$\varphi_E = 2\pi \frac{2l}{\lambda} + \psi, \quad \varphi_H = 2\pi \frac{2l}{\lambda} + \eta.$$

Бу ерда ψ ва η — қайтишдаги фаза ўзгариши бўлиб, π ёки нолга тенг, l — линиянинг узунлиги (эркин тўлқинлар бўлган ҳолда нурлагич ва қайтарувчи сирт орасидаги масофа). Қуйидаги белгилашларни киритамиз:

$$2E_0 \cos(kx - 1/2 \varphi_E) = E_1, \quad 2H_0 \cos(kx - 1/2 \varphi_H) = H_1;$$

бу ҳолда бирор берилган нуқтадаги тебранишларини қисқача шундай ёзиш мумкин:

$$E = E_1 \sin(\omega t - 1/2 \varphi_E), \quad H = H_1 \sin(\omega t - 1/2 \varphi_H),$$

бу ерда E_1 ва H_1 вақтга бсғлиқ бўлмайди. Бироқ биз 232-§ да агар $\psi = \pi$ бўлса, у ҳолда $\varphi = 0$ бўлишини ва аксинча бўлишини кўрдик. Масалан, $\psi = \pi$ деб олиб, қуйидагига эса бўламиз:

$$E = E_1 \cos(\omega t - 2\pi l/\lambda), \quad H = H_1 \sin(\omega t - 2\pi l/\lambda).$$

Шунинг учун Умов — Пойнтинг вектори катталиги учун қуйидагини оламиз:

$$P = E_1 H_1 \sin(\omega t - 2\pi l/\lambda) \cos(\omega t - 2\pi l/\lambda) = 1/2 E_1 H_1 \sin(2\omega t - 4\pi l/\lambda).$$

Бу ҳолда P нинг қиймати 2ω частота билан тебранади ва даврий равишда ишорасини ўзгартириб туради. Шунинг учун вақт бўйича ўртача

$$\bar{P} = 0,$$

бинобарин, турғун тўлқинда энергия оқмайди (бундай тур тебранишларнинг турғун тўлқинлар деб аталишига сабаб ҳам шу). P нинг ўз ишорасини даврий равишда ўзгартириб туриши энергия ҳаракатининг даврий равишда ўзгаришини кўрсатади. Энергия фақат электр майдон дўнгликлари билан магнит майдон дўнгликлари орасида тебранади, холос. Бу процесс берк тебраниш контурида индуктивлик билан сўғим орасидаги тебранишларни эслатади.

3-мисол. Ўзгармас токли сим. J zichликли ўзгармас токли r радиусли цилиндрсимон ўтказгични кўрайлик (422-расм). Ўтказгич сиртида электр майдон E ва магнит майдон H 422-расмда кўрсатилгандаги сингари йўналган ва шунинг учун Умов — Пойнтинг вектори ўтказгичнинг ичига қараб унинг ён сиртига перпендикуляр йўналган. Бу энергиянинг ўтказгичга атроф фазодан узалуксиз оқиб киришини билдиради. Бу энергиянинг катталигини ҳисоблаймиз. Агар ρ — сим модасининг солиштирма қаршилиги бўлса, у ҳолда Ом қонунига кўра,



422-расм. Токли ўтказгич бўлган ҳолда энергиянинг ҳаракати.

$$E = \rho j.$$

Магнит майдон кучланганлиги сиртда қуйидагига тенг:

$$H = i/2\pi r = 1/2 J r.$$

Шунинг учун

$$P = EH = 1/2 \rho j^2.$$

l узунликдаги сим кесмасининг бутун ён сирти орқали l сек да оқиб кетувчи энергия қуйидагига тенг:

$$W/t = P 2\pi r l = \rho j^2 \pi r^2 l.$$

Бироқ ρj^2 катталики Жоуль — Ленц қонунига (унинг дифференциал кўринишига) мувофиқ вақт бирлиги ичиде ҳам бирлигида ажраладиган иссиқлик миқдори, $\pi r^2 l$ эса симнинг ҳажми. Шунинг учун биз симга кирувчи энергия миқдори Жоуль — Ленц иссиқлиги миқдорига тенг эканлигини топамиз, энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ ҳам шундай бўлиши керак. Келтирилган мисол шунини кўрсатадики, ўтказгичга кирадиган ва унинг ҳисобига иссиқлик ажраладиган электромагнит энергия ўтказгичга, тўғи биринчи қарашда туюлганидек, унинг ўқи бўйича эмас, балки унинг ён сирти орқали кирар экан.

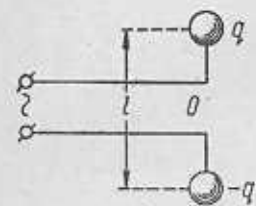
243-§. Элементар диполь

Электромагнит тўлқинлар нурловчи турли электр системалар ичиде электр диполь алоҳида роль ўйнайди. 237-§ да биз электр диполнинг электромагнит тўлқинлар нурлагичи сифатида ишлатилиши билан дуч келган эдик. Бироқ биз бу ерда узунлиги тўлқин узунлигининг ярмига тенг бўлган ярим тўлқинли диполь ҳақида гапирган эдик. Энди биз узунлиги тўлқин узунлигига нисбатан қисқа бўлган диполни (элементар диполь) кўриб чиқамиз.

Элементар диполга энг содда мисол бўлиб бирор электр тебранишлар генераторидан зарядланадиган орасидаги масофа $l \ll \lambda$.

бўлган икки металл шарни кўрсатиш мумкин (423-расм). Бундай диполнинг моменти $p = ql$ га тенг. Агар генератор гармоник тебранишлар ҳосил қилса, у ҳолда $q = q_0 \sin \omega t$ бўлади ва диполнинг моменти вақт бўйича

$$p = p_0 \sin \omega t \quad (243.1)$$



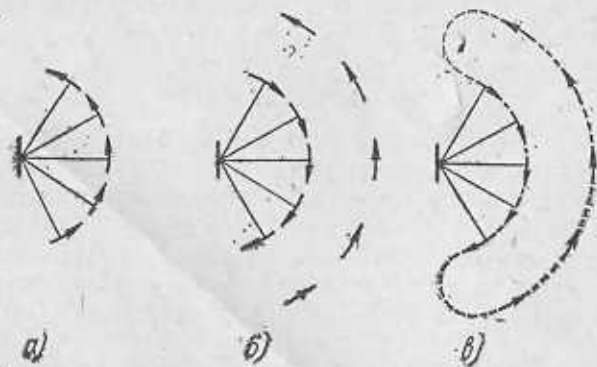
423-расм. Элементар диполь.

гармоник қонунга мувофиқ ўзгаради. Бу ерда $p_0 = q_0 l$ электр диполь моментининг амплитудаси. Бу амплитудани ҳам ток кучининг i_0 амплитудаси орқали ифodalаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, диполда ток кучи $i = \frac{dq}{dt} = q_0 \omega \cos \omega t$ га тенг, токнинг амплитудаси эса $i_0 = q_0 \omega$. Шунинг учун $q_0 = i_0 / \omega$ ва, демак,

$$p_0 = \frac{l}{\omega} i_0 \quad (243.2)$$

Элементар диполлар билан жуда кўп марта иш кўришга тўғри келади. Элементар диполларнинг энг муҳим мисоли атомлар ичидаги электронлардир. Мусбат ядро атрофида электронларнинг доиравий (эллиптик) ҳаракатини икки тўғри чизиқли гармоник тебранишларга ажратиш мумкин. Бироқ тўғри чизиқли гармоник тебранаётган электрон мусбат ядро (нурланишда иштирок этмайдиган) билан биргаликда моменти (243.1) формулага мувофиқ ўзгарадиган диполни ташкил қилади. Атом нурлайдиган тўлқинлар узунлиги (кўринувчи ёруғлик учун тахминан $5 \cdot 10^{-5}$ см (атомнинг ўлчамларидан) $\sim 10^{-8}$ см (анча катта бўлгани учун, қаралаётган диполларни катта аниқлик билан элементар деб айтиш мумкин).

Элементар диполнинг нурланиши. Элементар диполь нурлайдиган электромагнит тўлқинларнинг қандай характерда эканини қараб чиқайлик. Биз Максвелл тенгламаларидан электромагнит

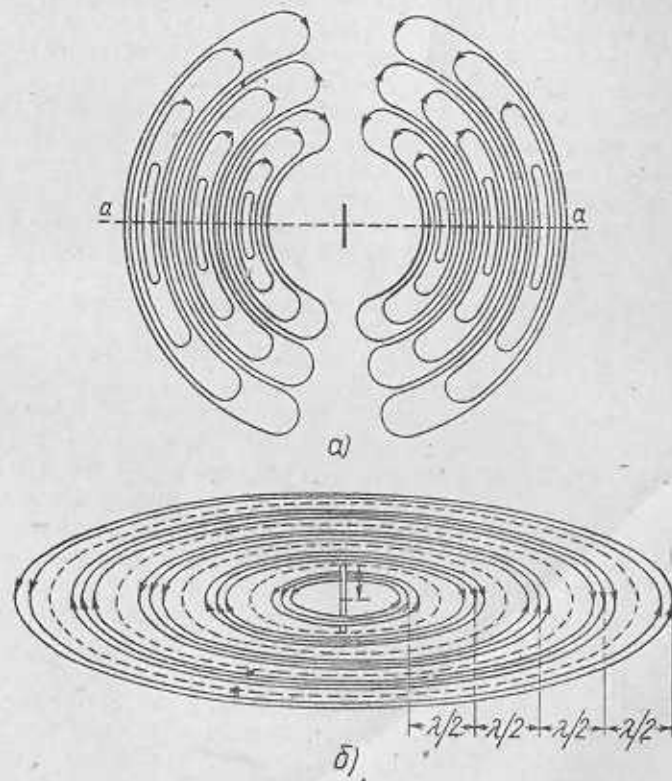


424-расм. Нурлайдиган диполь майдонининг электр куч. чизиклари шакли.

майдон ифодаларининг аниқ келтириб чиқарилишини кўрсатиб ўтирмалймиз, балки фақат сифат томонлари билангина чекланамиз.

Диполнинг электромагнит майдон характери қаралаётган нуқтанинг қандай масофада жойлашганлигига жуда боғлиқ бўлади. Агар диполнинг марказидан ушбу нуқтагача бўлган масофа тўлқин узунлигига нисбатан қисқа ($r \ll \lambda$) бўлса, у ҳолда ўзгармас электр ва магнит майдонлар учун ёзилган формулалар диполь учун ҳам ўринли бўлади. Диполнинг электр майдони (25.5) ва (25.6) формулалар билан ифодаланади ва масофа ортиши билан $1/r^3$ га пропорционал камаяди. Диполнинг магнит майдони эса ток элементининг магнит майдони учун ёзилган (79.2) формуланинг ўзи билан ифодаланади ва $1/r^2$ га пропорционал бўлади.

Диполдан узоқ масофаларда ($r \gg \lambda$) майдонларнинг ўзгариш қонунини батамом бошқача бўлади. Тўлқин соҳаси деб аталадиган бу соҳа катта қизиқиш туғдиради ва шунинг учун уни батафсилроқ



425-расм. Диполянинг шарсимон электромагнит тўлқинида электр (а) ва магнит (б) куч чизиклари.

қараймиз. Диполнинг электромагнит тўлқини қандай кўринишдаги тўлқин фронтига эга бўлишини аниқлайлик.* Электромагнит га- лаён диполдан барча томонларга бирдай c тезлик билан тарқалаёт- ган бўлгани учун (биз диполь вакуумда жойлашган деб фараз қи- ламиз), диполдан бирдай r масофадаги барча нуқталарга етиб бо- риш вақти бир хил бўлади. Шунинг учун маркази диполь билан уст- ма-уст тушган сферанинг барча нуқталарида тебранишлар фазаси бир хил бўлади, яъни биз сферик тўлқин фронтига эга бўламиз, бинобарин, диполь нурлаётган тўлқин сферик тўлқин бўлар экан.

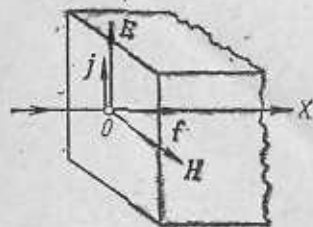
Электр майдон E тўлқинда тарқалиш йўналишига нисбатан перпендикуляр бўлгани учун E вектор турли нуқталарда радиус- векторларга перпендикуляр бўлади (424- a расм). Бу майдон дав- рий равишда ўзгаради ва шунинг учун радиус-вектор бўйлаб ҳа- ракатланганда биз ўзаро қарама-қарши йўналишдаги майдонларга дуч келамиз (424- b расм). 424- b расмдаги стрелкаларни пунктир чизиқлар билан бирлаштириб, электр куч чизиқларидан бирини ҳосил қиламиз (424- $в$ расм). Диполнинг электромагнит тўлқинида электр куч чизиқларининг тўлиқ манзараси 425- a расмда кўрсати- лган. Куч чизиқлари электр майдоннинг уюрма характериға мос бў- лган берк эгри чизиқлардан иборат бўлади.

H магнит майдоннинг йўналиши ҳар бир нуқтада E га перпен- дикуляр ва айни вақтда тарқалиш йўналишига перпендикулярдир. Шунинг учун магнит куч чизиқлари маркази диполь бўлган ва ди- полга перпендикуляр бўлган текисликларда ётувчи концентрик айланалардан иборатдир (425- b расм; батафсилроқ 10- қўшим- чага қ.).

244- §. Электромагнит тўлқинларнинг босими

Электромагнит тўлқинлар ўз йўлларида бирор жисмларга дуч келиб, уларга босим беради.

Бу босимнинг келиб чиқишини тушуниш осон. Айтайлик, элек- тромагнит тўлқин жисмнинг ясси сиртига шу сиртга перпендику- ляр равишда тушмоқда (426- расм). Тўлқиннинг E электр майдони сиртга параллел, шунинг учун у босим кучлари ҳосил қилмайди (чунки биз унинг нормал тушишини кўрмоқдамиз). Бироқ бу майдон жисмнинг ичида j зичликдаги ток- ни ҳосил қилади. Тўлқинда электр майдон- дан ташқари, яна H магнит майдон ҳам бор, шунинг учун тоқларга j ва H га пер- пендикуляр бўлган, яъни тўлқиннинг тар- қалиши йўналишида бўлган f куч таъсир қилади. Бу кучнинг жисмнинг сирт бир- лигига нисбатан олинган ўртача қиймати электромагнит тўлқиннинг босимидир.



426-расм. Электромагнит тўлқинлар босимининг юзага келиши.

Максвелл электромагнит тўлқинларнинг босимини биринчи мар- та ҳисоблаб, агар жисм ўзига тушаётган энергияни тамомила ютса, у ҳолда босим катталиги

$$p = \bar{u} \quad (244.1)$$

бўлишини аниқлади, бу ерда \bar{u} — тушувчи электромагнит тўлқинидаги энергия ҳажмий зичлигининг ўртача қиймати (11- қўшимчага қ.). Агар жисм тўлқинни қисман қайтараётган бўлса, у ҳолда тушувчи тўлқин майдонидан ташқари яна қайтган тўлқиннинг майдони ҳам бўлади ва босим катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$p = (1 + k) \bar{u}. \quad (244.2)$$

бу ерда k — қайтариш коэффициенти (интенсивлик коэффициен- ти). Демак, абсолют қайтарувчи жисм ($k = 1$) учун $p = 2\bar{u}$ бўла- ди.

Электромагнит тўлқин босимини унинг I интенсивлиги (энер- гия оқими векторининг ўртача қиймати) орқали ҳам ифодалаш мумкин. $I = \bar{u}c$ бўлгани учун (244. 2) нинг ўрнига шундай ёзиш мумкин:

$$p = \frac{I}{c} (1 + k). \quad (244.3)$$

Ниҳоят, агар тўлқин жисмнинг сиртига нормалга θ бурчак остида қия тушаётган бўлса, у ҳолда босим қуйидагича бўлади:

$$p = \frac{I \cos \theta}{c} (1 + k). \quad (244.4)$$

Ёруғлик электромагнит тўлқинлардан иборат бўлгани учун ёруғлик унинг тарқалиш йўлига қўйилган жисмларга босим бе- ради. Ёруғликининг босими жуда кичик. Қуёш ёруғлиги нурлари учун бу босимнинг катталигини баҳолайлик. Қуёш нурланишининг интенсивлиги тахминан $10^3 \cdot \text{Вт/м}^2$ га тенг. Шунинг учун абсолют қайтарувчи кўзгу учун ($k = 1$) Қуёш ёруғлиги нурларининг бо- сими қуйидагига тенг бўлади:

$$p = \frac{2I}{c} \approx \frac{2 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^8} \approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ Н/м}^2.$$

Ёруғлик босимининг жуда ҳам кичик бўлишига қарамай, элек- тромагнит тўлқинларнинг босими мавжудлиги биринчи марта ёруғ- лик тўлқинлари воситасида аниқланган. 1900 йилда П. Н. Лебедев ўзининг классик тажрибаларида ёруғликининг қаттиқ жисмларга босим беришини, 1910 йилда эса газларга босим беришини исбот қилди. Ёруғлик босимининг катталиги Максвелл формуласи (244.4) га мувофиқ келар экан.

245-§. Электромагнит майдон импульси ва массаси

Электромагнит тўлқинларнинг босими мавжудлиги ўз-ўзидан электромагнит майдоннинг маълум механикавий импульси ҳам бўлади, деган фикрга олиб келади.

Ҳақиқатан ҳам, абсолют ютувчи жисмнинг S ясси сиртига электромагнит тўлқин тушмоқда деб фараз қилайлик. Электромагнит тўлқин босими мавжуд бўлгани туфайли жисмга катталиги $F = uS$ бўлган куч таъсир қилади. Бироқ Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, куч жисмнинг вақт бирлиги ичида олган импульсига тенг. Бундан, демак, нурланиш бирор импульс олиб ўтади деб хулоса қилиш мумкин.

Электромагнит тўлқиннинг импульси нимага тенг эканини аниқлайлик. Вақт бирлиги ичида жисм асоси S ва баландлиги майдоннинг тарқалиш тезлиги c га тенг бўлган параллелепипед ичидаги майдоннинг импульсини олади. Агар g ҳажм бирлигидаги майдоннинг импульс катталиги (импульс зичлиги) бўлса, у ҳолда жисм олаётган импульс gSc га тенг бўлади. Шунинг учун

$$gSc = uS$$

ва, демак,

$$g = u/c.$$

Уни $P = uc$ формулага мувофиқ P энергия оқими орқали ифодаласак ва яна импульс зичлиги вектор катталик эканини назарга олсак, қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$g = P/c^2. \quad (245.1)$$

Бутун электромагнит майдоннинг тўлиқ G импульси импульс зичлигидан майдон эгаллаган бутун ҳажм бўйича олинган интегралга тенг:

$$G_T = \int \frac{P}{c^2} d\tau. \quad (245.2)$$

1899 йилда А. А. Садовский агар электромагнит тўлқинлар доиравий қўтланган бўлса, улар яна ҳаракат миқдори моментига ҳам эга бўлиши керак деган фикрни илгари сурган эди, яъни механикавий хоссаларига кўра электромагнит тўлқинлар маълум даражада айланувчи жисмларга ўхшашдир. Бу ҳодиса ҳақиқатан ҳам ёруғлик тўлқинларида, шунингдек, сантиметрли радиотўлқинлар диапазонида қайд қилинган.

Олинган бу муҳим натижалар Ньютон механикаси қонуниларини электромагнит ҳодисаларга ҳам умумлаштиришга имкон берди. Бу қонулар ҳаракатланувчи жисмлар билан боғлиқ бўлган $G_{ж}$ импульсдан ташқари G_T электромагнит майдон импульси ҳам мавжуд эканини кўрсатади. Ньютоннинг иккинчи қонуни

$$\frac{dG}{dt} = F,$$

аниқ айтганда, жисмларнинг $G_{ж}$ импульсига эмас, шунингдек, G тўлиқ импульсига ҳам тегишлидир:

$$G = G_{ж} + G_T \quad (245.3)$$

Агар жисмлар системасида фақат ички кучлар таъсир қилса, яъни система изоляцияланган бўлса, у ҳолда системанинг тўлиқ импульси доимий қолади. Импульснинг сақланиш қонунини қуйидаги умумий кўринишда, яъни фақат механикавий ҳодисаларнигина эмас, шу билан бирга, электромагнит ҳодисаларни ҳам ўз ичига оладиган ҳолда ёзиш мумкин:

$$G = G_{ж} + G_T = \text{const}. \quad (245.4)$$

Бундан кўринадики, агар қандайдир дастлаб тинч турган жисм бирор йўналишда электромагнит тўлқинлар нурласа, у ҳолда бу жисм нурланишга қарама-қарши йўналган $G_{ж} = -G_T$ импульс олади, бу импульс нурланиш олиб кетган импульсга тенг бўлади. Бу ҳодиса отилаётган милтиқ «тепки» олишига ўхшашдир.

Бирор жисмнинг импульси (ҳаракат миқдори) шу жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмасига тенг. Ёки, бошқача айтганда, жисмнинг массаси унинг импульс тезлигига бўлинганига тенг. Электромагнит майдон импульси мавжудлиги ва чекли тезлик билан ҳаракатлангани учун электромагнит майдон маълум массага эга деб хулоса қилиш мумкин.

Айтайлик d ҳажм бирлигининг массаси, яъни электромагнит майдон зичлиги бўлсин. У ҳолда майдон ҳажм бирлигининг импульси $g = cd$ бўлади. Иккинчи томондан, (245.1) формулага мувофиқ, импульснинг худди шу зичлиги $g = P/c^2$ га тенг. Бинобарин,

$$cd = P/c^2.$$

Бироқ P энергия оқимининг векторини миқдоран энергиянинг u ҳажмий зичлиги орқали ифодалаш мумкин:

$$P = uc.$$

Бундан

$$u = c^2 d$$

ни ҳосил қиламиз. Бу муносабат электромагнит майдоннинг d зичлигини ҳажм бирлигидаги u энергия орқали ифодалайди. Масса ва энергия орасидаги бу муносабат фақат ҳажм бирлиги учунгина эмас, балки ҳар қандай ҳажм учун ҳам тўғри бўлиши равшан. Агар m — майдоннинг массаси, W эса унинг энергияси бўлса, у ҳолда

$$W = mc^2 \quad (245.5)$$

бўлади, бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидир.

Еруғликнинг тезлиги жуда катта бўлгани учун майдоннинг анча катта энергиясига ҳам жуда кичик масса мос келади. Бироқ шундай эканлигидан (245.5) муносабатнинг принципиал аҳамияти ҳеч қанча пасаймаслиги равшан.

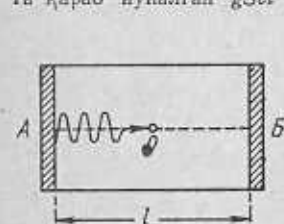
Мисол кўрайлик: қуввати $500 \text{ кВт} = 5 \cdot 10^5 \text{ Вт}$ бўлган қудратли радиостанциянинг 1 соат давомида нурлаган энергиясига мос келадиган массани ҳисоблайлик. Бунда

$$W = 5 \cdot 10^5 \cdot 3,6 \cdot 10^3 = 18 \cdot 10^8 \text{ Ж}$$

бўлади ва бундан массани ҳисобласак, (245.5) га мувофиқ:

$$m = \frac{18 \cdot 10^8}{(3 \cdot 10^8)^2} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ кг} = 0,02 \text{ мг.}$$

Электромагнит майдоннинг массаси ва энергияси орасидаги муносабатни чиқаришнинг бошқа йўлини келтирамиз. Фараз қилайлик, дастлаб ҳаракатсиз яшикда бўлган A жисм (427-расм) электромагнит тўлқинларнинг W энергияли жуда қисқа тизмасини чиқарилади ва улар иккинчи B жисмга тушиб, унинг томонида тамомила ютилади. Нурлаш вақтида A жисм тепки олади ва ўнгдан чапга қараб йўналган $gScf$ импульс олади (S — жисмнинг сирти, t — нурланиш вақти). $g = P/c^2$ бўлгани учун бу импульс ҳам W/c га тенг, бу ерда $W = PSf$ нурланган энергиядир.



427- расм. Электромагнит майдоннинг массаси ва энергияси орасидаги муносабатни чиқаришга доир.

Тепки импульси таъсирида яшик бирор v тезлик олади ва нурланиш B жисмга етиб келгунга қадар яшик ўнгдан чапга ҳаракатланади. Нурланиш ютилганда яшик чапдан ўнгга йўналган импульс олади ва тўхтайди, бунинг натижасида яшикнинг масса маркази O бирор x масофага силжийди. Бироқ бу импульснинг сақланиш қонунига зиддир, чунки бу қонунга мувофиқ, фақат ички кучлар таъсир қилганида масса маркази ўзгаришсиз қолиши керак. Бу зиддиятни бартараф қилиш учун фақат биттагина йўл қолади, яъни B жисм энергиясининг орттишида унинг массаси ҳам ортади, бундай орттиш масса маркази O нинг ўзгармасдан қоладиган миқдорда бўлади, деб ҳулоса қилишга қолади.

Бундан масса ва энергия орасидаги муносабатни миқдорий шаклда чиқариш қийин бўлмайди. Ҳисобларни соддалаштириш учун m нурланиш массаси яшикнинг M массасига нисбатан жуда кичик деб фараз қилиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$Mv = W/c, \quad v = W/Mc.$$

Нурланиш A дан B га боргунча ўтган $t = l/c$ вақт ичида яшик

$$x = vt = Wl/Mc^2$$

масофага силжийди. M масса x масофага ва m нурланиш массаси l масофага силжигани учун массалар маркази ўзгармаслиги учун шундай муносабат бажарилиши керак:

$$Mx = ml.$$

Бу ерда x нинг ўрнига унинг ифодасини қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$W = mc^2. \quad (245.6)$$

Биз электромагнит майдон учун (245.5) муносабатни чиқардик. Бироқ Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясига мувофиқ, бу

муносабат мутлақо умумий аҳамиятга эга ва жисмларнинг ички тузилиши ва ҳолатидан қатъи назар барча жисмлар учун ўринлидир. Бу муносабат ҳар қандай жисмнинг ёки жисмлар системаси энергиясининг ҳар қандай ΔW ўзгариши ҳамма вақт унинг массасининг $\Delta m = \Delta W/c^2$ ўзгариши билан боғлиқдир, шу билан бирга, бу ўзгариш мазкур жисм ёки жисмлар системасида энергиянинг айнан қандай айланишлари рўй берганига боғлиқ эмас. Шунинг учун ушбу параграфда олинган натижаларни умумий муносабатнинг электромагнит тўлқинга татбиқ қилинган хусусий ҳоли деб қараш мумкин.

Биз с нинг қиймати жуда катта бўлгани учун энергиянинг ҳатто жуда катта ўзгаришларида ҳам массанинг жуда оз ўзгаришини таъкидлаб ўтган эдик. Бироқ шундай ҳодисалар ҳам борки, уларда массанинг ўзгаришини ҳисобга олмаслик мумкин эмас. Улардан энг муҳимлари атом ядроларининг парчаланиши ва бошқа ядроларга айланишидир, бу ҳодисаларда улкан энергия миқдори ажралади ва бу процессларда қатнашаётган зарралар массаларининг ўзгариши сезиларли бўлади ва аниқ ўлчашлар билан қайд қилиш мумкин. Бу нарса масса ва энергия орасидаги муносабатни кўплаб сонли турли ядро реакцияларида текширишга ва бу муносабатнинг тажрибада яхши тасдиқланишига ишонч ҳосил қилишга имкон берди.

246- §. Ҳаракатланаётган заряднинг электромагнит массаси

Ҳаракатланаётган электр зарядни кўрайлик. Бу заряд атроф муҳитда фақат E электр майдон эмас, балки H магнит майдонни ҳам ҳосил қилади, яъни заряд атрофида электромагнит майдон ҳосил бўлади. Бу майдон маълум импульсга эга (245- §). Шунинг учун ҳаракатланаётган зарядланган жисмнинг тўлиқ импульси ва, демак, жисмнинг массаси заряд бўлмагандагидан катта бўлади. Бу электромагнит майдон билан боғлиқ бўлган масса жисмнинг электромагнит массаси деб аталади.

Электромагнит масса зарядланган жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлади ва тезлик ортганида у ҳам ортади. Бу боғланишни топиш учун (245.5) муносабатдан фойдаланамиз. Айтайлик, жисмнинг тезлиги dv га ортди, бунинг натижасида жисмнинг энергияси dW га, массаси эса dm га ортди. Бунда (245.5) га мувофиқ,

$$dW = c^2 dm. \quad (246.1)$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ (массанинг тезликка боғланишини ҳисобга оладиган шаклида) қуйидагини ёзиш мумкин:

$$d(mv) = Fdt \quad (246.2)$$

ёки бошқача

$$mdv + vdm = Fdt.$$

Ниҳоят, энергия таърифига мувофиқ,

$$dW = Fdx = Fvdt. \quad (246.3)$$

Шунинг учун

$$mdv + vdm = dW/v = c^2 dm/v$$

ёки

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \frac{d(v^2/c^2)}{1 - v^2/c^2}.$$

Бу тенгламани интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

бу ерда m_0 — интеграллаш доимийси, унинг маъноси тинч турган жисмнинг массасини билдиради.

Шундай қилиб, жуда тез ($v/c \sim 1$) ҳаракатларда электромагнит масса тезлик ортиши билан ортади ва шу билан бирга, тез электронларга доир тажрибаларда олинган қонунга мувофиқ ортар экан (183- § билан солиштиринг). Шу асосда дастлаб электронларнинг бутун массаси соф электромагнит табиатга эга деган хулоса чиқарилди. Бунинг устига, ҳатто ҳар қандай жисмларнинг массаси ҳам электромагнит массади деб фарз қилиш мумкин эди, чунки барча жисмларнинг, ҳатто зарядланмаган жисмларнинг ҳам ичида атомларнинг электронлари ва мусбат ядролари туфайли юзага келган интенсив электромагнит майдонлар мавжуддир.

Бироқ кейинчалик бундай тасаввурлар жиддий қийинчиликларга олиб келади. Элементар зарраларнинг уларнинг массалари соф электромагнит табиатга эга деган фарзга асосланган назарияси ҳатто ҳозиргача ҳам бартараф қилиш мумкин бўлмаган икки зиддиятларга олиб келди. Иккинчи томондан, шундай элементар зарралар ҳам борки (масалан, нейтронлар), уларнинг массалари булгани ҳолда ҳеч қандай электр зарядлари йўқ. Шунинг учун электромагнит масса элементар зарралар массасининг фақат бир қисmini ташкил қилиши мумкин («майдонга оид» массаси) улар массасининг қолган қисми эса электромагнит майдонга боғлиқ эмас («майдонга оид бўлмаган» масса) деб хулоса қилишгига қолади, ҳолан.

XXIV БОБ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАРНИНГ АЛОҚА МАҚСАДЛАРИДА ҚўЛЛАНИШИ

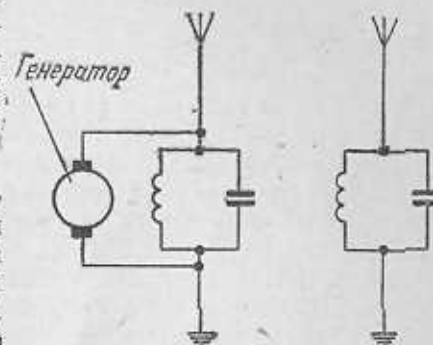
247-§. Радиоалоқа принципи

Электромагнит тўлқинларнинг ажойиб қўлланишларидан бири улардан алоқа мақсадларида фойдаланишдир. Радиони дастлаб Кронштадтдаги минёр офицерлар мактабининг физика ўқитувчиси,

сўнгра эса Петербург электротехника институтининг физика профессори бўлган А. С. Попов кашф этди. Попов 1895 йилда Русь физика-химия жамиятининг мажлисида ўзи яратган радиоприёмники ва электромагнит тўлқинлар ёрдамида сигналларни узатиш ва қабул қилишни намойиш қилиб кўрсатди. Худди шу вақтлар атрофида италиялик олим Маркони томонидан кенг sanoat масштабида қўйилган тажрибалар радиони амалда қўллашга асос солди. Кейинги вақтларда радиотехника кўплаб машҳур олимлар ва инженерларнинг меҳнати билан техниканинг энг кенг ва ҳар томонлама ривожланган соҳасига айлантирилди.

Маълумки, қувватли электромагнит тўлқинлар нурланиши учун етарлича кучли силжиш тоқлари, яъни тез ўзгарувчан электр майдон яратиш зарур. Шунинг учун радиотехникада юқори частотали электр тебранишлардан фойдаланилади. Радио эшиттиришлар учун ишлатиладиган тебранишлар частотаси 10^5 дан 10^8 Гц гача чегараларда ётади, бу 3 км дан 3 м гача бўлган тўлқин узунликларга тўғри келади. Махсус масалаларни ҳал қилиш учун ўткир йўналган нурланиш ҳосил қилиш керак бўлган ҳолларда (масалан, радиолокацияда) дециметрли ва сантиметрли узунликдаги тўлқинлар қўлланилади; бунинг учун ҳатто 10^{10} Гц ва ундан юқори частотали тебранишларни ҳосил қилиш керак бўлади.

Радиоалоқа схемаси 428-расмда тасвирланган. Узатувчи станцияда антеннада (ердан баланд қилиб осылган металл симларда) интенсив мажбурий тебранишлар уйғотувчи электр тебранишлар генератори бўлади. Бу тебранишларни кучайтириш учун резонанс ҳодисасидан фойдаланилади: генератор частотасини антеннанинг хусусий частоталаридан бирига (кўпинча — асосий тебранишлар частотасига) тенг қилиб олинади. Антенна очиқ вибратор бўлгани учун, у электромагнит тўлқинлар нурлайди, бу нурлар тарқалиб қабул қилувчи станциянинг антеннасига етиб келади. Тўлқиннинг ўзгарувчан электр майдони қабул қилувчи антеннадаги электронлар тебранма ҳаракатга келади, яъни унда юқори частотали электр ток пайдо бўлади. Бу мажбурий тебранишларни кучайтириш учун қабул қилувчи антенна ҳам келаётган тебранишларга резонанс қилиб созланади. Антеннани созлаш учун унга конденсаторни кетма-кет улаш керак эканини айтиб ўтайлик. Бу ҳолда антенна контурининг сифими камаюди (ҳар қандай сифимларни кетма-кет улаганда



428-расм. Радиоалоқа схемаси.

ҳам умумий сифим камаяди), бунинг натижасида антеннанинг хусусий частотаси катталашади, тўлқин узунлиги эса қисқаради. Параллел уланганда эса (428- расм) умумий сифим ортади ва бинобарин, резонансга мувофиқ келувчи тўлқиннинг узунлиги каттароқ бўлади.

Шундай қилиб, радиоалоқа принципи шундан иборатки, передатчикнинг ўтказувчанлик тоқлари дастлаб ўзининг тарқалиши учун симлар талаб қилмайдиган силжиш тоқларига айланади, сўнг-ра эса бу силжиш тоқлари приёмникдаги ўтказувчанлик тоқларига айлантирилади.

248- §. Тебранишларни модуляциялаш

428- расмда тасвирланган схема ҳали сигналларни узатиш учун етарли эмас. Бунинг учун тебранишларни сигналнинг частотаси ва кучига мувофиқ ҳолда ўзгартириш керак.

Биринчи қарашда гўё сигнални узатиш учун уни электр тебранишларга айлантириш ва антеннада сигналга мувофиқ частота ва кучли ўзгарувчан ток ҳосил қилишнинг ўзи етарлидек кўринади. Масалан, нутқ ёки музикани узатишни истасак, биз микрофон ёрдамида ўзгарадиган ток ҳосил қилишимиз ва уни етарлича кучайтириб антеннага узатиш мумкин. Бироқ аслида бундай усул билан сигнални узатиб бўлмайди. Гап шундаки, амалда иш кўриш керак бўлган барча сигналлар паст частота тебранишларидан иборатдир. Нутқлар ва музикани узатишда бу частоталар тахминан 100 дан 10⁴ Гц гача бўлган частоталар, телеграф белгиларини узатишда эса бу частоталар яна ҳам паст бўлади. Радиотўлқинларнинг нурланиши учун эса юқори частоталар лозим, чунки фақат тез тебранишлар ёрдамидагина кучли силжиш тоқлари олиш мумкин. Шунинг учун сигнал тоқларини бевосита антеннага йўллаганимизда биз ҳеч қандай нурланган қувват ҳосил қила олмаймиз.

Бу зиддият радиотехникада ажойиб усул билан ҳал қилинади, бу усулда энергияни узатиш учун юқори частотали тебранишлар қўлланилади, паст тебраниш частоталари эса фақат юқори частотали тебранишларни ўзгартириш учунгина ёки, одатда айтилишича, уларни модуляциялаш учун фойдаланилади. Қабул станциясида бу мураккаб тебранишлардан махсус методлар ёрдамида яна қайтадан сигналнинг паст частотали тебранишлари ажратилади ва улар кучайтирилгандан кейин ўз мақсадида (громкоговорителда, телеграф аппаратида ва ҳ. к.) фойдаланилади. Сигнални қайта тиклашдан иборат бўлган бу процесс демодуляция деб аталади.

Тебранишлар модуляциясини амалга ошириш учун уларнинг амплитудасини, частотаси ёки фазасини ўзгартириш керак. Биз одатда энг кўп қўлланиладиган амплитуда модуляцияси устида тўх-таламиз.

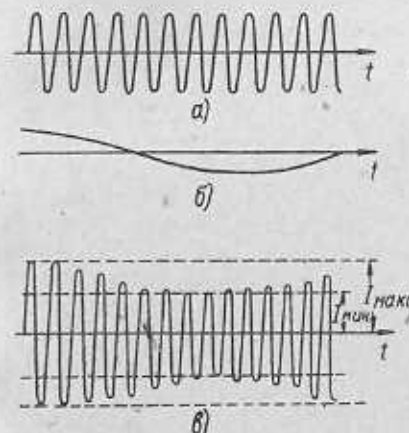
Радио студиясидан эшиттириш берилмаётган вақтда антеннада ток

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (248.1)$$

кўринишда тебранади. Бу тебранишлар 429- а расмда тасвирланган. Сигнал бўлганида (микрофон олдида нутқ сўзланганда ёки музика чалинганда) бу тебранишлар биз 249- § да баён қиладиган усулларимиз ёрдамида янада мураккаброқ

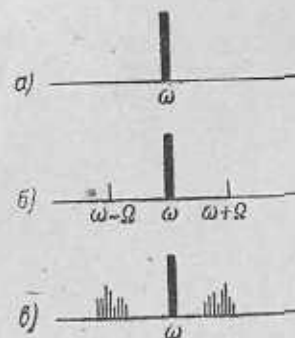
$$i = i_0 (1 + f(t)) \sin \omega t \quad (248.2)$$

кўринишдаги тебранишларга айлантирилади, бу ерда $f(t)$ — сигналнинг хилига боғлиқ бўлган «модуляция функцияси», шу билан бирга $|f(t)| < 1$.



429- расм. Тебранишлар амплитудавий модуляцияси:

а — модуляцияланмаган тебраниш, б — модуляцияловчи тебраниш, в — модуляцияланган тебраниш.



430- расм. Тебранишлар спектри:

а — модуляцияланмаган тебраниш, б — гармоник модуляцияланган тебранишлар, в — мураккаб қонунга мувофиқ модуляцияланган тебранишлар (ён частота полосалари).

Соф музика тинини узатишда (микрофон олдида камертон товуш чиқарганида) модуляциянинг энг содда хили амалга оширилади. Бу ҳолда микрофон занжирида ток гармоник қонунга (429- б расм) мувофиқ ўзгаради ва модуляция функцияси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$f(t) = k \sin \Omega t.$$

Антеннада токнинг тебранишлари эса қуйидаги

$$i = i_0 (1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t \quad (248.3)$$

формула билан ифодаланади. (Биз ҳамма жойда бошланғич фазани нолга тенг деб олдик, бунинг принципиал аҳамияти йўқ.) Модуляция частотаси $\Omega \ll \omega$ бўлгани учун бу тебраниш $i_0 (1 + k \sin \Omega t)$ амплитудага эга бўлган ва вақт давомида даврий ўзгарувчи гармоник тебраниш деб олиш мумкин (429- в расм).

Амплитуданинг максимал ва минимал қийматлари $I_{\max} = i_0(1+k)$, $I_{\min} = i_0(1-k)$ бўлади. Қуйидаги нисбат

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

модуляция чуқурлиги деб аталади.

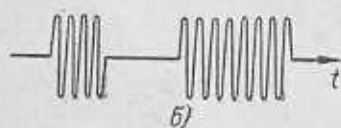
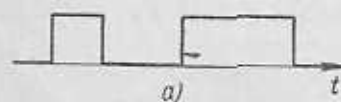
Маълум бўлган $\cos\alpha - \cos\beta = 2 \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) \sin \frac{1}{2}(\beta - \alpha)$ формуладан фойдаланиб, қуйидагига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин:

$$i = i_0(1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t = i \sin \omega t + \frac{1}{2} k i_0 \cos(\omega - \Omega)t - \frac{1}{2} k i \cos(\omega + \Omega)t.$$

Бинобарин, модулланган (248. 3) тебраниш, аниқ айтганда ω , $(\omega + \Omega)$ ва $(\omega - \Omega)$ частоталар билан тебранувчи учта гармоник тебранишдан иборатдир (430-б расм). Передатчикнинг ω асосий частотаси радиотехникада *элтувчи* (одатда асосий) частота деб, модуляциялашда ҳосил бўладиган қўшимча $(\omega + \Omega)$ ва $(\omega - \Omega)$ частоталарни эса мос равишда юқориги ва пастки *ён* частоталар деб аталади.

Агар сигнал гармоник тебранишдан иборат бўлмай, янада мураккаб шаклга эга бўлса, у ҳолда битта аниқ модуляция частотаси Ω ўрнига биз кўплаб частоталарга эга бўламиз. Шунинг учун иккита ён частота ўрнига элтувчи частотанинг икки томонида жойлашган ва частоталарнинг ён полосаларини ҳосил қилувчи частоталар тўпламини ҳосил қиламиз (430-в расм).

Нихоят, агар биз Морзе алифбесига мувофиқ телеграф белгилари юбораётган бўлсак, у ҳолда тебранишлар амплитудаси 431-а расмда кўрсатилгандек ўзгаради. Телеграф калити туташганда у ўзгармас ва калит очиқ бўлганда нолга тенг бўлади. Бунда антеннада токнинг тебранишлари турли узунликдаги узук тўлқин тизмалари кўринишида бўлади (431-б расм), қисқа тизмалар нуқтани, узун тизмалар тирени билдиради.



431-расм. Телеграф алоқасида модуляция функцияси (а) ва модуляцияланган тебраниш (б).

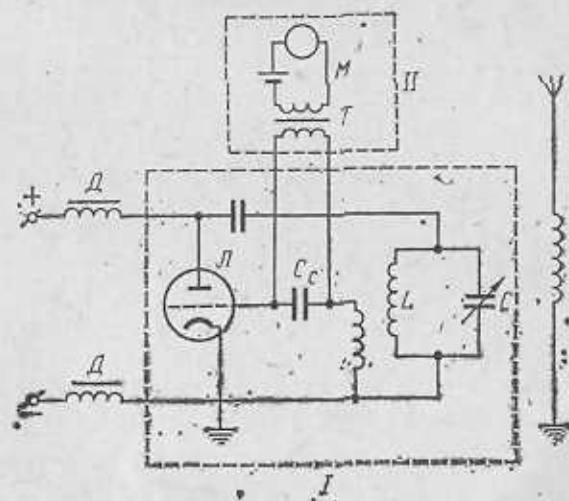
Шундай қилиб, тебранишларни модуляция қилишда биз паст частотали сигнал ёрдамида передатчикнинг ягона тебранишини бир неча гармоник тебранишларга айлантираемиз, бироқ бу тебранишларнинг барчаси юқори частотали бўлади (чунки $\Omega \ll \omega$) ва шунинг учун радиотўлқинлар нурлаш учун яроқлидир. Радиотехникада тебранишларни модуляциялашнинг асосий ғояси шундан иборатдир.

Демодуляция вақтида яна бузилмаган шаклдаги сигнални олиш учун приёмникка модуляция пайтидаги барча частотали тўлқинлар тушиши керак. Бунинг учун эса приёмникнинг созланиши жуда ўткир бўлиши билан бирга резонанс эгри чизигининг кенглиги иложи борица барча ён частоталарни ўз ичига оладиган бўлиши керак.

249-§. Радиопередатчик

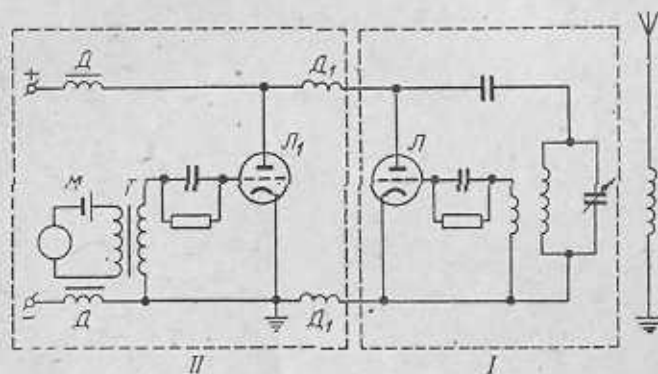
Тебранишларни модуляция қилиш учун радиотехникада турли-туман усуллар ишлаб чиқилган. Масалан, сигналнинг ўзгарувчан кучланишини генератор лампасининг тўрига бериш мумкин («тўр модуляцияси»). Бунда тўр кучланиши ўзгарганида тебранишлар амплитудаси ўзгаради ва биз генераторнинг сигнал кучланишига мос равишда модуляцияланган тебранишларини ҳосил қиламиз.

Тўрда модуляциялайдиган энг содда радиотелефон передатчикнинг схемаси 432-расмда кўрсатилган. Схеманинг I рақами билан белгиланган қисми бизга таниш бўлган лампали генератордир (364-расмга қ.). Модуляцияловчи кучланиш схеманинг II қисмида вужудга келади. Бу кучланиш занжирининг M микрофонида пайдо бўлади ва T трансформаторда кучайтирилади. Шунинг қайд қилиш керакки, C₁ тўр конденсатори генераторнинг юқори частотали ўзгарувчан тоқлари учун кичик қаршилик кўрсатади, трансформаторнинг иккиламчи чулғами унинг индуктивлиги туфайли катта қаршилик беради. Шунинг учун тез ўзгарувчан тоқлар микрофон занжирига тармоқланмайди ва генератор худди II модуляцияловчи



432-расм. Тўр модуляцияси.

занжир бўлмагандаги сингари ишлайди. Паст частотали микрофон тоқлари учун C_T конденсатор катта қаршиликка эга бўлади ва шунинг учун T трансформаторнинг кучланиши лампанинг тўри ва катоди орасига берилгандек бўлиб қолади. Модуляцияланган тебранишлар антенна контурига генераторнинг тебраниш контурининг Δ ғалтаги билан индуктив боғланган ғалтак ёрдамида берилади.



433- расм. Анод модуляцияси.

Модуляцияловчи кучланишнинг генератор лампасининг анодига бериш ҳам мумкин (бу «анод модуляцияси» деб аталади). Бундай передатчикнинг энг содда вариантларидан бирининг схемаси 433-расмда келтирилган. M микрофон занжирида юзага келадиган кучланиш тебранишлари T трансформатор орқали L_1 лампанинг тўрига берилади, сўнгра кучайтирилиб, генератор I контуридаги L лампасининг катоди ва аноди орасига берилади. Паст частотали (модуляцияловчи) тебранишлар юқори частотали (модуланувчи) тебранишлардан D_1 дросселлар (ўзаксиз) ёрдамида ажратилади. Уларнинг индуктивлиги шундай танланадики, улар паст частотали тебранишларни II занжирдан I генераторга эркин ўтказишади, бироқ тескари йўналишда эса юқори частотали тоқларни ўтказмайди. D дросселлар (ўзакли) II занжирнинг паст частотали тоқларининг тоқ манбаи билан туташувида тўсқинлик қилади.

Юқорида кўрсатилган схемаларда модуляция тебранишларни генерацияловчи (L) лампанинг ўзида амалга оширилади. Катта қувватли передатчикларда тебранишларни модуляциялаш схеманинг модуляцияловчи блок деб аталувчи махсус қисмида амалга оширилади. Радиопередатчикнинг умумий схемаси (блок-схемаси) 434-расмда келтирилган.

Ниҳоят, шуни айтиб ўтиш керакки, тебранишларни модуляциялаш учун электрон лампа унинг вольт-ампер характеристиканинг эгри чизиқли қисмида ишлаши шарт. Ҳақиқатан ҳам, лампанинг

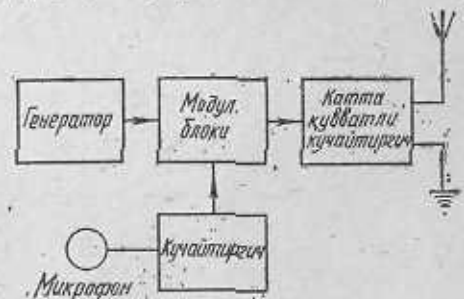
анод токи i иккита ўзгарувчан кучланишларнинг: юқори частотали U_1 ва модуляцияловчи U_2 кучланишларнинг функциясидир;

$$i = f(U_1, U_2). \quad (249.1)$$

Бу функцияни Тейлор қаторига ёйиб ва иккинчи даражадан юқори бўлмаган даражали ҳадларинигина олиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$i = a + bU_1 + cU_2 + (eU_1^2 + gU_2^2 + hU_1U_2) + \dots \quad (249.2)$$

Агар характеристика чизиқли бўлганда эди, у ҳолда қавс ичидаги ҳадлар бўлмас эди ва биз ҳар иккала тебранишнинг йиғиндисини олган бўлар эдик. Модуляцияланган тебраниш эса ((248.3) формула) икки тебранишнинг кўпайтмасидан иборат. Бу кўпайтма ёйилманинг hU_1U_2 ҳади билан ифодаланади, бу ҳад фақат чизиқли бўлмаган характеристикадагина пайдо бўлади.



434- расм. Радиопередатчикнинг блок-схемаси.

250- §. Тебранишлар демодуляцияси. Радиоприёмник

Передатчикнинг электромагнит тўлқини таъсирида приёмник антеннасида передатчик антеннасидаги тоқларга айн timer бўлган, бироқ улардан анча заиф бўлган юқори частотали модуляцияланган тоқлар юзага келади.

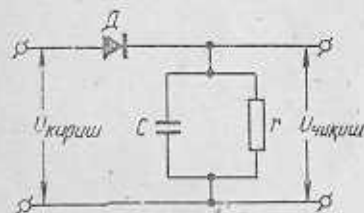
Бироқ бу тоқлар ҳали бевосита сигнал олиш учун яроқли эмас. Айтайлик, агар биз радиотелефон узатишда бу тоқларни ҳатто дастлаб бирмунча кучайтириб громкоговорителга узатганимизда ҳам ҳеч қандай товуш эшитмаймиз. Бунинг сабаби, биринчидан, шуки, телефон мембранасининг инерцияси катта ва шунинг учун бундай частотада сезиларли амплитуда билан тебрана олмайди. Иккинчидан, асосий сабаби шуки, агар биз кам инерцияли телефондан фойдаланганимизда ҳам (бунга амалда эришиш мумкин), бари бир, радиочастотали ($10^5 - 10^8$ Гц) ҳаво тўлқинларини ҳосил қилишимиз мумкин, ҳолбуки, бизнинг қулоқларимиз фақат частотаси $2 \cdot 10^4$ Гц дан юқори бўлмаган частотали товушларинигина қабул қила олади (эшитилади).

Шунинг учун юқори частотали тебранишлар приёмникда қайтадан сигналга мувофиқ бўлган паст частотали тебранишларга айлантирилади. Тебранишларни бундай демодуляциялаш (ёки детектирлаш) учун модуляцияланган тебранишлар қандайдир бирор чизиқли бўлмаган қурилма ёрдамида (кристалл детектор, электрон лам-

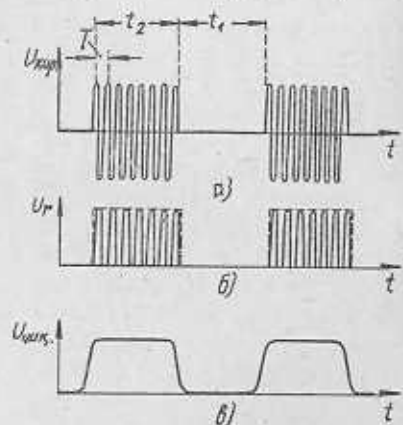
па ёрдамида) тўғриланади ва сўнгра тегишли вақт доимийсига эга бўлган занжирда текисланади.

Бу айтганларимизни батафсилроқ тушунтирайлик. Кристалл детектор D ва r қаршилик билан шунтланган C конденсатордан тuzилган энг содда демодуляторни кўрайлик (435- расм). Айтайлик, демодуляторнинг киришида тўғри бурчакли телеграф сигналларига мувофиқ келувчи модуляцияланган U кучланиш бор (436- а расм).

Агар конденсатор бўлмаганда эди, у ҳолда детекторнинг тўғри-лаш таъсири остида r қаршилик-да бир ишорали пульсланувчи кучланиш пайдо бўлар эди (463- б расм). Занжирда конденсатор



435- расм. Кристалл детекторли демодулятор.



436- расм. Радиотелеграф сигналларини демодуляциялаш.

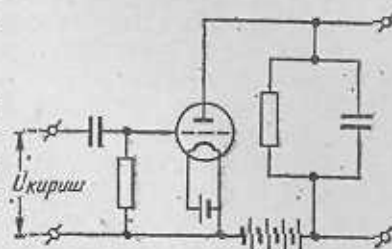
бор, у зарядланади. Агар вақт доимийси $\tau = Cr$ элтувчи тебранишларнинг T даврига нисбатан катта бўлса, у ҳолда кучланишнинг иккита кетма-кет чўққилари орасидаги вақт ичида конденсатор сезиларли разрядланмайди; унинг кучланиши ортади ва бу ортиш кирувчи кучланиш амплитудасига пропорционал бўлган бирор ўзгармас қийматга етгунча давом этади. Тебранишлар тўхтагандан кейин конденсатор r қаршилик орқали разрядланади ва агар $\tau = Cr$ катталик иккита кетма-кет сигнал орасидаги t_1 интервалдан анча кичик бўлса, у ҳолда конденсатор келгуси сигнал етиб келишидан анча илгарийёқ разрядланиб улгуради. Агар бунда τ катталик сигналнинг ўзининг давомийлиги t_2 дан анча кичик бўлса, у ҳолда демодуляторнинг чиқишида тўғри бурчакли кўринишга жуда яқин бўлган импульслар шаклида $U_{чикс}$ кучланиш олинади. Бу импульслар 436- б расмдаги ўровчи эгри чизиқ орқали тасвирланади ва у узатувчи радиостанция сигналларини шакллантиради (436- в расм).

Айтилганлардан равшанки, демодуляцияда бузилмаган сигнал олиш учун демодуляторнинг вақт доимийси τ асосий тебранишнинг даврига нисбатан анча катта, бироқ сигналнинг ўзининг даврига нисбатан кичик бўлиши керак.

Радиотелефон тебранишларини демодуляциялашда ҳам худди шундай бўлади. Бундай ҳолда демодуляторнинг киришидаги кучланиш тебранишларини узлуксиз равишда бирдан иккинчисига ўтувчи ва ўзининг баландлигини ўзгартирувчи импульслар тўплами деб қараш мумкин. Шунинг учун бу ерда ҳам демодуляторнинг чиқишида модуляцияланган тебранишнинг ўровчиси билан тасвирланадиган кучланиш, яъни передатчикнинг паст частотали сигнали ҳосил бўлади.

Демодуляция вақтида тебранишларни тўғрилаш учун кристалл детектор ўрнида 435- расмдаги схемага қўшилган вакуум диодидан фойдаланиш ҳам мумкин. Бироқ кўпинча демодуляция учун уч электродли лампадан фойдаланилади, у айни вақтда тебранишларни кучайтиради ҳам. Бунга мос схема 437- расмда кўрсатилган («тўр демодуляцияси»). Бу схемада лампа тўғрилаш хоссасига эга бўлиши учун, равшанки, ишчи нуқта унинг характеристикасининг чизиқли бўлмаган қисмида, масалан, характеристиканинг пастки синиқ қисмида жойлаштириши керак.

Баён қилинганлар асосида приёмникнинг ишлашини тушуниш мумкин. Приёмникнинг антеннасида вужудга келадиган юқори частотали тебранишлар дастлаб юқори частотали лампали кучайтиргичга тушади. Бирор радиостанциянинг тўлқинини ажратиб олиш учун кучайтиргичнинг кириш контурини созланадиган қилиб ишланади (385- расм билан солиштиринг). Юқори частотали кучайтирилган тебранишлар сўнгра демодуляторга тушади ва унда паст частотали сигнал тебранишларига айланади. Бу тебранишлар қайтадан кучайтирилади ва тегишли индикаторга, масалан, громкоговорителга берилади. Бу принципга асосан ишлайдиган приёмник тўғри кучайтиргичли приёмник деб аталади. Бундай приёмникнинг блок-схемаси 438- расмда кўрсатилган. Бироқ радио эшитириш приёмникларини кўпинча бирмунча бошқача схема асосида ясалади (супергетеродинли приёмниклар, 252- §).



437- расм. Уч электродли лампада йиғилган демодулятор.



438- расм. Тўғри кучайтиргичли радиоприёмникнинг блок-схемаси.

251-§. Гетеродин усули

Телеграф сигналлари — тире ва нуқталар — кўпинча телефон ёрдамида товуш шаклида қабул қилинади. Бу мақсадда юқори частотали тоқларнинг импульслари демодуляциланмайди, балки уларни товуш частотасидаги тебранишларга айлантирилади, бунинг натижасида телефонда ҳуштак овози эшитилади. Қисқа ҳуштак нуқтани, узунроғи эса тирени билдиради.

Сигнал частотасини бундай ўзгартириш қуйидагича бажарилади. Приёмник лампаларидан бирига иккита ўзгарувчан кучланиш: сигналнинг юқори частотали $U = a \sin \omega t$ кучланиши ва приёмникда бўладиган кам қувватли генераторнинг $U_1 = a_1 \sin \omega_1 t$ ўзгарувчан кучланиши берилади (бу генератор *гетеродин* деб юритилади). 249-§ да кўрдикки, агар лампа чизиқли бўлмаган режимда ишласа, у ҳолда унинг анод занжирида комбинацион тебраниш, хусусан, $U_1 U$ кўпайтмага пропорционал тебраниш пайдо бўлади. Бироқ

$$U U_1 = a a_1 \sin \omega t \sin \omega_1 t = \frac{1}{2} a a_1 [\cos (\omega - \omega_1) t - \cos (\omega + \omega_1) t]$$

ва, демак, приёмникда $(\omega - \omega_1)$ айирмали ва $(\omega + \omega_1)$ йиғинди частотали тебранишлар пайдо бўлади. Гетеродин частотаси ω_1 одатда элгувчи частота ω га яқин қилиб олинади, бироқ $(\omega - \omega_1)$ айирма товуш частоталари чегарасида бўлиши керак. Ана шунда айирма частотали тебраниш телефонда товушнинг пайдо бўлишига сабаб бўлади ва телеграф сигналлари эшитиладиган бўлади.

252-§. Супергетеродинли приёмник

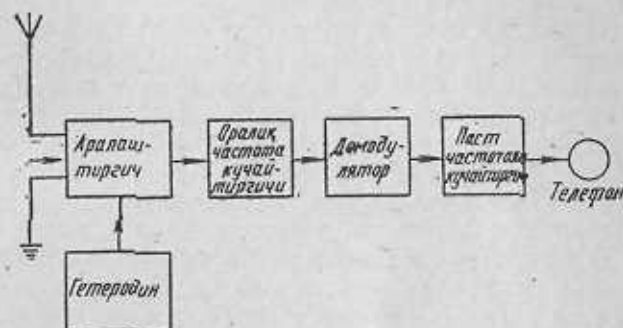
250-§ да баён қилинган приёмникнинг шундай нуқсони бор: бу приёмник жуда юқори частоталарда (қисқа тўлқинларда) катта кучайтириш олишга имкон бермайди. Кучайтириш қийинлашишининг сабабларидан бири приёмникда бўладиган доимий зарарли (ортиқча) сигимларнинг бўлишидир (электрон лампаларнинг сигими, уловчи симларнинг сигими ва шунга ўхшашлар), бу сигимлар жуда юқори частоталарда лампани шунтловчи кичик қаршиликлар бўлади. Бундан ташқари, лампаларнинг ичидаги процесслар билан боғланган бошқа сабаблар ҳам бор. Демодуляциялашни приёмникнинг биринчи лампасида юқори частоталарни кучайтирмасдан амалга ошириш мумкин эмас, чунки бунда сигнал билан бирга, айниқса, паст частоталарда кучли бўладиган доимий халақитлар ҳам кучайиб кетади.

Ҳозирги вақтда жуда кенг тарқалган супергетеродинли приёмник бундай нуқсонлардан анча холидир. Унинг блок-схемаси 439-расмда кўрсатилган. Модуляцияланган юқори частотали

$$U = a [1 + f(t)] \sin \omega t$$

тебранишлар антеннадан бу приёмникдаги махсус лампанинг электродлардан бирига тушади, бу лампанинг бошқа электродига эса шу приёмникдаги гетеродиннинг $U_1 = a_1 \sin \omega_1 t$ кучланиши таъсир қилади. Бунинг натижасида, гетеродинли приёмникдаги сингари, лампанинг чиқишида айирма частотали,

$$[1 + f(t)] \cos (\omega - \omega_1) t$$



439-расм. Супергетеродинли приёмникнинг блок-схемаси.

га пропорционал бўлган, антеннадаги дастлабки тебраниш сингари $[1 + f(t)]$ функция билан модуляцияланган тебраниш ҳосил бўлади. Частотани ўзгартиришдан иборат бу процесс радиотехникада частоталарни *аралаштириш*, бу мақсадда ишлатиладиган лампа эса *аралаштирувчи* лампа деб аталади. Бироқ оддий гетеродинли приёмникдагидан фарқли равишда $(\omega - \omega_1)$ частотани (одатда оралиқ частота деб аталади) жуда катта (эшитилмайдиган) қилинади. Оралиқ частота тебранишларини кейин ажратиб олинади ва резонанс кучайтиргичда кучайтирилади ва оддий усул билан демодуляцияланади. Шу тарзда олинган сигнал энди товуш частотали сигнал бўлади, у қўшимча кучайтирилади ва громкоговорителга берилади.

Бундай приёмникларда турли станцияларга созлашда кириш контурининг сигимини ўзгартириш билан бир қаторда гетеродиндаги тебраниш контурининг сигими ҳам ўзгартирилади, $(\omega - \omega_1)$ оралиқ частота приёмникни тўлқинга созлаганда ўзгаришсиз қолади. Бунинг учун иккала конденсаторнинг (кириш контури ва гетеродиннинг) қўзғалувчан пластинкалари битта умумий ўққа жойлаштирилади.

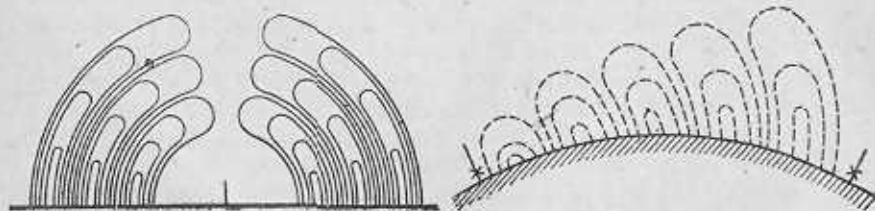
Юқорида биз турли электрон лампалар воситасида тебранишларни демодуляциялаш ва частоталарни аралаштириш тўғрисида гапирдик. Вакуум лампалар ўрнига транзисторлардан фойдаланиб ҳам бу ишларни амалга ошириш мумкин эканлиги равшан.

253-§. Яримэркин электромагнит тўлқинлар

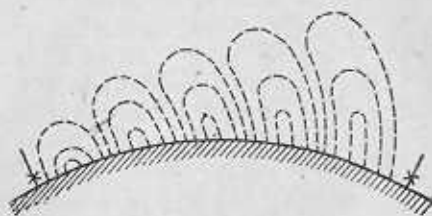
Шу вақтгача икки тур электромагнит тўлқинлар: ўтказгичлар бўйлаб тарқалувчи электромагнит тўлқинлар ва эркин электромагнит тўлқинлар тўғрисида гапирдик. Биринчи ҳолда электр куч чизиқлари линиянинг симларида тугалланар (бу симлар билан туташар, 401-расм) эди, иккинчи ҳолда эса диэлектрик билан (415-расм) туташар эди. Радиотехникада оралиқ хил электромагнит тўлқинларга ҳам дуч келамиз.

Эркин тўлқинлар нурланувчи диполь фақат диэлектрикда (ҳавода) бўлганда ва барча ўраб олган буюмлардан етарлича узоқда жойлашганда пайдо бўлади. Бу ҳол диполь ўлчамлари кичик ва у ер сиртидан анча баландда жойлашганда қисқа тўлқинлар (бир неча метр ва ундан кам) нурланганда рўй беради. Узун тўлқинлар (юзлаб ва минглаб метр) ни нурлаш учун аксинча бир учи ерга уланган антенналар қўлланилади. Бунинг натижасида электромагнит тўлқиннинг характери ўзгаради.

235-§ да биз вибратор (диполь) ерга уланганда унинг тўлқин узунлиги икки марта ортишини, ток ва кучланиш тақсимоли манзараси эса ерга уланмаган диполь (413-расм) манзарасининг ярмини ташкил қилишини кўрдик. Шунинг учун ерга уланган антеннада тўлқинда майдон тақсимоли манзараси ҳам 425-расмдаги *aa* симметрия текислиги устида ётувчи ярим манзара билан тасвирланади. Бу 440-расмда кўрсатилган. Бу ҳолда электр майдоннинг куч чизиқлари ҳавода фақат бир томондангина туташади, иккинчи томондан эса Ер орқали туташади. Бундай тўлқинларни *ярим эркин* тўлқинлар деб аталади. Бундай тўлқинлар, худди симлар бўйлаб тўлқинлар линиянинг бурилиш жойларидан кетгани сингари, Ернинг эгри-бугриликлари орқали юриб, Ер сиртини ўраб олади (айланиб ўтади). Тўлқинларнинг турли тўсиқларни айланиб ўтиш ҳодисаси, яъни тўлқинлар дифракцияси радиоалоқада жуда катта роль ўйнайди. Айни шу радиотўлқинларнинг дифракцияси туфайли Ернинг дўнгиллиги билан бир-биридан ажралиб турган узоқ пунктлар орасида барқарор радиоалоқа ўрнатиш мумкин бўлади,



440-расм. Ярим эркин электромагнит тўлқинлар.



441-расм. Узун электромагнит тўлқинларнинг Ер сиртини айланиб ўтиши.

ҳолбуки Ер электрни ёмон ўтказмаса-да, электромагнит тўлқинлар учун шаффоф эмас (441-расм).

Бироқ дифракция тўлқин узунлигига кучли боғланган ва тўлқин узунлиги қанча катта бўлса, шунча кучли ифодаланади. Шунинг учун фақат узун тўлқинлар (юзлаб ва минглаб метрли) тўлқинларгина Ер сиртини яхши айланиб ўтиш хусусиятига эга. Бундай тўлқинларни Ер шари сирти бўйлаб айлантириб чиқиш ва улар юборилган пунктларида қабул қилиш мумкин. Электромагнит тўлқинларнинг бунинг учун сарф қиладиган вақти тахминан $\frac{40\,000}{300\,000} = 0,13$ сек га тенг бўлади.

Аксинча қисқа тўлқинлар (бир неча метр ва ундан қисқа тўлқинлар) Ер сиртини айланиб ўтмайди ва шунинг учун қисқа тўлқинлар ёрдамида фақат қисқа масофаларда тўғри кўриш масофаси чегарасида барқарор радиоалоқа ўрнатиш мумкин. Масалан, қисқа тўлқинлардангина (бир неча метрдан ортмайдиган) фойдаланиш шарт бўлган телевидениеда шундай бўлади.

Қисқа тўлқинларнинг тарқалишини ўрганиш бошқа қизиқ ҳодисаларни намоён қилади. Радиотўлқинлар атмосферанинг юқори ионлашган қатламларига тушиб (ионосферага тушиб) бу ўтказувчи қатламлардан худди металл кўзгулардан қайтгандаги сингари қайтади ва яна Ерга келади. Шунинг учун қисқа тўлқинлар ҳам Ер сиртининг жуда узоқдаги пунктларига етиши мумкин. Бироқ қисқа тўлқинларда радиоалоқа узун тўлқинлардаги радиоалоқага қараганда беқарорроқ бўлади. Радиотўлқинларнинг тарқалиш хусусиятларини ўрганиш атмосферанинг юқори қатламларининг тузилиши тўғрисида керакли маълумотлар олишга имкон беради.

Хулоса қилдиб шуни айтиш керакки ҳозирги вақтда электромагнит тўлқинлар буюмларнинг (ҳаводаги самолётлар, денгизлардаги кемалар ва шунга ўхшаш) ўрнини қайд қилиш ва тўғри аниқлаш (радиолокация қўзғалмас ва ҳаракатланувчи тасвирларни узатиш (фототелеграф, телевидение), кемалар ва самолётларни бошқариш (радионавигация), Ер сиртидаги жойларгача бўлган масофаларни аниқ ўлчаш (радиогодезия), астрофизикада осмон жисмларининг радионурланишларини ўрганиш (радиоастрономия) да қўлланилмоқда; электрон ҳисоблаш машиналарининг қурилиши радиотехникага асослангандир.

1. Кавендиш ва Максвелл тажрибаларининг назарияси (28-§ га)

Максвелл агар Кулон қонунидан четга чиқишлар мавжуд бўлса, 28-§ даги тажрибалардан баён қилингандагидек жойлашган сфералар орасида зарядларнинг қандай тарзда тақсимланиши мумкин эканини ҳисоблаб чиқди ва тажриба маълумотлари асосида бундай четга чиқишнинг катталигини қандай ҳисоблаш мумкин эканини кўрсатди.

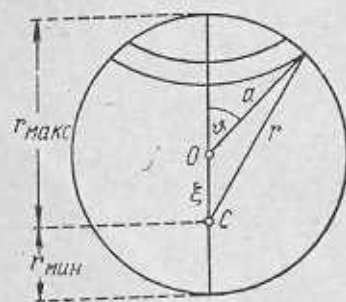
Кулон қонуни ўринли эмас ва q нуқтавий заряднинг E кучланганлиги

$$E = q/r^n$$

формула билан ифодаланади деб фараз қилайлик, бу ерда n катталиқ 2 дан фарқли. Биз ўнг томондаги $1/4\pi\epsilon_0$ доимий кўпайтувчини ёзмаймиз, чунки бу кўпайтувчи бари бир охириги натижадан тушиб қолади [(9) формула]. У ҳолда нуқтавий заряд майдондаги потенциал қуйидагига тенг бўлади:

$$U = \frac{q}{n-1} \frac{1}{r^{n-1}}.$$

Энди текис зарядланган сфера ичида унинг марказидан ξ масофада жойлашган бирор C нуқтада ҳосил қилган U_i потенциални ҳисоблайлик (442-рasm). a — сферанинг радиуси, σ — сфера сиртидаги заряд зичлиги, $q = 4\pi a^2 \sigma$ — сферанинг тулиқ заряди бўлсин. У ҳолда



$$U_i(\xi) = \frac{\sigma}{n-1} \int_0^\pi \frac{2\pi a^2 \sin \theta d\theta}{r^{n-1}}.$$

бу ерда $2\pi a^2 \sin \theta d\theta = dS$ сферик координатлардаги сфера сирти элементи.
Бунда

$$r^2 = a^2 + \xi^2 - 2a\xi \cos \theta$$

бўлгани учун

$$U_i(\xi) = \frac{\sigma}{n-1} 2\pi a^2 \times$$

$$\times \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{(a^2 + \xi^2 - 2a\xi \cos \theta)^{1/2(n-1)}}$$

442-рasm. Текис зарядланган сфера ҳосил қилган потенциални ҳисоблашга доир.

$x = \cos \theta$ ўзгарувчини киритиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\begin{aligned} U_i(\xi) &= \frac{q}{n-1} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{(a^2 + \xi^2 - 2a\xi x)^{1/2(n-1)}} = \\ &= \frac{q}{(n-1)(n-3)} \frac{1}{2a\xi} (a^2 + \xi^2 - 2a\xi x)^{-\frac{n-3}{2}} \Big|_{-1}^{+1} = \\ &= \frac{q}{(n-1)(n-3)} \frac{1}{2a\xi} [(a-\xi)^{3-n} - (a+\xi)^{3-n}] = \\ &= \frac{q}{(n-1)(n-3)} \frac{1}{2a\xi} (r_{\min}^{3-n} - r_{\max}^{3-n}). \end{aligned}$$

Бу ерда $r_{\min} = a - \xi$ — қаралаётган нуқтадан сферагача бўлган минимал масофа, $r_{\max} = a + \xi$ — максимал масофа. Агар потенциали изланаётган нуқта сфера сиртида, унинг марказидан $\xi > a$ масофада бўлса, у ҳолда $r_{\min} = \xi - a$, $r_{\max} = \xi + a$ бўлади. Шунинг учун ташқи нуқтадаги $U_a(\xi)$ потенциал қуйидагига тенг бўлади:

$$U_a(\xi) = \frac{q}{(n-1)(n-3)} \frac{1}{2a\xi} [(\xi-a)^{3-n} - (\xi+a)^{3-n}].$$

Энди $n = 2 - \delta$ деб оламиз (бу ерда δ мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин). δ катталиқ Кулон қонунидан четга чиқишни билдиради, $\delta = 0$ бўлганда эса Кулон қонунининг аниқ ифодасини оламиз. Кулон қонунидан шундай хулоса қилиш мумкин: δ нолга тенг бўлмаганда ҳам жуда кичикдир. Шунинг учун $\delta \ll 1$ деб оламиз ва потенциал учун олинган ифодаларни δ нинг даражаси бўйича Тейлор қаторига ёямиз ва биринчи тартибли кичикликдаги ҳадлар билангина чекланамиз. У ҳолда

$$U = U_{n=2} - \left(\frac{dE}{dn} \right)_{n=2} \cdot \delta.$$

Бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$U_i(\xi) = \frac{q}{a} - \delta \frac{q}{2a\xi} [(a-\xi) \ln(a-\xi) - (a+\xi) \ln(a+\xi)], \quad (1)$$

$$U_a(\xi) = \frac{q}{\xi} - \delta \frac{q}{2a\xi} [(\xi-a) \ln(\xi-a) - (\xi+a) \ln(\xi+a)]. \quad (2)$$

Ҳосил қилинган ифодаларда $\xi = a$ деб олиб ва келиб чиқадиган ноаниқликларни ечиб, сферанинг ўзидаги потенциалнинг қиймати учун қуйидаги кўринишдаги ифодани оламиз:

$$U(a) = U_i(a) = U_a(a) = \frac{q}{a} + \delta \frac{q}{a} \ln 2a. \quad (3)$$

Бу дастлабки ҳисоблашлардан сўнг Кавендиш ва Максвелл тажрибаларига ўтамиз. A — ички сферанинг радиуси, B — ташқи сферанинг радиуси, q_1 — ички сферанинг заряди, q_2 — ташқи сферанинг заряди бўлсин. У ҳолда ички (A) сферанинг U_1 потенциали қуйидагига тенг бўлади:

$$\begin{aligned} U_1 &= U(A) + U_i(A) = \frac{q_1}{A} + \delta \frac{q_1}{A} \ln 2A + \frac{q_2}{B} - \\ &- \delta \frac{q_2}{2AB} [(B-A) \ln(B-A) - (B+A) \ln(B+A)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Ташқи сферанинг U_2 потенциални учун шунга ўхшаш қуйидагига эга бўламиз:

$$U_2 = U(B) + U_a(B) = \frac{q_2}{B} + \delta \frac{q_2}{B} \ln 2B + \frac{q_1}{B} - \delta \frac{q_1}{2AB} [(B-A) \ln(B-A) - (B+A) \ln(B+A)]. \quad (5)$$

Биз ҳар иккала сферани металл сим билан уласак, у ҳолда уларнинг потенциаллари бирдай U_0 қийматга эга бўлади, бу потенциални тажрибада ўлчанади (бу потенциал бир-бирига уланган икки сферанинг дастлабки зарядланган потенциалдир). Шунинг учун

$$U_1 = U_2 = U_0.$$

Бунга (4) ва (5) дан U_1 ва U_2 ларнинг ифодаларини қўйиб, иккита тенглама ҳосил қиламиз:

$$U_0 = q_1 f(A) + q_2 \Phi, \\ U_0 = q_2 f(B) + q_1 \Phi,$$

бу ерда қуйидаги белгилашлар киритилган:

$$f(x) = \frac{1}{x} + \frac{\delta}{x} \ln 2x,$$

$$\Phi = \frac{1}{B} - \frac{\delta}{2AB} [(B-A) \ln(B-A) - (B+A) \ln(B+A)]. \quad (6)$$

Бу тенгламалардан ташқи сферанинг q_2 зарядини йўқотишимиз ва ички сферанинг q_1 зарядини тажрибадан маълум бўлган сфераларнинг дастлабки умумий U_0 потенциални орқали ифодалашимиз мумкин. Бу қуйидагига беради:

$$q_1 = U_0 \frac{f(B) - \Phi}{f(A) f(B) - \Phi^2}. \quad (7)$$

Ҳосил қилинган ифода шуни кўрсатадики, агар фақат $\delta \neq 0$ бўлса, у ҳолда $q_1 \neq 0$ бўлар экан, яъни ички сферада бирор заряд бўлар экан. Ва, ақсикча, агар $\delta = 0$ бўлса (яъни Кулон қонуни аниқ бажарилса), у ҳолда (6) дан қуйидагига эга бўламиз: $f(B) = 1/B$, $\Phi = 1/B$, бундан $q_1 = 0$.

Бироқ электрометрини ички сферага улаганимизда биз унинг зарядини эмас, балки потенциалини ўлчаймиз. Шунинг учун ички сферанинг потенциалини ташқи сфера олингандан кейин ҳам ўлтаймиз. Бу ҳолда A сферанинг U потенциали шу сферанинг ўзидагига бўладиган q_1 заряд томонидан ҳосил қилинади. Шунинг учун (3) ва (7) формулаларга мувофиқ, қуйидагига эга бўламиз:

$$U = \frac{q_1}{A} [1 + \delta \ln 2A] = \frac{U_0 [f(B) - \Phi] (1 + \delta \ln 2A)}{f(A) f(B) - \Phi^2}. \quad (8)$$

Бу ерга f ва Φ ўринига уларнинг (6) ифодаларини қўямиз ва δ нинг биринчи даражадан юқориси бўлмаган ҳадлари билан чекланиб, (8) формуланинг сурати учун қуйидагига эга бўламиз:

$$[f(B) - \Phi] (1 + \delta \ln 2A) \approx$$

$$\approx \frac{1}{B} \left[\ln 2B + \frac{1}{2A} [(B-A) \ln(B-A) - (B+A) \ln(B+A)] \right] \delta.$$

Бу катталик δ нинг тартибига эга бўлгани учун (8) формуладаги махражнинг $\delta = 0$ деб олиш мумкин:

$$f(A) f(B) - \Phi^2 = 1/AB - 1/B^2.$$

Бу ифодаларни (8) га қўйиб ва олдий ўзгартиришларни амалга ошириб, ниҳоят қуйидагига оламиз:

$$U = \frac{1}{2} \frac{B}{B-A} U_0 \delta \left[\ln \frac{4B^2}{B^2 - A^2} + \frac{B}{A} \ln \frac{B-A}{B+A} \right]. \quad (9)$$

Дастлаб иккала сфера қандай U_0 потенциалгача зарядланганини билиб ва U учун электрометр қайд қилиши мумкин бўлган энг кичик потенциалнинг қийматини қўйиб, бу формуладан δ нинг мумкин бўлган энг катта қийматини зикқлаш мумкин. δ учун 28-§ да ҳосил қилинган юқори чегара ана шундай қилиб ҳосил қилинган эди.

2. Куч чизиқлари ва ток чизиқлари (61-§ га)

Узлуксизлик тенгламаси (54-§) га мувофиқ

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1)$$

Агар биз ўзгармас ток билан иш кўраётган бўлсак, у ҳолда барча электр катталиклар вақтга боглиқ бўлмайди ва $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$. Бу ҳолда:

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Бироқ бир жиисли ўтказувчан муҳит учун Ом қонунига мувофиқ:

$$j_x = \lambda E_x, j_y = \lambda E_y, j_z = \lambda E_z,$$

бу ерда λ — доимий. Шунинг учун (2) формуладан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0.$$

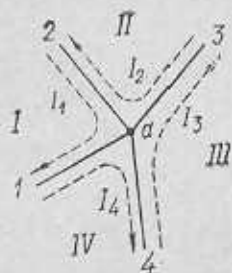
Кўриб турибмизки, ўтказувчи муҳитда E майдон ҳажмий зарядлар бўлмаганда ($\rho = 0$) вакуумда электростатик майдон $E_{ст}$ нинг тенгламасини қаноатлантиради экан (14-§ билан солиштиринг).

Бироқ E ва $E_{ст}$ нинг мослигини кўрсатиш учун ҳар иккала майдон учун электродлар чегарасида бир хил шароит бўлишини исбот қилиш керак. Аслада умумий ҳолда бу шароитлар турлича, чунки $E_{ст}$ майдон ҳамма вақт ўтказувчи сиртга перпендикуляр. E майдон эса бу шартни қаноатлантирмаслиги ҳам мумкин. Бироқ кўпгина шаклдаги электронлар учун E майдон ҳам электродлар сиртга перпендикуляр бўлади. Мисол қилиб сферик ва цилиндрик конденсаторларни кўрсатиш мумкин, бундай конденсаторларда симметрия мулоҳазалари асосида худди шундай бўлади. Агар муҳитнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги электродларнинг электр ўтказувчанлигидан анча кичик бўлса, майдон ихтиёрий шаклдаги электродлар сиртга ҳамма вақт перпендикуляр бўлади, чунки бу ҳолда ҳар бир электроднинг ҳар бир нуқтасида потенциал амалда бирдай бўлади. Бу эса одатда энг қизиқарли ҳолдир. Шунинг учун ҳар иккала E ва $E_{ст}$ майдонлар фақат бирдай дифференциал тенгламани қаноатлантирибгина қолмасдан, шу билан бирга бирдай чегара шартларини ҳам қаноатлантиради, яъни улар бир-бирига мос тушади.

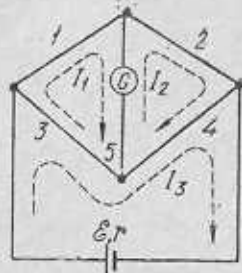
3. Контур токлари методи (70-§ га)

Кирхгоф қонидан келиб чиқадиган тенгламалар системасининг соини камайтириш учун турли ёрдамчи усуллардан фойдаланилади. *Контур токлари методи* деб аталувчи метод улардан энг асосийсидир. Биз бу методи кўриб чиқамиз.

Мураккаб занжирнинг бирор a тармоқланиш нуқтасида занжирнинг 1, 2, 3 ва шунга ўхшаш участкалари бирлашади ва улар I, II, III ва ҳоказо оддий контурларнинг (яъни тармоқларга эга бўлмаган контурларнинг) томонларини ташкил қилади дейлик. Оддий контурлардан ҳар бирини бутун контур бўйлаб оқувчи ўзгармас кучли бирор ток билан характерлаймиз. Бу токларни *контур токлари* деб атаймиз ва уларга аниқ мусбат йўналиш берайлик, масалан, уларни ҳар бир контурда соат стрелкаси бўйлаб йўналади деб ҳисоблаймиз. Контур



443-расм. Контур токлари методига доир.



444-расм. Кўприк схемасига контур токларини киритиш.

токларининг кучларини шундай аниқлаймизки, ҳар бир участкадаги ток кучи икки қўшни контур токларининг айирмасига тенг бўлсин. Агар контур токларини I_1, I_2, \dots, I_n лар билан, занжирнинг 1, 2, ... участкаларидаги амалдаги (ҳақиқий) токларни i_1, i_2, \dots, i_n лар билан белгиласак, у ҳолда қуйидагидек фараз қилган бўламиз (443-расм):

$$\begin{aligned} i_1 &= I_n - I_1, \\ i_2 &= I_1 - I_2, \\ &\dots \dots \dots \\ i_n &= I_{n-1} - I_n. \end{aligned} \quad (1)$$

Бу тенгламаларни ҳадма-ҳад қўшиб, қуйидагини топамиз:

$$\sum i_k = 0.$$

Бу ҳар бир тармоқланиш нуқтаси учун ўринлидир. Кўриб турибмизки, (1) формулага мувофиқ контур токларининг киритилиши автоматик равишда Кирхгоф тенгламаларининг биринчи системасини қаноатлантиришга олиб келади. Шунинг учун контур токлари учун ёзилган фақат иккинчи тенгламалар системасини ечишга қолади. Контур токлари топилганда эса биз (1) формулаларга мувофиқ занжирнинг барча участкаларидаги ҳақиқий токларни аниқлашимиз мумкин. Бу метод система тенгламалари сонини Кирхгофнинг биринчи қонунини нечта мустақил тенгликни берса, шунча бирликка камайтиришга имкон беради.

Методнинг қўлланишини кўприк схемаси мисолида тушунтирамиз. Биз бу схемани 58-§ да кўрган эдик, бироқ унда мувозанатда бўлган кўприкдан иборат хусусий ҳолни кўрган эдик. Энди биз умумий ҳолни кўраемиз.

Кўприк схемасида (444-расм) бу схема ажратиши мумкин бўлган I (1, 3, 5), II (2, 4, 5) ва III (3, 4) контурларини ажратамиз ва соат стрелкаси бўйлаб йўналган I_1, I_2 ва I_3 контур токларини киритамиз. У ҳолда Кирхгофнинг иккинчи тенгламалар системаси контур токлари учун шундай кўринишда ёзилади:

$$\begin{aligned} r_1 I_1 + r_5 (I_1 - I_2) + r_3 (I_1 - I_3) &= 0, \\ r_2 I_2 + r_4 (I_2 - I_3) + r_5 (I_2 - I_1) &= 0, \\ r_3 I_3 + r_3 (I_3 - I_4) + r_4 (I_3 - I_2) &= 0. \end{aligned}$$

ёки:

$$\begin{aligned} (r_1 + r_3 + r_5) I_1 - r_5 I_2 - r_3 I_3 &= 0, \\ -r_5 I_1 + (r_2 + r_4 + r_5) I_2 - r_4 I_3 &= 0, \\ -r_3 I_1 - r_4 I_2 + (r_3 + r_4 + r_5) I_3 &= 0. \end{aligned}$$

Биз бор-йўғи учта тенглама ҳосил қилдик, ҳолбуки, Кирхгофнинг иккала қонунини бевосита қўллаш эса кўприк схемасининг олтига участкасига мос равишда олтига тенгламага олиб келар эди.

Бу системанинг детерминанти қуйидагига тенг:

$$\Delta = \begin{vmatrix} r_1 + r_3 + r_5 & -r_5 & -r_3 \\ -r_5 & r_2 + r_4 + r_5 & -r_4 \\ -r_3 & -r_4 & r_3 + r_4 + r_5 \end{vmatrix}.$$

Контур токларини топамиз. Алгебраик чиқиқли тенгламалар системасини ечишнинг одатдаги қондасидан фойдаланиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\begin{aligned} I_1 &= \varepsilon \frac{r_4 r_5 + r_3 (r_2 + r_4 + r_5)}{\Delta}, \quad I_2 = \varepsilon \frac{r_3 r_5 + r_4 (r_1 + r_3 + r_5)}{\Delta}, \\ I_3 &= \varepsilon \frac{(r_1 + r_3 + r_5) (r_2 + r_4 + r_5) + r_5^2}{\Delta}. \end{aligned}$$

Гальванометр тармоғидаги ток қуйидагига тенг:

$$i_5 = I_1 - I_2 = \varepsilon \frac{r_3 r_5 - r_1 r_4}{\Delta}.$$

Агар кўприк мувозанатда бўлса, у ҳолда $i_5 = 0$. Бу эса қуйидагини беради:

$$r_3 r_5 - r_1 r_4 = 0 \quad \text{ёки} \quad r_1/r_3 = r_5/r_4.$$

бу 58-§ даги натижа билан мос келади.

Δ катталикни учинчи тартибли детерминантни ҳисоблаш қондасига мувофиқ топиш мумкин:

$$\Delta = r_5 \{ (r_1 + r_2 + r_3 + r_4) r + (r_1 + r_2) (r_3 + r_4) \} + r (r_3 + r_4) (r_1 + r_2) + r_1 r_3 (r_3 + r_4) + r_3 r_4 (r_1 + r_2).$$

4. Максвелл релаксация вақти (73-§ га)

Муҳитнинг бирор нуқтасида пайдо бўлган заряднинг ҳажмий зичлиги ρ га тенг бўлсин; у ҳолда бу заряднинг ҳосил қилган E электр майдони Пуассон тенгламасига мувофиқ (14.1) аниқланади. Унда $D = \varepsilon_0 E$ деб фараз қилиб ва бир жинсли муҳитда ε нинг координаталарга боғлиқ эмаслигини назарга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\operatorname{div} E \equiv \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (1)$$

Бу майдон ҳосил қилган электр тоқининг j зичлиги Ом қонунига мувофиқ қуйидагига тенг:

$$j = \lambda E. \quad (2)$$

Ҳосил бўлган тоқлар ρ зарядини камайтиради. Заряднинг камайиш тезлиги уалуксиялик тенгламаси (54.2) билан ифодаланади. Бунга j нинг (2) ифодасини қўйиб

ва бир жинсли муҳитда λ ҳам в сингари доимий эканини назарга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\operatorname{div} E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (3)$$

(1) ва (3) тенгликларнинг чап қисмлари тенг бўлгани учун уларнинг ўнг томонлари ҳам тенг бўлади. Шунинг учун муҳитнинг аниқ бир нуқтаси учун қуйидаги тенглама ўринли бўлади:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\lambda}{\epsilon_0 e} \rho. \quad (4)$$

Бу тенгламани $t = 0$, $\rho = \rho_0$ бошланғич шартлар асосида интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$\rho = \rho_0 \exp(-t/\tau_M), \quad (5)$$

бу ерда

$$\tau_M = \frac{\epsilon_0 e}{\lambda}. \quad (6)$$

— Максвелл релаксация вақтидир.

5. Икки токнинг ўзаро энергияси (ихтиёрий контурлар) (99-§ га)

Ихтиёрий 1 ва 2 контурлар берилган (445-рasm) ва 2 контурда \mathcal{E}_2 э. ю. к. ли ток манбаи томонидан ҳосил қилинаётган i_2 ток қарор топган деб фараз қилайлик. Энди 1 контурни \mathcal{E}_1 э. ю. к. ли ток манбаи билан туташтирамиз. Контурда i_1 ток қарор топа бошлайди. Агар i_2 ток доимий қолганда эди, у ҳолда 1 контурда фақат қўшимча ўзиндукция э. ю. к. ҳосил бўлар эди. \mathcal{E}_1 манбаининг бу э. ю. к. га қарши бажарган иши бизнинг 96-§ да ҳисобланган 1 ток хусусий энергиясидир, бу ток $1/2 L_{11} i_1^2$ га тенг эди.

Бироқ магнит боғланиш туфайли 2 контурда яна ўзаро индукция э. ю. к. — $L_{12} \frac{di_1}{dt}$ ҳам вужудга келади. i_2 токни доимий қилиш учун биз 2 контурга ўзгарувчан

$$\mathcal{E}_2 = +L_{12} \frac{di_1}{dt}$$

компенсацияловчи э. ю. к. ни улашимиз керак эди. Бу э. ю. к. i_1 токнинг қарор топиши вақтида маълум иш бажаради, бу иш ҳар иккала контур орасида магнит боғланиш мааждудлиги туфайли пайдо бўлади. \mathcal{E}_2 э. ю. к. нинг иши иккала контурнинг ўзаро энергиясига тенг.

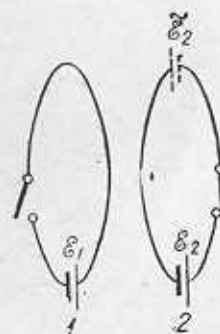
Бундан dt вақт ичида ўзаро энергиянинг ортиши қуйидагига тенг экани келиб чиқади:

$$dW_{12} = \mathcal{E}_2 i_2 dt = L_{12} \frac{di_1}{dt} i_2 dt = L_{12} i_2 di_1,$$

бу ерда $i_2 = \text{const}$, тўлиқ ўзаро энергия эса

$$W_{12} = L_{12} i_2 \int di_1 = L_{12} i_2 i_1.$$

Биз ихтиёрий контурлар учун (99.2) формулани ҳосил қилдик.



445-рasm. Икки токнинг ўзаро энергиясини ҳисоблашга доир.

Агар биз дастлаб қарор топган i_1 ток бор ва бу ток борлигида i_2 ток ҳосил бўлади деб фараз қилсак, у ҳолда бизнинг фаразий тажрибамизда 1 контурга компенсацияловчи ўзгарувчан э. ю. к.

$$\mathcal{E}_1 = +L_{21} \frac{di_2}{dt},$$

улашимиз керак бўлар эди ва биз қуйидагини ҳосил қилар эдик:

$$W_{12} = L_{21} i_1 i_2.$$

Бироқ ҳар иккала ҳолда ҳам бажарилган иш бирдай бўлиши керак, чунки ҳар иккала ҳолда ҳам натижада битта магнит майдон ҳосил қиламиз. Бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$L_{12} = L_{21}.$$

Магнетизмга онд таълимотда кўпинча доимий магнитлар ҳақидаги тасаввурлардан фойдаланилади. Доимий магнитга мисол қилиб магнитланган пўлат парчасини келтириш мумкин. Атрофдаги бошқа магнитлар ва тоқларнинг таъсирига боғлиқ бўлмаган ўзгармас магнит майдонни ҳосил қиладиган магнитланган жисм абсолют қаттиқ доимий магнит деб аталади. Абсолют қаттиқ магнит ва тоқли контурнинг ўзаро энергияси нолга тенг бўлишини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, агар магнит бўлганда контурда ток қарор топса, у ҳолда контурнинг магнитга ҳеч қандай индукцион таъсири бўлмайди. Шунинг учун магнитнинг ҳосил қилган магнит майдони доимий қолади ва компенсацияловчи ўзгарувчан э. ю. к. улаш керак бўлмайди, демак, ўзаро энергияга иш сарф қилинмайди.

6. Лармор теоремаси (115-§ га)

Лармор теоремасининг исботини кўрайлик. Магнит майдон бўлмаганда зарядланган заррага $F(r)$ марказий куч таъсир қилаётган бўлсин. У ҳолда зарранинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = F(r). \quad (1)$$

Энди B индукцияли ташқи магнит майдонни уладик ва B нинг йўналишига параллел Ω бурчак тезлик билан текис айландётган янги координаталар системаси киритдик деб фараз қилайлик. Зарранинг ҳаракат тенгламаси ўзгаради. Биринчидан, заррага магнит майдон туфайли (98-§) қуйидаги куч таъсир қилади:

$$F = e [\mathbf{v} B],$$

иккинчидан, айланувчи координаталар системасида биз қўшимча инерция кучларини, яъни Кориолис кучларини

$$F_K = 2m [\mathbf{v} \Omega]$$

ва марказдан қочма кучни

$$F_{м.к.} = m\Omega^2 r$$

киритишимиз керак. Етарлича кичик Ω учун марказдан қочма (Ω^2 га пропорционал бўлган) кучни Кориолис кучларига (Ω га пропорционал) нисбатан назарга олмаслик мумкин. Шартга мувофиқ, B ва Ω параллел, шунинг учун Ω катталикни кераклича танлаш билан $F + F_K$ йиғиндини нолга тенглаштириш мумкин. Бунинг учун

$$e\mathbf{v}B \sin(\mathbf{v}, B) + 2m\mathbf{v}\Omega \sin(\mathbf{v}, B) = 0$$

ёки

$$\Omega = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} B$$

бўлиши керак. Шундай қилиб, қаралаётган айланувчи координаталар системасида зарранинг ҳаракат тенгламаси аввалги кўринишда (1) бўлиши керак, бинобарин, магнит майдоннинг таъсири биринчи яқинлашишда (марказдан қочма куч назарга олинмаган ҳолда) Ω бурчак тезлики текис айланувчи ҳаракатни қўпишга келтирилади. Агар ҳаракатланаётган зарра электрон бўлса, у ҳолда e манфий бўлади ва биз (115.2) формулани ҳосил қиламиз.

7. Богуславский — Лэнгмюр қонуни (157-§ га)

Яеси диод учун Богуславский — Лэнгмюр қонунининг чиқарилишини қарайлик. Фазовий заряд бўлганда катод ва анод орасида потенциал тақсимотини Пуассон тенгламасидан (26-§) топиш мумкин:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{ne}{\epsilon_0}. \quad (1)$$

Бу ерда U — катоддан x масофадаги ихтиёрй нуқта потенциал, ρ — шу нуқтадаги фазовий заряднинг ҳажмий зичлиги, n — электронлар концентрацияси, e — электрон заряднинг абсолют катталиги, ϵ_0 — электр доимийси.

Сўнгра, диод орқали оқаётган токнинг j зичлиги

$$j = nev \quad (2)$$

га тенг, бу ерда v — электроннинг тезлиги.

Нихоят, ихтиёрй нуқтада электронларнинг v тезлиги шу нуқтадаги потенциалнинг қиймати U билан аниқланади. Ҳақиқатан ҳам диодда юқори вакуум бўлгани учун электронлар тўқнашмасдан ҳаракатланади ва шунинг учун уларнинг кинетик энергияси майдон кучлари бажарган ишга тенг. Агар электронларнинг бошланғич тезлиги уларнинг майдон таъсирида олган тезликларига нисбатан кичик бўлса, у ҳолда бошланғич тезлики назарга олмаслик мумкин ва у ҳолда

$$\frac{1}{2} mv^2 = eU \quad (3)$$

бўлади. Бу тенгламалардан n концентрация ва v тезлики йўқотиб, биз потенциал тақсимотини ифодаловчи қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = aU^{-1/2}, \quad (4)$$

бунда

$$a = \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{2e/m}}.$$

Белгилаш киритилган.

Биз потенциални катод потенциалидан бошлаб ҳисоблаганимиз учун

$$x = 0 \text{ бўлганда } U = 0. \quad (5)$$

Бу шарт масаланинг биринчи чегаравий шартидир. Масаланинг иккинчи чегаравий шартини аниқлаш учун потенциалнинг бутун интервалда ўзгариши фақат фазовий заряд билан чекланади, яъни катоднинг эмиссия қобилияти чексиз катта деб оламиз. Бу шароитда диод орқали токнинг зичлиги чекли бўлиши учун катод олдида майдоннинг кучланганлиги $\frac{dU}{dx}$ чексиз кичик бўлиши керак. Бу иккинчи чегаравий шартини беради, бу шарт қуйидаги кўринишда бўлади:

$$x = 0 \text{ бўлганда } \frac{dU}{dx} = 0. \quad (6)$$

Чегаравий шартларини қаноатлантирувчи (4) тенгламанинг ечими қуйидаги

$$U = \alpha x^\beta \quad (7)$$

кўринишда бўлади, бу ерда α ва β — доимийлар.

α ва β нинг қийматларини (7) ифодани (4) тенгламага қўйиб аниқлаш мумкин. Бу қуйидагини беради:

$$\alpha\beta(\beta-1)x^{\beta-2} = a\alpha^{-1/2}x^{-\beta/2}.$$

Тенгликнинг ҳар икки томонидаги даража кўрсаткичларини ва коэффициентларни ўзаро тенглаштириб, қуйидагини топамиз:

$$\beta = 4/3, \quad \alpha = (9a/4)^{2/3}.$$

Шундай қилиб, потенциал тақсимоти қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$U = (9a/4)^{2/3} x^{4/3}. \quad (8)$$

$x = d$ қийматда потенциал анод потенциали U_a га тенг бўлади. Шунинг учун

$$U_a = (9a/4)^{2/3} d^{4/3}. \quad (9)$$

Бу ифодада a нинг ўрнига унинг қийматини қўйиб ва ҳосил қилинган тенгламани j ток зичлигига нисбатан ечиб, қуйидагини топамиз:

$$j = \frac{4}{9} \frac{e_0}{d^2} \sqrt{2 \frac{e}{m}} U_a^{3/4}. \quad (10)$$

Бу текстда келтирилган (157.1) ва (157.2) тенгламалар билан бир хилдир.

8. Электр разрядларнинг бѳрқарорлиги (176, 213-§§ га)

446-расмда кўрсатилган электр занжирини қараб чиқайлик, бу занжир δ э. ю. к., r нагрузка қаршилиги (манбанинг ички қаршилигини ҳам ўз ичига олган), C ситими, L индуктивлиги ва чизиқли бўлмаган вольт-ампер $U = f(i)$ хараактеристикали R ўтказгичдан иборат. Токларнинг мусбат йўналиши учун расмда кўрсатилган йўналишни танилаймиз. Ва бизнинг занжир учун Кирхгоф қонунини қўлаймиз. У ҳолда $\delta Cr \delta$ контур учун қуйидагига эга бўламиз:

$$rI = -u + \delta,$$

бу ерда u — конденсатордаги кучланиш, $CrLC$ контур учун эса

$$f(i) = u - L \frac{di}{dt}.$$

Бундан ташқари қуйидагиларга эгамиз:

$$I + iC = i, \quad u = \frac{q}{C}, \quad iC = \frac{dq}{dt},$$

бу ерда q — конденсатор зарядининг оний қиймати. Ёзилган тенгламалардан I ва iC ларни йўқотиб, i ва u га нисбатан биринчи тартибли иккита дифференциал тенглама оламиз:

$$L \frac{di}{dt} = u - f(i), \quad rC \frac{du}{dt} = \delta - ri - u. \quad (11)$$

Бу тенгламалар чизикли бўлмаган тенгламалардир, чунки Ом қонунига бўйсунмайдиган ўтказгичлар учун $f(i)$ функция чизикли эмас.

Разряднинг стационар ҳолатида $\frac{di}{dt} = \frac{du}{dt} = 0$ ва шунинг учун i_0 ток ва u_0 кучланишнинг стационар қийматлари қуйидаги муносабатлар билан аниқланади:

$$u_0 = f(i_0), \quad u_0 = \mathcal{E} - ri_0. \quad (2)$$

Биз бу муносабатларни 176-§ да чиқарган ва муҳокама қилган эдик.

Разряднинг бу ҳолати қандай бўлишини билиш учун ҳаракатларнинг барқарорлигини тадқиқ қилишга доир Ляпунов томонидан ишлаб чиқилган умумий метод асосида иш кўрамиз, яъни ток ва кучланишнинг стационар қийматлари кичик x ва y катталикларга ўзгарди деб фараз қиламиз, яъни

$$i = i_0 + x, \quad u = u_0 + y.$$

Сўнгра ток ва кучланишнинг кичик ўзгаришлари учун вольт-ампер характеристиканинг кичик участкаларини тўғри чизик кесмаси билан алмаштириш мумкин ва қуйидагича олиш мумкин:

$$f(i) = f(i_0) + R_i x,$$

бу ерда R_i — ўтказгичнинг характеристиканинг қаралаётган нуқтасидаги дифференциал қаршилиги. Буни (1) тенгламаларга қўйиб ва (2) стационарлик шартларини назарга олиб биз x ва y учун иккита чизикли тенглама ҳосил қилемиз:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{R_i}{L} x + \frac{1}{L} y, \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{1}{C} x - \frac{1}{rC} y, \quad (3)$$

бу тенгламалар энди оддийгина тадқиқ қилиниши мумкин.

(3) тенгламалардан y ўзгарувчини чиқариб ташласак, қуйидаги иккинчи тартибли чизикли дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\alpha \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \quad (4)$$

бу ерда

$$2\alpha = \frac{R_i}{L} + \frac{1}{rC}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R_i}{r} \right). \quad (5)$$

μ учун ҳам худди шундай тенглама ҳосил қилинади. (4) тенглама билан биз 210-§ да хусусий электр тебранишларни ўрганишда дуч келган эдик. Биз $\omega_0^2 > \alpha^2$ бўлганда бу тенгламанинг сўниш коэффициентини α га тенг бўлган сўнувчи тебранишларни ифодалашини кўрган эдик. $\omega_0^2 < \alpha^2$ бўлганда аperiодик (даврий бўлмаган) процесс содир бўлади:

$$x = A_1 e^{-k_1 t} + A_2 e^{-k_2 t}, \quad (6)$$

бу ерда

$$k = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}, \quad k_2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} \quad (7)$$

x ва y нинг тасодифий оғишлари вақт ўтиши билан сўниши учун, яъни разряднинг ҳолати барқарор бўлиши учун равшанки ёки $\alpha > 0$ (агар $\omega_0^2 > \alpha^2$ бўлса), ёки

k_1 ва k_2 иккаласи мусбат бўлиши (агар $\omega_0^2 < \alpha^2$ бўлса) керак. Агар k_1 ва k_2 катталиклардан дошқал биттаси манфий бўлса ҳам, у ҳолда ток ва кучланишнинг тасодифий ўзгаришлари вақт ўтиши билан ортиб боради ва разряднинг ҳолати бирқарор бўлмайди.

Агар $R_i > 0$ бўлса, у ҳолда (5) да барча катталиклар мусбат бўлади ва $\alpha > 0$, $\omega_0^2 > 0$. Бунда $\alpha > \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}$ ва, бинобарин, k_1 ва k_2 ҳамма вақт мусбатдир. Бундан кўриниб турибдики, мусбат дифференциал қаршиликли ўтказгичларда разряднинг ҳолати ҳамма вақт барқарор бўлади.

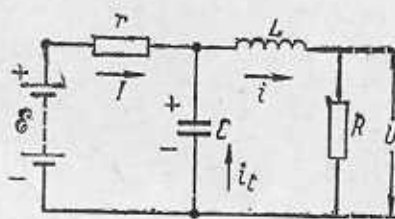
Энди дифференциал қаршилиқ $R_i < 0$ деб оламиз. У ҳолда

$$2\alpha = \frac{1}{rC} - \frac{|R_i|}{L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \left(1 - \frac{|R_i|}{r} \right), \quad (8)$$

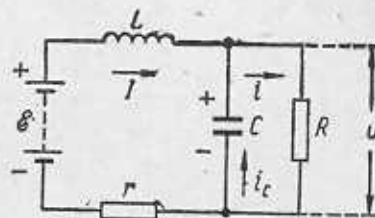
бу ерда $|R_i|$ — дифференциал қаршилиқнинг абсолют қиймати. Бу ҳолда ҳам k_1 ва k_2 иккаласи мусбат бўлиши учун аввалгидек $\alpha > 0$ ва $\omega_0^2 > 0$ бўлиши керак. Бунинг учун эса иккита шарт бажарилиши керак:

$$r > |R_i|, \quad L > |R_i| rC, \quad (9)$$

ана шу шартлар разряднинг барқарорлик шартларидир.



446-расм. Электр разрядларнинг барқарорлиги масаласига доир.



447-расм. Электр разрядларнинг барқарорлиги масаласига доир.

Агар 446-расидаги схемага электр ёйи (ёки S-тип характеристикали бошқа ўтказгич) ўланган бўлса, у ҳолда (176-§) биламизки, (9) шартлардан биринчиси \mathcal{E} э. ю. к. нинг ҳар қандай қийматларида разряднинг фақат биттагина стационар ҳолати бўлишини, бинобарин, токнинг сакрашлари бўлмаслигини билдиради. Агар занжирда яна етарлича катта индуктивлик ҳам бўлсаки, иккинчи (9) шарт ҳам бажарилса, у ҳолда разряднинг барча ҳолатлари барқарор бўлади ва биз тажрибада бутун вольт-ампер характеристикасини ҳосил қилишимиз мумкин.

Аксинча, сўнамас тебранишлар (213-§) ҳосил қилиш учун схеманинг берилган \mathcal{E} э. ю. к. ва бошқа параметрларида фақат битта стационар ҳолат бўлиши керак, бироқ бу ҳолат беқарор бўлиши керак. Шунинг учун (9) шартлардан бири бажарилганда ва иккинчиси бузилганда электр ёйига эга бўлган 446-расидаги занжир ўз-ўзидан уйғонади ва улда сўнамас тебранишлар қарор топади.

Разряднинг барқарорлик шarti, шубҳасиз, манфий дифференциал қаршиликли ўтказгич киритилаётган схеманинг типига боғлиқ. Шунинг учун амалда катта ҳизиклиш туғдиредиган иккинчи мисол сифатида яна 447-расмда кўрса-

тилган схемани қараб чиқамиз. Бу схемада R қаршилик N -тип характеристикали чизиқли бўлмаган ўтказгич, масалан, туннель диодидир (203- §). Бу схемага Кирхгоф қонунини қўллаб, биринчи тартибли иккита дифференциал тенглама ҳосил қиламиз:

$$L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E} - rI - u, \quad C \frac{du}{dt} = I - i, \quad (10)$$

бу ерда диод орқали ўтаётган i ток диоддаги u кучланиш билан $i = \varphi(u)$ вольт-ампер характеристиканинг берилган тенгламаси орқали боғланган. Келгусида худди биринчи мисолдаги сингари амалларни бажариб 447-расмдаги схема учун разряднинг барқарорлик шarti қуйидаги кўринишда бўлишини аниқлаш мумкин:

$$r < |R_L|, \quad L < |R_L| r C. \quad (11)$$

Туннель диоди (ёки N -тип характеристикали ҳар қандай ўтказгич) учун бу шартлардан бири стационар ҳолатнинг ягоналиги шarti билан мос тушади (176- § билан таққосланг). Шунинг учун бу шарт бузилганда кучланиш сакрашлари кузатилади. Агар биринчи шарт бажарилса, у ҳолда (11) нинг иккинчи шarti бузилади ва схемада ягона, бироқ беқарор стационар ҳолат бўлади ва схема ўз-ўзидан уйғонади.

9. Циклотрон резонансини тушунтириш (185- § га)

Циклотрон резонансининг миқдорий назарияси айниқса тўқнашувларсиз ҳаракатланаётган эркин электронлар учун оддий кўринишга эга бўлади. Бу ҳолда электроннинг ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$m \frac{dv}{dt} = eE + e[vB_0]. \quad (1)$$

X координата ўқини E электр майдонга параллел йўналтирамиз, Z ўқини эса B_0 магнит индукцияга параллел йўналтирамиз (314-расмга қ.). У ҳолда $E_x = E$, $E_y = E_z = 0$, $B_x = B_0$, $B_y = 0$ бўлади ва ёзилган вектор тенглама иккита скаляр тенгламага ажралади:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{m} E + \omega_c v_y, \quad \frac{dv_y}{dt} = -\omega_c v_x. \quad (2)$$

Бу ерда аввалгидек ω_c (185.1) формула билан аниқланадиган циклотрон частотасини билдиради. Бу икки тенгламадан v_y тезлики йўқотамиз, бунинг учун биринчи тенгламани бир марта вақт бўйича дифференциаллаймиз, иккинчи тенгламани ω_c га кўпайтириб ва ҳар иккала тенгламани ҳадма-ҳад қўшамиз. У ҳолда қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{dE}{dt} - \omega_c^2 v_x. \quad (3)$$

Худди шунга ўхшаш ҳар иккала тенгламадан v_x ни йўқотиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\frac{e}{m} \omega_c E - \omega_c^2 v_y. \quad (4)$$

Энди электр майдон синусоидал қонунга мувофиқ ўзагаради деб фараз қиламиз:

$$E = E_0 \sin \omega t \quad (5)$$

ва электроннинг барқарор мажбурий тебранишини излаймиз. Гармоник осцилляторнинг мажбурий тебранишлари худди ташқи кучнинг тебраниш частотаси билан содир бўлгани учун биз ечимни қуйидаги кўринишда излаймиз:

$$v_x = v_{x_0} \sin(\omega t + \alpha), \quad v_y = v_{y_0} \sin \omega t + \beta, \quad (6)$$

бу ерда α ва β тезлиқнинг ташкил этувчилари тебранишлари билан электр майдон тебранишлари орасидаги ҳозирча номълум бўлган фазалар фарқидир. (5) ва (6) ифодаларни (3) ва (4) тенгламаларга қўйиб ва бу ифодалардан (3 ва 4 дан) электроннинг v_x ва v_y тезлиқларини ифодалаб ҳамда $\sin \omega t$ ва $\cos \omega t$ олдидаги коэффициентларни тенглаб, биз v_{x_0} , v_{y_0} , α ва β ни аниқлаш учун тўртта тенглама ҳосил қиламиз. Бу $\alpha = -\pi/2$, $\beta = 0$ ва

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \frac{e}{m} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} E_0 \sin(\omega t - \pi/2), \\ v_y &= \frac{e}{m} \frac{\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} E_0 \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ни беради. Электронларнинг мажбурий тебранишлари туфайли электрон газда зичлиги

$$I_x = env_x, \quad I_y = env_y \quad (8)$$

бўлган ўзагарувчан тоқлар пайдо бўлади, бу ерда n — электронлар концентрацияси. Электр майдон ҳаракатланаётган электронлар устида бирор аниқ иш бажаради, бу иш электромагнит тўлқин энергиясининг жамайиши ҳисобига бажарилади.

Ҳажм бирлигида ажраладиган оний қувват қуйидагига тенг бўлади:

$$w = I_x E = \frac{e^2 n}{m} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} E_0^2 \sin \omega t \sin(\omega t - \pi/2).$$

Тўқнашувлар бўлмайдиган биз кўраётган ҳолда бу қувватнинг ишораси ўзағариб туради, унинг тебраниш даври ичидаги ўртача қиймати эса $\bar{w} = 0$, чунки

$$\sin \omega t \sin(\omega t - \pi/2) = 0.$$

$\omega \neq \omega_c$ шартда электронлар барқарор мажбурий тебранишларда электромагнит тўлқин энергиясини ютмайди. Резонанс ($\omega = \omega_c$) бўлганида (7) формулалардан кўрииб турганидек, тезлик тебранишлари амплитудалари чексизликка интилади. Бу деган сўз, электронлар ҳамма вақт барқарор бўлмаган траектория бўйлаб ўз энергиясини узлуксиз ортирган ҳолда ҳаракатланади, электромагнит тўлқин эса ютилади.

Тўқнашувларга дуч келиб ҳаракатланадиган реал электронлар газида ҳатто $\omega \neq \omega_c$ бўлганда ҳам электромагнит тўлқинлар ютилиши бўлади, бироқ бирор частотада максимумга эга бўлади.

Фараз қилайлик, электрон ҳар бир тўқнашганида кристалл панжарасига ўзининг m_0 импульсини тўла равишда беради. Агар τ электроннинг ўртача

эркин югуриш вақти бўлса, у ҳолда электрон вақт бирлиги ичида $1/\tau$ марта тўқнашувларга дуч келади ва $m\Phi/\tau$ импульсини беради. Бироқ жисм механикавий импульсининг вақт бирлиги ичидаги орттирмаси ана шу жисмга таъсир қилаётган кучдир. Шунинг учун тўқнашувлар таъсирини бирор ишқаланиш кучининг таъсири деб қараш мумкин:

$$F_{\text{ишқ.}} = -m\Phi/\tau. \quad (8)$$

Шунга мос ҳолда (2) тенгламалар ўрнига биз қуйидаги ҳаракат тенгламаларини ҳосил қиламиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{e}{m} E + \omega_c v_y - \frac{v_x}{\tau}, \\ \frac{dv_y}{dt} &= -\omega_c v_x - \frac{v_y}{\tau} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Бизни қизиқтираётган тезлиқнинг майдон йўналишидаги v_x ташкил этувчисини топиш учун биз тебранишларни комплекс сонлар тарзида ифодаланидан фойдаланамиз (227-§), чунки бу ҳисоблашларни ҳаддан ташқари соддалаштиради. Яъни қуйидагича ифодалаймиз:

$$E = E_0 \exp(i\omega t), \quad v_x = v_{x_0} \exp(i\omega t), \quad v_y = v_{y_0} \exp(i\omega t) \quad (11)$$

бу ерда $i = \sqrt{-1}$, E_0 эса аввалгидек ҳақиқий деб ҳисоблаймиз. v_{x_0} ва v_{y_0} амплитудалар эса комплекс бўлишлари мумкин, чунки тезлик ва майдон тебранишлари орасида фазалар фарқи бўлиши мумкин. (11) ифодани (10) ҳаракат тенгласига қўйиб, биз иккита алгебраик тенглама ҳосил қиламиз:

$$\left. \begin{aligned} i\omega v_x &= \frac{e}{m} E + \omega_c v_y - \frac{v_x}{\tau}, \\ i\omega v_y &= -\omega_c v_x - \frac{v_y}{\tau} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Бу системадан v_y тезлиқни йўқотиб, қуйидагини топамиз:

$$v_x = bE \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}. \quad (13)$$

Бу ерда $b = (e/m)\tau$ электронларнинг ҳаракатчанлигидир [(147.4) формула билан солиштиринг]. Сўнгра махраждаги мавҳумликдан қутулиб ва токнинг зичлигини $j_x = ep v_x$ ҳисоблаб, биз j_x нинг икки қўшилувчидан: $\text{Re } j_x$ ҳақиқий ва $i \text{Im } j_x$ соф мавҳум қўшилувчидан иборат эканини толамиз:

$$j_x = \text{Re } j_x + i \text{Im } j_x. \quad (14)$$

Бунда

$$\text{Re } j_x = \lambda_0 E \frac{1 + (\omega_c\tau)^2 + (\omega\tau)^2}{[1 + (\omega_c\tau)^2 - (\omega\tau)^2]^2 + 4(\omega\tau)^2}, \quad (15)$$

$$\text{Im } j_y = -\lambda_0 E \frac{\omega\tau [1 - (\omega_c\tau)^2 + (\omega\tau)^2]}{[1 + (\omega_c\tau)^2 - (\omega\tau)^2]^2 + 4(\omega\tau)^2}, \quad (16)$$

$\lambda_0 = eb$ эса ўзгармас ток ($\omega = 0$) ва магнит майдон бўлмаганидаги ($\omega_c = 0$) солиштирма электр ўткизувчанликдир. $i = \exp(i\pi/1)$ бўлгани учун соф мавҳум ташкил этувчи майдон тебранишларига нисбатан фаза жиҳатидан $\pi/2$ га силжиган ток тебранишларини билдиради. Шунинг учун бу ташкил этувчи тўқнашувлар бўладиган ўртача қувват қиймати нолга тенг бўлади. Бинобарин, ҳамм бирлигида ажраладиган ўртача қувват қуйидагига тенг бўлади:

$$\bar{w} = \text{Re } j_x \cdot E. \quad (17)$$

Энди тебранишларнинг ҳақиқий сонлар билан ёзилишига қайтайлик, $E = E_0 \sin \omega t$ деб олиб, $\text{Re } j_x$ учун (15) ифодадан фойдаланиб ва яна $\sin^2 \omega t = 1/2$ эканини назарга олиб, ниҳоят, қуйидагини оламиз:

$$\bar{w} = \frac{1}{2} \lambda_0 E_0^2 \frac{1 + (\omega_c\tau)^2 + (\omega\tau)^2}{[1 + (\omega_c\tau)^2 - (\omega\tau)^2]^2 + 4(\omega\tau)^2}. \quad (18)$$

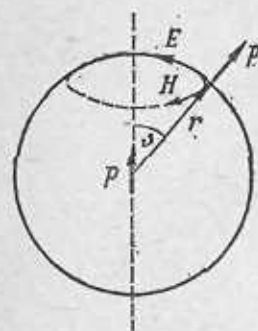
Олинган натижа шуни кўрсатадики, электронларнинг кристалл пайжараси билан тўқнашувлари натижасида ҳар қандай ω частотада ҳам электромагнит тўлқинларнинг ютилиши нолдан фарқли бўлади. Бунинг сабаби шуки, иккита кетм-кет тўқнашувлар орасида майдон томонидан тезлаштирилаётган электронлар сўнгра тўпланган энергияларни тўқнашувларда панжарага беради ва шунинг учун ҳамма вақт энергиянинг тўлқиндан панжарага ўтиб туриши содир бўлади. Сўнгра, (18) ифодани ўрганиш шуни кўрсатадики (биз бу ўрганишни батафсил қараб ўтирмаймиз), \bar{w} катталик бирор ω_m частотада максимумга эришар экан. Бироқ бу максимум фақат $\omega\tau > 1$ шартдагина сезиларли катталикка эга бўлар экан ва $\omega\tau$ бирга нисбатан қанча катта бўлса, бу максимум шунча кескин бўлар экан. Бу тушунарли, чунки резонанс учун электрон газининг бирор ўсига хос тебранишлар частотасига эга бўлиши зарур, бунинг учун эса τ вақт ичида электрон магнит майдонда бир неча тўла айланишга улгуриши керак. $\omega\tau \gg 1$ бўлганда ютилиш максимум $\omega_m \approx \omega_c$ частотада бўлади.

10. Диполнинг электромагнит майдони (243-§ га)

Тўлқин соҳасида диполнинг электромагнит майдони қандай кўринишга эга эканини батафсилроқ кўрайлик.

Доимий тезлик билан ҳаракатланувчи заряд фақат доимий H магнит майдонини ҳосил қилишини биз биламиз. Иккинчи томондан, Максвелл назариясининг асосий қондасига кўра, уярмавий электр майдон пайдо бўлиши учун $\frac{\partial H}{\partial t}$ нолдан фарқли бўлиши керак. Шунинг учун нурланиш бўлиши учун заряд

бирор аниқ $\vec{r} = \vec{x}$ тезланиш билан ҳаракатланиши керак (ҳарф устидаги нуқталар вақт бўйича дифференциаллашни билдиради), ёки бошқача айтганда, диполь моментидан вақт бўйича олинган иккинчи ҳосилда $\ddot{r} = q\ddot{x}$ нолга тенг бўлмаслиги керак. Шунга мувофиқ ҳолда аниқ ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, тўлқиннинг E электр майдони (бинобарин, H магнит майдони ҳам; (240.4) билан солиштиринг) $\ddot{r}(t - r/c)$ га пропорционалдир. $(t - r/c)$ аргумент диполдан r масофада бўлган нуқтадаги майдон тебранишлари \ddot{r} тебранишларга нисбатан r/c вақтга кечикар экан, шунинг учун t моментда кўриляётган нуқтадаги $E(t)$ ва $H(t)$ нинг қийматлари \ddot{r} нинг $(t - r/c)$ вақт аввалги қийматлари билан аниқланар экан.



448-расм. Диполь нурлаган шарсимон тўлқиндаги электромагнит майдон.

Ҳар иккала E ва H майдонларнинг r масофага қандай боғланган эканини тушуниш осон. Электромагнит тўлқин майдонининг ҳар бир сирт бирлигидан ўтаётган энергия E^2 га ва мос равишда H^2 га пропорционалдир. Шунинг учун диполни ўраб турган r радиусли сфера сирти орқали ўтаётган энергия оқими бу сферанинг сирти $4\pi r^2$ ва E^2 га пропорционал, яъни $E^2 r^2$ га пропорционалдир. Бу энергия r га боғлиқ бўлмагани учун (чунки вакуум бўлгани учун энергия ютилмайди), бундан E ва H нинг $1/r$ га пропорционал эканлиги келиб чиқади.

E ва H майдонларнинг катталиги, шунингдек, нурланишнинг йўналишига, яъни r радиус-векторнинг диполь ўқи билан ҳосил қилган θ бурчагига ҳам боғлиқ бўлади (448-расм). Диполь яқинида унинг магнит майдони ток элементи учун магнит майдон формуласи билан ифодаланиши айтиб ўтган эдик. Бу магнит майдон $\sin \theta$ га пропорционал ва диполь ўқининг давомида ётган ҳар қандай нуқтада нолга тенгдир. Худди шунингдек, E ва H майдонларнинг кучланганликлари ҳам тўлқин эҳсосида $\sin \theta$ га пропорционалдир.

Аниқ ҳисоблар қуйидаги натижага олиб келади:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p(t-r/c) \sin \theta}{c^2 r}, \quad (1)$$

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E.$$

Бу ерда $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек—электромагнит тўлқинларнинг вакуумда тарқалиш тезлиги, барча катталиклар СИ системасида ўлчанган деб фараз қилинади.

Ҳар иккала E ва H майдон тарқалиш йўналишига, яъни r нинг йўналишига перпендикуляр ва у билан ўнг парма қондасига мувофиқ боғлангандир (448-расм).

Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, (1) формула зарядларнинг ёруғлик тезлигига нисбатан жуда кичик тезликли ҳаракатлари учунгина ўринлидир (норелятивистик ҳол $\beta = v/c \ll 1$). p гармоник қопунга мувофиқ ўзгарадиган хусусий ҳолда (243.1) га мувофиқ, қуйидагига эга бўламиз:

$$p(t-r/c) = -p_0 \omega^2 \sin \omega(t-r/c) = -p_0 \omega^2 \sin(\omega t - kr),$$

ва (1) ифода шундай кўринишга келади:

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_0 \omega^2 \sin \theta}{c^2 r} \sin(\omega t - kr). \quad (3)$$

Диполь нурлайдиган энергия. Координаталари r ва θ бўлган бирор нуқтада энергия оқими векторининг қиймати қуйидагича аниқланади:

$$P = EH = \frac{p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \sin^2(\omega t - kr).$$

Биз учун бу энергиянинг P оний қиймати эмас, унинг тебранишлар даври ичидаги \bar{P} ўртача қиймати, яъни нурланиш интенсивлиги аҳамиятлидир. Энди

$$\sin^2(\omega t - kr) = 1/2$$

бўлгани учун

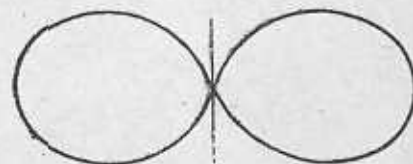
$$\bar{P} = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{r^2}. \quad (3)$$

Нурланиш интенсивлиги тебранишлар частотасининг тўртинчи даражаси ω^4 га пропорционал. Бу интенсивлиги нурланиш йўналишига ҳам боғлиқдир ($\sin^2 \theta$ га пропорционал). Диполь нурланиш интенсивлигининг йўналишига боғлиқлиги 449-расмда кўрсатилган (нурланишнинг йўналганлик диаграммаси). Шундай қилиб, диполь ўз ўқи йўналишида ҳеч нарса нурламайди. Аксинча, диполнинг ўқиға перпендикуляр бўлган йўналишларда нурланиш энг катта бўлади.

Энди диполнинг барча йўналишларда вақт бирлиги ичида нурлаётган умумий энергиясини аниқлайлик. \bar{P} катталиги t секундда сирт бирлиги орқали ўтаётган энергия миқдори бўлгани учун, тўла энергия қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \int_S \bar{P}_n dS,$$

бу ерда интеграллаш диполни ўраб олган ихтиёрий S сирт бўйлаб олинган. Бундай сирт учун маркази диполь турган жойда бўлган r радиусли сферани



449-расм. Элементар диполь нурланишнинг йўналганлик диаграммаси.

қабул қилиб ва r ҳамда θ сферик координаталардан фойдаланиб (448-расм), қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dS = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta,$$

$$\bar{P}_n dS = \bar{P} dS = \frac{p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta d\theta.$$

Бу ифодани θ бўйича 0 дан π гача чегарада интеграллаб, бизни қизиқтираётган катталикини топамиз:

$$W = \frac{1}{12\pi} \frac{p_0^2 \omega^4}{\epsilon_0 c^3}. \quad (4)$$

Бу ёзилган ифодани бошқача кўринишда ҳам бериш мумкин. Бунинг учун p_0 тебранишлар моменти амплитудасини диполдаги ток амплитудаси i_0 орқали (243.2) га мувофиқ ифодалаймиз. У ҳолда

$$W = \frac{1}{12\pi} \frac{k^2 \omega^2}{\epsilon_0 c^3} i_0^2. \quad (5)$$

бу ерда l —диполнинг узунлиги. Бу ифода r қаршиликли контурда ўзгарувчан токнинг ажратган қуввати ифодасига ўхшашдир:

$$W = 1/2 i_0^2 r_0^2.$$

Шунинг учун

$$r_{\text{нур}} = \frac{1}{6\pi} \frac{l^2 \omega^2}{\epsilon_0 c^3} \quad (6)$$

катталикини диполнинг нурланиш қаршилиги деб аталади. Бу тушунча узатиш радиостанцияларининг нурловчи антенналарига нисбатан радиотехникада кенг қўлланилади.

11. Электромагнит тўлқинларнинг босими (244-§ га)

Электромагнит тўлқинларнинг нормал тушаётган ҳоли учун уларнинг босимини Максвелл тенгламалардан қуйидагича ҳисоблаш мумкин. Агар жисмда тўлқиннинг E электр майдони томонидан ҳосил қилинган j ток зичлиги, H эса тўлқиннинг магнит майдони бўлса (426-расм), у ҳолда жисмнинг ҳажм бирлигига таъсир қиладиган f куч қуйидагига тенг бўлади:

$$f = jB = \mu_0 jH.$$

шунинг учун тўлқиннинг босими қуйидагига тенг:

$$p = \int_0^{\infty} \bar{f} dx.$$

Бу ерда \bar{f} , f кучининг вақт жиҳатидан олинган ўртача қийматидир.

Энди Максвелл тенгламаларига мурожаат қилайлик, бу тенгламалар ясси тўлқин учун қуйидаги кўринишга эга:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + j = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}.$$

Тенгламалардан биринчисини $\mu_0 H$ га, иккинчисини $\epsilon_0 E$ га кўпайтириб ва уларни қўшиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{\partial}{\partial t} (DB) + f = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \right).$$

бу ерда ўнг томондаги катта қавс ичидаги ифодалар электромагнит тўлқиннинг қаралаётган нуқтадаги ҳажмий энергия зичлиги u ни билдиради.

Энди олинган муносабатни вақт бўйича ўртачалаймиз. Бу ерда D ва B вақтнинг даврий функциялари бўлгани учун $\frac{\partial}{\partial t} (DB)$ вақтнинг ишора ўзгартирувчи функциясидир. Масалан, синусоидал тўлқинлар учун D ва B катталиклар $\sin(\omega t - kx)$ сингари ўзгаради. Бинобарин, $DB \sim \sin^2(\omega t - kx)$ $\frac{\partial}{\partial t} (DB) \sim \sim \sin(\omega t - kx) \cos(\omega t - kx)$ ва давр давомида тўрт марта ишора ўзгартиради.

Шунинг учун $\frac{\partial}{\partial t} (DB) = 0$ ва бинобарин,

$$\bar{f} = -\frac{d}{dx} \bar{u}.$$

Бу ифодани p нинг формуласига қўйиб ёзамиз:

$$p = -\int_0^{\infty} \frac{d\bar{u}}{dx} dx = \bar{u}(0) - \bar{u}(\infty).$$

Бу ифодада $\bar{u}(0)$ жисм сиртидаги йиғинди электромагнит майдоннинг тўла ҳажмий зичлиги ва $\bar{u}(\infty) = 0$. Агар жисмнинг қайтариш коэффициенти нолга тенг бўлса, у ҳолда сиртда фақат тушувчи тўлқин бўлади ва $\bar{u}(0)$ тушувчи тўлқиндаги энергиянинг u ҳажмий зичлигига тенг [(244.1) формула]. Агар қайтариш коэффициенти бирга тенг бўлса (абсолют кўзгу), у ҳолда кўзгу сирти олдида тушувчи тўлқин ҳам, қайтган тўлқин ҳам бўлади ва $\bar{u}(0)$ катталики $2u$ га тенг бўлади. Оралиқ ҳолда биз (244.2) формулани олаемиз.

Агар тўлқин жисмга қия тушаётган бўлса у ҳолда тўлқин электр майдонининг сиртга E_n нормал ташкил этувчиси пайдо бўлади. Бу сиртда $\sigma = \epsilon_0 E_n$ сирт зичлигига эга бўлган электр зарядлар ҳосил бўлади ва яна жисмнинг ҳар бир сирт бирлигига таъсир қилувчи σE_n га тенг электр кучи ҳам пайдо бўлади демакдир. Бу кучнинг йўналиши биз юқорида топган магнит кучининг йўналишига қарама-қаршидир ва шунинг учун бу куч тўлқиннинг босимини камайтиради. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бу икки куч айирмаси—электр ва магнит кучлар айирмаси (244.4) формула билан ифодаланади.

ҳолда $i_{1м} = i_{1з}/c$, $i_{2м} = i_{2з}/c$ бўлади ва шунинг учун аввалги формула СГСЭ системасида қуйидаги кўринишда бўлади:

$$F = \frac{\mu}{c^2} \frac{2i_{1з} i_{2з}}{R} l.$$

Шундай қилиб, СГСЭ системасида магнит сингдирувчанлик ўлчамлига эга бўлган $\mu_0 = \mu/c^2$ доимий экан.

Айтилганларни умумлаштириб бундай дейиш мумкин: иккала СГСЭ ва СГСМ абсолют системаларнинг ҳар бирида ϵ ва μ диэлектрик ҳамда магнит сингдирувчанликлар тенг ҳуқуқли роль ўйнамас экан. Агар ϵ ноль ўлчамлига эга бўлса (СГСЭ система), у ҳолда μ ўлчамлиги доимий бўлиб қолар экан, ва аксинча агар μ ўлчамсиз бўлса (СГСМ система), у ҳолда ϵ ўлчамлига эга бўлар экан. Шу билан бирга уларнинг вакуум учун ϵ_0 ва μ_0 қийматлари ҳам турлача бўлар экан:

$$\text{СГСЭ системасида } \epsilon_0 = 1; \quad \mu_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \text{ сек}^2/\text{см}^2,$$

$$\text{СГСМ системасида } \epsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \text{ сек}^2/\text{см}^2, \quad \mu_0 = 1.$$

Бу ноқулайлиқни бартараф қилиш ва модданинг ҳар иккала ϵ ва μ характеристикасини полинчи ўлчамлига эга бўлган тенг ҳуқуқли катталиклар қилиш учун *электр ва магнит бирликларнинг абсолют симметрик системаси* деб ном олган система ишлаб чиқилган, бу система СГСЭ ва СГСМ системаларнинг йиғиндисидан иборатдир. Бу системани тузиш принциплари Гаусс ва Вебер ишларида кўрсатиб ўтилган эди, системанинг ўзи эса *Гаусс бирликлар системаси* деб ном олди. Бу системада барча электр катталиклар (заряд, электр майдон кучланганлиги, потенциаллар фарқи, электр силжиш, сизим, ток кучи, қаршилик, ўтказувчанлик ва э. ю. к.) нинг бирликлари СГСЭ системаси бирликлари билан мос келади; ϵ диэлектрик сингдирувчанлик вакуум учун бирга тенг бўлган ўлчамсиз катталикдир. Барча магнит катталиклар (магнит майдон кучланганлиги, магнит индукция, магнит оқим, индуктивлик, магнит кучланиш ва «магнит зарядлари») бирликлари эса СГСМ системаси бирликлари билан мос келади. Магнит сингдирувчанлик μ вакуум учун бирга тенг бўлган ўлчамсиз катталик ҳисобланади.

Бироқ 77-§ да кўрдикки, тоқларнинг магнит ўзаро таъсир қонуниларида пропорционаллик коэффициентини бирга айлантириш учун ток кучини СГСМ бирликларида ўлчаш керак. Шунинг учун Гаусс системасига ўтишда магнит майдонга оид барча қонуниларда ўлчамлига эга бўлган доимий, яъни c электродинamik доимий пайдо бўлади.

Гаусс бирликлар системаси рационаллаштирилмаган шаклда қўлланилади, яъни унда электр ва магнит ўзаро таъсир қонуниларида $1/4\pi$ кўпайтувчи киритилмади.

Айтилганлардан шу нарса келиб чиқади: электростатиканинг асосий қонуни—Кулон қонуни Гаусс системасида худди СГСЭ системасидаги кўринишда бўлади:

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}. \quad (1)$$

СГСМ системасидаги тоқларнинг магнит ўзаро таъсирга доир асосий қонунилар эса бошқача кўриниш олади. Магнит майдонда ток элементига таъсир қилаётган куч энди қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$dF = \frac{i}{c} [dl B]. \quad (2)$$

1. Гаусс бирликлар системаси

Биз кўрдикки, электр ва магнит катталиклар учун СГС бирликларининг икки системасини: СГСЭ абсолют электростатик системаси (3-§) ва СГСМ абсолют электромагнит системасини тузиш мумкин экан (77-§). Принцип жиҳатидан, бу системаларнинг фақат биттасидан, қайси бирдан бўлса ҳам, фойдаланиш мумкин, чунки барча магнит катталикларни электростатик бирликларда ва барча электр катталикларни электромагнит бирликларда ифодалаш мумкин.

Дастлаб электростатиканинг асосий қонуни бўлган Кулон қонуни СГСМ системасида қандай кўринишда бўлишини қараб чиқайлик. Фараз қилайлик, диэлектрик сингдирувчанлиги СГСЭ системасида ϵ бўлган муҳитда $q_{1з}$ нуқтавий заряд (СГСЭ бирликларда ўлчанган) бор ва бу заряд майдон чизикларига параллел бўлган тор тирқишда жойлашган иккинчи $q_{2з}$ нуқтавий зарядга таъсир қилади. У ҳолда СГСЭ (рационаллаштирилмаган) системасида ўзаро таъсир кучи

$$F = \frac{q_{1з} q_{2з}}{\epsilon r^2}$$

бўлади, бу ерда F диналарда ифодаланган, r эса сантиметрларда ўлчанган. Шу билан бирга, ϵ ўлчамсиз катталик ва унинг қиймати вакуум учун нолга тенг. Агар варадларни СГСМ бирликларида ўлчанса, у ҳолда $q_{1з} = cq_{1м}$, $q_{2з} = cq_{2м}$ бўлади ва худди шу кучнинг ўзи қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$F = \frac{c^2}{\epsilon} \frac{q_{1м} q_{2м}}{r^2},$$

бу ерда ҳам F ва r аввалгидек диналарда ва сантиметрларда ўлчанган. Бундан СГСМ системасида диэлектрик сингдирувчанлик $\epsilon_m = \epsilon/c^2$ га тенг эканлиги кўриниб турибди. Энди у ўлчамсиз эмас, балки тезлик квадратининг тескари ўлчамлига эга экан.

Энди тоқларнинг ўзаро магнит таъсири қонуни СГСЭ системасида қандай кўринишга эга эканлигини кўрайлик. Бунинг учун иккита чексиз узун параллел тоқларнинг ўзаро таъсирини кўрайлик. Симларнинг ҳар бирининг l узунлигидаги кесмасига вакуумда таъсир қилувчи кучнинг катталиги СГСМ системасида (83.2) формула билан ифодаланади.

μ магнит сингдирувчанликка эга бўлган муҳитда бу куч

$$F = \mu \frac{2i_{1м} i_{2м} l}{R}$$

га тенг. Бу ерда μ —ўлчамсиз катталик, унинг вакуумдаги қиймати бирга тенг. Агар $i_{1з}$ ва $i_{2з}$ —ўша тоқларнинг СГСЭ бирликларда ўлчанган кучи бўлса, у

Бирор ток элементинин dB нуқтада ҳосил қилаётган r индукцияси қуйидагига тенг бўлади:

$$dB = \mu dH = \mu \frac{i}{c} \frac{[dir]}{r^2}. \quad (3)$$

Электромагнит индукция қонуни қуйидаги шаклда бўлади:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (4)$$

бу ерда \mathcal{E} э. ю. к. СГСЭ бирликларда, магнит оқим Φ эса СГСМ бирликларда ўлчанади. Бу асосий қонуларга кўра электромагнетизмнинг қолган барча формулаларини Гаусс системасида топиш осон (жадвалга қаранг).

Ўзгармас тоқлар ва квазистационар тоқларнинг (VI, VII, XX, XXI боблар) қонуллари электр ва магнит ўзаро таъсирга онд асосий қонуларнинг қандай ёзилишига боғлиқ бўлмайди ва шунинг учун СИ ва Гаусс системаларида бирдай ифодаланади.

Гаусс системасидаги баъзи формулалар

Юлдузча формулаларнинг СИ ва Гаусс системаларида бир хил эканини билдиради.

* Электр майдон кучланганлиги (9-§)	$E = F/q$
Нуқтавий заряд майдонининг кучланганлиги (9-§)	$E = \frac{q}{\epsilon r^2}$
Нуқтавий заряднинг электр силжиши (13-§)	$D = \frac{q}{r^2}$
Ясси конденсатор ичидаги майдон кучланганлиги (13-§)	$E = 4\pi\sigma/\epsilon$
Пуассон тенгламаси (14-§)	$\operatorname{div} D = 4\pi\rho$
* Электр диполнинг моменти (15-§)	$P = ql$
* Электр майдонда диполга таъсир қилувчи механикавий момент (15-§)	$M = [pE]$

Давоми

* Электр майдонда диполга таъсир қилувчи куч (15-§)	$F = (p \operatorname{grad}) E$
* Потанциаллар фарқи (17-§)	$U_1 - U_2 = \int_1^2 E_s ds$
* Электр майдонда бажарилган иш (17-§)	$A = q(U_1 - U_2)$
* Майдон кучланганлиги ва потенциал (19-§)	$E = -\operatorname{grad} U$
Нуқтавий заряд майдонидаги потенциал (24-§)	$U = q/\epsilon r$
Элементар диполнинг электр майдони (25-§)	$E_r = \frac{2p \cos \alpha}{r^3}, E_\alpha = \frac{p \sin \alpha}{r^3}$
* Конденсаторнинг сифими (31-§)	$C = q/U$
Ясси конденсаторнинг сифими (32-§)	$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$
Шар конденсаторнинг сифими (32-§)	$C = \frac{\epsilon}{1/a - 1/b}$
Цилиндрик конденсаторнинг узунлик бирлигига тўғри келадиган сифими (32-§)	$C_1 = \frac{\epsilon}{2 \ln(b/a)}$
* Зарядланган конденсатор энергияси (34-§)	$W = \frac{1}{2} CU^2$
Электр майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги (37-§)	$u = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}$
Диэлектрикнинг қутбланиш вектори (39-§)	$P = \sum_i \rho_i r_i$
* Қутбланган зарядларнинг сирт зичлиги (39-§)	$\sigma' = P_n$
Электр силжиш (41-§)	$D = E + 4\pi P$
Диэлектрик қабул қилувчанлик α (42-§)	$P = \alpha E$

Давоми

Изотроп диэлектрикларда D ва E (42- §)	$D = \epsilon E, \epsilon = 1 + 4\pi\alpha$
Остроградский—Гаусс теоремаси (44- §)	$\oint_S D_n dS = 4\pi q$
Диэлектрикнинг ичидаги молекулага таъсир қилувчи майдон (ички майдон) (47- §)	$E' = E + \frac{4\pi}{3}P$
Клаузиус—Моссоти формуласи (47- §)	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3}n\beta$
Газсимон қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги (48- §)	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{9} \frac{p_0^2 n}{kT}$
* Токнинг зичлиги (53- §)	$j = env$
* Ток кучи (53- §)	$i = \int_S j_n dS$
* Ҳалқисизлик тенгламаси (54- §)	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0$
* Ом қонуни (57- §)	$j = \lambda E$
* Ҳағармас ток қуввати (65- §)	$P = UI$
* Электр юритувчи куч (69- §)	$\mathcal{E} = \oint_L E_l * dl$
Максвелл релаксация вақти (73- §)	$\tau_M = \frac{\epsilon}{4\pi\lambda}$
Магнит майдонда ток элементига таъсир қилувчи куч (76- §)	$dF = \frac{i}{c} [dlB]$
Ток элементи ҳосил қилаётган магнит майдон кучланганлиги (79- §)	$dH = \frac{i}{c} \frac{[dlr]}{r^3}$
Магнит майдон кучланганлигининг циркуляцияси (81- §)	$\oint H_s ds = 4\pi i/c$
Соленоид ичидаги магнит майдон кучланганлиги (81- §)	$H = 4\pi ni/c$

Давоми

Тоқли контурнинг магнит моменти (82- §)	$p_m = \frac{1}{c} iSn$
Ихтиёрй нуқтадаги элементар ток магнит майдонининг кучланганлиги (82- §)	$H_r = \frac{2p_m \cos \alpha}{r^3}, H_\alpha = \frac{p_m \sin \alpha}{r^3}$
Икки параллел тоқларнинг вакуумдаги ўзаро таъсири (83- §)	$F = \frac{1}{c^2} \frac{2i_1 i_2 l}{R}$
* Магнит оқими (84- §)	$\Phi = \int_S B_n dS$
Магнит майдонда бажарилган иш (84- §)	$A = \frac{i}{c} (\Phi_2 - \Phi_1)$
* Магнит майдонда тоқли контурга таъсир қилувчи механикавий момент (85- §)	$M = [p_m B]$
* Магнит майдонда тоқли контурга таъсир қилувчи куч (85- §)	$F = (p_m \operatorname{grad}) B$
Ҳаракатланувчи заряд магнит майдонининг кучланганлиги (86- §)	$H = \frac{e[vr]}{cr^3}$
Лорентц кучи (88- §)	$F = eE + \frac{e}{c} [vB]$
Электромагнит индукциянинг э. ю. к. (91- §)	$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$
Контурнинг L индуктивлиги (93- §)	$\Phi = \frac{1}{c} Li$
Соленоиднинг индуктивлиги (93- §)	$L = 4\pi \frac{N^2 S}{l}$
Тоқли контур магнит майдонининг энергияси (96- §)	$W = \frac{1}{2c^2} Li^2$
Магнит майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги (96- §)	$u = \frac{\mu H^2}{8\pi}$
Магнетикнинг κ магнит қабул қилувчанлиги (105- §)	$I = \kappa H$
Магнит индукция (105- §)	$B = H + 4\pi I$

Давоми

Изотроп магнетикларда B ва H (105- §)	$B = \mu H, \mu = 1 + 4\pi\chi$
* Магнит майдон учун Остроградский—Гаусс теоремаси (106- §)	$\oint_S B_n dS = 0$
Магнетик ҳажм бирлигини магнитлашда бажарилган иш (111- §)	$dW = \frac{1}{4\pi} H dB$
Лармор прецессия частотаси (115- §)	$\Omega = \frac{eB}{2mc}$
Парамагнетикнинг магнит қабул қилувчанлиги (118- §)	$\chi = \frac{np_m^2}{3kT}$
Магнит юритувчи куч (120- §)	$\mathcal{E}_m = 4\pi Ni/c$
Электромагнитнинг кўтариш кучи (121- §)	$F = S \frac{B^2}{8\pi}$
Силжиш токи зичлиги (136- §)	$J_c = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t}$
Максвелл тенгламалари (138- §)	$\frac{\partial D}{\partial t} + 4\pi j = c \operatorname{rot} H$ $\frac{\partial B}{\partial t} = -c \operatorname{rot} E$
Лорентц алмаштиришлари (143- §)	$E_x = E_{1x},$ $H_x = H_{1x},$ $\sqrt{1-\beta^2} E_y = E_{1y} - \beta H_{1z},$ $\sqrt{1-\beta^2} H_y = H_{1y} + \beta E_{1z},$ $\sqrt{1-\beta^2} E_z = E_{1z} + \beta H_{1y},$ $\sqrt{1-\beta^2} H_z = H_{1z} - \beta E_{1y}.$
Холл доимийси (150- §)	$R = \frac{1}{cen}$

Давоми

Циклотрон частотаси (180- §)	$\omega_c = \frac{eB}{mc}$
Электромагнит тўлқинларнинг фазавий тезлиги (240- §)	$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$
Тарқалувчи электромагнит тўлқинида E ва H нинг ўзаро муносабати (240- §)	$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H$
Электромагнит майдон энергия оқимининг вектори (242- §)	$P = \frac{c}{4\pi} [EH]$
*Электромагнит тўлқинларнинг босими (244- §)	$p = (1 + k) \bar{u}$
*Электромагнит майдан импульсининг зичлиги (245- §)	$g = P/c^2$
Вақт бирлигида диполнинг нурланиш энергияси (10- қўшимча)	$w = \frac{1}{3c^2} p_0^2 \omega^4 = \frac{1}{3c^2} l^2 \omega^2 i_0^2$

2. Электр ва магнит бирликларнинг жадвали

Жадвалда энг муҳим электр ва магнит бирликлари СИ ва Гаусс системаларида келтирилган. Ҳисоблавий бирликларнинг ўлчамликлари СИ системасида узунлиқнинг асосий бирлиги (L), массаинг асосий бирлиги (M), вақтнинг асосий бирлиги (T) ва ток кучининг асосий бирлиги (I) ва Гаусс системасининг L , M ва T бирликлари орқали ифодаланган. Жадвалнинг охирига Гаусс системасидан СИ системасига ўтишда электр ва магнит катталикларнинг қий-магларини қайта ҳисоблаш учун ўттиш кўпайтувчилари ҳам келтирилган.

Катталик	Текстда белгила-ни	Бирликларнинг Халқаро системаси СИ				Гаусс бирликлар системаси			
		бирлиқнинг номи		ўлчамлиги		бирлиқнинг номи		ўлчамлиги	
Электр заряд	q	кулон (Кл)		TI		СГСЭ-бирл.		$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Электр майдон кучдан-ганлиги	E	метрга вольт (В/м)		$LM T^{-2} I^{-1}$		»		$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Электр дсимийси (ваку-умнинг диэлектрик сингди-рувчанлиги)	ϵ_0	метрга фарада (Ф/м)		$L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$		»		Ўлчамсиз, 1 га тенг.	
Электр силжии оқими	N	кулон (Кл)		TI		»		$L^{-3/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Электр силжии	D	кв. метрга ку-лон (Кл/м ²)		$L^{-2} T I$		»		$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Потенциаллар фарқи, кучланиш, э. ю. к.	U, \mathcal{E}	вольт (В)		$L^2 M T^{-2} I^{-1}$		»		$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Сигна	C	фарада (Ф)		$L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$		сантиметр (см)		L	
									$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \Phi$

Катталик	Текстда белгила-ни	Бирликларнинг Халқаро системаси СИ				Гаусс бирликлар системаси			
		бирлиқнинг номи		ўлчамлиги		бирлиқнинг номи		ўлчамлиги	
Ток кучи	i	ампер (А)		I		СГСЭ-бирл.		$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	
Электр қаршилик	R, r	ом (Ом)		$L^2 M T^{-2} I^{-2}$		СГСЭ-бирл.		$L^{-1} T$	
Магнит майдон кучдан-ганлиги	H	метрга ампер (А/м)		$L^{-1} I$		эрстед (Э)		$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Магнит доимийс ваку-умнинг магнит сингдирув-чанлиги	μ_0	метрга гeнри (Г/м)		$L^2 M T^{-2} I^{-2}$		СГСМ-бирл.		Ўлчамсиз, 1 га тенг	
Магнит индукция оқими	Φ	вебер (Вб)		$L^2 M T^{-2} I^{-1}$		максвелл (Мкс)		$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Магнит индукция	B	тесла (Т)		$M T^{-2} I^{-1}$		гаусс (Гс)		$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
Индуктивлик	L	гeнри (Г)		$L^2 M T^{-2} I^{-2}$		сантиметр (см)		L	
Магнит юритувчи куч (ёпиқ контур бўйлаб маг-нит кучланиши)	\mathcal{E}_m	ампер (А)		I		гильберт (Гб)		$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	
									$\frac{10}{4\pi} A$

сатор энергияси (63). 35-§. Конденсаторларни улаш (64). 36-§. Мураккаб конденсаторлар (66). 37-§. Электр майдон энергияси (68).

V боб. Диэлектриклар 69

38-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши (69). 39-§. Қутбланиш вектори (73). 40-§. Диэлектрик ичидаги электр майдон кучланганлиги (75). 41-§. Электр силжиш вектори (77). 42-§. Изотроп ва анизотроп диэлектриклар (79). 43-§. Куч чизиқлари ва силжиш чизиқларининг сишиши (80). 44-§. Диэлектрикларда электр майдон қонуни (82). 45-§. Диэлектриклар бўлганидаги механикавий кучлар (84). 46-§. Диэлектр клар қутбланишининг электрон назарияси (85). 47-§. Қутбсиз диэлектрикларнинг диэлектрик синдирувчанлиги (88). 48-§. Қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик синдирувчанлиги (90). 49-§. Молекулаларнинг диполь моментларини аниқлаш (91). 50-§. Сегнетоэлектриклар (92). 51-§. Пьезоэлектрик эффект (95). 52-§. Тескари пьезоэлектрик эффект (98).

VI боб. Ҳарқармас электр ток 102

53-§. Электр токнинг харақтеристикалари (102). 54-§. Ҳалуксизлик тенгламаси (104). 55-§. Электр токнинг таъсир турлари (105). 56-§. Баллистик гальванометр (108). 57-§. Ом қонуни (110). 58-§. Қаршиликларни ўлчаш (112). 59-§. Симларнинг қаршилиги (113). 60-§. Қаршиликнинг температурага боғлиқлиги (114). 61-§. Ом қонунининг дифференциал шакли (116). 62-§. Электрлитик ванна (119). 63-§. Алоқа линияларида ерлаш (ерга улаш) (120).

VII боб. Электр юритувчи куч 123

64-§. Ток манбалари (123). 65-§. Ҳарқармас токнинг иши ва қуввати. Жоуль—Ленч қонуни (123). 66-§. Гальваник элементда ажраладиган энергия (125). 67-§. Гальваник элементнинг электр юритувчи кучи (125). 68-§. Манба қисқичларидаги кучланиш (128). 69-§. Электр юритувчи куч ва манба бажарган иш (130). 70-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қоидалари (133). 71-§. Ташқи занжирдаги қувват ва ток манбаининг фойдали иш коэффициенти (139). 72-§. Электр майдон учун энергиянинг сақлаиш қонуни (141). 73-§. Квазистационар тоқлар (144). 74-§. Қаршиликли занжирдаги конденсатор (146).

МАГНИТ МАЙДОН

VIII боб. Вакуумда тоқларнинг магнит майдони 149

75-§. Тоқларнинг магнит ўзаро таъсири (149). 76-§. Магнит индукция (151). 77-§. Абсолют электромагнит бирликлар системаси (155). 78-§. Магнит доимийси (157). 79-§. Магнит майдоннинг кучланганлиги (157). 80-§. Магнит майдоннинг куч чизиқлари (159). 81-§. Магнит майдоннинг уорманий харақтери (161). 82-§. Токнинг магнит моменти (166). 83-§. Параллел жойлашган доимий токнинг таъсири (168). 84-§. Магнит майдондаги механикавий иш (Магнит оқими) (169). 85-§. Момент майдондаги тоқли контур (172). 86-§. Харақатланаётган заряднинг магнит майдони (174). 87-§. Роуланд ва Эйхенвальд тажрибалари (170). 88-§. Лоренц кучи (178).

МУНДАРИЖА

Русча тўртинчи нашрига сўз боши 3

ЭЛЕКТР МАЙДОН

I боб. Электр зарядлар 5

1-§. Қириш (5). 2-§. Электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонуни (6). 3-§. Бирликларнинг абсолют электростатик системаси (9). 4-§. Бирликларнинг Халқаро системаси СИ (10). 5-§. Гальваник элементлар (12). 6-§. Электрланиш—зарядларнинг қайта тақсимланиши—дир (13). 7-§. Электронлар (13).

II боб. Электр майдон 15

8-§. Электр майдон тўғрисида тушунча (15). 9-§. Электр майдон кучланганлиги (16). 10-§. Электр майдонларни қўйиш (18). 11-§. Заряднинг ҳажмий ва сиртий зичлиги (18). 12-§. Куч чизиқлари (20). 13-§. Остроградский—Гаусс теоремаси (23). 14-§. Пуассон тенгламаси (30). 15-§. Электр майдонда диполь (32).

III боб. Потенциаллар фарқи 34

16-§. Электростатик майдонда бажарилган иш (34). 17-§. Потенциаллар фарқи (35). 18-§. Ўтказгичларда зарядларнинг мувозанат шартлари (38). 19-§. Потенциаллар фарқи ва майдон кучланганлиги (39). 20-§. Эквипотенциал сиртлар (40). 21-§. Ўтказгичлар орасидаги кучланишни ўлчаш (42). 22-§. Нормал элементлар (43). 23-§. Электр зонд (44). 24-§. Энг содда электр майдонлардаги потенциал (45). 25-§. Берилган зарядлар майдонидаги потенциални ҳисоблаш (47). 26-§. Электростатиканин умуий масаласи (50). 27-§. Электр майдондаги ўтказгичлар (51). 28-§. Кулон қонунини аниқ текшириш (53). 29-§. Учликлар (54). 30-§. Электростатик генератор (55).

IV боб. Электр майдон энергияси 57

31-§. Электр сизим (57). 32-§. Оддий конденсаторларнинг сизими (59). 33-§. Қўзғу таъсирлар методи (62). 34-§. Зарядланган конден-

IX боб. Электромагнит индукция 179

89-§. Электромагнит индукция (179). 90-§. Ленц қонуни (182). 91-§. Электромагнит индукциянинг асосий қонуни (182). 92-§. Магнит кучланиши ўлчаш (187). 93-§. Ҳиндукция (188). 94-§. Модданинг магнит синдирувчанлиги (192). 95-§. Токнинг йўқолиши ва тикланиши (193).

X боб. Магнит майдон энергияси 196

96-§. Токнинг хусусий энергияси (196). 97-§. Магнит майдон энергияси (197). 98-§. Ҳзаро индукция (199). 99-§. Икки токнинг Ҳзаро энергияси (201). 100-§. Магнит майдон мавжудлигида энергиянинг сақланиш қонуни (202). 101-§. Магнит майдондаги механикавий кучлар (205). 102-§. Фарадей — Максвелл босими ва таранглиги (208).

XI боб. Магнетиклар 209

103-§. Муҳитнинг магнитланиши (209). 104-§. Магнетик ичидagi магнит майдон кучланганлиги (211). 105-§. Магнит индукция вектори (212). 106-§. Магнетикларда магнит майдон қонуни (214). 107-§. Жисм шаклининг магнитланишга таъсири (217). 108-§. Магнит индукция чизиқларининг синиши (219). 109-§. Моддаларнинг магнит хоссалари. Диамагнетизм ва парамагнетизм (223). 110-§. Ферромагнетизм (225). 111-§. Магнитлантириш иши (229). 112-§. Магнит материаллар. Ферритлар (232). 113-§. Магнит зарядлар. Магнетизмнинг формал назарияси (233). 114-§. Магнит Ҳзаро таъсирга муҳитнинг таъсири (236). 115-§. Молекуллар токларининг табиати (238). 116-§. Магнитомеханик ва меҳаномагнит ҳодисалар (241). 117-§. Электроннинг магнит ва механикавий моментлари (243). 118-§. Пара- ва диамагнетизмнинг тушунтирилиши (244). 119-§. Ферромагнетизмнинг тушунтирилиши (247).

XII боб. Магнит оқимдан техникада фойдаланиш. Генераторлар ва двигателлар 254

120-§. Магнит занжирлари (254). 121-§. Электромагнитлар (257). 122-§. Магнит оқимнинг тармоқланиши (258). 123-§. Ҳзгарувчан ток генераторлари (260). 124-§. Ҳзгармас ток генераторлари (262). 125-§. Ҳзгармас ток электр двигатели (264). 126-§. Синхрон двигателлар (265). 127-§. Икки фазали ток (267). 128-§. Ҳч фазали ток (268). 129-§. Вектор диаграммалар (272). 130-§. Айланувчи магнит майдон (275).

XIII боб. Электр ва магнит майдонларнинг Ҳзаро айланиши. Максвелл назарияси 279

131-§. Ҳюрмавий электр майдон (279). 132-§. Ҳюрмавий тоқлар (282). 133-§. Трансформатор (284). 134-§. Ҳзгарувчан токнинг синкб чиқарилиши (синк-эффект) (287). 135-§. Индукцион теғлаткич (287). 136-§. Силжиш токи (290). 137-§. Максвелл теғламалари (294). 138-§. Дифференциал шаклдаги Максвелл теғламалари (295). 139-§. Максвелл назариясининг аҳамияти (293). 140-§. Ҳаракатланаётган жисмлардаги электромагнит майдон (300). 141-§. Электромагнит ҳодисалар учун нисбий ҳаракат муҳимдир (303). 142-§. Ҳаракатланаётган Ҳтказгичлардаги электромагнит индукция (305). 143-§. Лорентц алмаштиришлари (307).

ЭЛЕКТРОН ВА ИОН ҲДИСАЛАРИ

XIV боб. Металлар ва яримҲтказгичларда электр токнинг табиати . . 311

144-§. Электрон заряди катталигини ўлчаш (311). 145-§. Металларда заряд ташувчиларининг табиати (314). 146-§. Электр қаршиликнинг сабаби (316). 147-§. Металларнинг классик электрон назарияси (318). 148-§. Ҳта Ҳтказувчанлик (322). 149-§. Металлар классик электрон назариясининг қўлланилиш чегаралари (327). 150-§. Металларда электронлар концентрацияси ва ҳаракатчанлиги (328). 151-§. ЯримҲтказгичлар ва изоляторлар (331). 152-§. ЯримҲтказгичларнинг хусусий электр Ҳтказувчанлиги (332). 153-§. ЯримҲтказгичларнинг аралашмалы Ҳтказувчанлиги (335). 154-§. Энергетик зоналар ҳақида тушунча (336). 155-§. Электронларда импульс ва энергия тақсироти (342).

XV боб. Вакуумда электр тоқлари 346

156-§. Электрон эмиссия (346). 157-§. Вакуумли диоднинг вольт-ампер характеристикаси (347). 158-§. Тўйиниш токнинг температура боғлиқлиги (350). 159-§. Электрон лампа тўйилагич сифатида (352). 160-§. Ҳч электродли электрон лампалар (триодлар) (353). 161-§. Электр сигналларини кучайтириш (357). 162-§. Электр флукуациялар (361). 163-§. Иккиламчи электрон эмиссия (363). 164-§. Кўп тўрли лампалар (365). 165-§. Электрон эмиссия (366).

XVI боб. Газлардаги разрядлар 367

166-§. Газларнинг ионланиши (367). 167-§. Электронлар зарбидан ионланиш (368). 168-§. Газларда ионлар ҳаракати (370). 169-§. Мустақил ва мустақил бўлмаган разрядлар (372). 170-§. Мустақил разрядларнинг пайдо бўлиши (373). 171-§. Елқин разряд (377). 172-§. Ҳчқун разряд (381). 173-§. Тож разряд (383). 174-§. Яшин (385). 175-§. Ей разряд (386). 176-§. Электр разрядларнинг барқарорлиги (389). 177-§. Плазма (393).

XVII боб. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонлардаги ҳаракати 395

178-§. Зарядланган зарраларнинг бир жинсли электр майдондаги ҳаракати (395). 179-§. Зарядланган зарраларнинг бир жинсли магнит майдондаги ҳаракати (397). 180-§. Циклотрон (398). 181-§. Электронларнинг солиштирма зарядини магнит фокуслаш методи билан аниқлаш (401). 182-§. Магнетрон (402). 183-§. β-нурларнинг солиштирма зарядини аниқлаш (405). 184-§. Электронларнинг солиштирма зарядини ўлчаш натижалари (407). 185-§. Циклотрон (диамагнит) резонанси (409). 186-§. Эффектив масса (411). 187-§. Электрон дасталарнинг қайтиши ва синиши. Электрон ва ион оптикиси (412). 188-§. Электрон осциллограф (416).

XVIII боб. Электролитларда электр ток 418

189-§. Фарадейнинг электролиз қонуни (418). 190-§. Электролитик диссоциация (420). 191-§. Ионларнинг электролитлардаги ҳаракати (424). 192-§. Электролитларнинг электр Ҳтказувчанлиги (426). 193-§. Кўйиш соялари. Электролитик ионларнинг ҳаракатчанлиги (427). 194-§. Электрод потенциалы (430). 195-§. Токнинг химиявий мабдалари (434). 196-§. Электролитнинг парчаланиш кучланиши (439). 197-§. Аккумуляторлар (441).

XIX б.б. Контактлардаги электр ҳодисалар 442

198-§. Контакт потенциаллар фарқи (443). 199-§. Термоэлектр (447). 200-§. Пельтье эффекти (449). 201-§. Томсон эффекти (454). 202-§. Термоэлектр ҳодисасининг қўлланиши (456). 203-§. Яримўтказгичлардаги электрон-тешик ўтишлар (458). 204-§. Яримўтказгичли диодлар (462). 205-§. Яримўтказгичлардаги мувозанатсиз электронлар ва тешиклар (464). 206-§. Яримўтказгичли кучайтиргичлар (467).

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

XX б.б. Хусусий электр тебранишлар 469

207-§. Хусусий электр тебранишлар (469). 208-§. Тебранишларнинг сўниши (472). 209-§. Хусусий электр тебранишлар тенгламаси. Сўниш бўлмагандаги тебранишлар (474). 210-§. Сўниш бўлгандаги тебранишлар (477). 211-§. Тебранишларни сақлаш. Учқунли контур (481). 212-§. Автотебраниш системалари (482). 213-§. Манфий қаршиликлардан фойдаланиш (483). 214-§. Лампали генераторлар. Тескари боғланиш (485). 215-§. Ўз-ўзидан уйғониш шартлари (488). 216-§. Релаксацион тебранишлар (489).

XXI б.б. Мажбурий электр тебранишлар. Ўзгарувчан токлар 491

217-§. Ўзгарувчан ток занжирида қаршилик (492). 218-§. Ўзгарувчан ток занжирида сўғим (493). 219-§. Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик (496). 220-§. Ўзгарувчан токлар учун Ом қонуни (498). 221-§. Кучланишлар (501). 222-§. Тебранишларнинг қарор топиши (505). 223-§. Ўзгарувчан токнинг иши ва қуввати (507). 224-§. Ўзгарувчан токларнинг тармоқланиши (511). 225-§. Токлар резонанси (512). 226-§. Параметрик резонанс (516). 227-§. Комплекс катталиклар (518). 228-§. Комплексе қаршиликлар (522).

XXII б.б. Ўтказгич бўйича тарқалувчи электромагнит тўлқинлар 527

229-§. Параметрлари тақсимланган системалар (527). 230-§. Симлар бўйича электромагнит импульс тарқалиши (528). 231-§. Электромагнит тўлқинлар (530). 232-§. Турғун электромагнит тўлқинлар (532). 233-§. Икки симли линиянинг хусусий тебранишлари (537). 234-§. Турғун электромагнит тўлқинларни экспериментал тадқиқ қилиш (539). 235-§. Очiq вибраторлар (541). 236-§. Ғалтаклардаги турғун тўлқинлар (542).

XXIII б.б. Эркин электромагнит тўлқинлар 543

237-§. Эркин электромагнит тўлқинларнинг ҳосил бўлиши (543). 238-§. Тўлқин тенглама (544). 239-§. Яссин электромагнит тўлқинлар (546). 240-§. Электромагнит тўлқинларнинг ҳосиллари (548). 241-§. Электромагнит тўлқинларни экспериментал текшириш (549). 242-§. Электромагнит тўлқинлар энергияси (553). 243-§. Элементар диполь (557). 244-§. Электромагнит тўлқинларнинг босими (560). 245-§. Электромагнит майдон импульси ва массаси (562). 246-§. Ҳаракатланаётган заряднинг электромагнит массаси (565).

XXIV б.б. Электромагнит тўлқинларнинг алоқа мақсадларида қўлланиши 566

247-§. Радиоалоқа принципи (566). 248-§. Тебранишларни модуляциялаш (568). 249-§. Радиопередатчик (571). 250-§. Тебранишлар демодуляцияси. Радиоприёмник (573). 251-§. Гетеродин усули (576). 252-§. Супергетеродинли приёмник (576). 253-§. Яримэркин электромагнит тўлқинлар (578).

ҚЎШИМЧАЛАР

1. Кавендиш ва Максвелл тажрибаларининг назарияси (28-§ га) (580). 2. Куч чизиқлари ва ток чизиқлари (61-§ га) (583). 3. Контур тоқлар методи (70-§ га) (583). 4. Максвелл релаксация вақти (73-§ га) (585). 5. Икки токнинг ўзаро энергияси (ихтиёрий контурлар) (99-§ га) (586). 6. Лармор теоремаси (115-§ га) (587). 7. Богуславский—Лэнгмюр қонуни (157-§ га) (588). 8. Электр разрядларнинг барқарорлиги (176, 213-§ га) (589). 9. Циклотрон резонансини тушунтириш (185-§ га) (592). 10. Диполнинг электромагнит майдони (243-§ га) (595). 11. Электромагнит тўлқинларнинг босими (244-§ га) (598).

ИЛОВАЛАР

1. Гаусс бирликлар системаси (600). 2. Электр ва магнит бирликлар жадвали (608).

На узбекском языке

СЕРГЕЙ ГРИГОРЬЕВИЧ КАЛАШНИКОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Учебное пособие для студентов
физических специальностей ВУЗов

*Перевод с русского четвертого дополненного
издания издательства «Наука», М., 1977 г.*

Издательство «Ўқитувчи»

Ташкент — 1979

Таржимонлар: Ғ. Обидов, М. Усмонов

Редактор М. Пўлатов

Бадний редактор Ғ. Саин

Техредактор Т. Золотилова

Корректор Қ. Содиқов

ИБ № 1095

Тираж берилди 3. 11. 1978 й. Босилга рухсат этилди 3. 03. 1979 й. Формати 60x90¹/₁₆. Тип. қотам № 3. Кегли 10 экзонка. Ҳўқор қосма усулида босилди. Шарҳи 6. л. 38,5. Намр. л. 40,46. Тиражи 10000. Зак № 2153. Баҳоси 1 с. 40 т.

«Ўқитувчи» нашриёти, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шарҳнома 120-78.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва қитоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқарув бirlашмасининг полиграфкомбинати, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1979 й.

Полиграфкомбинат Ташкентского полиграфического производственного объединения «Матбуот» Государственного комитета УзССР по делам издательства, полиграфия и книжной торговли. Ташкент, ул. Навои, 30.

