

С. ТУРСУНОВ, Ж. КАМОЛОВ

# УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

*Проф. Б. М. Мирзааҳмедов таҳрири остида*

ТОШКЕНТ «УЎҚИТУВЧИ» 1996

**Тақризчилар:** Фарғона давлат дорилфунунининг  
проф. *А. У. Раҳимов*, Низомий номли  
Тошкент Давлат педагогика институ-  
тининг проф. *Б. М. Мирзааҳмедов*...

Ушбу қўлланма Ўзбекистон Республикаси Халқ таълими Вазир-  
лиги Илмий-методика маркази томонидан педагогика институтлари-  
нинг математика, умумтехника ва меҳнат, кимё, биология ихтисослари  
талабалари учун мўлжалланган. Бу қўлланмадан техник олий ўқув  
юртлари ҳамда дорилфунунларнинг физик бўлмаган ихтисосидаги  
талабалари тўлиқ фойдаланишлари мумкин. Булардан ташқари, ўрта  
мактаб, лицей ўқитувчилари ҳамда ўқувчилари учун ҳам фойдалидир.

Т. 91

**Турсунов С., Камолов Б.**

**Умумий физика курси: Электр ва магнетизм**  
/Б. М. Мирзааҳмедов таҳрири остида.— Т.: Ўқи-  
тувчи, 1996.—280 б.

1. Автордош.

ББК 22.33я73

Т  $\frac{430620000 - 131}{353 (04) - 96}$  36—94

© «Ўқитувчи» нашриёти. 1996

ISBN 5—645—02144—4

## СУЗ БОШИ

Ҳозирги кунда республикадаги кўпчилик педагогика институтларида «Математика» ҳамда «Умумтехника фанлари ва меҳнат» ихтисослиги бўйича таҳсил олувчи талабалар физика фанини ўрганишда техник олий ўқув юртлари ёки физика мутахассислиги учун чиқарилган ўқув қўлланмаларидан фойдаланадилар. Аммо бу қўлланмалардаги материаллар физикадан халқ таълими вазирлиги томонидан тасдиқланган дастур материалларини тўлиқ қамраб олмайди. Шунинг учун Низомий номли Тошкент Давлат педагогика институти физика кафедрасининг кўп йиллик илмий ва педагогик иш тажрибаларига эга бўлган аъзолари юқорида зикр қилинган мутахассисликлар учун мўлжалланган ўқув қўлланмасининг «Умумий физика курсининг» «Механика» бўлимини 1989 йилда, «Молекулляр физика ва термодинамика асослари» бўлимини 1992 йилда нашр қилдирган эдилар. Ушбу қўлланма умумий физика курсининг набатдаги «Электр ва магнетизм» бўлиמידир.

Қўлланмада юқорида зикр қилинган ихтисосликлар учун мўлжалланган дастурдаги материаллар тўлиқ ёритилди. Тўлаликни таъминлаш мақсадида айрим қўшимча материаллар ҳам киритилган. Мактаб физика курсидан олинган билимлар эътиборга олиниб, давомийликни сақлашга интилдик. Шунинг учун ҳам барча материаллар халқаро бирликлар системаси (СИ) да баён қилинди.

Ушбу қўлланманинг қўлёзмасини ўқиб чиқиб, ўзларининг қимматли фикр ва мулоҳазаларини берганликлари учун Фарғона Давлат дорилфунунининг физика ўқитиш методикасининг мудир, профессор А. У. Раҳимовга, Низомий номли Тошкент Давлат педагогика институтининг физика ўқитиш методикаси кафедрасининг профессори Б. Мирзааҳмедов, умумий ва экспериментал физика кафедрасининг мудир, доцент И. Исmoilов, электр ва радиотехника кафедрасининг доцент С. Алиев, ТДД умумий физика кафедрасининг катта ўқитувчиси Р. Юсупов ўртоқларга муаллифлар ўзларининг чуқур миннатдорчиликларини билдирадилар. Шунингдек, ушбу қўлланманинг қўлёзмаси билан танишиб, ўзларининг фикр ва мулоҳазаларини тақриз орқали билдирган барча ҳамкасбларга ташаккур изҳор этадилар.

*Муаллифлар*

## КИРИШ

Ўз замонасида юнон тўқувчи қизлари мокининг учига ўрнатилган қаҳрабо тўқиш жараёнида ип-толаларига тегиб ишқаланиши натижасида, ўзига энгил нарсаларни тортиш хусусиятига эга бўлиб қолганини сезишган. Тўқувчи қизлар сезган бу ҳодиса «қаҳрабо ҳодисаси» деб номланган бўлса-да, кейинчалик «электр ҳодиса» деб атала бошланди. Ишқаланиш натижасида ўзига энгил жисмларни тортиш хусусиятига эга бўлиш ҳодисаси, «электрланиш» деб, бундай хусусиятга эга бўлган жисмлар эса «электрланган» (ёки электр зарядга эга) жисмлар деб юритила бошланди. Тажриба асосида электрланган жисмларнинг ўзаро таъсири бир-бирларини тортишиш ёки итаришиш кўринишида намён бўлиши аниқланган. Уша даврда икки тур зарядлар борлиги қайд қилиниб, терига шиша ишқаланганда, шишада ҳосил бўлган заряд шартли равишда «мусбат», терида ҳосил бўлган заряд эса «манфий» деб олинган. Шунингдек, эбонит жунли матога ишқаланганда эбонит — манфий, мато — мусбат зарядга эга бўлади. Бир хил ишорали зарядлар ўзаро итаришиши, ҳар хил ишоралилари эса тортишиши тажрибаларда аниқланган. Кўп асрлар ўтиб ниҳоят XVI асрда инглиз олими В. Гильберт қаҳрабодан бошқа 20 дан ортиқ модда ўзаро ишқаланганда ҳам тортиш хоссасига эришишларини аниқлаган.

Орадан қарийб 200 йил ўтгач, В. Франклин, М. В. Ломоносов ва Г. В. Рихман (XVIII аср) ўз тажрибалари билан атмосферада рўй берадиган «яшин» электр ҳодисаси эканлиги исбот қилганлар. Ниҳоят, XVIII асрнинг охирларида (1784—1785 йиллар) Ш. Кулон ўзи ясаган буралма тарози ёрдамида ўтказган тажрибаси асосида электр зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини ифодаловчи қонунни топган. Шундан сўнг, кейинги икки аср ичида кўп мамлакатларда тад-



қиқот ишларини олиб борган олимлар ўзларининг кузатиш ва тажрибалари асосида дуч келган янги далилларни гипотеза ёки назария билан тушунтиришга уринганлар. Олимлар, нуқтавий электр зарядлар, элементар магнит қутблари ёки иккита параллел электр токи элементлари орасидаги ўзаро таъсир кучи мавжудлигини кузатгач, XIX асрнинг иккинчи ярмигача Ньютоннинг бутун Олам тортишиш қонунига тақлид қилиб, узоқ масофадан таъсир бор деб қараганлар. Ампер, Пуассон, Гаусс, Остроградский, Вебер, Кирхгоф каби олимлар расмий шаклда математик аппаратдан фойдаланиб, назарий ҳисоблаган бўлишларига қарамай, узоқдан таъсир бўлишининг физик маъноси очилмай қолган.

Электр ва магнит майдон назариясининг асосчиси Фарадей жисмларнинг электрланиши ёки магнитланишида уларни ўраб олган эфирда эластик деформация ва бунга боғлиқ таранглик ва босим каби қандайдир ўзгариш рўй бериши асосида жисмларнинг электромагнит ўзаро таъсирини тушунтирган. Узаро таъсир кучлари мавжуд бўлган бу фазони *электромагнит майдон* деб атаганлар.

Фарадей айтган электромагнит майдоннинг мавжудлиги ҳақидаги фикрини орадан 20—25 йил ўтгач, Максвелл ривожлантирди. Максвелл тажрибадан топилган қонунларни умумлаштириб, ўз назариясининг асосий тенгламаларини олди. Бу тенгламалар асосида электромагнит тўлқинларнинг мавжудлигини, ёруғликнинг электромагнит табиатини назарий кашф қилади. Электромагнит тўлқинларни биринчи бўлиб Г. Герц тажрибада олди. Электромагнит тўлқин механик тўлқин бўлмай, вакуумда 300000 км/с тезлик билан тарқалувчи тўлқин бўлиб, материянинг махсус шакли каби мавжуддир.

XIX асрнинг охири ва XX асрнинг бошларига келиб Лорентц Максвелл назариясини ривожлантириб, классик электрон назарияга асос солди.

Шундай қилиб, кўп асрлар давомида, электр ва магнетизм ҳақида тажриба ва назарий маълумот ривожланиб, электр ва магнит майдон тушунчалари, уларнинг табиати ҳақидаги фикрлар шакллана борди.

## 1 БОБ. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

### 1-§. Жисмларнинг электрланиши. Заряднинг сақланиш қонуни

Тинч ҳолатда бўлган зарядлар ва улар атрофида мавжуд бўлган электр майдоннинг ўзаро таъсирини миқдорий боғланиш билан ўрганувчи бўлимга *электростатика дейилади*. Аввало, жисмларнинг электрланишига оид баъзи ҳодисаларни кўриб чиқайлик.

Электрланишни уч усул билан амалга ошириш мумкин: ишқаланиш йўли билан, теккизиш йўли билан ва таъсир орқали.

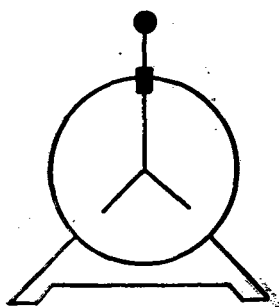
Ишқаланиш ёки таъсир усули билан айрим жисмлар электрланганда, улардан бири мусбат зарядланса, иккинчиси манфий зарядланади ва ҳамма вақт бу зарядларнинг миқдорлари ўзаро тенг бўлади. Бошқача айтганда, нейтрал жисмдаги мусбат ва манфий зарядларнинг миқдорлари ҳамма вақт ўзаро тенг бўлади. Нечта мусбат заряд бўлса, манфий заряд ҳам шунча бўлади. Яккаланган системадаги зарядлар миқдори вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу ҳол *зарядларнинг сақланиш қонуни* деб юритилади.

Ҳозирги вақтда ҳамма ўрта мактабнинг, ҳатто 8-синф ўқувчиларига ҳам Резерфорд тажрибасининг кинолавҳасини кузатишлари асосида олган билимларидан бизга маълумки, биз билган водород (H), гелий (He), кўмир (C), азот (N), кислород (O) ва ҳ. к. (Менделеев жадвалидаги) 100 дан ортиқ элемент атомларининг  $10^{-36}$ — $10^{-39}$  м<sup>3</sup> ҳажмли ядросида массалари қарийб бир хил мусбат зарядли протон ва зарядсиз нейтронлар жойлашган бўлиб, унинг атрофида протонлар сони (Менделеевнинг даврий системасида элементнинг тартиб рақамини кўрсатувчи сон)га тенг электронлар ҳаракат қилади. Ҳар бир атом ёки умуман ҳар қандай жисмдаги электронлар сони ундаги протонлар сонига тенг бўлса, улар энг яқин ( $10^{-10}$  м) масофада бир-бирларининг ўзаро таъсири билан боғланган бўлиб, атрофдаги бошқа муҳит зарядларига

сезиларли таъсир қилмайди, бундай жисмлар амалда электрланмаган ҳолда бўлганлиги учун *нейтрал жисм* ёки *нейтрал атом* дейилади. Агар маълум бир восита ёки кучли энергетик таъсир билан жисмда  $n$  дона электрон ажратиб олинса, ундаги электронлар сони  $n$  тага камайган бўлади, бундай жисмни мусбат зарядланган жисм деб юритилади, акс ҳолда, яъни жисмдаги электронлар сони, ундаги мусбат зарядли протонлар сонидан кўп бўлса, бу жисм манфий зарядланган дейилади. Кўпинча, металллар тезгина электронларидан ажралиб мусбат зарядланади, газлар эса (водороддан бошқалари), манфий зарядланади. Шунинг учун ҳам электрланишда бир жисм  $n$  дона манфий зарядни иккинчи жисмдан ажратиб олса, иккинчисидан  $n$  дона ортиқча мусбат зарядлар қолган бўлади. Ҳамма вақт нейтрал жисмлардаги мусбат ва манфий зарядлар сони ўзаро тенг бўлиб, уларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади. Бу ҳол ҳам электр миқдорининг сақланиш қонунини тасдиқлайди.

Кулон ўз қонунини амалий исботлар билан таклиф этганда тинч ҳолдаги зарядларнинг масофа (узоқ) дан туриб таъсир этишини асос этиб олган, аммо Фарадей эса 19-асрнинг бошларида зарядлараро таъсир бўш оралиқ орқали ўз-ўзидан ўтмайди, оралиқда, албатта мавжуд бўлган бирор муҳит воситаси билан рўй беради деган эди, кейинчалик бу «муҳитни» электр майдон деб юритишга одатланиб қолинган. Ҳақиқатан, бундай материя — муҳитнинг бор эканлигини вакуумдаги бирор нуқта заряд атрофига бошқа бирор заряд киритилганда ҳам куч таъсири рўй бериши билан аниқланган. Майдондаги куч чизиқлари ва бу куч чизиқларининг зичлигига қараб, унинг ҳар бир нуқтасида рўй берувчи таъсир кучининг миқдори ҳақида ҳам фикр юрита оламиз. Қандай восита билан бўлмасин объектив борлиқнинг ҳаракат шакли ёки у билан рўй берувчи хоссасининг онгимизда акс этиши, тасвир қолдириши сезилса, у *материя* дейилади. Таърифга кўра модда материянинг бир шакли бўлгани каби, майдон ҳам материянинг бир шаклидир.

Аниқ текширишлар модда ва майдоннинг табиати бир хил бўлмаса ҳам бир неча хоссалари умумий, яъни бир-бирига тўғри келганлигини кўрсатди. Модда объектив (одамнинг онгига боғлиқ бўлмаган) борлиқ, майдон ҳам объектив борлиқ. Модда энергияга эга, май-



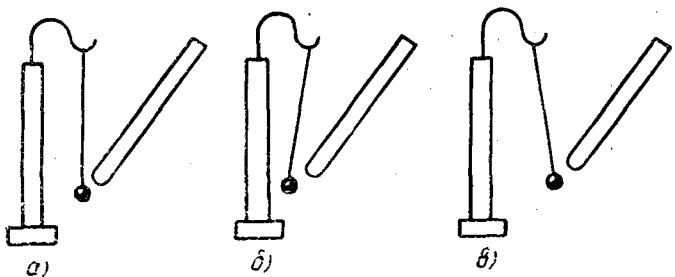
1- расм.

дон ҳам энергияга эга, модда ҳаракат ва ўзгариш (айланиш) хоссаларига эга, майдон ҳам худди шундай хоссаларга эга ва ҳоказо. Модда ўз табиати ва хоссалари билан 100 дан ортиқ кимёвий элементлар шаклида учраса, майдон ҳам табиати турли бўлган гравитацион (ўзаро тортишиш), электр, магнит, ядро ва ҳоказо объектив борлиқдан иборат. Шунинг учун ҳам майдон материянинг шаклларида бир туридир.

Биз энди бир неча ҳодисани кузатайлик.

Жисмнинг электрланган эканлигини кўрсатувчи асбоб электроскопнинг ташқи шарчасига (1-расм) бир парча териға ишқаланган шиша таёқчасини тегизсак, асбоб ичида жойлашган металл стержень учига ёпиштирилган юпқа қоғоз япроқчалари бир-биридан узоқлашади; агар шу ҳолда, тажриба учун, шиша таёқча ўрнига эбонит таёқчани олиб, уни мовут парчасига ишқалангандан сўнг шарчага тегизсак, қоғоз япроқчалари аввал бир-бирига тегиб, яна бир-биридан узоқлашади.

Штатив елкасига бир учига юпқа қоғоз парчаси ёпиштирилган ипак ипни осгач, унга териға ишқаланган шиша таёқчасини яқинлаштирганимизда, япроқчалар югуриб келганича шишага тегиб (2-а расм), унинг зарядидан олгач, ундан қочади, (2-б расм), шу ҳолда шиша таёқча ўрнида мовутга ишқаланган эбонит та-

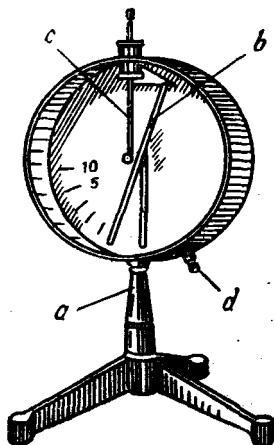


2- расм.

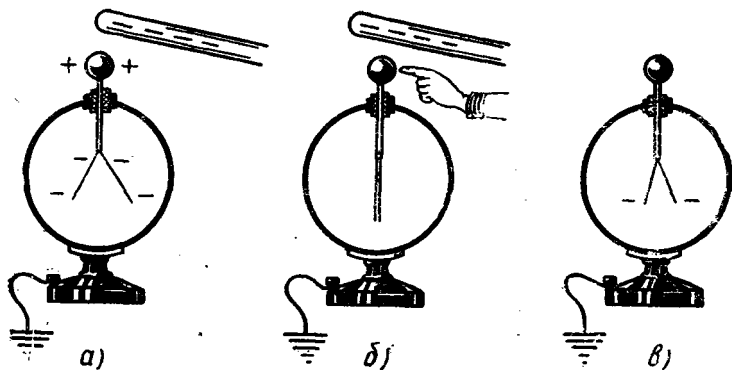
ёқчани яқинлаштирадик, шишадан қочган япроқчалар эбонитга тортилади (2-в расм). Бу тажриба электр зарядлари икки турли эканлигини кўрсатгани учун шартли равишда шиша заряди мусбат (+) ва эбонит заряди манфий (-) ишорали деб қабул қилинган, яъни бир исмли [фақат (+) ёки (-)] зарядлар бир-биридан қочади, икки исмли [(+) ва (-)] зарядлар бир-бирини тортади, дейилган.

Агар электроскоп япроқчалари қаршисига бирор экран ўрнатиб, заряднинг оз-кўплигига қараб япроқча оғишига мос чизиқлар чизиб қўйсақ, у билан заряд миқдорини ўлчаш мумкин бўлади. Бундай шқалали электроскоп *электрометр* (3-расм) деб юритилади.

Электрометр *a* оёқчага ўрнатилган икки томони ойна билан беркитилган металл гардиш бўлиб, унинг ичига гардишдан изоляцияланган ҳолда *c* металл таёқча, таёқчага эса бурилта оладиган қилиб *b* стрелка, гардишнинг пастки қисмига, уни ерга улаш учун *d* клемма ўрнатилган. Ойнанинг бир томони даражаланган.



3- расм.



4- расм.

Биз юқоридаги тажрибада шиша ёки эбонит таёқчаларнинг ишқалаш натижасида электрланганини кўрдик. Металлларни ишқаламасдан ёки тегмасдан ҳам электрлаш мумкин.

Нейтрал ҳолдаги электроскоп шарчасига манфий электрланган эбонит стержень яқинлаштирилса (4-а расм), шарчадаги электронлар электроскоп япроқлари орқали ҳаракатланиб шарчадан узоқлашиб боради, япроқчалар бир-биридан қочади, бу манфий зарядлар сонига тенг мусбат зарядлар шарчада эбонитдаги манфий зарядлар билан боғланган ҳолда қолади. Шу ҳолда шарчага бармоғимизни тегизсак (4-б расм) япроқчалардаги электронлар биз орқали ерга ўтиб кетади, электроскоп япроқчалари тушиб нейтрал ҳолга келади, бармоқларимизни олсак ҳам, электроскоп заряд йўқлигини кўрсатади. Энди эбонит таёқчани электроскоп шарчасидан узоқлаштирамиз, бунда эбонитнинг манфий зарядлари билан боғланган ҳолда ажралиб турган мусбат зарядларга япроқчалардан электронлар ўтиб, унда мусбат зарядлар ажралиб қолади ва натижада электроскоп япроқчалари оғиб, заряд борлигини кўрсатади (4-в расм). Бу ерда шарчадаги мусбат зарядларнинг бир-биридан қочиши натижасида, уларнинг бир қисми япроқчаларга ўтгандек сезилади. Бу усулда зарядлаш, *электр таъсир (индукция) усулида зарядлаш* деб юритилади. Ҳозирча юқорида қисқагина айтилган маълумот билан чегараланамиз.

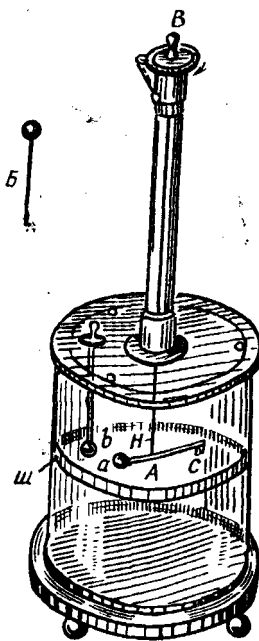
## 2- §. Кулон қонуни

Жисмни электрланган ва нейтрал ҳолда тарозида тортиб кўрганда ҳам оғирлик фарқини сезиш мумкин эмас. Баъзилар илгариги замонда электр заряди «вазносиз суюқлик» бўлса керак, уни бир идишдан иккинчисига қуйиш мумкин деб ҳам ўйлаганлар.

XVIII аср охирларида (1785 йил) француз физиги Шарль Кулон электрланган жисмларнинг ўзаро таъсир кучи оз ёки кўп бўлишини сезиб, электрланган жисмда электр заряд миқдори оз ёки кўп бўлиши мумкинлигини пайқагач, «заряд миқдори» деган атамани ишлатади.

Зарядларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш учун Кулон махсус буралма тарози ясаб, у билан ўтказган тажрибалари асосида ўз қонунини кашф этган.

Кулон тарозисининг тузилиши 5-расмда кўрсатилган. Ингичка эластик металл  $H$  симга енгил ва изоляцияланган  $A$  шайин ўртасидан осилган бўлиб, унинг бир учидан металл шарча, иккинчи учидан мувозанатловчи посонги  $c$  юкчаси бор. Симнинг юқори учи айлан-тириладиган ва неча градусга бурилишини ўлчай оладиган дискалик  $B$  дастага беркитилган. Катталиги худди шу  $a$  шарчанинг катталигича бўлган ва изоляцияланган стержень учига маҳкамланган ичига киритилган ва  $a$  билан бир хил баландликда ўрнатилган.  $a$  ва  $b$  шарчаларни ихтиёрый заряд миқдори билан электрлаш учун уларнинг бирига учинчи  $B$  диэлектрик даста учиданги зарядланган металл шарчани тегизамиз. Энди  $a$  ва  $b$  шарчалар бир-бирига тегизилса, тенг миқдорда зарядланган шу шар-



5-расм.

чалар бир-бирларини итариб, бирор узоқликда мувозанатга келиб тўхтаб қолади, улар орасидаги масофани асбоб деворидаги  $Ш$  шкала орқали ўлчаш мумкин. Кейин асбобнинг  $B$  дастаси орқали симни бураб, шарчалар орасидаги масофа камайтира борилади ва турли бурчакларда шарчаларнинг мувозанатда бўлиш пайтида улар орасидаги масофалар ҳам ўлчаб борилади.

Механикадан биламизки, эластик деформацияда бурилиш бурчаги айлантириш моментига мутаносиб бўлади, аввалдан тажриба қилиб симнинг бурилиш деформация коэффиценти (бурилиш бурчак бирлигига тўғри келган куч миқдори) ни аниқлаб олиб, зарядларнинг ўзаро таъсир кучи (бурилиш куч momenti орқали) ни аниқлаб (амалда зарядли шарчаларни исталган масофага келтириб мувозанатда сақлаб) унга тўғри келган масофани ёзиб олгач, зарядларнинг ўзаро таъсир кучи  $F$  масофанинг квадратига тескари про-

порционал, яъни Кулон топган  $F \sim \frac{1}{r^2}$  хулосага келамиз. Кулон яна бир қатор тажриба қилиб зарядларнинг ўзаро таъсир кучи заряд миқдорига қандай боғлиқ эканлигини алоҳида текширган. Бунинг учун  $a$  ёки  $b$  шарчасига тегиш билан ундаги зарядни ерга ўтказиб, сўнгра  $a$  шарча  $b$  шарчага тегизилса, бир хил миқдорда қолдиқ зарядли шарчалар бир-биридан узоқлашиб, маълум масофада мувозанатга келиб, тўхтаб қолади. Бу ҳолда шарчалардаги заряд миқдори уларнинг ҳар бирида икки марта камайганда, шу масофага мос ўзаро итариш куч тўрт марта камайганини топган. Бу тажрибада  $a$  ва  $b$  шарчаларнинг ҳар бирида биринчи тажрибада  $q$  заряддан бўлганда, улар орасидаги масофа  $r$  га, таъсир этувчи куч эса  $F$  га тенг бўлса, ҳар бир шарчадаги зарядлар миқдори  $\frac{q}{2}$  дан

қолган иккинчи тажрибада, яна  $B$  дастани бураш орақали шарчалар ораси шу  $r$  масофага келтирилганда таъсир куч 2-2 марта камайган, бу тажрибадан зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи шу зарядлар миқдорига, яъни зарядлар кўпайтмасига тўғри пропорционал, деган хулоса келиб чиқади.

Агар  $b$  шарчани зарядланмаган ҳолда  $a$  шарчага тегизсак, ундаги заряд миқдорининг ярми  $b$  га ўтиб,  $a$  даги заряд миқдори икки марта камаяди, дастани бураш билан зарядлар орасидаги масофани ўзгартирмасдан, куч ўлчанса, унинг қиймати биринчи тажрибадагидан тўрт марта камаяди. Зарядсиз  $B$  шар билан худди шундай тажрибани ( $b$  га тегизиб) такрорласак, бунда ҳам  $b$  шардаги заряд икки марта камайганидан кўчнинг яна тўрт марта камайганига ишонган, бундан ўзаро таъсир куч  $a$  ҳамда  $b$  шарчалар зарядига мутаносиб эканлиги аниқ бўлган, яъни куч  $F \sim q_a \cdot b_b$ , умумий ҳолда  $F \sim q_1 \cdot q_2$ . Масофага нисбатан шарларнинг радиуси  $R \rightarrow 0$  даражада кичик бўлса, ундаги зарядларни нуқтада тўпланган, яъни нуқтавий заряд деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда  $q_1$  ва  $q_2$  нуқтавий зарядлар учун Кулон қонунига тубандаги таърифни бериш мумкин; иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи зарядлар кўпайтмасига тўғри, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, уларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйича йўналгандир.

Кулон қонунининг математик ифодасини тубандагича ёзиш мумкин:



$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

ёки вектор кўринишида

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{F}_{21}, \quad (1.2)$$

$\vec{F}_{12}$  ва  $\vec{F}_{21}$  биринчи заряднинг иккинчи зарядга ва иккинчининг биринчига таъсир кучи;  $k$  — заряд, масофа ва кучларни ўлчаш учун қабул қилинган бирликлар системасига боғлиқ бўлган мутаносиблик коэффициентини.

СИ системасида (1.1) ифодадаги  $k = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0}$  эканлигини ҳисобга олсак, (1.1) қуйидаги

$$F = k \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

шаклда ёзилади.  $\epsilon_0$  — вакуумнинг электр доимийси бўлиб, унинг қийматини аниқлаш учун заряд миқдорлари  $1 \text{ Кл} = 3 \times 10^9 \text{ СГСЭ}$  бўлган нуқтавий зарядларнинг бир-биридан  $1 \text{ м}$  масофада туриб, ўзаро таъсир этиш кучларидан фойдаланамиз. Энди СГСЭ бирликлар системасидаги диналарда ифодаланган зарядлараро таъсир этувчи кучни Ньютонга айлантирайлик:

$$\begin{aligned} F &= \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2)^2} \text{ дина} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дина} = \\ &= \frac{9 \cdot 10^{14}}{10^5} \text{ Н} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Зарядни Кл ларда, масофани эса м ларда ифодалаганимизда, СИ да

$$F = \frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \text{ Н}, \quad \text{яъни} \quad F = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2}. \quad (1.5)$$

(1.4) ва (1.5) кучнинг икки системадаги ифодаси бўлгани учун

$$9 \cdot 10^9 \text{ Н} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2},$$

бундан электр доимийнинг қийматини топамиз:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{1 \text{ Кл}^2}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{А} \cdot \text{с} \cdot \text{Кл}}{\text{Ж} \cdot \text{м}} = \\ &= 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}}{\text{В} \cdot \text{м}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}. \end{aligned}$$

Бирор муҳит (диэлектрик) даги зарядларнинг ўзаро таъсир кучи муҳит таъсири билан вакуумга нисбатан  $\epsilon$  марта кам бўлади, шунинг учун умумий ҳолда Кулон қонуни (1.2)

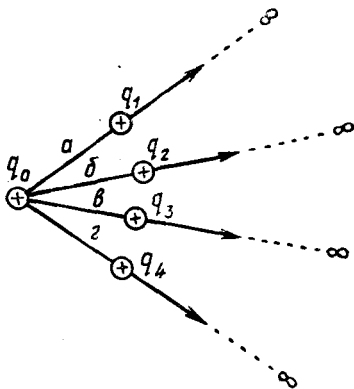
$$\vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.6)$$

шаклда ёзилади, бунда  $\epsilon$  — муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги.

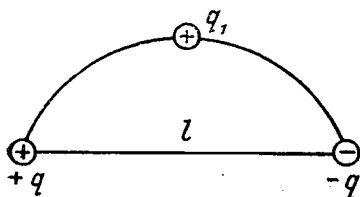
### 3- §. Электр майдон. Майдон кучланганлиги. Майдонлар қўшилиши (суперпозицияси)

Юқорида электр майдоннинг нима эканлигини ва унинг таърифини айтган эдик, энди майдоннинг хоссаларини ўрганамиз.

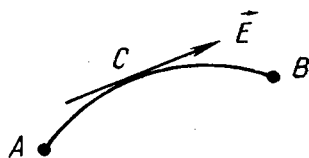
Агар биз бирор 0 нуқтага  $+q_0$  зарядни жойлаштирган ҳолда тинч сақлаб, унинг атрофига қандайдир  $a$ ,  $b$ ,  $c$  нуқталарга синаш учун  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  мусбат зарядларни киритиш билан эркин қўйиб юборсак,  $+q_0$  заряддан тўғри чизиқ бўйлаб (агар олинган нуқталар турли атрофда бўлсалар, радиал бўйлаб) то чексизликкача узоқлашади (6-расм). Бу радиал чизиқлар  $q_0$  заряд жойлашган 0 нуқтанинг ҳамма атрофини тўлдириб, уларнинг қайси бири йўналишида бўлмасин, ихтиёрий нуқтасига келтирилган пайтида қандайдир куч таъсири мавжуд эканлигини кўрамыз. Бундай кучлар векторларининг йўналиши —  $q$  заряд ҳаракати томон йўналган деб қабул қилинган. Агар бирор фазода  $l$  узоқликда  $+q$  ва  $-q$  зарядлар тинч туриб, улар орасидаги бирор нуқтага келтирилган  $+q_1$  заряд эркин қўйиб юборилса, бирор чизиқ бўйлаб  $+q$  дан  $-q$  томон келади (7-расм). Умумий ҳолда  $+q_1$  заряднинг қўйилиш ўрнига қараб ҳаракат траекторияси (изи) ни кўрсатувчи чизиқ тўғри чизиқ эмас, эгри чизиқ бўлиши



6- расм.



7- расм.



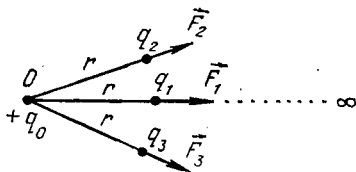
8- расм.

ҳам мумкин. Бу чизиқнинг исталган нуқталаридан зарядга таъсир этувчи куч векторининг йўналиши бу эгри чизиқнинг шу олинган нуқтасидан (8- расм) ўтган уринма чизиқ бўлаб йўналган бўлади. Бундай чизиқларга *электр майдоннинг куч чизиқлари* дейилади.

Куч чизиқлари билан тасаввур этилган электр ҳодисада куч таъсирининг рўй бериши, унинг сабабчиси сифатида бирор моддий муҳит борлигини билдиради. Ана шу физик реаллик — борлиқ биз айтган электр майдонининг ўзгинаси бўлиб, у материя шакллари билан бири ҳисобланади.

Электр майдонни характерловчи бир неча физик катталиклар тушунчаси билан танишиб чиқайлик.

Агар бирор  $O$  нуқтада  $+q_0$  зарядни ўрнаштириб, ундан  $r$  узоқликдаги нуқтага  $q_1, q_2, q_3, \dots$  зарядларни навбатма-навбат келтирсак (9- расм), уларга турли  $F_1, F_2, F_3, \dots$  кучларнинг таъсир этганлигини кўрамиз, аммо шу нуқтага келтирилган ҳар бир заряд миқдори бирлигига тўғри келган кучни ўлчасак, ҳамма келтирилган зарядлар учун бир хил қиймат келиб чиқади, яъни



9- расм.

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \frac{F_3}{q_3} = \dots \quad (1.7)$$

Ҳар қандай  $q$  зарядни келтирганимизда ҳам шу нуқта учун қандайдир битта қиймат

$$E = \frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \dots = \frac{F}{q} \quad (1.8)$$

келиб чиқади.

Бу  $E$  нинг сон қиймати куч чизиги бўйича олинган турли нуқталар учун турлича бўлади. Электр майдоннинг ихтиёрий бир нуқтасида мусбат заряд бирлигига тўғри келган куч миқдори билан ўлчаниб, майдонни характерловчи физик катталиқка майдоннинг шу нуқтадаги **кучланганлиги** дейилади ва  $E$  ҳарфи билан белгила-  
ниб,  $E = \frac{F}{q}$  шаклда ёзилади. Куч вектор бўлгани учун кучланганлик ҳам вектор, яъни

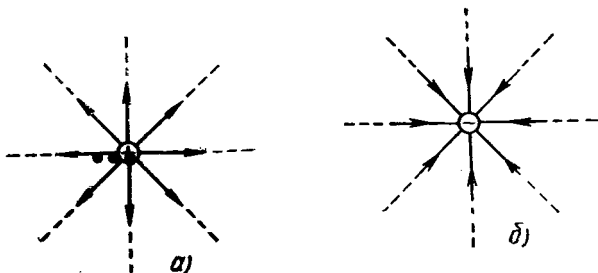
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}, \text{ бундан } \vec{F} = q\vec{E} \quad (1.9)$$

ёзувдан ҳам фойдаланиш мумкин.

Вакуум учун Кулон қонунининг ифодаси

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} \vec{r} \text{ ҳисобга олинса,}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r^2} \vec{r}. \quad (1.10)$$

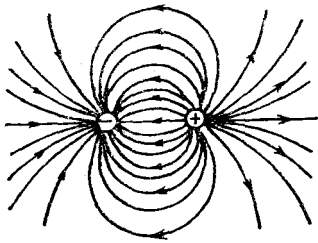


10- расм.

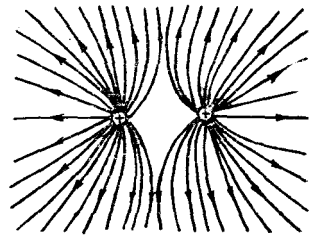
(1.10) га асосан, нуқтавий  $q_0$  заряд атрофидаги электр майдон кучланганлиги шу заряд миқдорига тўғри ва масофа (оралиқ) нинг квадратига тесқари пропорционал деган хулоса чиқади.

Агар электр майдоннинг  $r$  узоқликда олинган нуқтасида кучланганлик  $\vec{E}$  бўлса,  $2r$  узоқликда кучланганлик 4 марта кам бўлади.

Куч чизиқлари орқали тасаввур қилинган турли электр майдон манзаралари 10, 11, 12- расмларда берилган.



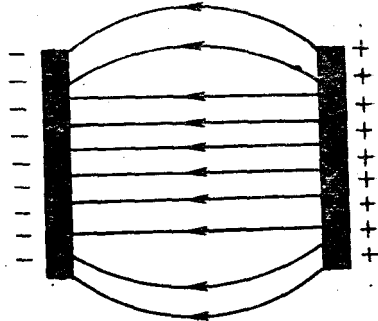
a)



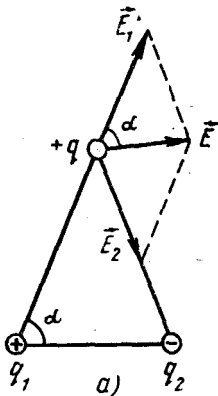
б)

11- расм.

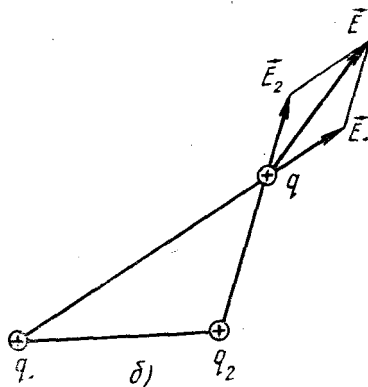
Бирор узоқликда жойлашган  $+q_1$  ва  $+q_2$  зарядларга нисбатан ихтиёрий  $O$  нуқтага  $+q$  зарядни келтирамиз, унинг бирлик миқдорига тўғри келган куч-векторлар, яъни кучланганлик векторлари  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  иккита ўз радиал йўналишида мавжуд бўлиб, уларнинг геометрик йиғиндиси тўлиқ майдоннинг кучланганлик вектори  $\vec{E}$  ни беради, яъни



12- расм.



a)



б)

13- расм.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.11)$$

(13-расм).  $+q$  зарядни  $+q_1$  заряд ўзидан итаради (13-б расм),  $-q_2$  заряд эса ўзига тортади (13-а расм). Бу икки вектор кучланганликлар бир вақтда таъсир этиб,  $+q$  заряд иккала таъсирнинг натижаловчи таъсири остида бўлади. Ана шу умумий йиғинди таъсирининг сон қиймати  $E$ , улар орасидаги бурчак  $\alpha$  деб олинса, (1.11) дан

$$E = \sqrt{E_1^2 + 2E_1E_2 \cos \alpha + E_2^2} \quad (1.12)$$

топилиб,  $\vec{E}$  векторнинг йўналиши  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  лар устига чирилган параллелограмнинг диагонали бўйича йўналган бўлади.

Агар зарядлар жойлашган нуқталар кўп бўлиб, уларнинг ихтиёрий бирор нуқтадаги кучланганликлари  $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots, \vec{E}_n$  бўлса, йиғинди вектор кучланганлик:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n. \quad (1.13)$$

**Натижавий кучланганлик векторининг ташкил этувчи кучланганлик векторларининг геометрик йиғиндисига тенг бўлиши суперпозиция принципи дейилади.**

СИ да  $F = 1 \text{ Н}$  ва  $q = 1 \text{ Кл}$  бўлса, яъни 1 кулон зарядга 1 ньютон куч таъсир этса, шу нуқтадаги кучланганликнинг қиймати кучланганлик бирлиги деб қабул қилинади, яъни СИ да  $E = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}$ .

#### 4-§. Остроградский — Гаусс теоремаси

Бу теоремани ўтишдан аввал баъзи тушунчаларни эслатиб ўтамиз.

**а) Заряднинг сирт зичлиги.**

Жисмга электр заряд берилганда юза бирлигига тўғри келган электр миқдори билан ўлчанадиган катталик зарядларнинг *сирт зичлиги* дейилади. Заряднинг сирт зичлигини  $\sigma$  орқали белгилаймиз.

$S$  юзада  $q$  заряд текис тақсимланган бўлса,

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (1.14)$$

бўлади. Сиртнинг шаклига қараб, сирт эгрилиги турли-

ча бўлган жойларда электр заряднинг сирт зичлиги ҳам турлича бўлади.

Заряд сирт бўйича текис тақсимланмаган ҳолда сиртни жуда майда сирт элементларига бўлиб чиқайлик. У вақтда ҳар бир юза элементида электр зарядни текис тақсимланган деб қараш мумкин. Бу ерда юза элементи  $\Delta S$  га  $\Delta q$  электр заряд тўғри келса, заряднинг ўртача сирт зичлиги

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (1.14^a)$$

бўлади.

Заряд сирт зичлигининг сирт элементига тегишли бирор нуқтадаги ҳақиқий қийматини билиш учун сирт элементи  $\Delta S$  ни чегараловчи ёпиқ чизиқни шу нуқта билан туташиб кетгунча чексиз кичрайтиришимиз керак: у вақтда  $\Delta S$  га мос келган заряд  $\Delta q$  ҳам чексиз кичраё боради.

Шундай қилиб, мана шу чексиз кичрайиб бораётган икки катталиклар нисбатининг лимити нуқтадаги заряд сирт зичлигини ифодалайди:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (1.15)$$

**б) электр зарядларнинг ҳажм бўйича тақсимланиши.**

Жисмнинг ( $V$ ) ҳажм бирлигига тўғри келган электр заряд ( $q$ ) миқдори билан ўлчанадиган катталикка электр заряднинг ҳажмий зичлиги дейилади. Электр зарядининг ҳажмий зичлигини  $\rho$  орқали белгилайлик.

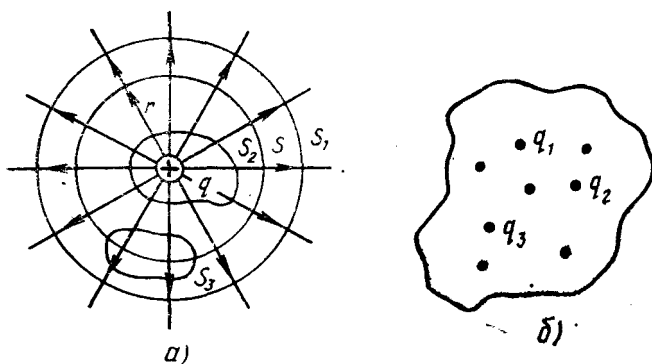
Худди шу каби, узунлик бирлигига тўғри келган электр заряд миқдори билан ўлчанадиган катталикка электр заряднинг *чизиқли зичлиги* дейилади. Одатда, заряднинг чизиқли зичлиги  $\eta$  орқали белгиланади. Юқоридаги мулоҳазалардан фойдаланиб, тубандагиларни ёзиш мумкин:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad \text{ва} \quad \eta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (1.16)$$

Бу ерда  $dV$  ва  $dl$  — мос равишда олинган ҳажм ва узунлик элементлари.

### Остроградский — Гаусс теоремаси

1. Хусусий ҳолда  $q$  зарядни ўраб олган ёпиқ сирт орқали ўтувчи майдон кучланганлик оқимини қараб чиқайлик. Бунинг учун  $q$  нуқтавий зарядни вакуумда



14- расм.

радиуси  $r$  бўлган сфера марказига ўрнатсак (14-а расм), сферанинг ҳамма ерида майдон кучланганлиги  $E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0}$  бўлади ва радиал йўналишда бўлиб, нуқта  $q$  заряддан тарқалган кучланганлик куч чизиқларининг уни ўраб олган юзадан ўтаётган қиймати [кучланганлик оқими-ни ифодалайди. Ёпиқ контур ичида олинган зарядларнинг электр майдон кучланганлик оқими, контур шаклига боғлиқ бўлмай, зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг, яъни:

$$N_E = \oint E_n dS. \quad (1.17)$$

Бу тенгламани интеграллаганда

$$N_E = \oint E_n dS = E_n \oint dS = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.18)$$

Муҳит учун эса

$$N_E = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.18^a)$$

бўлади.

$q$  зарядни ўраб олган ёпиқ сирт исталган шаклда бўлса ҳам, 14-а расмдаги  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S$  сиртлардан ўтувчи кучланганлик оқими  $N_E$  ўзгармайди ва ҳамма вақт  $q/\epsilon \epsilon_0$  га тенг бўлади.

Агар олинган сирт ичида заряд бўлмаса у сиртни кесиб ўтувчи кучланганлик оқими нолга тенг бўлади. Чунки, нечта куч чизиқ кирса, шунча куч чизиқ чиқа-



ди. Демак,  $S_3$  сиртга кирувчи кучланганлик оқими билан чиқувчи кучланганлик оқими ўзаро тенг бўлиб, умумий оқим нолга тенг.

Агар ёпиқ сирт ичида бир нечта  $q_1, q_2, q_3, \dots$  нуқтавий зарядлар бўлса (14-б расм), у вақтда ҳар бир заряд учун кучланганлик оқими

$$N_1 = \frac{q_1}{\epsilon_0}, \quad N_2 = \frac{q_2}{\epsilon_0}, \quad N_3 = \frac{q_3}{\epsilon_0}, \quad \dots, \quad N_n = \frac{q_n}{\epsilon_0}$$

бўлиб, тўла оқим эса

$$N_E = N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n \quad (1.19)$$

ёки

$$N_E = \sum_{i=1}^n N_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.20)$$

бўлади. Бу ерда  $q$  — зарядларнинг алгебраик йиғиндиси. Шу топилган натижа ҳар қандай заряд ва зарядлар системаси учун тўғридир. Чунки ҳар қандай зарядни жуда кўп майда қисмларга ажратиб, уларга nisbatan юқоридаги мулоҳазаларни юритиш мумкин.

Агар ёпиқ сирт ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси мусбат бўлса, бу вақтда кучланганлик оқими ташқарига йўналган бўлиб, мусбат ишора, агар манфий бўлса, кучланганлик оқими ичкарига йўналган бўлиб, манфий ишора билан олинади.

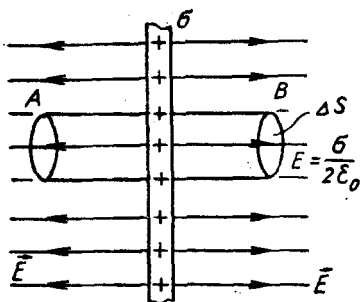
Агар зарядлар ёпиқ сиртнинг ташқарисида бўлса, кучланганлик чизиқлари бу сиртни турли жойларда кесиб ўтишлари мумкин. Лекин куч чизиқларнинг ҳар бири сиртга бир томондан кириб, иккинчи томондан чиқади. Чизиқ кирганда манфий оқим бериб, чиққанда эса мусбат оқим берганлиги учун барча ташқи зарядларнинг шу ёпиқ сирт орқали бераётган умумий кучланганлик оқими нолга баробар бўлади.

## 5-§. Остроградский — Гаусс теоремасининг татбиқи

а) Зарядланган ясси чексиз текисликнинг электр майдони.

Остроградский Гаусс теоремасидан фойдаланиб, заряд сирт зичлиги  $\delta$  билан зарядланган ясси текислик атрофидаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблайлик.

Бундай текисликнинг ҳамма жойида заряд сирт



15- расм.

зичлиги ( $\sigma$ ) бир хил қий-  
матга эга бўлиб, куч чи-  
зиқлари шу текисликка  
тик ва икки қарама-қар-  
ши томонга чиққан бўла-  
ди. Масалан, 15-расмда  
мусбат зарядланган те-  
кислик майдони куч чизи-  
фининг йўналиши кўрса-  
тилган.

Электр майдон кучлан-  
ганлигини ҳисоблаш учун  
текисликдан бир хил узоқ  
ликдаги  $A$  ва  $B$  нуқта-

лардан ўтган куч чизиқларига тик олинган контурли  
 $\Delta S$  юза ўтказамиз, бунда бу икки айлана орасида  $\Delta S$   
асосли цилиндр ҳосил бўлади. 15-расмда асоси  $\Delta S$  бўл-  
ган цилиндрининг ён деворлари орқали ўтган кучланган-  
лик оқими ноль бўлиб (чунки куч чизиқлари ён сиртига  
параллел ва сиртни кесмайди), ҳамма оқим цилиндри  
асосларидан ўтади.  $\Delta S$  лар куч чизиқларга тик бўлгани  
учун ҳар икки томонда ҳам оқимлар мусбат бўлиб,  
умумий оқим:

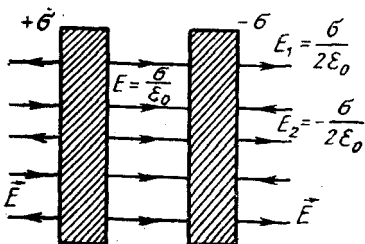
$$N_E = N_1 + N_2 = E \cdot 2 \Delta S. \quad (1.21)$$

Остроградский — Гаусс теоремасидан майдон кучлан-  
ганлиги оқими муҳит учун

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.21a)$$

бўлгани учун, (1.21) билан (1.21 a) ни таққосласак,

$$E = \frac{\sigma}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (1.22)$$



16- расм.

ни оламиз.

Демак, зарядланган  
текислик электр майдон  
кучланганлиги ўнг ва чап  
томонларда бир хил бў-  
либ,  $A$  ва  $B$  нуқталарнинг  
узоқлигига боғлиқ бўл-  
май, фақат заряднинг  
сирт зичлигига боғлиқ.

Узаро параллел ва қарама-қарши ишорали электр билан зарядланган икки яси текислик берилган бўлса, бунда улар орасида ҳар иккаласининг электр куч чизиқлари бир томонга йўналган бўлиб (16-расм), майдон кучланганлиги уларнинг йиғиндисига тенг:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (1.23)$$

Лекин текисликлардан ташқаридаги ўнг ва чап томонларда электр куч чизиқлари қарама-қарши йўналишда бўлганлигидан  $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} + \left(-\frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}\right) = 0$ , демак, қарама-қарши ишорали зарядланган икки текислик атрофида электр майдон бўлмайди.

б) **Зарядланган цилиндрнинг электр майдони.** Узунлиги чексиз бўлган ва изоляцияланган  $R$  радиусли цилиндрда заряд текис тақсимланган, деб ҳисоблайлик. Электр куч чизиқлари эса цилиндр ўқиға нисбатан радиал равишда йўналган бўлади. Шунинг учун  $\vec{E}$  векторлари ҳамма ерда цилиндр сиртининг исталган нуқтасига туширилган нормал  $\vec{n}$  га параллел бўлиб, цилиндрнинг ҳамма нуқтасида

$$E = \text{const}$$

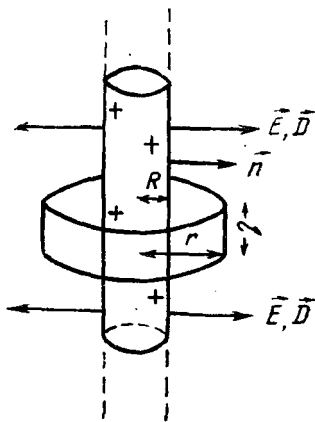
бўлади.

Узунлиги  $l$ , қўндаланг кесими  $r$  радиусли ташқи цилиндр қисмини олсак, унинг туби ва усти орқали ўтайдиган кучланганлик оқими нолга тенг бўлади, чунки вектор  $\vec{E}$  туб ва уст нормалига тик, шунинг учун сиртдан ўтайдиган кучланганлик оқими

$$N_E = \int E_n dS = 0 \quad (1.24)$$

бўлади.

Зарядланган цилиндрнинг  $l$  узунликдаги ён сиртида  $q = 2\pi Rl\delta$  электр миқдори бор, бунда  $R$  зарядланган цилиндрнинг радиуси (17-расм).



17- расм.

Остроградский — Гаусс теоремаси бўйича кучланганлик оқими

$$N_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{2\pi R l \sigma}{\epsilon\epsilon_0},$$

$$E = \frac{N_E}{S} = \frac{2\pi R l \sigma}{2\pi r l \epsilon\epsilon_0},$$

бундан

$$E = \frac{R\sigma}{r\epsilon\epsilon_0} \quad (1.25)$$

бўлади.

Демак, юқоридаги шартга мувофиқ зарядланган цилиндрнинг электр майдон кучланганлиги бу цилиндр ўқидан берилган нуқтагача бўлган оралик  $r$  га тескари пропорционал бўлар экан.

в) **Зарядланган сфера — шарнинг электр майдони**

Агар шарнинг сиртида  $q$  заряд текис тақсимланган бўлса, заряднинг сирт зачлигини  $\sigma$  билан белгилаб, биз қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$q = 4\pi R^2 \sigma, \quad (1.26)$$

бунда  $R$  — шар радиуси. Энди бу шарни радиуси  $r$  бўлган иккинчи концентрик шар сирти билан ўрайлик (18-расмда), бу вақтда шу сирт орқали ўтган тўла майдон кучланганлик оқими

$$N_E = \oint E_n dS = 4\pi R^2 E;$$

бўлади, чунки  $\vec{E}$  ва  $\vec{n}$  ўзаро параллел. Иккинчи томондан Остроградский — Гаусс

теоремасига кўра кучланганлик оқими

$$N_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}$$

ва

$$N_E = 4\pi r^2 E,$$

бундан:

$$E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon\epsilon_0}. \quad (1.27)$$

Бу формулалар зарядланган шарнинг марказидан  $r$  масофада бўлган майдон кучланганлигини беради.

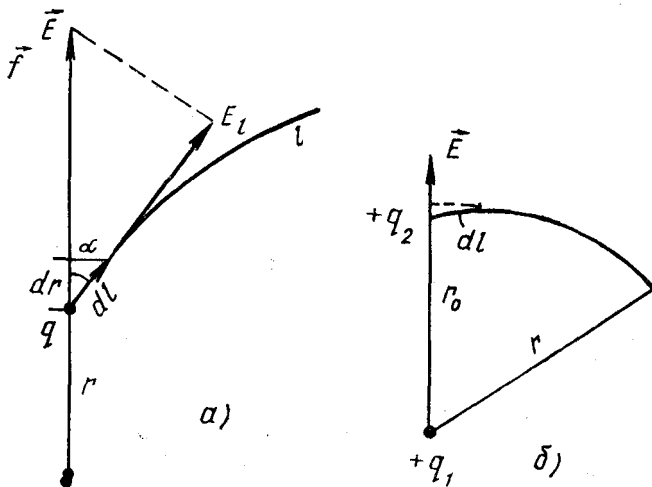
Шарнинг сиртида текис тақсимланган заряднинг майдон кучланганлиги зарядларнинг шу шар марказида тўпланганда ҳосил этадиган майдон кучланганлигига тенг. Бундан кўринадики,  $R$  радиусли зарядланган шарнинг унинг марказидан  $r$  масофада бўлган кучланганлик шарнинг радиусига боғлиқ эмас, шу заряд  $q$  шар марказида бўлган ҳолатида ҳосил бўлувчи майдон кучланганлигини беради.

Зарядланган шар сирти ичида ( $R > r'$ ),  $r'$  радиусли сфера ичида, заряд бўлмагани учун кучланганлик оқими Остроградский — Гаусс теоремасига асосан нолга тенгдир.

## 6-§. Электр майдоннинг бажарган иши. Электр майдоннинг потенциали

Аввал заряднинг электр майдонда кўчиш ишини ҳисоблаб, сўнг унинг потенциали билан танишамиз.

Бирор заряд атрофида  $r$  узоқликда бўлган электр майдондаги  $q$  зарядга  $(\vec{f} d\vec{l}) = \alpha$  бурчак остида таъсир этувчи  $f$  куч уни  $dl$  масофага кўчириб (19-а расм)  $dA = f dl \cos \alpha$  ишни бажаради, бунда  $f = qE$  эканлиги ҳисобга олинса,



19- расм.

$$dA = q E dl \cos \alpha.$$

$q_1$  атрофида  $r$  узоқликда бўлган  $q_2$  заряд  $dl$  га (19-б расм) кўчиб,  $dl \cos \alpha = dr$ , Кулон қонунига асосан  $f = \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon_0 \epsilon r^2 4 \pi}$

бўлгани учун иш эса  $dA = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon \epsilon_0} \cdot \frac{dr}{r^2}$  бўлади,  $\epsilon$  — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. Умумий ишни ҳисоблаш учун бу элементар ишни интегралласак,

$$A = \int dA = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon \epsilon_0} \int \frac{dr}{r^2}. \quad (1.28)$$

Бу интегрални зарядни  $r_0$  дан  $r$  масофагача кўчиришга татбиқ этсак, бажарилган иш

$$A = \left( \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_0} - \frac{q_1 q_2}{\epsilon r} \right) \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \quad (1.29)$$

бўлади.

$q_2$  заряд  $r_0$  дан чексизлик ( $\infty$ ) га кўчса,  $\frac{1}{r} \rightarrow 0$  бўлиб,

$A_0 = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_0}$  бўлади. Бу  $A_0$  иш,  $q_1$  заряддан  $r_0$  масофадаги  $q_2$  зарядни чексизликка кўчишида бажара олиши мумкин бўлган иш миқдори бўлиб, майдоннинг  $r_0$  масофада бўлган нуқтадаги потенциал энергияси  $W_0$  ни ифодалайди, яъни  $A_0 = W_0$ , шунингдек  $r$  масофада  $A = W$ .

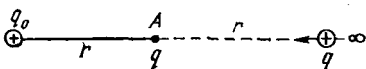
Агар  $q$  заряд  $r_0$  масофадан  $r$  масофага кўчса, бу  $r - r_0$  масофада бажарган иш потенциал энергия камайишига тенг бўлади. Умуман  $r \rightarrow \infty$  бўлганда  $W = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon r \epsilon_0} = 0$  бўлгани

учун

$$W = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_0} \quad (1.30)$$

деб ёзсак бўлади.

Чексизликдан  $q_0$  заряд майдонининг бирор  $r$  нуқтасига  $q$  зарядни келтиришда (20-расм) бажарилган иш  $A_{\infty, r}$  бўлса, заряд бирлигига тўғри келган иш миқдори  $\frac{A_{\infty, r}}{q}$  бў-



20- расм.

либ, бу нисбат келтирилган заряд миқдорига боғлиқ бўлмай, майдоннинг шу  $r$  нуқтаси учун доимий бўлади. Агар келтирилган заряд

миқдори  $n$  марта кўп бўлса, иш ҳам  $n$  марта катта бўлиб,  $\frac{A_{\infty,r}}{q}$  нисбат илгариги битта қийматга эга бўлади. Шу нуқтага  $q_1, q_2, q_3$  зарядлар келишида  $A_1, A_2, A_3$  ишлар бажарилса ҳам  $\frac{A_1}{q_1} = \frac{A_2}{q_2} = \frac{A_3}{q_3} = \dots = \frac{A}{q}$  доимий (константа) бўлади. Бу  $\frac{A}{q}$  қиймат майдонни характерлаш учун катталик сифатида «потенциал» деб қабул қилинган:

$$\frac{A}{q} = \varphi. \quad (1.31)$$

Бирлик мусбат зарядни чексизликдан майдоннинг бирор нуқтаси ( $r$ ) га келтиришда бажарилган  $\frac{A_{\infty,r}}{q}$  иш миқдори билан ўлчаниб, майдонни характерловчи катталикка *шу нуқтанинг потенциали* деб олинган. СИДА потенциалнинг ўлчов бирлиги қилиб «вольт» қабул қилинган. *1 Кл зарядни чексизликдан электр майдонини бирор нуқтасига кўчиришда 1 Ж иш бажарилса, шу нуқтадаги потенциал қиймати 1 вольт дейилади:*

$$\varphi = \frac{A}{q};$$

бундан

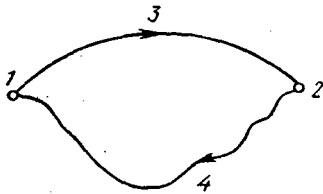
$$\varphi = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ Кл}} = 1 \text{ В.}$$



21- расм.

Ишни ҳисоблашда  $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$  формуладан фойдаланамиз (21- расм). Амалда биз потенциалнинг абсолют қиймати билан эмас, иш ва энергияни ҳисоблашда потенциал айирмасини «кучланиш» номи билан  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$  ни қўллаймиз.

(1.29) формуладан кўринадики, майдоннинг бажарган иши  $A_{\infty,r}$  йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, фақат бошланғич ва охири ҳолатга боғлиқ ҳолда битта қийматга эга бўлади. Шундай шартни қондирувчи майдонлар *потенциал майдонлар* дейилади. Шундай қилиб, нуқтавий заряднинг электростатик майдони потенциал майдон бўлиб ҳисобланади. Агар битта нуқтавий за-



22- расм.

ряд ўрнида бир нечта ҳаракатсиз нуқтавий зарядлар системаси бўлганда, вакуум ёки бирор муҳитда, суперпозиция принципи асосида заряди система зарядига тенг бўлган битта тинч турган нуқтавий заряд билан олинса ҳам бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Яъни уларнинг умумий майдони ҳам

потенциал майдондан иборат бўлади.

Ҳар қандай майдон (гравитацион, электростатик) нинг кучи бажарган иши йўлнинг фақат бошланғич ва охири ҳолат нуқтасига боғлиқ бўлиб, траектория шаклига боғлиқ бўлмайди. Бундай куч *потенциал куч* деб юритилади.

Агар электростатик майдонда заряд бирор 1 нуқтадан 22-расмда кўрсатилганча 3 нуқта орқали 2 нуқтага кўчирилиб, кейин у бошқа йўл 241 орқали қайтиб келса, ҳар иккала ҳолда майдон кучларининг бажарган ишлари бир хил бўлади  $A_{132} = A_{241}$ . Боришда бажарилган иш мусбат деб олинса, қайтишда манфий бўлади.  $A_{241} = -A_{132}$ , шунинг учун берк йўл 13241 бўйича бажарилган иш нолга тенг:

$$A_{132} - A_{241} = A_{13241} = 0.$$

Агар ягона заряд эгри чизиқ бўйлаб кўчирилганда, бажарилган иш учун эгри чизиқли интеграл  $A = \oint F dl \cos \alpha$  олишга тўғри келади, берк контур учун кучланганлик вектор  $\oint q E dl = 0$  ёки заряд доимий бўлганда

$$\oint E dl = 0 \quad (1.32)$$

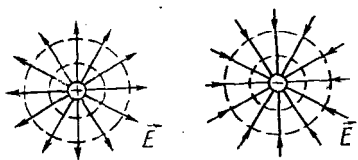
майдон кучланганлигининг циркуляцияси (айланиши) ноль бўлади. (1.32) тенглама электростатиканинг асосий тенгламаларидан бўлиб ҳисобланади.

## 7-§. Эквипотенциал сиртлар. Потенциал градиенти

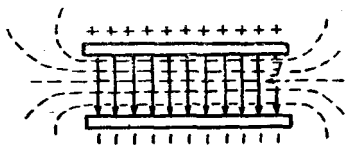
Нуқтавий заряднинг майдон кучланганлик вектори ва потенциални ёзайлик:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r} \quad \text{ва} \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}.$$





23- расм.

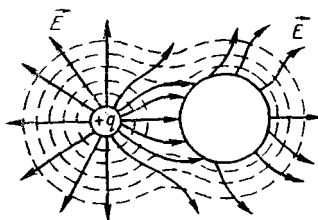


24- расм.

Булардан кўринадики, маълум радиусли сферик сиртнинг ҳамма нуқталарида потенциал бир хилдир. Электр куч чизиқлари эса радиуслар бўйича йўналган. Демак, электр куч чизиқлари бир хил потенциалга эга бўлган сиртга тик равишда йўналган бўлади. Электр куч чизиқларини тасвирловчи майдон кучланганлигининг йўналиши потенциал камайиб кетаётган томонга қаратилгандир. Ҳамма нуқталарда потенциаллари бир хил бўлган сиртларни *эквипотенциал сиртлар* деб аталади.

Ёлғиз олинган мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар майдони, мусбат ва манфий зарядланган икки параллел пластинканинг бир жинсли майдонини тасвирловчи куч чизиқлари ва эквипотенциал сиртлар 23 ва 24-расмларда кўрсатилган. Бу расмларда эквипотенциал сиртлар пунктир чизиқлар билан тасвирланган.

Вакуумда ёки изотроп диэлектрикда олинган нуқтавий заряд учун марказида шу заряд жойлашган сферик сиртлар эквипотенциал сиртлар бўлиб хизмат қилади. Зарядланган текислик (пластинка) учун унга параллел турган текисликлар эквипотенциал сиртлар бўлади. Бошқа ҳолатларда манзара яна ҳам мураккаброқ бўлиши мумкин (25-расм). Бу расмда мусбат зарядланган кичик шар майдонида зарядланмаган катта шар ўрнатилганда ҳосил бўлган натижавий майдонни тасвирловчи эквипотенциал сиртлар ва электр куч чизиқлари кўрсатилган.



25- расм.

Эквипотенциал сирт бўйича ҳаракатланувчи заряд ҳеч қандай иш бажармайди, чунки сиртнинг ҳамма

нуқталарида потенциал бир хил бўлганлиги учун заряд кўчишида потенциал фарқи бўлмайди.

Энди потенциалнинг градиенти ҳақида тўхтаб ўтамиз.

Электр майдонда бир-бирига яқин икки нуқтадаги потенциаллар айирмаси  $d\varphi$  билан кучланганлик  $\vec{E}$  орасидаги боғланишни қуйидаги тартибда кўрсатиш мумкин. Бирлик мусбат заряд бир нуқтадан унга жуда яқин иккинчи нуқтага кўчишда электр куч чизиқлари бўйлаб ҳаракат қилади. Демак, шу нуқтадан эквипотенциал сиртга тик равишда  $dl$  йўл ўтади, бажарилган элементар иш  $E dl$  эса потенциал камайиши  $-d\varphi$  га тенг бўлади.

$$E dl = -d\varphi$$

демак,

$$E = -\frac{d\varphi}{dl}, \quad (1.33)$$

Демак, кучланганлик эквипотенциал сиртга тик олинган узунлик бирлигига тўғри келувчи потенциал тушишига баробар. Бир жинсли электр майдоннинг оралиғи  $d$  бўлган икки нуқтасидаги потенциаллар  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  бўлса,

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \quad (1.34)$$

бўлади.

Умуман, ҳар қандай скаляр катталикнинг камайиб кетаётган томониغا қаратилган ҳосиласини характерловчи вектор шу скаляр катталикнинг градиенти деб юритилади. Шундай қилиб, электр майдон кучланганлик вектори  $\vec{E}$  электр майдон потенциали  $\varphi$  нинг градиенти бўлиб,

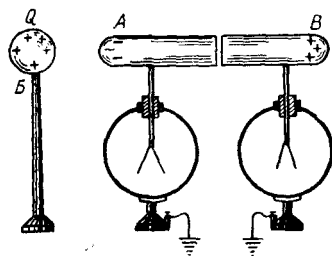
$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi \quad (1.35)$$

шаклда ёзилади.

## 8-§. Электр майдонда ўтказгичлар

Ўтказгич моддада, асосан металлларда, эркин, кристалл панжара тугунларига боғлиқ бўлмаган электронлар мавжуд, улар газ молекулалари каби металл ичида тартибсиз ҳаракатда бўлади. Агар бирор металл бўлагини электр зарядланган жисм яқинига келтирсак,

ундаги электронлар бир томон ўтиб, қарши томонда электронлар камаяди ва у мусбат зарядланади. Шу ҳолда икки қисмга ажратилган металлдаги мусбат ва манфий зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин (таъсир билан зарядлаш ёки электростатик ҳодисани эсланг).

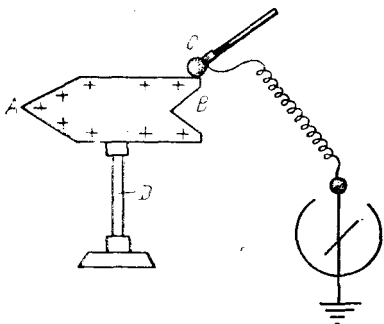


26- расм.

Аввал иккита *A* ва *B* металл цилиндрчаларни изоляция қилинган горизонтал ҳолда (26- расм) штативда ўрнатиб, уларни алоҳида-алоҳида электроскопларга ўрнатамиз. Электроскоп стрелкалари нолни кўрсатиб туради, цилиндрчаларни яқинлаштириб бир-бирига тегизганимизда ҳам электроскоплар нолни кўрсатади, Сўнгра бирор зарядланган шарчани яқинлаштирадик, ҳар иккала электроскоп ҳам заряд борлигини кўрсатади, уларнинг стрелкаси оғади, шу ҳолда иккита цилиндрчани бир-биридан узоқлаштирамиз, лекин электроскоп стрелкаси оғганича қолади. Бу тажриба кўрсатадики, келтирилган *B* шарча заряди мусбат бўлса, *A* металл цилиндрчанинг манфий зарядлари, яъни электронлари *B* томон ўтиб, мусбат зарядлари эса *B* цилиндрча томон кўчади. *B* нинг электронлари *A* цилиндрчанинг мусбат зарядга яқин томонига кўчиб, унинг қарши томонидан кетиши билан ўрнини мусбат зарядланган зарралар эгаллайди. Кейин шу ҳолда мусбат зарядли *B* шарни цилиндрчадан узоқлаштирадик, мусбат ва манфий зарядли электроскопларнинг стрелкалари оғганича қолади. Бундан кўринадики, металлларда эркин электронлар бўлиб, ташқи майдон таъсири металл-кристалл жисмдаги мусбат тугунлардан озод ҳолда бўлган электронлар, манфий зарядлар бир томон, мусбат зарядлар унга қарама-қарши томонда тўпланган бўлади. Агар *A* ва *B* цилиндрчалар мусбат зарядли *B* шар узоқлашгандан сўнг яқинлаштириб, бир-бирига тегизилса, уларнинг зарядлари нейтраллашиб, электроскоп стрелкалари нолни кўрсатади.

Демак, металл (ўтказгич)ларда эркин электронлар мавжуд бўлиб, ташқи майдон таъсирида майдон куч чизиқлари йўналишига қарши томон йўналишда ҳара-

кат қилишлари мумкин. Аммо металлга бир жинсли ташқи электр майдон таъсир этмаса, улар таркибидаги эркин электронларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли ток ҳосил бўлмайди. Бир исмли зарядлар (эркин электронлар) бир-биридан узоқлашади, ва уларни металлнинг сиртига тўпланишга олиб келади.

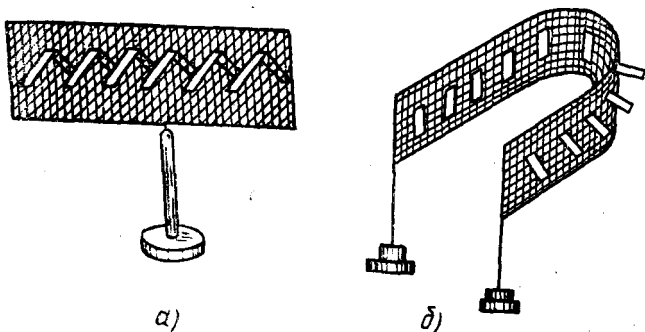


27- расм.

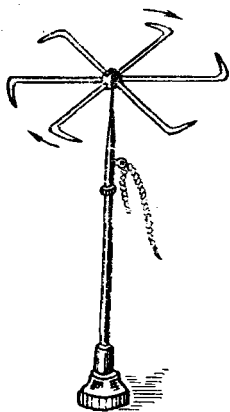
Энди ўтказгичлар сиртида электр зарядларининг тақсимланишини қарайлик. Бунинг учун изолятор дастали металл шарчадан фойдаланамиз. *D* изолятор устунчадаги кавак *AB* шаклдаги металл жисмни ўрнатиб, уни электрлаймиз (27- расм). Сўнгра изолятор дастага ўрнатилган ва электроскопга сим орқали уланган *C* металл шарчани идиш деворининг турли

жойларига тегизамиз. Алоҳида *A* га ёки алоҳида *B* нинг ички қисмига тегизиб, шарчанинг пружина-сим орқали уланган электрометр кўрсатишини кузатсак, кўрамизки, *A* да заряд кўп бўлгани учун стрелка кўпроқ ва *B* да заряд кам бўлгани учун стрелка камроқ оғади. Бундан заряд зичлиги *A* да катта, *B* да эса камлиги кузатилади.

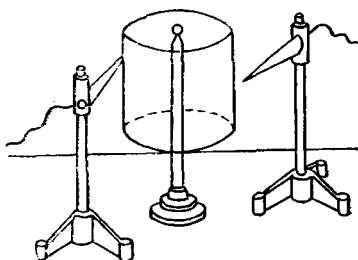
Агар жисм 28- расмда кўрсатилган сим тўр шаклида бўлса, тўрнинг ташқи сиртида заряд зичлиги



28- расм.



29- расм.



30- расм.

катта, ички (ботиқ) қисмида кам. Жисмнинг сирти камай бориб, симнинг учи кичик бўлса, зарядлар зичлиги шундай кўпаядики, ундан электронлар четга уча бошлайди. Буни Франклин парраги (ғалтаги) айланишидан кузатамиз (29- расм).

Агар электрометрга уланган синов шарча  $C$  ни узиб олмасдан (27- расм) ташқи сирт бўйлаб сурилса, электрометр кўрсатиши — потенциал ҳамма жойда бир хил эканлигини кўрсатади.

Вертикал ўқнинг ингичка учида осилган енгил цилиндрнинг қарама-қарши томонидан яқинлаштирилган металл учларидан зарядларни учиб чиқиши натижасида электр шамол ҳосил бўлиб, цилиндрнинг айланма ҳаракатини кузатиш мумкин (30- расм).

Булардан ташқари, металл тўр ичида заряд бўлмаслиги ҳодисасидан кузатувчини ёки баъзи асбобларни электростатик ҳимоя қилишларда фойдаланиш мумкин.

## 9- §. Диполь ва унинг электр майдони

Бир-биридан жуда кичик масофада жойлашган бир хил заряд миқдорига эга бўлган, қарама-қарши ишорали иккита нуқтавий зарядлар системаси *диполь* дейлади.

Диполь мусбат зарядини зарядлар оралиғига кўпайтмасы *диполь моменти* дейилади. У вектор катталик бўлиб, зарядларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ, яъни *диполь ўқи* бўйича йўналган бўлади:

$$p = ql \text{ ёки } \vec{p} = ql \vec{l}. \quad (1.36)$$

бу ерда  $\vec{p}$  — диполнинг электр моменти,  $l$  — диполнинг елкаси (икки заряд оралиғи),  $q$  — унинг мусбат заряди.

Диполларни ўрганишдан асосий мақсад диэлектрикларни элементар диполлардан иборат деб қараб, электр ҳодисаларини ўрганишимизга асос бўлади.

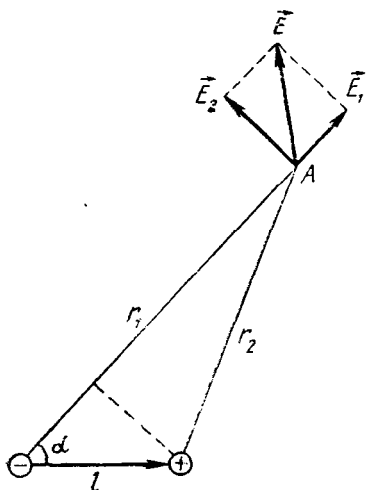
Диэлектрикда ҳар бир ёлғиз олинган кристалл тугун (ион)ни диполь дейиш мумкин. Бу ҳолда диполнинг умумий электр майдони деганда унинг ҳамма мусбат ва манфий зарядлари ўзларининг атрофидаги фазода мустақил электр майдонга эга, ихтиёрий исталган нуқтада диполь майдонининг кучланганлигини аниқлаш учун ҳар иккала мусбат ва манфий зарядлар майдонларининг шу аниқланаётган нуқталардаги кучланганлигини топиб, сўнг суперпозиция принципига асосан кучланганликларнинг геометрик йиғиндисини олишга тўғри келади.

Фараз этайлик,  $X$  ўқи йўналишидаги узунлиги  $l$  бўлган диполнинг зарядлари  $+q$  ва  $-q$  бўлсин, координати  $A(x, y)$  бўлган нуқтада  $r$  йўналишидаги кучланганлиги  $\vec{E}_1$  ва унга тик йўналишидаги кучланганлиги  $\vec{E}_2$  бўлсин (31-расм).  $A$  нуқта координаталар системаси бошидан анча узоқда деб қарасак,  $q$  нуқтавий заряднинг  $r$  узоқликдаги кучланганлиги:

$$E = \frac{F}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Биз кузатаётган  $A$  нуқта вакуумда бўлса, унинг кучланиши:

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 \cdot r_2}. \quad (1.37)$$



31- расм.

31-расмдан тақрибан  $r_1 - r_2 = l \cos \alpha$ ;  $r_1 \cdot r_2 = r^2$  деб олсак, (1.37) қуйидаги кўринишни олади:

$$U = \frac{q l \cos \alpha}{4 \pi \epsilon_0 r^2} = \frac{p}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \cos \alpha. \quad (1.37a)$$

Кучланиш билан майдон кучланганлиги орасида  $E = -\frac{\partial U}{\partial r}$  боғланиш мавжуд бўлганлиги учун майдон кучланганлигининг  $r$  йўналишидаги ташкил этувчиси:

$$E_1 = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p}{2 \pi \epsilon_0 r^3} \cos \alpha. \quad (1.38)$$

Унга тик йўналгани эса

$$E_2 = -\frac{\partial U}{r \partial \alpha} = \frac{p}{4 \pi \epsilon_0 r^3} \sin \alpha \quad (1.38^a)$$

бўлади.

Суперпозиция принципига асосан  $A$  нуқтадаги умумий кучланганлик

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1.39)$$

Унинг сон қиймати эса

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \frac{p}{4 \pi \epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}. \quad (1.39^a)$$

(1.39<sup>a</sup>) дан кўринадики, олинган  $A$  нуқта диполь чизиғи бўйича олинган тўғри чизиқ устида бўлса,  $\alpha = 0$  бўлиб,

$$E = \frac{p l}{2 \pi \epsilon_0 r^3}, \quad (1.39^b)$$

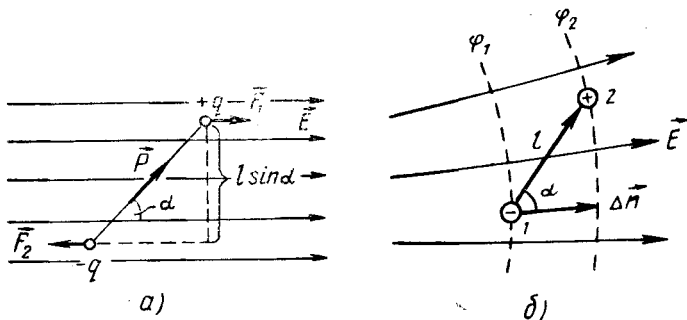
агар  $A$  нуқта диполь чизиғининг ўртасига тик  $(\alpha = \frac{\pi}{2})$  равишда олинган тўғри чизиқ устида бўлса,

$$E = \frac{p}{4 \pi \epsilon_0 r^3} \quad (1.39^b)$$

ҳосил бўлади. Демак, диполь чизиғи йўналишида олинган нуқтадаги майдон кучланганлиги унга тик чизиқ устида олинган кучланганликдан икки марта катта бўлар эди.

## 10-§. Электр майдонда диполь

Бир жинсли (куч чизиқлар параллел) электр майдоннинг диполга таъсирини қараб чиқайлик (32-а расм).



32- расм.

Бундай майдон фазода иккита параллел қарама-қарши исмли зарядлар билан электрланган текислик орасида бўлиши мумкин. Диполнинг ҳар бир  $q$  зарядига  $qE$  куч таъсир этади. Бу кучлар узунлиги  $l$  бўлган диполь зарядларига қарама-қарши йўналишда таъсир этиб (32-б расм), жуфт куч моменти  $M$  ҳосил бўлади. Агар диполь моменти ташқи электр майдон кучланганлиги билан маълум  $\alpha$  бурчак ҳосил қилса, унга таъсир этувчи куч моменти (32-а расмдан) қуйидагича ифодаланади:

$$M = F l \sin \alpha = q E l \sin \alpha = p E \sin \alpha. \quad (1.40)$$

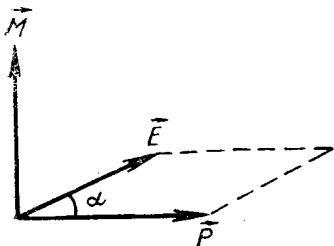
Бу тенгламадаги  $p$  — диполь моменти.  $\alpha = (\vec{p} \vec{E})$  — диполь моменти билан кучланганликлар орасидаги бурчак,  $M$  — куч моменти, (1.40) куч моментининг сон қийматидир. Унинг вектор шаклда ёзилиши қуйидагича:

$$\vec{M} = [\vec{p} \vec{E}]. \quad (1.41)$$

Унинг йўналиши  $\vec{p}$  ва  $\vec{E}$  векторларга тик бўлиб, парма системасини ташкил қилади (33- расм).

Жуфт куч ( $F$ ) диполни кучланганлик вектори йўналиши томон буришга интилади (32-а расм).

Диполь бир жинсли бўлмаган электр майдонга киритилганда, унинг эквипотенциал сиртлар орасидаги энергияси



33- расм.



$$W = -q\varphi_1 + q\varphi_2 = q(\varphi_2 - \varphi_1)$$

бўлиб, диполь узунлигини жуда кичик десак,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{d\varphi}{dn} \Delta n \rightarrow$$

ни ёзиш мумкин, бу ерда  $\Delta n$  эквипотенциал сиртга туширилган нормаль, бунинг сон қиймати (32-б расм)

$$\Delta n = l \cos \alpha,$$

$E = -\frac{d\varphi}{dn}$  ни ҳисобга олсак,  $M = ql \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$  ни  $M = p \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$  деб ёзиш мумкин ёки энергия

$$W = -pE \cos \alpha = -(\vec{p} \vec{E}) \quad (1.42)$$

га тенг бўлади. Бир жинсли бўлмаган электр майдонда диполь маркази  $\Delta n$  масофага силжиганида бажарилган иш  $dA$ , унинг потенциал энергиясининг камайиши  $-dW$  га тенг, (1.42) формулани дифференциаллаб элементар иш ифодасини ҳосил қиламиз:

$$dA = -dW = -pE \sin \alpha d\alpha + p \cos \alpha dE.$$

Диполнинг силжиши кучланганлик йўналишида бўлгани учун  $dE = \frac{dE}{dn} dn$  ва (1.40) ни ҳисобга олсак, юқоридаги тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$dA = -M d\alpha + p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha.$$

Бундаги  $dA_1 = M d\alpha$  жуфт куч momenti таъсирида диполнинг айланишида бажарилган,  $dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$  диполнинг масса марказини  $dn$  га  $F = p \frac{dE}{dn} \cos \alpha$  куч таъсири остида қўчишида бажарилган иш;  $\alpha = 0$  бўлганда, иш  $dA_1 = 0$ ,

$$dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn,$$

куч

$$F = p \frac{dE}{dn}$$

бўлади.

Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган майдонда ди-

поль бурилиб, майдоннинг кучли томонига тортилади. Диэлектрик парчасидаги ҳар бир атом (молекула) дидопдан иборат бўлиб, кучланганлик чизиқлари томон мойил бўлишга интиладилар.

## 11-§. Диэлектрикнинг хоссалари ва қутбланиши

### а) Диэлектрикнинг тузилиши.

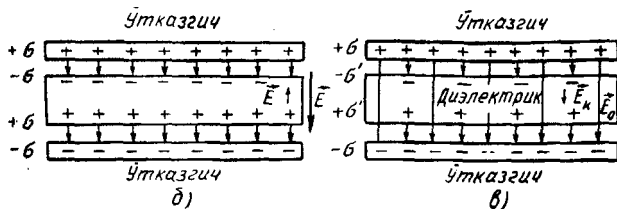
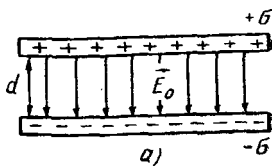
Баъзи жисмларда бўлган зарядлар орасидаги масофа атом ёки молекулалар ўлчами тартибда  $10^{-10}$  м ёки яна ҳам кичик бўлса, улар орасидаги электр майдон кучланганлиги катта бўлади. Шундай тузилишдаги қаттиқ жисмларнинг баъзиларида кристалл тугунига (ядрога) боғланмаган эркин электронлар учрайди, булар металл ичида ихтиёрий ҳамма томонга эркин ҳаракат қила оладилар, бундай жисмлар *ўтказгичлар* дейилади. Булардан ташқари, шундай қаттиқ жисмлар борки, уларда эркин электронлар йўқ дейиш мумкин. Улардан ўтган тоқларни мавжуд бўлган ўлчов асбоблари орқали кузата олмаймиз. Бундай ўздан электрни ўтказмайдиган ёки ёмон ўтказадиган жисмларни *диэлектр (изолятор)лар* дейилади. Буларга ташқи электр майдон билан таъсир этсак ҳам ундаги электронлар ўз ўрниларида тебраниб, электр ўтказувчанлик рўй бермайди. Металлларга нисбатан диэлектриклардаги электр ўтказувчанлик  $10^{20}$  мартагача кам бўлади, абсолют изолятор йўқ, ҳаво, соф сув, суолтирилган кўпчилик газлар, суюқ ҳаво, қаттиқ жисмлардан олмос, олтингугурт, кварц, слюда, шиша, резина, ипак ва ҳоказолар ҳам изолятор ҳисобланади.

Температура кўтарилиши билан металлларнинг электр ўтказувчанлиги камайса, диэлектрикларда аксинча, электр ўтказувчанлиги ортади. Бу шуни кўрсатадики, нормал шароитдаги диэлектрикларнинг электрон ва ядролари ўзаро жуда катта кучланганлик билан шундай қаттиқ боғланганки, биз қўйган кучланишга мос кучланганлик таъсирида электронлар ўз атом ёки молекуласидан ажралмайди. Шу муносабат билан диэлектрикнинг баъзи хоссаларини қараб чиқамиз.

### б) Диэлектрикнинг қутбланиши.

Иккита бир-биридан  $d$  масофада ўзаро параллел ўрнатилган металл пластиналар мусбат ва манфий зарядланган бўлиб, пластиналардаги заряднинг сирт зичлиги  $\sigma_+$  ва  $\sigma_-$  бўлсин. Улар орасидаги муҳит вакуум бўлса, мусбат заряд-

ланган пластинадан электр майдон куч чизиқларининг ҳаммаси манфий зарядланган пластинага етиб боради. Бу ҳолда вакуумдаги электр майдон кучланганлиги  $E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$  бўлади (34-а расм).

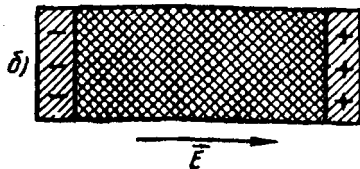
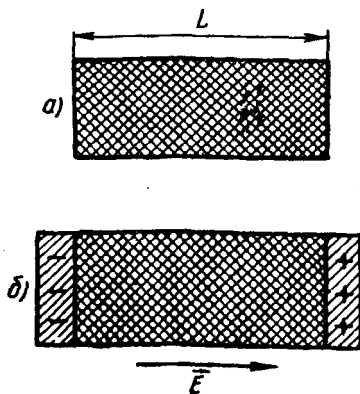


34- расм.

Агар вакуум ўрнида изоляцияланган металл ўтказгич киритилса, унинг эркин электронлари  $\sigma_+$  дан чиққан куч чизиқлари билан боғланиб, ўтказгичнинг  $\sigma_-$  томондаги сирти мусбат зарядланади ва шу зарядлар орқали  $\sigma_+$  дан чиққан куч чизиқларга тенг куч чизиқлари  $\sigma_-$  пластинкага бориб етади (34-б расм), металл ичида майдон бўлмай,  $\sigma_-$  га етган кучланганлик  $E = E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon}$  бўлади.

Агар ўртадаги вакуум ўрнида диэлектрик бўлса (34-в расм), ташқи электр майдон таъсирида диэлектрикни ташкил этувчи атом ёки молекулалар майдон бўйича силжиб тартибли жойлашади ва унинг икки томони мусбат ва манфий зарядланади (35- расм). Бу ҳодисага диэлектрикларнинг қутбланиши дейилади.

$\sigma_+$  дан чиққан куч чизиқларининг бир қисми диэлектрикнинг тартибга



35- расм.

тушган зарраларининг манфий зарядлари билан боғланиб,  $\sigma_-$  ли пластинага бориб етмайди, боғланмай қолган куч чизиқларигина манфий зарядланган пластинага бориб етади. Диэлектрикка боғланган куч чизиқлар  $E_0$  га тескари йўналишда  $E = \frac{\sigma'}{\epsilon\epsilon_0}$  кучланганликни ҳосил қилади. Диэлектрик

даги натижавий кучланганлик  $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_\kappa$  бўлади. Иккинчи томондан  $\sigma_+$  дан чиққан ҳамма  $E_0$  кучланганлик электростатик индукцияга тенг,  $\epsilon_0 E_0 = D$ , шунинг учун

$$E = E_0 - E_\kappa, \quad D = (E + E_\kappa) \epsilon_0.$$

Агар диэлектр конденсатор қопламасига тегиб турса,  $\sigma_+$  ва  $\sigma_\kappa$ ,  $\sigma_-$  ва  $\sigma_\kappa$  заряд зичликлари бир-бирига жуда яқин бўладики, уларнинг биргаликдаги таъсири ўтказгич — диэлектр бир-бирдан  $\sigma' = \sigma - \sigma_\kappa$  сирт заряд зичлиги билан ажралиб турган бўлади. Бу зичликлар (зарядлар) га махсус номлар берилган:  $\sigma'$  — эффектив ёки умумий;  $\sigma_\kappa$  — боғланган ёки қутбланган;  $\sigma$  — ҳақиқий (аслида озод) заряд сирт зичлиги.

Бу ерда  $\sigma'$  йиғинди электр майдонни аниқлайди, ҳақиқатан диэлектрикдаги ҳосил бўладиган майдон кучланганлиги:

$$\epsilon_0 E = D - \epsilon_0 E_\kappa = \sigma - \sigma_\kappa = \sigma'.$$

Демак,

$$E = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}, \quad D = \sigma. \quad (1.43)$$

Агар диэлектрик цилиндрик шаклда бўлса, унинг элементининг асос юзини  $dS$  деб, ундаги заряд миқдори  $dq = \sigma_\kappa dS$  юзадаги заряд билан узунлик (цилиндр баландлиги)  $l$  нинг кўпайтмасига тенг деб олинса, цилиндрнинг электр моменти  $dM_i$

$$dM_i = dq l = \sigma_\kappa l dS$$

бўлади.  $l dS = dV$  цилиндр ҳажми бўлгани учун  $dM_i = \sigma_\kappa dV$  ҳажм бирлигига тўғри келган электр моментига қутбланиш вектори  $p$  деб юритилади:

$$p = \frac{dM_i}{dV} = \sigma_\kappa; \quad (1.44)$$

ҳажм бирлигига тўғри келган цилиндрининг электр моменти сон жиҳатдан қутбланишдаги зарядларнинг сирт зичлигига тенг экан. Шундай қилиб,

$$E_{\kappa} = \sigma_{\kappa} = \rho \quad \text{ва} \quad D = \epsilon_0 E + \rho. \quad (1.45)$$

Қўпчилик диэлектриклар учун қутбланиш вектори кучланганликка пропорционал  $\rho = \kappa E \epsilon_0$ , бундаги  $\kappa$  — электрланиш коэффициенти бўлиб, унинг қиймати диэлектрикнинг табиатига боғлиқ. Қутбланиш векторининг қийматини электр силжиши  $D$  ифодасига киритсак,

$$D = E \epsilon_0 + \epsilon_0 \kappa E = \epsilon_0 (1 + \kappa) E \quad (1.46)$$

$$1 + \kappa = \epsilon \quad \text{ва} \quad D = \epsilon \epsilon_0 E$$

бўлади. Биламизки,  $\epsilon = \frac{D}{\epsilon_0 E}$  (1.43) ҳисобга олинса,  $\frac{1}{\epsilon} = \frac{\epsilon_0 E}{D} = \frac{\sigma'}{\sigma}$ . Бу муҳитнинг эффектив заряди  $\sigma'$  эркин (озод)  $\sigma$  зарядлардан неча марта кам эканлигини кўрсатади.

## 12-§. Электр индукция оқими

Электр майдон кучланганлик векторини шу муҳит диэлектрик сингдирувчанлигига бўлган купайтмаси электр индукция вектори  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$  деб аталади.

Нуқтавий заряд учун:

$$D = \frac{q}{4 \pi r^2}.$$

Икки турли муҳитда заряд ва масофа бир хил бўлганда, улар учун

$$D_1 = \epsilon_1 \epsilon_0 E = \frac{q}{4 \pi r^2} \quad \text{ва} \quad D_2 = \epsilon_2 \epsilon_0 E = \frac{q}{4 \pi r^2}.$$

Демак,  $D_1 = D_2$  бўлади, яъни элетростатик индукция диэлектрикнинг табиатига боғлиқ эмас экан.

Икки диэлектрик чегара сиртларида ўзаро боғланган зарядларнинг ҳосил бўлиши пайтида электр майдон кучланганлик чизиқлари сони кескин равишда диэлектрик сингдирувчанликка тескари пропорционал ҳолда ўзгаради, яъни

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}.$$

Бу ерда  $E_1$  ва  $E_2$  чегарадош биринчи ва иккинчи диэлектрикдаги кучланганлик бўлиб,  $\epsilon_1$  ва  $\epsilon_2$  эса уларнинг диэлектрик сингдирувчанликларидир.

Электр майдон кучланганлик вектори бир диэлектрикдан иккинчи диэлектрикка ўтиш чегарасида бундай кескин ўзгаришни ҳисобга олиш учун индукция вектори  $\vec{D}$  дан фойдаланадилар.

Индукция вектори  $\vec{D}$  ни тасвирловчи чизиқларни индукция чизиқлари дейилади. Юқоридаги таърифдан равшанки, электр индукция чизиқлари ва электр куч чизиқлари бир хил йўналишга эга.

Исталган юза  $S$  орқали ўтувчи индукция чизиқларининг сони *индукция оқими* деб аталади.

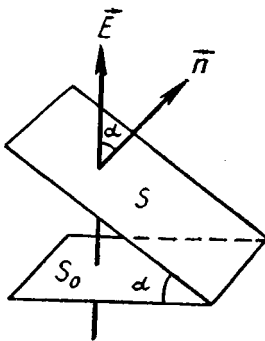
Куч чизиқлари майдоннинг ҳар бир нуқтасида кучланганлик индукция векторларининг йўналишини кўрсатади.

Агар биз майдоннинг бирор ерида куч чизиқларига тик ўрнатилган ҳар бир  $m^2$  юзадан ўтган куч чизиқларининг миқдори сон томонидан шу ердаги кучланганликка тенг деб олсак, электр куч чизиқларининг зичликларига қараб фазода майдон кучланганлиги тақсимотини тасаввур қилишимиз мумкин.

Худди шундай усул билан электр индукциясининг ҳам фазодаги тақсимотини тасаввур қиламиз.

Индукция чизиқларига тик бўлган  $dS$  юза орқали ўтувчи индукция оқими элементи  $dN = D dS$  бўлади.

Агар юзага туширилган нормал  $\vec{n}$  индукция чизиқларига нисбатан қия ўрнатилган бўлса, бу вақтда шу юза орқали ўтувчи индукция оқими камроқ бўлади (36-расм).



36- расм.

$$dN = D dS \cos \alpha = D_n dS,$$

бу ерда  $D_n = D \cos \alpha$ ,

яъни индукция оқими элементи  $dN$  индукция вектори  $\vec{D}$  нинг  $S$  юзага туширилган нормал йўналишдаги проекцияси билан юзанинг кўпайтмасига тенг. Би-

роқ сирт орқали электр индукция оқимини топиш үчүн, у сиртни айрим майдон элементларига бўлиб, ҳар бир элементар юза орқали электр индукция оқимини топиш лозим, сўнгра барча элементар оқимларни йиғиб чиқиш керак. Мана шу йиғинди оқим берилган сирт орқали ўтувчи электр индукция оқими бўлади. Агар сирт элементлари чексиз кўп ва унинг ҳар бири чексиз кичик дейилса, бизни қизиқтираётган йиғинди оқим тубандагича ёзилади.

$$N = \int D_n dS.$$

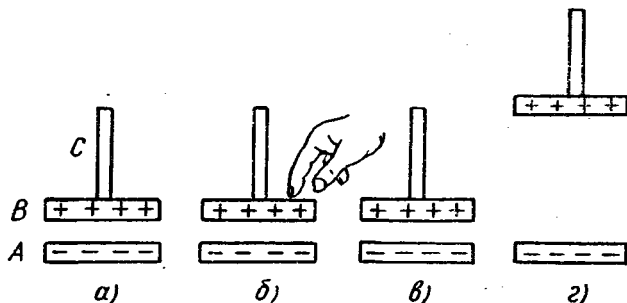
Ёпиқ сирт орқали ўтувчи электр индукция оқими эса

$$N = \oint D_n dS = \sum_{k=1}^n q_k$$

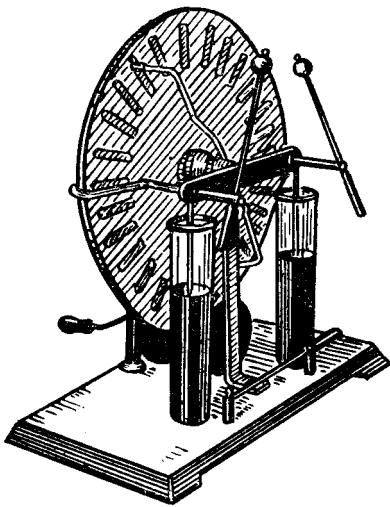
бўлади: индукция оқими ёпиқ сирт бўйича ўтувчи, диэлектрикдаги эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндига тенг.

### 13- §. Электрофор машина

Вольта механик энергияни электр энергияга айлантириш учун таъсир усули билан электрлаш ҳодисасидан фойдаланган. Манфий зарядли диэлектрик (шиша, эбонит....)дан ясалган *A* дискка ушлайдиган *C* дастали диэлектрдан иборат *B* металл диск яқин келтирилса, дарҳол унинг манфий зарядлари даста томон четланиб мусбат зарядлари *A* даги манфий зарядлар билан боғланади (37-а расм). Шу ҳолда бармоқни металл дискка тегизсак, *B* нинг ташқи сиртдаги манфий зарядлар ерга ўтиб (37-б расм) фақат *A* га боғланган мусбат зарядлар қолади (37-в расм). Шу ҳолда (37-в

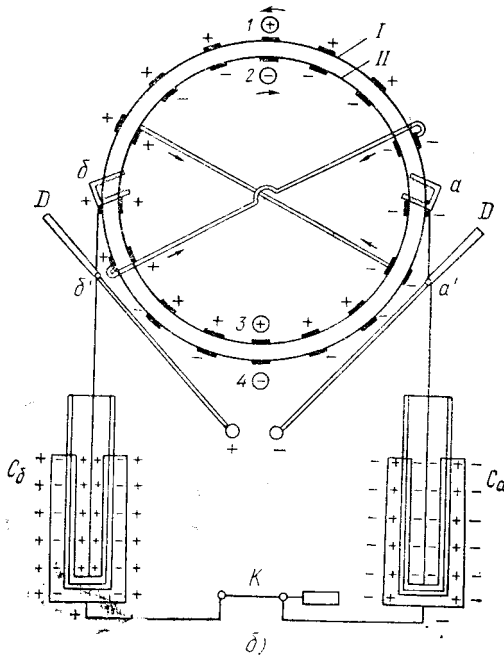


37- расм.



а)

расм) *С* дагани ушлаб, *В* дискни узоқлаштирак, ундаги мусбат зарядлар эркин ҳолда ажралганича қолади (37-г расм). Таъсир усули билан олинган ундаги заряднинг мавжудлигини, уни электроскоп шарчасига тегизганимизда, электроскоп япроқчаларининг оғишини кузатиб тасдиқлаймиз. Таъсир электростатик индукция усули билан заряд олувчи бу асбоб электрофор дейилади. Шу усулда заряд олувчи машиналардан бири *Уимшерстнинг* электрофор ёки *электростатик машина*сидир (38-а расм).



38- расм.



Бу машина сирти шеллак лаки билан бўялган плексиглас, шиша, эбонит ва бошқа изоляцияланган иккита I ва II дискдан иборат бўлиб, улар горизонтал умумий ўқда ўзаро параллел ўрнатилган ҳолда қарама-қарши томонга айланади. Ҳар бир дискнинг ташқи томони юзига юққа металл япроқчалари (38-б расмда кўрсатилганча) тенг масофада ёпиштирилади. Шу диск қирраларининг қарама-қаршисида ички томонлари арра тишли икки учли вилка —  $a$  ва  $b$  металл стерженлар изоляцияланган ҳолда асбоб ўртасидаги устунчада ўрнатилиб унинг бу тишлик учлари иккита дискнинг ташқи томонидан деборига тегмаган ҳолда яқин жойлашган:  $a$  вилканинг  $D$  дастасидаги  $a'$  нуқтадан цилиндрик  $C_a$  конденсаторнинг ички қопламасига, иккинчидан у изоляцияланган дастали, учига шарча ўрнатилган стерженга уланган.

Электростатик Уимшерст машинасини ишлатиш учун, аввал, тинч ҳолатда металл япроқчалардан бирортасини мусбат ёки манфий заряд билан электрлаш керак. Мисол учун I дискнинг ташқи япроқчаларидаги 1-номерлигини мусбат зарядласак, у ўз таъсири билан қаршисида турган II дискдаги 2-номерли япроқчани манфий ва шу диск туби томондаги 3-номерли япроқчани мусбат зарядлайди, бу 3-номерли мусбат заряд ўз таъсири билан қаршисида турган I дискдаги 4-номерли япроқчани манфий ишорали заряд билан зарядлайди.

Энди бу машинада заряд тўплаш учун ҳозирча фақат II ни (расмда ичкаридаги) соат стрелкаси бўйича айлантира бошлайлик. Бунда унинг ҳамма япроқчалари I дискнинг 1-номерли япроқчасидаги мусбат заряд таъсирида манфий заряд (электронлар) билан электрланиб, вилка-стержен тишлари  $a$  гача етгач, қисман сакраб, унга учиб ўтиши билан конденсаторнинг ички қопламасини манфий заряд билан электрлайди. Шу II дискнинг ост томонидаги мусбат зарядли 3-номерли япроқчалар ўз таъсири билан қаршисида турган I дискдаги 4-номерли япроқчани манфий заряд билан электрлайди. Бу ҳолда энди биз II дискни соат стрелкасига қарши ҳаракатга келтирамиз, ундаги 4-номерли япроқчалардаги манфий зарядлар ўша биринчи  $C_a$  конденсаторнинг ички қопламасига уланган вилканинг тишли учига етиши билан қисман сакраб, вилка тишларига ўтадилар. Шундай қилиб,

биринчи  $C_a$  конденсаторнинг ички қопламаси ҳар иккала дискдан манфий зарядлар билан электрланади.

Конденсаторнинг ички қопламасида тўпланган манфий зарядлар билан ташқи қопламасининг ички сиртидаги мусбат зарядлар боғланиб, манфий зарядлардан узоқлашган унга тенг манфий зарядлар шу қопламанинг сиртига чиқиб тўпланади. Бу ташқи сиртидаги манфий зарядлар ўз таъсири билан энди конденсаторнинг ички қопламасига япроқчалар орқали яна келиши мумкин бўлган манфий зарядларни итариб, ортиқча тўпланишга қўймайди. Конденсатор  $C_a$  даги ташқи қопламанинг ички сирти мусбат зарядланган бўлиб қолади-ю, аммо бу мусбат зарядлар ўз навбатида конденсаторнинг ички қопламасига вилка тишлари орқали кўчиб келган манфий зарядлар билан конденсаторнинг қопламалари орасидаги электр майдон орқали боғланиб, нейтраллик ҳосил қиладилар. Конденсаторнинг ташқи сирти ер билан уланса, ундаги электронлар ерга ўтиб, япроқчалардан келадиган манфий зарядлар, энди тўсувчи куч таъсири бўлмагани учун, ички қопламага ўтиб кўпроқ тўплана оладилар, қопламалар орасида электр майдон кучланганлиги янада ортади. Зарядларнинг кўпая бориши билан кучланиш ҳам бир неча минг вольтларга кўтарилади. Аммо чексиз кўтара олмаймиз, конденсатор қопламалари орасидаги диэлектрик муҳит модданинг тешилишигача 50000, ҳатто 100000 вольтгача кўтарилиши мумкин.

Агар биз  $I$  дискни мусбат зарядли япроқчалари билан соат стрелкасига қарши томон айлантирсак, у иккинчи  $C_b$  конденсаторнинг ички қопламаси билан уланган  $b$  вилка учларидаги тишларигача яқинлашиб етади, тишлардаги электронларнинг бир қисми сакраб учиб, мусбат япроқчаларга ўтиши туфайли конденсаторнинг ички қопламаси мусбат ишорали заряд билан электрланади.

Агар бир вақтда ҳар иккала диск қарама-қарши айлантирилса, бу конденсаторнинг ички қопламаси  $I$  ва  $II$  дисklarдаги мусбат зарядли иккала томондан келган мусбат япроқчаларга  $b$  вилка тишлари орқали электронларини учуриб, икки томонлама мусбат электрланади. Бу тўпланган зарядларни мувозанатда сақлаш учун  $C_b$  даги иккинчи ташқи қопламанинг ички ва ташқи сиртида мусбат зарядлар тўпланади. Бу  $C_b$  конденсатор ташқи қопламасининг ташқи сиртидаги

мусбат зарядлар ўз тортиш кучлари таъсирида ички қопламадан электронларнинг учиб кетиб, ички қопламанинг мусбат зарядланишига тўсқинлик кўрсатади. Агар ташқи қопламанинг ташқи сиртини ер билан уласак, бундан унга ердан электронлар келиб, шу сиртдаги мусбат зарядларни мувозанатлайди, қопламалардаги мусбат ва манфий зарядлар ичкарида ўзаро боғланиш билан нейтралланишлари натижасида I ва II дисклардаги мусбат зарядли япроқчаларга конденсаторнинг ички қопламасидан электронлар сакраб чиқиши ортиб, ундаги электр майдон таъсири орта боради. Шу билан бир вақтда, қопламалар орасидаги электр майдон кучланганлиги то қопламалар орасидаги диэлектрик тешилишигача энг катта қийматга эришади. Машина дискларини шу тартибда айлантира бориб, тўпланадиган зарядлар миқдорини кўпайтириш учун конденсаторлар системасидаги мусбат ва манфий зарядлар ўзаро қаттиқ боғланган ва зарядларнинг тўпланишига тўсқинлик кам бўлиши керак. Бу мақсадга эришиш учун электрофор машинасидаги конденсаторлар ташқи қопламаларнинг ташқи сиртларидаги мусбат ва манфий зарядлар ўтказгич орқали тагликнинг конденсатор яқинида тик ўрнатилган иккита калта стерженга шу тагликнинг ост томонидан келтириб, ўтказгич билан бирига уланади. Амалда бу стерженларнинг ташқарида чиқиб турган учларидаги тешикчалардан изолятор дастали ингичкароқ ўтказгич  $K$  стержень орқали улар нейтраллаштирилади. Шундай қилиб, иккала конденсаторлар ташқи қопламаларининг мусбат ва манфий зарядли ташқи сирти ўзаро уланиб нейтраллашади, ҳар бир конденсатордаги қопламаларнинг ички сиртидаги мусбат ва манфий зарядлар ҳам қопламалар орасидаги диэлектрик билан ажралган ҳолда нейтраллашиб, улар орасида катта кучланиш сақланади.

Конденсаторнинг электр сиғими  $C$  шу конденсатор учун доимий  $C = \frac{q}{\Delta\phi}$  ва бундан  $\Delta\phi = \frac{q}{C}$  бўлиб, тўпланган заряд  $q$  ортган сайин конденсаторлар орасидаги потенциал айирма  $\Delta\phi$  бир неча 10 минг вольtgача кўтарилади.

Конденсаторлар уланган стержень шарчалари орасидаги масофа 1 см бўлганда кучланиш 30000 вольtgга эришса, улар орасида яшин (чақмоқ) ҳосил бўлади.

Юқоридаги айтилганларга қўшимча электрофор машина дискларининг ҳар иккала орқа томон девори

яқинига учлари сим шчёткали иккита металл стерженлар ўрнатилган. Диск айлантирилганида ундаги япроқчалар ана шу шчёткаларга тегиб ўтади. Гап шундаки, дискнинг айланишида унинг манфий зарядли япроқчалари вилкага яқинлашганда ундаги электронларнинг ҳаммаси  $a$  вилка тишчаларига сакраб улгурмайди, бир қанча электронлар, яъни манфий зарядлар япроқчаларда қолади. Ана шу ортиб қолган манфий зарядларни ерга улаб юборсак, заряд қолмайди ва япроқчанинг зарядсиз ҳаракати давом этишида  $II$  дискдаги манфий зарядлар таъсирида бу япроқчалар энди мусбат зарядланади. Шундай қилиб,  $II$  диск ўзининг биринчи ярим айланишида  $a$  тишчаларга ортиқча электронлар билан келиб,  $C_a$  конденсаторни манфий зарядласа,  $C_b$  конденсаторга мусбат заряд билан бориб, конденсаторнинг ички қопламасидан  $b$  тишчалар орқали электронларни ўзига тортиб олади,  $C_3$  конденсаторнинг электронлари камайган ички қопламаси мусбат зарядланган бўлади. Бу ерда бўладиган ҳодиса натижасида тишчалардан сакраб мусбат зарядли япроқчаларга қўнган электронлар ундаги ҳамма мусбат зарядларни мувозанатга келтира олмайди, мусбат зарядларнинг маълум бир қисми япроқчаларда ортиб қолади. Бу қолган мусбат заряд билан ҳаракат давом этса, бу япроқчалар то мусбат зарядлар йўқолмагунча янгидан манфий заряд билан электрламайди. Қолган мусбат зарядларни ерга уласакгина ердан келган электронлар япроқчадаги қолдиқ мусбат зарядларни тўлиқ нейтраллаб бергач, кейин ҳаракат давомида бу нейтрал япроқчалар таъсир билан манфий зарядланади ва дискнинг айланиш давомида зарядланиш жараёни такрорлана беради. Бу машинани ихтиро қилган Уимшерст  $I$  дискнинг қарама-қарши томонларидаги бир томондан ортиқча манфий зарядларни, иккинчи томондан мусбат зарядларни ерга улаш ўрнига, битта стерженнинг икки учидаги шчёткалари орқали япроқчалардаги ортиқча мусбат ва манфий зарядларни улаб, япроқчаларнинг  $a$  ва  $b$  тишчалар ёнидан ўтиш пайтида манфий зарядли шчёткадан электронлар стерженнинг иккинчи учидаги мусбат зарядли шчёткага ўтиб, уларни доимий нейтралланишини таъмин қилган. Шундай қилиб, бу икки учи шчёткали стержень ишқалаш билан электрлаш учун эмас, балки ортиқча мусбат ва манфий зарядларни нейтраллаштириш учун хизмат қилади. Бу юқо-

рида айтилган ҳодисалар  $I$  диск орқасида ҳам айнан такрорланади, аммо шчёткали стерженларнинг вазифаси бу ерда ҳам мусбат ва манфий зарядларни нейтраллашдан иборат. Бу ерда ишқаланиш билан электрлаш ҳодиса йўқлигини унутмаслик керак. Машина таъсир (индукция) билан электрлашга асосланган.

Бундай тажрибаларни нисбий намлиги мумкин қадар камроқ ва иссиқроқ аудиторияларда ўтказиш зарур. Акс ҳолда тўпланган зарядлар ҳавода тарқалиб тажриба чиқмайди.

#### 14- §. Диэлектриклар учун Остроградский — Гаусс теоремаси, унинг интеграл ва дифференциал шакллари

Юқорида (4- § да (1.18) формула) ўтилган Гаусс теоремасида кучланганлик векторлар оқими билан таънишганда, Гаусснинг вакуум учун интеграл шаклдаги

$$N_E = \oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.46)$$

тенгламасини кўрган эдик. Муҳит таъсири ҳисобга олинмаган эди. Энди диэлектрик учун ҳам шу тенгламани олиш мумкин, аммо энди майдон ҳосил қилувчи  $q$  зарядга диэлектрикнинг қутбланиши туфайли ҳосил бўладиган  $q_k$  зарядлар атрофидаги майдонни ҳам ҳисобга олишга тўғри келади, яъни

$$\oint E_{\text{тўл}} dS = \frac{q + q_k}{\epsilon_0}. \quad (1.47)$$

Қутбланиш заряди диполининг электр моменти  $p$  ҳисобга олинса,

$$q_k = - \oint P_n dS = - \oint \vec{P} \cdot d\vec{S} \quad (1.48)$$

бўлиб,

$$\oint (\epsilon_0 E + P) dS = q$$

келиб чиқади.

$(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$  ифода электр индукция вектори деб аталади ва  $\vec{D}$  орқали белгиланади:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (1.49)$$

Бу ҳолда

$$\oint D_n dS = q. \quad (1.49^a)$$

Электр куч чизиқлари ўтаётган юзага туширилган ташқи нормал ўқнинг манфий томонига йўналган бўлса, бунда бу сиртдан ўтган  $\vec{E}$  вектор оқими  $-E_x(x) dy dz$  бўлади. Унга қарши сирт орқали ўтган оқимни  $E_x(x + dx) dy dz$  деб ёзсак бўлади. Ҳар иккала оқимнинг йиғиндиси

$$[E_x(x + dx) - E_x(x)] dy dz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dV \quad (1.50)$$

бўлади. Бунда  $dx dy dz = dV$  ҳажм элементи. (1.50) ифодани бошқа  $dy$  ва  $dz$  ўқлар бўйича ёзсак, параллелепипеднинг ҳамма юзасидан ўтган умумий оқим йиғиндиси

$$\left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dV = \text{div } E \cdot dV \quad (1.51)$$

бўлиб, бундаги

$$\text{div } E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

электр майдон кучланганлигининг *дивергенцияси* деб олинган. У вақтда Гаусс теоремаси бўйича берк сиртдан ўтган тўлиқ оқим  $\oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0}$  зарядни ҳажм ва ҳажм зичлиги орқали ифодасини олсак, шу оқимнинг ўзи

$$\frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (1.52)$$

бўлади (1.51) ва (1.52) ларни бирлаштирсак,

$$\text{div } E dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV, \quad (1.53)$$

бундан

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (1.54)$$

(1.49<sup>a</sup>) тенглама дифференциал шаклда

$$\text{div } D = \rho \quad (1.55)$$

ёзилиши мумкин, бу ерда  $\rho$  — эркин зарядларнинг ҳажмий зичлиги.

Демак, берк сирт орқали ўтган индукция вектор оқими  $\vec{D}$  фақат эркин зарядлар орқали ифодаланар экан. Бу (1.49<sup>a</sup>) тенглик диэлектриклардаги электр майдон учун Остро-

градский — Гаусс теоремасини ифодалайди. Вакуумда  $\vec{E}$  ва  $\vec{D}$  векторлар бир хил ифодага эга.

(1.49) тенгламадан  $\vec{D}$  нинг қийматини (1.55) га қўйсак,  $\operatorname{div} E = \rho - \operatorname{div} p$  ҳосил бўлади. (1.48) ни эътиборга олсак,  $\operatorname{div} E = \rho + \rho_k$  кўринишда ёзиш мумкин.

## 15-§. Электр сиғим

Биз бирор ўтказгич парчасини зарядлаганимизда бу зарядлар Кулон кучи таъсири остида бир-бирларидан узоқлашиб, ўтказгичнинг сартида тақсимланади. Ана шу Кулон кучларини енгиб  $q$  зарядларни кўчириш учун қандайдир  $A$  ишни бажарилади. Бу ҳолда заряд бирлигига тўғри келган иш миқдори билан ўлчанадиган ўтказгичнинг сирт потенциали  $\varphi = \frac{A}{q}$  мавжуд бўлади. Заряд миқдори  $q$  ортган сайин ўтказгич потенциали ҳам орта боради. Бу ҳодисани характерлаш учун *электр сиғим* деган тушунча киритилган.

Зарядсиз ўтказгичнинг потенциали  $\varphi = 0$  бўлса, унга  $q$  заряд берилганда унинг потенциали  $\Delta\varphi > 0$  гача кўтарилади,  $\frac{q}{\Delta\varphi}$  нисбат билан ўтказгичнинг потенциалини потенциал бирлигига кўтариш учун керак бўлган электр миқдорининг сон қийматини биламиз, ана шу  $\frac{q}{\Delta\varphi}$  катталикни «*электр сиғим*» —  $C$  деб олинган

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi}. \quad (1.56)$$

Умуман айтганда, электр сиғим ўтказгич катталигига, унинг геометрик шаклига, жисмнинг бошқа жисмлар билан ўзаро жойлашишига ва муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқ бўлиб, ўтказгич ясалган модда табиатига боғлиқ бўлмайди.

СИ да ўтказгичга бир кулон электр заряд берилганда, унинг потенциали бир вольтга кўтарилса, бу ўтказгичнинг электр сиғими амалий бирлик этиб қабул қилинган ва бу бирликни бир *фарада* (1 Ф) дейилади, яъни

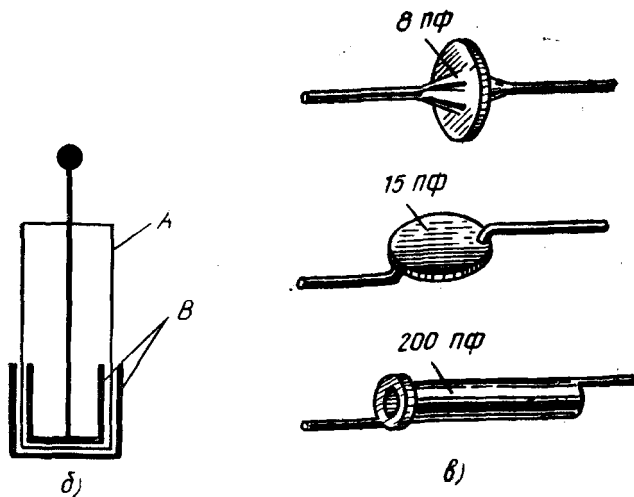
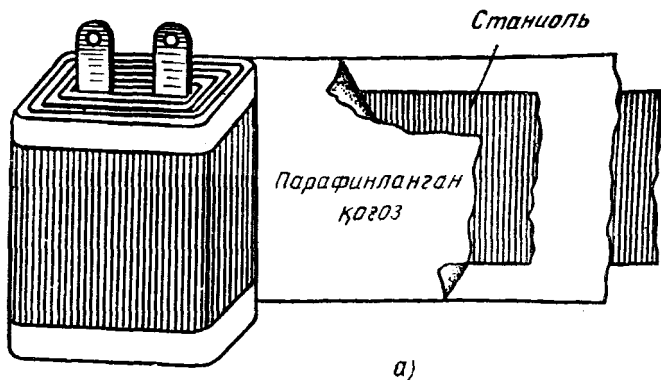
$$C = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = 1 \text{ Ф}.$$

Яккаланган ўтказгичга  $q$  заряд берганимизда унинг потенциали холдан маълум бир  $\phi$  қийматга кўтарилади. Сигим бирлиги сифатида амалда микрофарада ва пикофарадалардан фойдаланилади:

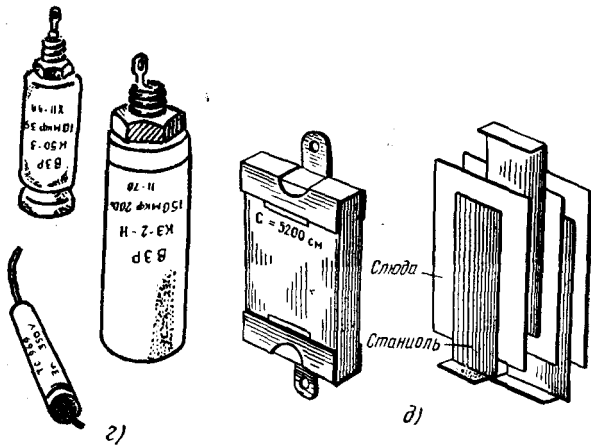
$$1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ Ф},$$

$$1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}.$$

### 16- §. Конденсаторлар ва уларнинг сигими



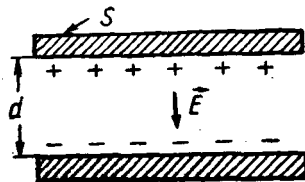
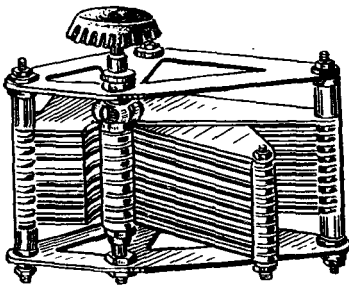




39- расм.

Конденсатор деб, бир-биридан диэлектрик билан ажратилган икки ўтказгичдан иборат системани тушунамиз. Конденсаторлар ясси, цилиндрик (масалан, Лейден банки), сферик ёки бошқа хил шаклларда бўлиши мумкин (39- расм).

Бундан ташқари, 40- расмда кўрсатилгандек ўзгарувчан электр сифимли конденсатор ҳам ишлатилади.



41- расм.

40- расм.

**а) Ясси конденсаторнинг электр сифими**

Ясси конденсатор (41- расм) пластиналари оралиғи  $d$  ва  $S$  юзли пластинадаги электр миқдори  $q = \sigma S$  (бундаги  $\sigma$  — заряднинг юза зичлиги),  $\epsilon_0 E = \sigma$  ва  $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$  бўлгани

учун  $\sigma = \epsilon \epsilon_0 \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{d}$ , бундан  $q = \epsilon \epsilon_0 S \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{d}$  бўлиб,  $C = \frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2}$  тенгламага  $q$  нинг қиймати қўйилса, СИда

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (1.57)$$

келиб чиқади. Демак, ясси конденсаторнинг электр сиғими пластиналар қопламасининг юзига, муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига, тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлар экан.

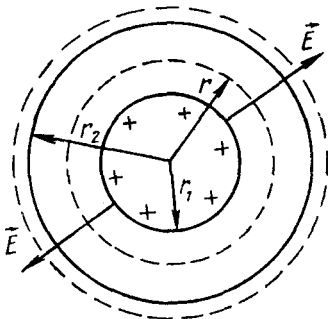
б) Шарнинг электр сиғими

Зарядланган шар электр майдонининг кучланганлиги

$$E = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2}$$
 эканлигини юқоридаги параграфда кўрган эдик

Бундай майдоннинг потенциали  $\varphi = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r}$  ва иккинчи томондан  $q = C \varphi$  бўлгани учун:

$$C = 4 \pi \epsilon_0 \epsilon r. \quad (1.57^a)$$



42- расм.

в) Сферик конденсаторларнинг электр сиғими.

Бир умумий марказга эга бўлган турли радиусли металлдан ясалган икки сферик сирт оламиз. Бир сферик сиртда мусбат зарядлар ва иккинчисида манфий зарядлар текис тақсимланган бўлсин, улар орасидаги электр майдон кучланганлик вектори радиуслар бўйича йўналган бўлади.

Конденсатор радиуслари  $r_1$  ва  $r_2$  бўлса (42- расм), улар орасидаги биронта ихтиёрий  $r$  радиусли сферик сирт учун  $\frac{E_1}{E} = \frac{r^2}{r_1^2}$  бўлиб, бундан  $E = \frac{r_1^2}{r^2} E_1$ . Иккинчи томондан  $d\varphi = E dr$ . Бу тенгламани  $r_1$  ва  $r_2$  орасида интегралласак,

$$\begin{aligned} \Phi_1 - \Phi_2 &= \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E dr = E_1 \left( r_1 - \frac{r_1^2}{r_2} \right) = E_1 r_1 \left( 1 - \frac{r_1}{r_2} \right) = \\ &= E_1 r_1 \frac{r_2 - r_1}{r_2} \end{aligned} \quad (1.58)$$

бўлиб,  $E_1$  ўрнига  $\frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$  ни қўйсақ,

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\sigma r_1}{\epsilon\epsilon_0 r^2} (r_2 - r_1). \quad (1.58^a)$$

Ички сферик сиртдаги  $q$  заряд эса  $q = r_1^2 \sigma 4\pi$

$$(1.59)$$

бўлади. (1.58) ва (1.59) тенгламаларга асосан электр сизгим

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (1.60)$$

бўлади.

Агар  $r_1 \rightarrow \infty$  бўлса, (1.60) электр сизгими қуйидагича афодаланади:

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1, \quad (1.60^a)$$

вакуумда эса

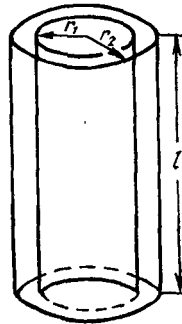
$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1. \quad (1.60^b)$$

г) *Цилиндрик конденсаторнинг электр сизими*

Радиуси  $r_1$  бўлган цилиндрни радиуси  $r_2$  бўлган иккинчи бир цилиндр ичида коаксиал равишда ўрнатиб, уларни маълум манфий ва мусбат потенциалга зарядласак, ички ва ташқи цилиндрларда тенг электр зарядлар тақсимланади (43-расм).

СГСЭ бирликлари системасида радиуслар  $r_1$  ва  $r_2$  бўлган цилиндрик сирт орасида электр майдон кучланганлигининг потенциал билан боғланиши

$$E = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (1.61)$$



43-расм.

бўлиб, иккинчи томондан узунлиги (балаңдлиги)  $l$  бўлган цилиндр учун майдон кучланганлиги:

$$E = \frac{2q}{\epsilon\epsilon_0 r l} = \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0 r} \quad (1.62)$$

бўлади, бундаги  $\eta = \frac{q}{l}$  узунлик бирлигига тўғри келган электр миқдоридир, яъни узунлик бўйича заряд зичлигидир. (1.61) ва (1.62) тенгламалардан

$$d\varphi = - \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0 r} dr.$$

Бу ифодани интеграллаш натижасида топилган потенциал айирма

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0} \frac{dr}{r} = \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

ёки

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2q}{\epsilon\epsilon_0 l} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (1.63)$$

Цилиндрик конденсаторнинг электр сизимидаги потенциал айирмаси ўрнига (1.63) тенгламадаги қиймати қўйилса,

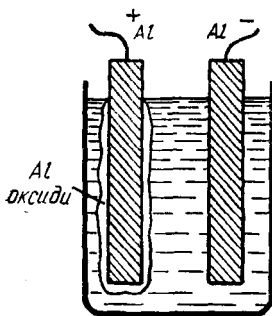
$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (1.64)$$

ҳосил бўлади. Демак, цилиндрик конденсаторнинг электр сизими диэлектрик константага ва конденсатор узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, конденсаторни ташкил этувчи цилиндр радиуслари нисбатларининг натурал логарифмига тескари пропорционал бўлади. СИ системасида эса

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (1.65)$$

#### д) Электрוליтик конденсатор

Бу конденсатор электролиз ҳодисасидан фойдаланиб тузилган. Ичида аммиак ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ) эритмаси билан бор кислотаси ( $\text{H}_3\text{BO}_3$ ) аралашмаси бўлган цилиндрик идишда электрод сифатида иккита алюминий пластина ботирилиб, унга бир оз глицерин ҳам солинган (44-расм). Бу конденсаторга электр ток юборилганда анод сирти юпқа алюминий оксид пардаси билан қопланади, амалда ток кучи нолга тенглашади. Бу парда 40 В гача потенциал айирмасини сақ-



44-расм.

лай олади. Бу асбоб иккита бир-биридан алюминий оксид пардаси билан ажралган (бири мусбат электрод ролини, иккинчи манфий электрод ролини электролитнинг ўзи ўйнайди) қопламли конденсатор бўлиб қолади.

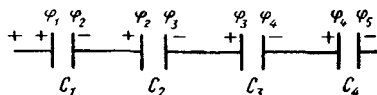
Бундай конденсаторларда изоляцияловчи парданинг қалинлиги жуда юпқа бўлгани учун сифми жуда катта бўлиб, улар радиотехникада кўп қўлланилади. Аммо унинг ишлатилишида катта ток ўтиб, қутбланиш натижасида изоляцияловчи парда йўқолади, конденсатор ишдан чиқади.

## 17-§. Конденсаторларни кетма-кет ва параллел улаш

Электротехника ва радиотехникада турли сифимдаги конденсаторлардан фойдаланиш учун уларни турлича улаш орқали сифимларини ўзгартиришимиз мумкин. Шунинг учун уларнинг уланишини қараб чиқамиз.

### а) Кетма-кет улаш

Конденсаторларнинг кетма-кет уланиши 45-расмда тасвирланган. Бу улашда конденсаторларнинг қарама-қарши зарядли қопламлари ўзаро уланиб, конденсаторларнинг ҳамма пластиналарида заряд миқдори бир хил бўлади:



45- расм.

$$q = (\varphi_1 - \varphi_2) C_1,$$

$$q = (\varphi_2 - \varphi_3) C_2,$$

$$q = (\varphi_3 - \varphi_4) C_3,$$

$$q = (\varphi_4 - \varphi_5) C_4.$$

Бу тенгламалар системасини потенциаллар айирмасига нисбатан ечиб, сўнгра қўшсак,

$$\varphi_1 - \varphi_5 = q \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right),$$

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_5}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} = \sum_{k=1}^5 \frac{1}{C_k}$$

бўлади. Кетма-кет уланган конденсаторлар системасининг умумий электр сиғимини  $C$  деб белгиласак,

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q}$$

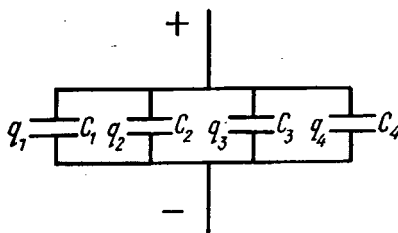
бўлгани учун

$$\frac{1}{C} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k}. \quad (1.66)$$

Демак, конденсаторларнинг кетма-кет уланишида умумий электр сиғимининг тескари қиймати айрим конденсаторлар электр сиғимлари тескари қийматларининг йиғиндисига тенг, демак, бу уланишда конденсаторнинг сони ортиши билан умумий электр сиғим каямайди, потенциал айирма эса кўпаяди.

#### б) *Параллел улаш*

Конденсаторларни параллел улаш 46-расмда тасвирланган.



46- расм.

Бу улашда конденсаторларнинг мусбат зарядли қопламалари бир нуқтага, манфий зарядли қопламалари эса иккинчи нуқтага улашиб, қопламалардаги потенциаллар айирмаси уларнинг ҳаммаси учун бир хил бўлади. Шунинг учун ҳар бир конденсатордаги заряд миқдори

$$q_1 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_1,$$

$$q_2 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_2,$$

$$q_3 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_3,$$

$$q_4 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_4$$

бўлиб, зарядлар йиғиндис

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = (\varphi_1 - \varphi_2) (C_1 + C_2 + C_3 + C_4)$$

ва умумий электр сиғими

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + C_3 + C_4,$$

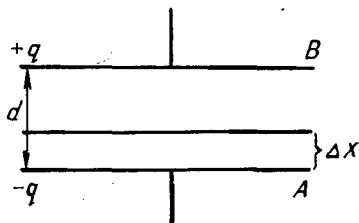
$$C = \sum_{k=1}^n C_k \quad (1.67)$$

бўлади. Демак, параллел уланган конденсаторларнинг умумий электр сизими шу уланган конденсаторларнинг айрим-айрим электр сизимлари йиғиндисига тенг бўлади.

### 18-§. Нуқтавий зарядлар системасининг энергияси. Электр майдон энергиясининг зичлиги

Электростатик майдоннинг энергиясини тушуниш учун ясси конденсаторнинг зарядланишини кўриб ўтайлик.

Ясси конденсаторнинг  $+q$  ва  $-q$  зарядли қопламаларини бир-биридан  $d$  масофага узоқлаштириш учун ўзаро тортиш электр кучларини енгиб  $A$  иш бажаришга тўғри келади (47-расм). Агар шу ҳолда қопламалар қўйиб юборилса, энди электр майдон конденсатор қопламаларини бир-бирига яқин келтириб, ўша  $A$  ишни бажаради. Демак, бажариладиган ишга сарф қилинадиган энергия ҳисобига қопламалар орасидаги электр майдон энергияси  $W$  ҳосил бўлган, шунинг учун



47-расм.

$$W = A.$$

Қатталиклари бир хил, лекин қарама-қарши зарядлар билан электрланган икки қоплама оралигидаги электр майдон энергияси зарядларини ажратиш учун бажарилган ишга тенг бўлади. Умуман, кучланганлиги,  $\vec{E}$  бўлган электр майдонга  $q$  заряд келтирилса, унга майдон  $\vec{F} = q\vec{E}$  куч билан таъсир этади, кучланганлик эса

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}.$$

Иккинчи томондан  $q = \sigma S$  ҳисобга олинса,

$$F = qE = \sigma S \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} = S \frac{\sigma^2}{\epsilon \epsilon_0}.$$

Зарядланган  $A$  пластина бу куч билан зарядланган  $B$  пластинага таъсир этади.

Шу каби  $B$  пластина ҳам  $A$  пластинага худди шундай куч билан таъсир этади.

Расмдан кўринадики, пластиналар орасидаги тўла индукция оқими  $N=q$  ва электр индукция  $D=\sigma$  бўлганидан, куч учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$F = \frac{D}{2 \epsilon \epsilon_0} \sigma S = \frac{Eq}{2}. \quad (1.68)$$

Етарли даражада катта пластиналар учун ўзаро таъсир кучи пластиналар орасидаги масофаларга боғлиқ эмаслигидан, яъни электр майдон бир жинсли эканлигидан, пластиналардан бирини иккинчисига нисбатан  $d$  масофага вакуумда кўчиришда бажарилган иш

$$A = Fd = \frac{Eq}{2} d = \frac{qU}{2} \quad (1.69)$$

ёки (1.53) тенглама ва  $D = \sigma$  га асосан  $A = \frac{D^2 S d}{2 \epsilon_0}$  (1.69<sup>a</sup>)

бўлади. Бу иш миқдори конденсатор қопламалари орасидаги электр майдоннинг тўла энергиясини ифодалайди. Бундан кўринадики, конденсатор қопламалари орасидаги электр майдоннинг энергияси шу майдоннинг  $V = Sd$  ҳажмига пропорционал бўлади. У вақтда энергия тубандагича ифодланади:

$$W = \frac{D^2}{2 \epsilon_0} V. \quad (1.70)$$

Бу тенграмани  $D = \epsilon_0 E$  бўлгани учун уни тубандагича ҳам ёзсак бўлади:

$$W = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V. \quad (1.70^a)$$

Бундан ташқари, электр майдон энергиясининг (1.69) ифодаси турли хил конденсаторларга татбиқ қилинса бўлади, чунки унга фақат қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси ва заряд миқдори кирган  $q = CU$  бўлганлигидан энергияни  $W = \frac{CU^2}{2}$  деб ёзиш мумкин.

Ясси конденсатор учун  $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$  эди, шунга кўра ясси



конденсатор энергияси  $W = \frac{\epsilon_0 S}{2d} U^2$  бўлади.

Бу эса тенг ва қарама-қарши заряд билан электрланган ва  $d$  масофага узоқлаштирилган қопламалар орасидаги электр майдоннинг энергияси бўлиб ҳисобланади.

Ҳамма нуқталарида потенциали бир хил бўлган  $q$  зарядли ўтказгич энергияси:

$$W = \frac{1}{2} \int_0^1 U dq = \frac{Uq}{2}$$

бўлади.  $C = \frac{q}{U}$  дан  $U = \frac{q}{C}$  ёки  $q = CU$  деб олсак,

$$W = \frac{1}{2} qU = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (1.71)$$

ни топамиз. Қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси  $U$ , электр сифими  $C$  ва битта қопламадаги заряд  $q$  бўлса, унинг майдонидаги энергияни (1.71) бўйича ҳисоблаш мумкин.

Электр энергиясини (1.71) дан фойдаланиб кучланганлик  $E$  орқали ҳам ифодалаш мумкин, кесим юзи  $S$  ва узунлиги  $l$  бўлган кубик шаклдаги майдоннинг  $Sl$  ҳажмдаги энергиясини топишда  $U = El$  ва  $C = \frac{\epsilon_0 S}{l}$  ни ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} Sl = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V. \quad (1.72)$$

Энергиянинг ҳажмига нисбати, яъни майдоннинг ҳажм бирлигидаги энергия миқдори билан ўлчанадиган катталик энергия зичлиги дейилади:  $w = \frac{W}{V}$ . Ҳажм бирлигидаги энергия, яъни электр майдонининг энергия зичлиги

$$w = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (1.73)$$

бўлади. Энергия ва энергия зичлигини муҳит учун ифодаласак, (1.72) ва (1.73) формулалар мос равишда қуйидаги кўринишга келади:

$$W = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} Sl \quad (1.72^a) \quad \text{ва} \quad w = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2}. \quad (1.73^a)$$

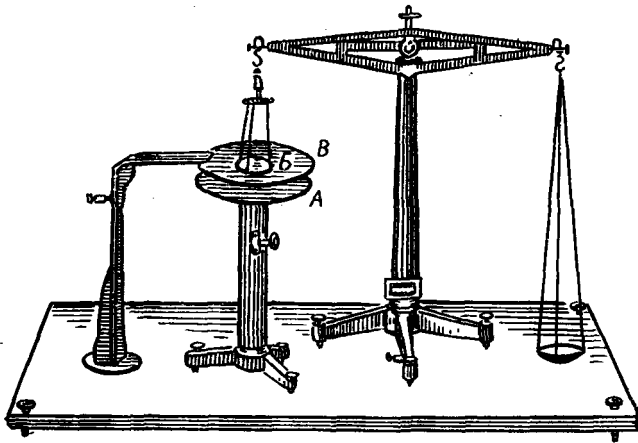
## 19- §. Электростатик асбоблар

Электростатик асбоблар электростатика принципларига асосланган.

Электростатик асбоблар сифатида Кулоннинг буралма тарозиси, Томсоннинг абсолют электрометри ва квадрат электрометрлар ҳақида тушунча берамиз.

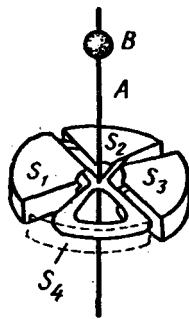
1. **Абсолют электрометр.** Абсолют электрометрнинг схемаси 48-расмда кўрсатилган. У ричагли тарозидан иборат бўлиб, паллаларидан бири доира шаклида конденсаторнинг қопламаси *B* бўлиб, сақловчи *B* ҳалқа билан ўраб олинган бўлади. Қоплама *A* билан *B* ҳалқа орасида кичик бир оралиқ қолади, *B* ҳалқа майдоннинг бир жинсли бўлиши учун хизмат қилади. Қоплама *B* ерга уланган бўлиб, *A* қоплама эса потенциали ўлчанадиган жисмга уланган бўлади. Қопламалар орасида тортишиш кучи *F* ни тарозининг иккинчи палласига қўйилган тошнинг оғирлиги *P* билан аниқлаймиз. Қопламанинг ўзаро таъсир кучи  $F = \frac{W}{d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U^2}{2d^2} S$ , тошнинг оғирлиги ҳам *P* бўлгани учун  $F = P$ , бундан:

$$U = \sqrt{\frac{2Pd^2}{\epsilon\epsilon_0 S}} = d \sqrt{\frac{2P}{\epsilon\epsilon_0 S}}$$



48- расм.

2. *Квадрант электрометр*. Ичи ковак тўртта металл  $S_1, S_2, S_3, S_4$  квадрантлар (49- расм) бир-биридан кичик оралиқ қолган ҳолда бириктилиб, уларнинг ичида ингичка симга бисквитсимон стрелка осиб қўйилган. Стрелканинг ўқи ўртада вертикал равишда ўрнашгани учун у горизонтал текисликда квадрантлар ковагида айлана олади.



49- расм.

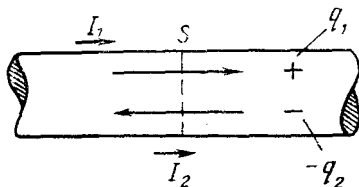
Тажриба вақтида аввал стрелка бирор потенциалгача зарядланади. Икки қарама-қарши турган  $S_1$  ва  $S_3$  квадрантлар бир ўтказгич билан ерга уланиб, қолган  $S_2$  ва  $S_4$  квадрантлар эса потенциаллар айирмаси ўлчаниши лозим бўлган жисмга уланади. Ўтказгичлар орасидаги срелканинг бурилиши  $A$  кварц ипга ёпиштирилган  $B$  ойна ёрдами билан кузатилади. Бундай квадрант электрометрларнинг ўлчаш аниқлиги  $10^{-4}$  вольтгача етади.

## II БОБ. ЎЗГАРМАС ТОК

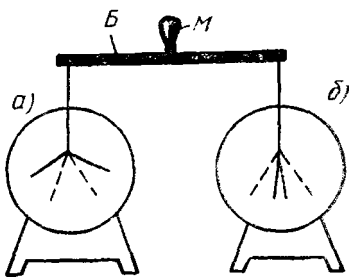
### 20- §. Ток тўғрисида тушунча

Электр зарядларининг бир томонлама оқими *электр токи* деб юритилади. Зарядларнинг қайси томонга ҳаракат қилишидан қатъи назар, *электр токининг йўналиши шартли равишда мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналишида деб қабул қилинган*  $+q_1$  ва  $-q_2$  зарядлар қайси томон ҳаракат қилса ҳам, бирибир ток мавжуд бўлади, аммо унинг йўналиши келишилган томонга қараб йўналганлиги кўрсатилади. Масалан, эритмаларда, умуман бирор муҳитдаги  $-q_2$  зарядлар бир томонга ҳаракат қилиб  $I_2$  токни,  $+q_1$  зарядлар унга қарама-қарши томонга ҳаракат қилиб  $I_1$  токни ҳосил қилса, бу тоқларнинг йўналиши бир томонлама деб олинади, яъни ток ҳосил қиладиган зарядлар  $q = q_1 + (-q_2)$  электр ток эса  $I = I_1 + I_2$  бўлади (50- расм).

Металларда эркин электронлар тартибсиз ҳаракатланади, бунда ток ҳосил бўлмайди, электронлар бир томонлама ҳаракатланганда бу электронларнинг ҳара-



50- расм.



51- расм.

кат йўналишига тескари йўналган электр токи мавжуд деб ҳисоблаймиз.

Бир тажриба ўтказайлик. Ҳар хил потенциалларга ча зарядланган икки металл бир-бирига теккизилса, уларнинг биттасидан иккинчисига қисқа вақтда оний ток ўтади. Иккита электроскопдан бири  $a$  ни зарядласак, потенциал ортишига қараб, унинг япроқчалари бирор бурчакка оғади (51-расм), иккинчи  $б$  зарядсиз электроскоп япроқчалари тинч туради. Ана шу ҳолда бирор  $M$  изолятор даста ўрнатилган  $B$  металл таёқча билан бу иккала электроскоп шарчаларини ўзаро уласак, шу ондаёқ зарядланган электроскопдан иккинчи зарядсиз электроскопга оний ток ўтиб, уни зарядлайди, бунинг япроқчалари ҳам сал оғиб биринчидаги япроқлар сал бир-бирига яқинлашади (51-расм, штрих чизиқ). Бу ерда ҳам  $B$  ўтказгич орқали қисқа вақтда оний ток ўтиб, у кейин ўтмай қолади.

Агар  $a$  дан  $б$  га  $\Delta t$  вақтда қанча заряд ўтганда, унинг ўрнига яна шунча заряд келтириб шу вақт ичида  $б$  га келган заряд олиб турилса,  $B$  улагич орқали ток узлуксиз ўтар эди. Бу тажрибамизда  $a$  нинг потенциали  $U_a$  ва  $б$  потенциали нолдан бошлаб  $a$  нинг потенциали пасаяди,  $б$  нинг потенциали орта бориб, уларнинг потенциали тенглашиши билан ток бўлмайд қолади. Демак, электр токи бу икки нуқтадаги потенциаллар турли, аммо потенциал айирмаси ўзгармай доимий бўлиб турса, шундагина бу икки нуқтани улаган ўтказгич орқали ток узлуксиз, яъни доимий ўтиб турар экан.

Хулоса қилиб айтганда, икки нуқтадаги потенциаллар ҳар хил, яъни потенциал айирмаси мавжуд бўлса, бу нуқтани улаган ўтказгич орқали потенциали

юқори бўлган нуқтадан потенциали паст бўлган нуқта томон йўналган электр токи ўтади.

Электронларнинг ўтказгичдаги бир томонлама ҳаракати узлуксиз бўлиши учун ундаги электр майдон таъсири ҳам доимий бўлиши керак.

Эркин мусбат зарядларнинг электр майдондаги ҳаракати, потенциали юқори бўлган нуқтадан потенциали кам бўлган нуқта томон бўлади. Металларда электронларнинг ҳаракат йўналиши токнинг йўналишига тес- тари бўлади.

Ўтказгичнинг учларига маълум потенциаллар айир- малари қўйилган заҳоти электр майдон ёруғлик тез- лиги билан ўтказгичда тарқалади ва бу майдон ўз навбатида ўтказгичнинг ҳамма жойида мавжуд бўлган эркин электронларни кичик потенциалли жойлардан катта потенциалли жойларга қараб ҳаракат қилишга мажбур қилади, натижада ўтказгич бўйлаб бир томон- лама йўналишда электр токи ўта бошлайди. Лекин ўтказгичдаги эркин электронлар майдон тезлиги билан ҳаракат қила олмайди. Ўтказгичда электр майдон куч- ланганлиги  $100 \frac{\text{Во}}{\text{м}}$  бўлганда, электронларнинг ҳаракат тезлиги атиги 0,1 м/с га яқин бўлади.

Электр станциялардан бериладиган токнинг узоқ масофаларга бориши учун динамо-машина ўрамларида қўзғалган электронларнинг бевосита истеъмолчига ке- либ етишлари шарт эмас, ўтказгичнинг ҳамма еридаги эркин электронлар ўз жойидан бир томонга ҳаракатда бўлиши етарлидир.

## 21- §. Токнинг зичлиги. Ўтказувчанлик

Электр токини миқдорий томондан характерлаш учун *ток кучи* деган катталиқдан фойдаланилади. Ток кучининг сон қийматини ўлчаш учун ўтказгичнинг кўн- даланг кесим юзи орқали вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдори олинган. Агар  $\Delta t$  вақт ичида ўтказгич- нинг кўндаланг кесим юзи орқали  $\Delta q$  заряд ўтса, таъ- рифимизга мувофиқ шу пайтдаги ток кучи

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (2.1)$$

бўлади. Тенг вақтларда ўтадиган заряд миқдорлари  $\Delta q$  ҳар

хил бўлса, (2.1) ўрнида ток кучининг ўртача қийматини оламиз:

$$\langle I \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta t},$$

$\Delta q$  бир хил бўлса,  $I = \text{const}$  бўлади. Бу ҳолда ток кучини (2.1) кўринишида ифодалаш мумкин.

Ўтказгичнинг кесим юзи бирлигига тўғри келган ток кучи шу ток кучининг зичлиги дейилади:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{St} = nev, \quad (2.2)$$

$n$  — заряд концентрацияси;  $e$  — электроннинг заряди,  $v$  — заряд тезлиги.

Электротехникада ток кучининг бирлиги учун ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи орқали бир секундда 1 Кулон заряд ўтишида ҳосил бўлган ток кучи «ампер» (А) деб олинган, яъни  $I = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = 1 \text{ А}$  ёзув ҳам учрайди (1 А нинг СИ системасидаги ҳозирги таърифи 58-§ да берилган).

Ток зичлигининг бирлиги эса  $j = 1 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ .

Агар  $q$  ўзгарувчан бўлса, ҳар ондаги ток кучи зичлиги ҳар хил бўлиб, у  $j = \frac{dI}{dS_n}$  деб ёзилади. СИ системада ток кучи ва унинг ўлчов бирлигини белгилаш учун электр тоқларининг маълум узоқликдан ўзаро электродинamik таъсири асосида белгиланади.

Тажриба асосида Ом қонуни, яъни ўтказгич орқали ўтаётган ток кучи  $I$  ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги  $E$  га пропорционал деб ёзиш мумкин:

$$I = \sigma E. \quad (2.3)$$

Бу ерда  $\sigma$  — электр ўтказувчанлиги ўтказгичнинг табиатига боғлиқ, ҳар бир ўтказгич учун доимий катталик.

Электр тоқини, яъни электр заряд ўтишини электр зарядлар кўчиши деб қарасак, газларнинг молекуляр кинетик назариясидаги кўчиш ҳодисалари қонуни каби  $\Delta l$  узунликдаги ўтказгичнинг учларидаги потенциаллар айирмаси  $U$  бўлса, унинг кўндаланг кесим юзи  $\Delta S$  орқали  $\Delta t$  вақт ичида ўтувчи кўчувчи заряд миқдори  $\Delta q$  тубандагича ёзилади:

$$\Delta q = -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S \Delta t. \quad (2.4)$$

Бу тенгламадаги минус ишора кучланишнинг ўтказгич узунлиги бўйича камаё боришини кўрсатади.

Бу (2.4) тенгламанинг ҳар икки томонини  $\Delta l$  га бўл-  
сак,  $I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S$  келиб чиқади, буни  $I = \frac{U}{\frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}}$

шаклида ёзиб,  $\sigma$ ,  $\Delta l$ ,  $\Delta S$  ларнинг қиймати шу ўтказгич учун доимий бўлишини ҳисобга олиб, Ом уни қаршилик, яъни

$$\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S} = R \quad (2.5)$$

деб белгиланган. Бу ҳолда

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.6)$$

тенглама чиқади. Бундаги  $R$  катталиқ ўз навбатида (2.5) тенгламага асосан  $\Delta l$ ,  $\Delta S$  ва  $\sigma$  га қараб катта, кичик бўлиши мумкин.  $R$  катта бўлса, ток кучи камаёди деган хулосага келинади, демак, токни камайтириб унинг ўтишига тўсқинлик кўрсатадиган катталиқни Ом биринчи марта «қаршилик» деб атаган.

Ўтказгичдан ўтадиган ток кучи ўтказгич учларидаги кучланишга тўғри, унинг қаршилигига тескари пропорционал деган (2.6) ифода бир қатор тажрибалар асосида текшириб тасдиқланган ва уни занжир бўлаги (бир қисми) учун Ом қонуни деб қабул қилинган.

(2.5) формуладаги электр ўтказувчанлик коэффициенти  $\sigma$  нинг тескари қиймати  $\frac{1}{\sigma} = \rho$  солиштирма қаршилик дейилади. (2.5) тенгламадан  $\rho = \frac{\Delta S}{\Delta l} R$  бўлиб, узунлиги 1 м

ва кесим юзи 1 м<sup>2</sup> бўлган ўтказгичнинг қаршилигига тенг бўлиб, ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлган катталиқдир.

Илгари электротехникада кўндаланг кесим юзи 1 мм<sup>2</sup> ва узунлиги 1 метр бўлган ўтказгичнинг қаршилигига унинг солиштирма қаршилиги дейилади. Бунда  $\rho$  нинг бирлиги  $\frac{\text{мм}^2}{\text{м}}$  Ом.

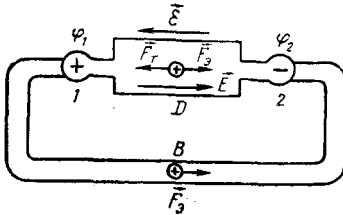
## 22-§. Ом қонунининг интеграл ифодаси

Ток манбаи  $\mathcal{E}$  га  $R$  қаршилик уланганда электр токи мусбат қутбдан манфий қутбга томон йўналган деб шартли қабул қиламиз. Умуман, ток зичлиги уланган

йўғон симнинг кўндаланг кесим юзи  $S$  нинг турли нуқталарида турлича бўлиши мумкин, аммо ингичка ўтказгич бўлганда ток кучини

$$I = jS$$

деб ёзиш мумкин. Заряднинг сақланиш қонунига асосан ўтказгич бўйлаб ҳамма кесимдан ўтувчи ток кучи бир хил бўлади. Фараз этайлик, ўтказгичдаги зарядга чет кучлар таъсир этсин (гальваник элемент каби манба ҳам уланган бўлсин).



52- расм.

Ўтказгичдаги эркин электронларга иккита куч: электр кучи  $F_s$  ва чет куч  $F_r$  лар йиғиндиси таъсир этиб, буларнинг  $q$  зарядга нисбати, яъни кучланганлиги  $E$  ва  $E_r$  ни беради (52- расм).  $\frac{F}{q} = E_s + E_r$  ни ҳисобга олсак, Ом қонуни  $j = \sigma \times (E_s + E_r)$  шаклда ифодаланиши мумкин. Бу тенгламадан

$$E = E_s + E_r = \frac{j}{\sigma}. \quad (2.8)$$

(2.7) ва (2.8) дан фойдаланиб майдон кучланганлигини аниқласак,

$$E_s + E_r = \frac{I}{\Delta S \sigma} \quad (2.9)$$

келиб чиқади.

(2.9) тенгламани узунлик элементи  $dl$  га кўпайтириб,  $l$  билан  $2$  чегарада интегралласак,

$$\int_{1,2} E dl = \int_{1,2} E_s dl + \int_{1,2} E_r dl = I \int \frac{dl}{\sigma \Delta S}. \quad (2.10)$$

(2.10) тенгламанинг биринчи интеграли потенциал айирмаси,  $\phi_1 - \phi_2$  ни беради, иккинчи интеграл  $l$  ва  $2$  нуқталардаги ҳолатга боғлиқ эмас, манбадан ташқарида бўлса, интеграллаш йўлининг қандай боришига ҳам боғлиқ эмас. Манбанинг хоссасини ифодалайди. Уни шу элементнинг электр юритувчи кучи  $\mathcal{E} = \int_{1,2} E_r dl$  деб юритилади.



Агар 1, 2 йўл гальваник элементини манфийдан мусбат томон кесиб ўтса, ЭЮК мусбат, унга қарши томон ўтса, манфий дейилади.

(2.10) тенгликни ўнг томондаги интеграл ток ўтаётган ўтказгични характерлайди. Шунинг учун у ўтказгичнинг қаршилиги деб юритилади:

$$R = \int \frac{dl}{\sigma dS} = \int \rho \frac{dl}{dS}.$$

Агар ўтказгич бир жинсли ва ҳамма ерда кесими бир хил бўлса, бу тенглама Ом қонунининг одатдаги шаклини беради:

$$R = \rho \frac{l}{S}.$$

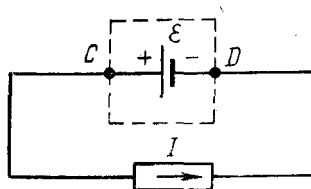
Шундай қилиб, Ом қонунининг умумлашган тенгласи:

$$\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = IR. \quad (2.10^a)$$

Бу тенглама бутун занжир учун Ом қонунининг интеграл шаклидир, бундаги  $R$  умумий, яъни ички ва ташқи қаршиликлар йиғиндиси. Ток манбаининг қаршилиги кўпинча занжирнинг ташқи қаршилигидан фарқ қилиб, *ички қаршилиқ* деб аталади ва  $r$  ҳарфи билан белгиланади. Генераторда ички қаршилиқ деганда чулғамлар қаршилиги, гальваник элементда электролит эритмаси ҳамда газларда молекулалар ва ионлар ҳамда электродларнинг қаршилиги тушунилади.

Агар 53-расмда кўрсатилган ЭЮК манбаига ташқи занжир уланса, берк занжирда ток ҳосил бўлади. Берк занжирнинг ЭЮКи фақат манба ичидагина таъсир этади. ЭЮКнинг қиймати занжирдаги ток катталигига боғлиқ эмас ва очиқ манба қутбларидаги потенциаллар айирмасига тенг бўлади.

Занжир очиқ бўлганда ЭЮК манба қутбларидаги потенциаллар айирмаси билан компенсацияланса, занжир берк бўлганда потенциаллар айирмаси пасаяди. Шунинг учун манба ичидаги ток кучи, занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига мувофиқ қуйидагича ифодланади:



53- расм.

$$I = \frac{\mathcal{E} - U}{r},$$

бунда  $U$  занжир берк бўлганда манбанинг  $C$  ва  $D$  қутбларидаги кучланиш.

Занжирнинг ташқи қисмидаги ток кучи эса

$$I = \frac{U}{R}$$

бўлади. Бу икки тенгламадан  $U$  ни йўқотиб, занжирдан ўтаётган ток кучи учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \quad (2.11)$$

Бу формула берк занжир учун Ом қонунини ифодалайди: занжирдаги ток кучи манбанинг электр юритувчи кучига тўғри ва бутун занжирнинг қаршилигига тескари пропорционал бўлади.

(2.11) формуладан ЭЮК ни топамиз:

$$\mathcal{E} = IR + Ir. \quad (2.12)$$

Манба қутбларидаги кучланишга тенг бўлган  $IR$  кўпайтма занжирнинг ташқи қисмида бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш ўлчови,  $Ir$  кўпайтма эса занжирнинг ички қисмида бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш ўловчи бўлиб ҳисобланади. Шунинг учун (2.12) формулага асосланиб, ЭЮК га қуйидагича умумий таъриф бериш мумкин: *бирлик мусбат зарядни бутун занжир бўйича кўчиришда бажарилган иш билан ўлчанадиган катталikka манбанинг электр юритувчи кучи дейилади.*

Занжирдаги ток кучи ЭЮК га, ташқи ва ички қаршиликка боғлиқ. Агар ички қаршилиқ ташқи қаршиликка нисбатан жуда кичик ( $R \gg r$ ) бўлса, ички қаршилиқ ток кучига сезиларли таъсир кўрсатмайди. Бу ҳолда манба қутбларидаги кучланиш ЭЮК га тахминан тенг бўлади.

Бироқ қисқа туташувда, яъни ташқи қаршилиқ деярли нолга тенг бўлганда ( $R \rightarrow 0$ ) занжирдаги ток кучи манбанинг ички қаршилигига боғлиқ бўлади ва  $r$  жуда кичик бўлган ҳолда, ЭЮК бир неча вольт чама-сида бўлганда ҳам, ток кучи жуда ортиб кетади. Бу ҳолда симлар эриб кетиши, манбанинг ўзи бузилиб қолиши кузатилади. Шунинг учун электр занжирини

йиғиш ва умуман ток манбалари билан иш кўрганда қисқа туташувга жуда эҳтиёт бўлиш керак.

## 23- §. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати

Электр занжирида энергия бир турдан бошқа турга бир неча марта айланади. Ток манбаида бирор хил энергия (масалан, механик, кимёвий энергия) электр энергияга айланади, ток занжирида эса электр энергия эквивалент миқдорда бошқа хил энергияга айланади. Электр энергиясининг бошқа тур энергияларга айланишига, электр заряднинг занжир бўйлаб ҳаракатлантирувчи электр майдон кучларининг бажарган иши ўлчов бўлади. Электр занжирида зарядларни кўчиришда электр кучларининг бажарган иши *токнинг ишини* ифодалайди.

Занжирнинг бир жинсли ўтказгичдан иборат ихтиёрий қисмидан  $t$  вақт ичида  $q$  заряд миқдори ўтган бўлсин, деб фараз қилайлик. Унда электр майдони  $A = qU$  иш бажаради, бунда  $U$  — занжир қисмидаги кучланиш. Ток кучи

$$I = \frac{q}{t}$$

бўлгани учун бу иш қуйидагига тенг:

$$A = IUt. \quad (2.13)$$

Занжирнинг бир қисмида ўзгармас токнинг бажарган иши шу қисм учларидаги кучланиш билан ундан ўтаётган ток кучи ҳамда шу ток ўтиб турган вақт кўпайтмасига тенг.

Агар бир жинсли занжирнинг бир қисмига онд Ом қонунига асосан ток кучини кучланиш орқали ёки кучланишни ток кучи орқали ифодаласак, ток ишининг бир-бирига эквивалент бўлган қуйидаги ифодаларини топамиз:

$$A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (2.14)$$

Ўтказгичлар кетма-кет уланганда  $I^2 R t = A$  формуладан фойдаланиш қулай, чунки бу ҳолда ҳамма ўтказгичлардан ўтаётган ток бир хил қийматга эга бўлади.

Ўтказгичлар параллел уланганда  $A = \frac{U^2}{R} t$  формуладан фойдаланиш қулай, чунки бу ҳолда ҳамма ўтказгич учларида кучланиш бир хил бўлади.

Агар кучланиш вольтларда, ток кучи амперларда, вақт эса секунд ҳисобида ўлчанса, ишнинг СИдаги бирлиги

$$[A] = IB \cdot 1A \cdot 1c = 1Ж.$$

бўлиши келиб чиқади.

Айни бир вақт ичида ток бир истеъмолчида иккинчи истеъмолчидагига қараганда кўпроқ иш бажариши мумкин. Шунинг учун ток иши билан бир қаторда ток қуввати тушунчаси киритилади.

Вақт бирлиги ичида токнинг бажарган иши билан ўлчанадиган катталиқка *ток қуввати* дейилади:

$$P = \frac{A}{t}.$$

Бу ифодадаги ишни унинг (2.14) формуладаги қий-матлари билан алмаштирсак, ток қуввати учун

$$P = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}$$

ифодаларни ҳосил қиламиз.

Занжирнинг бир қисмида токнинг қуввати шу қисм учларидаги кучланиш билан қисмдан ўтаётган ток кўпайтмасига тенг бўлар экан.

СИ системасида қувват бирлиги

$$[P] = 1A \cdot 1B = 1Вт.$$

Қувват бирлиги ватт бўлганлигидан ток иши (электр энергияси) нинг бирлиги қуйидагича бўлади:

$$[A] = 1Вт \cdot 1c = 1Ж.$$

Ток бажарган иш махсус автоматик асбоблар (электр ҳисоблагичлари) билан ўлчанади, улар ишни киловатт-соат ҳисобида қайд қилади.

Электр занжиридаги қувватни амперметр ва вольтметр ёрдамида ўлчаш мумкин. Бунинг учун қуввати ўлчанаётган занжир қисмига (истеъмолчига) амперметрни кетма-кет, вольтметрни эса параллел қилиб улаш лозим.

Ток қувватини *ваттметр* деб аталадиган махсус ас-боб билан ҳам ўлчаш мумкин. Бу асбоб ҳам вольтметр, ҳам амперметр принципида тузилган.

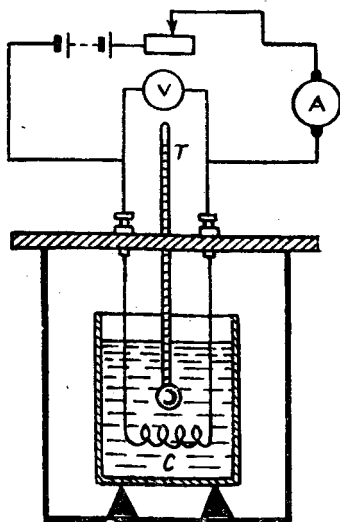
## 24- §. Жоуль — Ленц қонуни

Ўтказгичдан ток ўтганда ўтказгич қизийди. Бу ҳодисани қуйидагича тушунтириш мумкин. Ўтказгичда ток бўлмаганда ундаги эркин электронлар тартибсиз ҳаракатланади ва кристалл панжаранинг ионлари билан тўқнашиб, улар билан энергия алмашади. Эркин электронларнинг ионларга берадиган энергияси ўрта ҳисобда ионларнинг электронларга шу тўқнашиш вақти давомида бераётган энергиясига тенг бўлади. Бу ҳолда эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келади.

Ўтказгичдан ток ўтаётганда эса электронлар тартибли ҳаракатга келади. Электронлар кристалл панжарадаги ионлар билан кетма-кет тўқнашганда уларга кўпроқ энергия беради-ю, лекин улардан камроқ энергия олади. Электронлар энергиясининг камайиши электр майдон энергияси ҳисобига тезда тикланади. Бунинг натижасида эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасидаги иссиқлик мувозанати бузилади. Ўтказгичнинг ички энергияси ортади ва ўтказгич билан атрофдаги муҳит ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келмагунча ўтказгичнинг ҳарорати кўтарила боради.

Рус олими Э. Х. Ленц ва инглиз олими Жоуль бир-биридан тамомила беҳабар, турли ҳолларда ток ажратган иссиқлик миқдорини тажрибада ўлчаб топдилар. Сарфланган электр энергия билан ажралиб чиққан иссиқлик орасидаги муносабатни ўрнатиш мақсадида схемаси 54-расмда кўрсатилган қурилмада тажриба ўтказиш мумкин.

Агар тоза сувли калориметрга *C* спираль сим тушириб, амперметр ва вольтметр билан ток кучи ва кучланиш ўлчанса, секундомер



54- расм.

ёрдамида токнинг ўтиш вақти белгиланса, токнинг иши (2.13) формулага асосан ҳисобланади:

$$A = IUt.$$

Агар занжирга электр энергиясини бошқа тур энергияга айлантирувчи махсус асбоблар (масалан, электр двигателъ) уланмаган бўлса, энергиянинг сақланиш қонунига биноан токнинг бутун иши иссиқлик ажралишига кетади, шунинг учун

$$Q = IUt$$

деб ёзиш мумкин.

Спиралнинг қаршилиги  $R$  бўлса, занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига асосан  $U = IR$  бўлгани учун

$$Q = I^2Rt$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу формула Жоуль — Ленц қонунини ифодалайди: *занжирнинг бир қисмидан ток ўтганда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ток кучининг квадрати билан қисм қаршилиги ва токнинг доимий сақланиб ўтган вақти кўпайтмасига тенг.*

Электр токининг ишини турли формулалар билан ифодалаш мумкин эканлигини [(2.14) формулага қараган] назарга олиб, Жоуль — Ленц қонунини қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$Q = IUt = I^2Rt = \frac{U^2}{R} t. \quad (2.15)$$

Агар ток кучи ампер ҳисобида, қаршилиқ ом ҳисобида, вақт секунд ҳисобида ўлчанса, иссиқлик миқдори жоуль ҳисобида ифодаланади.

## 25-§. Қаршилиқнинг ҳароратга боғлиқлиги

Тажрибалардан маълумки, ҳарорат ортиши билан ўтказгич қаршилиги ортади, чунки юқори ҳароратда электронлар иссиқлик ҳаракати тезлигининг ортиши билан уларнинг тартибли силжиши камайиши туфайли ток кучи камаяди, шунинг учун ўтказгич қаршилиги ортган бўлади. Агар  $0^\circ\text{C}$  даги ўтказгич қаршилиги  $R_0$  бўлиб, унинг ҳарорати  $\Delta t^\circ$  га кўтарилса, унинг қаршилиги модданинг табиатига боғлиқ ҳолда  $\Delta R$  га ортади, бу қаршилиқ ўзгариши ҳарорат ўзгариши билан аввалги қаршилиқка мутаносиб бўлади, яъни

$$\Delta R = \alpha R_0 \Delta t^\circ,$$

бундан  $\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \Delta t^\circ$  бўлиб, ҳарорат  $0^\circ\text{C}$  дан  $t^\circ$  гача ўзгарганда қаршилиқ  $R_0$  дан  $R$  гача ўзгарганлигидан:

$$R = R_0 + R_0 \alpha \Delta t^\circ. \quad (2.16)$$

Амалда қаршилиқни ҳисоблаш учун тубандаги тенгламадан фойдаланиш мумкин:

$$R = R_0(1 + \alpha t^\circ). \quad (2.16^a)$$

Бу ерда  $\alpha$  — қаршилиқнинг термик коэффициентини бўлиб, турли моддалар учун турли сон қийматига эга бўлади.  $t^\circ$  эса Цельсий шкаласида кўрсатилган ҳароратдир. (2.16<sup>a</sup>) тенгламадан кўриниб турибдики, ҳарорат  $0^\circ\text{C}$  дан пасая борса, ўтказгичнинг қаршилиғи камаяди.

*Қаршилиғи бир бирликка тенг бўлган ўтказгичнинг ҳарорати бир градусга ўзгарганда ҳосил бўлган қаршилиқ ўзгаришига сон жиҳатидан тенг бўлган катталикка қаршилиқнинг термик коэффициентини дейилади.*

Баъзи металллар учун  $0 \div 100^\circ\text{C}$  да  $\alpha$  нинг ўртача қиймати (град<sup>-1</sup> ёки К<sup>-1</sup>)

Турли моддаларнинг  $18^\circ\text{C}$  да Ом·метр билан ифодаланган солиштирма қаршилиғи

1-жадвал

Темир	0,00625
Кумуш	0,00400
Мис	0,00445
Константан	0,00004
Алюминий	0,00423
Симоб	0,00027

2-жадвал

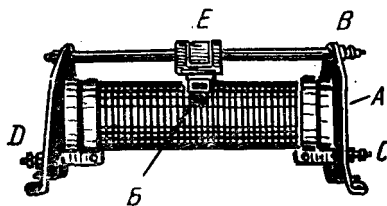
Темир	$8,6 \cdot 10^{-8}$
Алюминий	$3,0 \cdot 10^{-8}$
Мис	$1,7 \cdot 10^{-8}$
Кумуш	$1,6 \cdot 10^{-8}$
Константан	$50,0 \cdot 10^{-8}$
Манганин	$43,0 \cdot 10^{-8}$

Ўтказгич ҳароратининг пасая бориши билан қаршилиғининг камаё бориши олимларни қизиқтирди. Агар амалда ҳарорат Цельсий шкаласи бўйича нолдан камаё бориб, унинг сон қиймати  $t^\circ = -\frac{1}{\alpha}$  град. бўлса,  $1 + \alpha t^\circ = 0$  бўлиб, қаршилиқ ҳам  $R = 0$  бўлиши керак. Бунга ўта ўтказувчанлик ҳодисаси дейилади. Бу шароитда ўтказгич орқали хоҳлаганча катта ток кучи орқали электр энергиясини узатиш мумкин бўлар эди. Бу ўта ўтказувчанлик ҳодисасини текшириш учун Камерлинг-Оннслар аввал паст ҳароратга эришиш учун тажриба қилиб, 1911 йил гелийни суюқликка айлантирганда, унинг

ҳарорати  $T=4,12$  К бўлиб, бу ҳароратда, симобнинг қаршилиги сакраш билан нолга тенг бўлишини кузатганлар. Бу ҳодисани 33- § да муфассал кўрамиз.

## 26- §. Реостат (қаршиликлар)

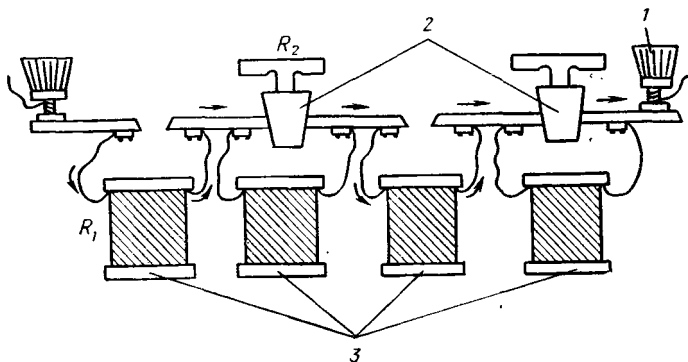
Кўп вақт ток занжирига доимий ёки ўзгарувчан қаршиликни улаш зарур бўлади. Бундай қаршиликларни *реостатлар* дейилади. Улар турли тузилишда учрайди.



55- расм.

1. *Сирпанувчан контактли (жилғичли) реостатлар.* Изоляция материалдан ясалган *A* най устида маълум қаршиликка эга бўлган ўтказгич сим ғалтак каби ўралган бўлиб, металл стерженда уланган *E* жилғич ғалтак бўйлаб, *B* паячалари билан силжиб юради ва унинг маълум қисмларини ўзи сирпаниб юрадиган ўтказгич стержень (ўзак) га кетма-кет улайди (55- расм). *E* жилғич жойини ўзгартириб, биз ғалтакнинг кўп ё оз қисмини улаган бўламиз. Расмлардан кўринадики, уланишга қараб реостатнинг *VED*, *CEB* бўлаклари ишчи қисми бўла олади.

2. *Қаршилик магазини ҳам реостатнинг бир тури-*

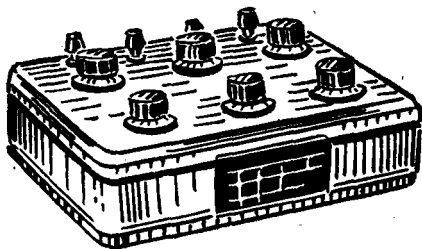


56- расм.



дир. Бу типдаги реостатларда ёғоч қутичанинг эбонит қопқоғидаги металл тиқинлар орқали маълум қаршиликка эга бўлган ғалтаклар бир-бирига 56-расмда кўрсатилгандек уланган бўлади. Агар тиқинларнинг бири чиқариб қўйилса, у вақтда ток фақат шу тиқин остидаги қаршилик орқали ўтади, қолган тиқиннинг қаршилиги нолга яқин (кичик) бўлгани учун унинг қаршилигини ҳисобга олиб ўтирмай, ток фақат тиқини олинган қаршиликдан ўтади деб қўя қоламиз.

Қаршиликлар магазини олти декададан иборат бўлиб (57-расм), 0,1 дан 99999,9 Ом гача қаршилик чегарасида ўзгармас токда қўлланилади. Ҳар бир декада беш ғалтакли схема бўйича тузилган бўлиб, риважли улагич орқали қаршиликнинг ҳар хил қийматларини олишга имкон беради.



57- расм.

Қаршилик қопқоғига тўртта улаш нуқтаси ўрнатилган бўлиб, зарур миқдордаги қаршиликларни олиш мумкин. Бу вақтда магазиндаги қаршиликдан ўтаётган токнинг миқдори қуйидаги 3-жадвалда келтирилган қийматдан ошмаслиги керак.

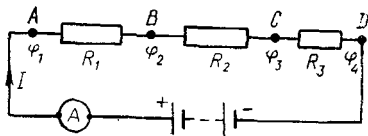
3- жадвал

Декадалар, Ом	$3 \times 0,1$	$9 \times 1$	$9 \times 10$	$9 \times 100$	$9 \times 1000$	$9 \times 10000$
ток кучи, А	0,5	0,5	0,16	0,05	0,016	0,005

## 27- §. Қаршиликларни кетма-кет улаш

AB, BC, CD қаршиликларининг 58-расмда кетма-кет уланиши келтирилган. Бундай улашда барча қаршиликдан ўтувчи ток кучи бир хил бўлади.

Бу уланган ўтказгич-



58- расм.

ларнинг қаршиликлари мос равишда  $R_1, R_2, R_3$  бўлиб, улардан  $I$  ток кучи ўтсин, Ом қонунига асосан (58- расм)

$$I = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1} = \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{R_2} = \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{R_3},$$

бундан

$$\left. \begin{aligned} \varphi_2 - \varphi_1 &= IR_1 \\ \varphi_3 - \varphi_2 &= IR_2 \\ \varphi_4 - \varphi_3 &= IR_3 \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

(2.17) тенгламалар системасидан потенциал айирмаларининг йиғиндиси  $\varphi_4 - \varphi_1 = I(R_1 + R_2 + R_3)$  бўлади. Умумий қаршилиги  $R$  деб олинса,

$$R = R_1 + R_2 + R_3$$

бўлиб, Ом қонуни  $\varphi_2 - \varphi_1 = IR$  кўринишда ёзилади.

(2.17) тенгламалардан кўринадикки, ўтказгичлар кетма-кет уланса:

1) занжирнинг айрим бўлаклари учларидаги потенциаллар айирмаси шу олинган қаршилик қийматига тўғри пропорционал бўлади;

2) қаршиликларни кетма-кет уланишида умумий қаршилик айрим қаршиликлар йиғиндисиغا тенг:

$$R = \sum_{k=1}^n R_k.$$

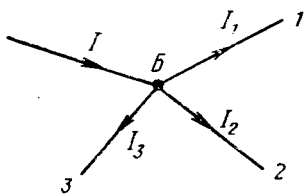
## 28- §. Кирхгоф қонунлари

1) Иккитадан ортиқ ўтказгичларнинг уланиш нуқтасига *тугун* дейилади. Фараз этайлик, ўтказгичдан ўтаётган  $I$  ток кучи  $B$  тугунда 1, 2, 3 тармоқлар бўйича тақсимлансин (59- расм).  $B$  тугунга келиб кирган ток кучи  $I$  шу тугундан тармоқланиб чиққан

ток кучлари  $I_1, I_2$  ва  $I_3$  нинг алгебраик йиғиндисиغا тенг бўлади. Яъни:

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

$B$  тугунга кириб келган токни мусбат, ундан чиқиб кетган токларни манфий деб танлаб олинса, юқоридаги формула қуйидаги шаклда ифодаланади:



59- расм.

$$I + (-I_1) + (-I_2) + (-I_3) = 0.$$

Бу формулани йиғинди шаклда ҳам ёзиб кўрсатиш мумкин:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0,$$

бу ерда  $n$  — тармоқланган ўтказгичларнинг умумий сони. Шу формула *Кирхгофнинг биринчи қонунини* ифодалайди: *токнинг тармоқланиш нуқтасидаги ток кучларининг алгебраик йиғиндисини нолга тенг. Демак, бирор тугунга кириб келувчи электр миқдори шу тугундан чиқиб кетувчи электр миқдорига тенг. Шундай қилиб, Кирхгофнинг биринчи қонуни ўзгармас тоқларга нисбатан олинган электр зарядларининг сақланиш қонунининг ўзгинаси дур.*

Бундан кўринадики, ўтказгичнинг ҳеч ерида заряд тўхтаб қолмайди: ҳар қандай тугунга қанча заряд келса, шу тугундан шунча заряд чиқиб кетади.

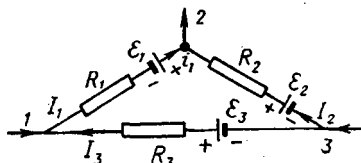
2) Ток занжири бир неча қаршилик ва манбадан иборат ёпиқ занжирдан иборат мураккаб занжир бўлса, бу вақтда ҳар қайси қисмни алоҳида текшириш талаб қилинади. Тармоқланувчи тоқларнинг мураккаб системасида (60-расм) ихтиёрий равишда 1, 2, 3 қисмни ажратиб текширайлик. Фараз этайлик, 1—2, 2—3, 3—1 томонлардаги ток манбалари (элементлар)нинг ЭЮКлари  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$  уланган ўтказгичларнинг қаршиликлари  $R_1, R_2, R_3$  ҳамда уларнинг учларидаги потенциаллар айирмаси  $\varphi_2 - \varphi_1, \varphi_3 - \varphi_2$  ва  $\varphi_1 - \varphi_3$  бўлсин. Умумий ҳолда занжирнинг баъзи бир қисмларида ЭЮК бўлмаслиги ёки элементлар қарама-қарши уланиши ҳам мумкин.

Қисмлардаги ток ва ЭЮК лар соат стрелкаси бўйича йўналган бўлса мусбат, тескарсига йўналган бўлса, манфий деб ҳисобланиб, ҳар бир қисмга Ом қонунини татбиқ этсак,

$$\varphi_2 - \varphi_1 + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1,$$

$$\varphi_3 - \varphi_2 + \mathcal{E}_2 = I_2 R_2,$$

$$\varphi_1 - \varphi_3 + \mathcal{E}_3 = I_3 R_3$$



60-расм.

лар чиқади. Бу тенгламаларнинг ҳадма-ҳад йиғиндиси

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3,$$

чунки

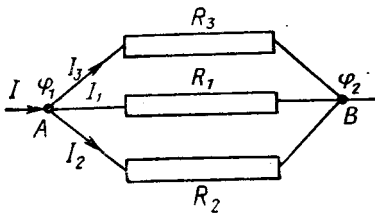
$$(\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_1 - \varphi_3) = 0.$$

Демак,

$$\sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k = \sum_{k=1}^n (IR)_k, \quad (2.18)$$

бу ерда  $n$  — қисмлар сони. Берк қисмдаги ЭОҚ ларнинг алгебраик йиғиндиси ток кучларининг тегишли ўтказгич қаршиликларига бўлган кўпайтмаларининг йиғиндисига тенг. (2.18) тенглама *Кирхгофнинг иккинчи қонуни*нинг математик ифодасидир.

## 29- §. Қаршиликларни параллел улаш



61- расм.

Қаршиликларни параллел улашда ток  $A$  тугундан чиқиб бир неча қаршиликларга бўлиниб тарқалади ва яна иккинчи бир  $B$  тугунга келиб қўшилади (61- расм).

Тармоқлардаги уланган қаршиликлар  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  бўлиб, улардан ўтган ток кучлари  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  бўлса,

буларнинг ҳаммаси ҳам  $A$  ва  $B$  нуқталарига уланган бўлгани учун улардаги потенциаллар айирмаси бир хил бўлади. Занжирнинг ҳар бир қисми учун Ом қонуни:

$$I_1 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1}; \quad I_2 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_2} \quad \text{ва} \quad I_3 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_3}, \quad (2.19)$$

умумий ток кучи Кирхгофнинг биринчи қонунига биноан

$$I = I_1 + I_2 + I_3 = (\varphi_2 - \varphi_1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right) \quad (2.20)$$

бўлади. Ом қонунини 61- расмдаги  $AB$  системага татбиқ этилса,

$$I = (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{1}{R}, \quad (2.21)$$

бунда  $R$  — системанинг қаршилиги, (2.20) ва (2.21) тенгламаларни таққосласак,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (2.22)$$

келиб чиқади. Параллел уланган қаршиликлар сони  $n$  та бўлса,

$$\frac{1}{R} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{R_k}$$

ёки

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\sum_k R_k} \quad (2.23)$$

(2.22) тенгламадан кўринадики, параллел уланган қаршиликлар сони кўпайган сайин, умумий қаршилик камаяди.

(2.19) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзсак бўлади:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_1 R_1,$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_2 R_2,$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_3 R_3.$$

Бундан  $I_1 R_1 = I_2 R_2 = I_3 R_3$ ,

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad \frac{I_2}{I_3} = \frac{R_3}{R_2}, \quad \frac{I_3}{I_1} = \frac{R_1}{R_3} \quad (2.24)$$

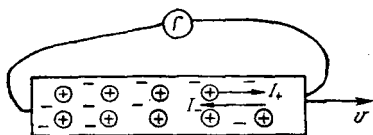
(2.24) дан кўринадики, ўтказгичлар параллел уланганда улардан ўтувчи ток кучлари нисбати қаршиликлар нисбатига тескари пропорционал бўлар экан. Демак, параллел уланган ўтказгичларнинг қайси бири катта қаршиликка эга бўлса, ундан шунча кам ток ўтади.

### III БОБ. ЭЛЕКТР УТҚАЗУВЧАНЛИҚНИНГ КЛАССИК НАЗАРИЯСИ

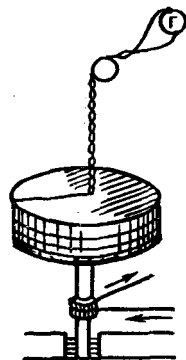
#### 30-§. Металларда заряд ташувчиларнинг табиати

Металларда заряд ташувчи зарранинг табиатини аниқлаш учун қуйидаги тажрибалар қилинган.

1. Рикке иккита мис цилиндр ўртасига шу диаметрдаги алюминий цилиндрни қўйиб, бу система орқали узлуксиз равишда бир йил ток ўтказганда, улардан  $3,5 \cdot 10^6$  Кл заряд миқдори ўтган. Аммо цилиндрларнинг



62- расм.



63- расм.

ранги ҳам, массаси ҳам ўзгармаган. Бундан кўринадики, *металларда ток ташувчи зарра ион ёки атом эмас.* Улар бўлганларида жуда бўлмаганда массаси ўзгарар эди.

2. Металл бўлакчасини олиб унинг икки учига кетма-кет равишда уланган гальванометр билан биргаликда  $v$  тезлик билан ҳаракатлантирайлик. Бирга ҳаракатланганда гальванометр стрелкаси оғмайди. Металл бўлакчаси кескин тўхтаसा ёки кескин ҳаракатланса, гальванометр стрелкаси оғади. Демак, *ток ташувчи зарра зарядга эга бўлиши билан бирга массага ҳам эга экан.* Шунинг учун механиканинг инерция қонунига асосан металл тўхтаганда ҳам зарра ҳаракатланди (62- расм). Бу тажриба ғояси Мандельштам ва Папалекси томонидан айtilган. Улар сим ўралган ғалтак олиб, унинг ўқи атрофида тебранма ҳаракатга келтирилганларида берк занжир бўйлаб ўзгарувчан электр токи ҳосил бўлган. Сўнгра Г. Лорентц ушбу тажрибани Толмен ва Стюарт қилгани каби бажариб, улар билан бир хил натижа олган. Уларнинг тажрибалари схемаси 63- расмда келтирилган. Тажрибани ўтказишда ҳаракатланаётган металл симда индукцион ток ҳосил бўлмаслиги учун Ер магнит майдони таъсиридан ҳоли ҳолда тажриба ўтказганлар. Улар узунлиги 500 м бўлган ингичка симни ғалтакка ўраб, сим учларини эластик сим билан гальванометрга улаганлар. Сўнгра ғалтакни ўз ўқи атрофида катта тезликда (тахминан 30 м/с) ҳаракатлантириб, кескин тўхтатганларида гальванометр стрелкаси қисқа вақт оғанлигини

кузатганлар. Стрелка огиши манфий заряднинг ҳаракат йўналишига мос келган. Бу ўтказилган тажрибалар ёрдамида *заряднинг солиштирма заряди*  $\left(\frac{q}{m}\right)$  аниқланган. Ҳисоблашлар бу катталик электроннинг солиштирма зарядига жуда яқин эканлигини кўрсатади. Шунинг учун *металларда заряд ташувчи зарра эркин электронлар дейилади*. Эркин электронлар металлнинг кристалл панжараларига жойлашган атомларнинг валентлик ионларининг ажралиб чиқишидан ҳосил бўлади. Бу электронларнинг концентрацияси  $n \approx (10^{28} - 10^{29}) \text{ м}^{-3}$  га тенг.

Бу ҳодисани математик равишда ифодалаш учун симнинг кесим юзи  $S$ , узунлиги  $l$  бўлиб,  $V = Sl$  ҳажмнинг ҳар бир бирлигидаги заряд ташувчи  $m$  массали зарралар сони  $n_0$  бўлса,  $v$  тезлик билан ҳаракатланган ўтказгичнинг кинетик энергияси  $(-dW)$  энергия ҳисобига камайиб, Жоуль—Ленц иссиқлиги  $dQ$  га айланади, бунда

$$-dW = Nd \langle K \rangle = n_0 S l d \left( \frac{mv^2}{2} \right) = n_0 S l m v dv. \quad (3.1)$$

Иккинчидан,  $I = \frac{dq}{dt}$  эканлиги ҳисобга олинса, Жоуль—Ленц қонунига асосан, бу энергия ҳисобига ажралиб чиққан иссиқлик миқдори

$$-dW = dQ = I^2 R dt = IR (Idt) = IR dq = n_0 S v e R dq \quad (3.2)$$

бўлади. (3.1) ва (3.2) формулаларнинг ўзаро тенглигидан

$$dq = \frac{m}{e} \cdot \frac{ldv}{R} \quad (3.3)$$

ҳосил бўлади. Бу тенгламада  $m$ — зарранинг массаси ва  $q$ — ундаги заряд миқдори,  $R$ —  $l$  узунликда олинган симнинг қаршилиги.

(3.3) тенгламани интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$q = \int_0^t dq = \frac{ml}{eR} \int_0^v dv = \frac{ml}{eR} v. \quad (3.4)$$

Бундан

$$\frac{q}{m} = \frac{vl}{eR} \quad (3.5)$$

(3.5) тенгламага асосан заряд  $(q)$  нинг ўз массасига нисбати топилган. Масалан, мис учун  $1,60 \cdot 10^{11}$  Кл/кг,

алюминий учун  $1,54 \cdot 10^{11}$  Кл/кг, кумуш учун  $1,49 \cdot 10^{11}$  Кл/кг эканлиги топилган.

Энг аниқ кейинги электр ва магнит майдонларида электроннинг огиши асосидаги тажрибалардан электроннинг солиштирма заряди  $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^{11}$  Кл/кг чиққан.

### 31-§. Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси

Ҳар қандай металлнинг кристалл панжара тугунларини ташкил этган атомлар, ионлар оралигида эркин ҳаракатда бўлган электронлар, газларнинг молекуляр-кинетик назариясида айтилгандек, тўқнашишлар натижасида хаотик (тартибсиз) ҳаракатда бўлади. Бу электронлар ҳар бир моментда турли йўналишда тугунларга тўқнашиб бир томонга йўналган электрон гуруҳи бўлмагани учун ўтказгичдан электр ток ўтиши рўй бермайди, яъни ток бўлмайди. Агар шу ўтказгичларнинг икки учини потенциаллари  $\phi_1$  ва  $\phi_2$  бўлган ток манбаи қутбларига уласак, металл ичида ҳосил бўлган электр майдон ҳамма электронларга  $\vec{F} = e\vec{E}$  куч билан бир йўналишда таъсир этиб, мусбат қутб томон тезланувчан ҳаракатга келтиради, ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи орқали вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдори  $I = \frac{q}{t}$  ток кучи ўтишига олиб келади.

Друде — Лорентцларнинг классик назариялари бўйича тартибсиз  $v$  тезлик билан ҳаракатда бўлган электронлар ҳар бир атомли газ молекулалари каби иссиқлик ҳаракат энергияси  $\frac{mv^2}{2}$  га эга бўлиб, кинетик назарияга асосан:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Бу тенгламаларда  $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг,  $T = 273$  К,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$  қийматлардан фойдаланиб, заряднинг иссиқлик ҳаракатдаги тезлигини ҳисоблай оламиз:

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 10^5 \text{ м/с.}$$



Электроннинг эркин югуриш ўртача йўли узунлиги  $\langle \lambda \rangle$  бўлса, эркин югуриш ўртача вақти  $\langle \tau \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{v}$  бўлади.

Аmmo электрон учун  $\langle \lambda \rangle$  нинг қиймати ноъмалум, уни панжара доимийси  $d$  дан бир неча 10 марта катта деб олиш мумкин.

Электроннинг панжара ионлари билан икки кетма-кет тўқнашиши учун ўтган вақт ичидаги тезлик ўзгариши Ньютон қонунига кўра  $\vec{F} \langle \tau \rangle = m \Delta \vec{v}$  ва  $\vec{F}_s = e \vec{E}$  бўлгани учун:

$$\Delta \vec{v} = \frac{F}{m} \langle \tau \rangle = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle \vec{E}.$$

Электрон дрейфининг тезлиги занжир уланиш моментда ноль, тўқнашиш моментда максимал бўлиб, у

$$v_m = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle E \quad (3.6)$$

га тенг. Тезликларининг ўрта қийматини аниқласак,

$$\langle v \rangle = \frac{v_0 + v_m}{2} = - \frac{e}{2m} \langle \tau \rangle E$$

бўлади. Ҳисоблашларга асосан, у қуйидагига тенг:

$$\langle v \rangle = 0,001 \text{ м/с.}$$

Агар ток зичлиги формуласи  $j = n_0 e \langle v \rangle$  га  $\langle v \rangle$  нинг ифодасини қўйсақ, Ом қонуни келиб чиқади:

$$j = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} E \text{ ёки } j = \sigma E. \quad (3.7)$$

Бу ифодадан кўринадики, ток зичлиги электр майдон кучланганлигига тўғри пропорционал. Бу *Ом қонунининг дифференциал ифодасидир*.

Бундаги классик электрон назария асосида чиққан солиштирма электр ўтказувчанлик

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} = \frac{n_0 e^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle v \rangle} \quad (3.8)$$

металларнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сонига ва ўртача эркин югуриш йўл узунлигига тўғри пропорционал. Амалда кўпинча солиштирма электр ўтказувчанлик  $\sigma$  ўрнида унинг тескари қиймати  $\frac{1}{\sigma}$  ни солиштирма қаршилик  $\rho$

ёзилади. (3.8) формуладан кўринадики, агар электрон панжарадаги ионлар билан тўқнашмаса, эркин югуриш йўли

чексизликка интилади, демак, солиштирма электр ўтказувчанлик ҳам чексизликка интилган бўлар эди.  $n_0$  нинг Авогадро сони  $N_A$  га нисбати  $\frac{n_0}{N_A}$  металл зичлиги  $d$  нинг атом массаси сони  $A$  га нисбатига тенг:  $\frac{n_0}{N_A} = \frac{d}{A}$ ;  $n_0 = \frac{N_A}{A} d$ , натижада  $j = n_0 e v$  дан  $v = \frac{j}{en_0} = \frac{jA}{e d N_A}$  бўлади.

Кўпинча металллар учун зичлик атом оғирлигининг зичликка нисбати  $\frac{A}{d} = 10$  дан ошмайди. Бир мольдаги ионлар (электронлар) зарядининг миқдори  $q = N_A e = 6,02 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл =  $9,63 \times 10^4$  Кл/моль  $\approx 10^5$  Кл/моль. Агар металл симдан ўтаётган токнинг зичлиги  $10^7$  А/м $^2$  бўлса, электроннинг тартибсиз ҳаракат тезлиги  $10^{-3}$  м/с га тенг бўлади. Демак, бундай тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қандай қилиб занжир уланиши билан анча узоққа тез етиб боради? Бу вақтда электрон эмас, балки у ҳосил қилаётган электр майдоннинг тарқалиш тезлигини ўтказгич узунлиги бўйича ташкил этувчиси катта тезлик билан, яъни электромагнит тўлқинининг тезлиги  $10^8$  м/с билан тарқалади.

Классик электрон назариядан фойдаланиб Жоуль — Ленц қонунини ҳам келтириб чиқарайлик. Бунинг учун электроннинг тугундаги заррага урилиш олдидаги максимал кинетик энергиясидаги тезлик ўрнига (3.6) ни қўйсақ, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$K = \frac{m}{2} v_M^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{c^2 \lambda^2}{m} E = \frac{e^2 (\lambda)^2}{2 m v_M^2} E. \quad (3.9)$$

У вақтда ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги электронлар  $\frac{1}{\tau}$  вақтда бир марта урилади ва бунинг натижасида шунча марта кўп иссиқлик ажралади. Вақт бирлиги (1с) да ажралган иссиқлик миқдори:

$$Q_1 = \frac{n e \tau^2}{2m} E. \quad (3.10)$$

(3.8) ни ҳисобга олсак, (3.10) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$Q_1 = \sigma E^2 = \frac{E^2}{\rho}. \quad (3.10^a)$$

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўринишини ифодалайди. Демак, ажралаётган иссиқ-

лик миқдори электр майдон қуцланганлигининг квадратига тўғри пропорционал экан.

Бу ифодани сизга таниш бўлган интеграл кўринишида ифодалаш учун уни ўтказгич узунлиги  $l$  га, кўндаланг кесими  $S$  га ва ток ўтиш вақтига кўпайтира-миз:

$$Q = Q_1 l S t = \frac{E^2}{\rho} l S t = \frac{(E l)^2}{\rho \frac{l}{S}} t = \frac{U^2}{R} t = I U t$$

келиб чиқади.

### 32- §. Классик назариянинг қийинчилиги ва камчилиги

Газларнинг молекуляр-кинетик назариясида иссиқлик сифимини ҳисоблашда бир атомли газнинг ҳар бир молекуласи  $\frac{3}{2} k T = \frac{mv^2}{2}$  энергияга эга бўлгани каби, ҳар бир электрон ҳам  $\frac{3}{2} kT$  энергияга эга бўлиб, бир мольдаги

электронлар иссиқлик сифими  $C = \frac{3}{2} R = 12,5 \frac{\text{Ж}}{\text{К} \cdot \text{моль}}$  бўлиши керак, кристалл панжарадаги атомларнинг иссиқлик сифими  $25 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$  бўлиб, металлни ташкил этган бутун атомларнинг иссиқлик сифими классик электрон назариясига асосан  $37,5 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$  га тенг бўлиши керак.

Ҳақиқатда бу иссиқлик сифимининг  $25 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$  га тенг эканлигини тажриба ҳам тасдиқлайди. Демак, металллардаги электронлар металлларнинг иссиқлик сифимига ҳеч қанча ҳисса қўшмайди. Металллар худди кристалл диэлектриклар каби Дюлонг—Пти қонунига бўйсунди.

Классик электрон назария асосида металлларни электрон газлардан иборат деб қараб, бир атомли идеал газлар каби иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти концентрацияга боғлиқ деб қараймиз. У вақтда металлларнинг солиштирма электр ўтказувчанлик коэффиценти ҳам концентрацияга боғлиқлигини (3.8) орқали ифодаланган.

Видеман — Франц электрон газдаги электронлар бир хил тезликка эга деб қараган, металллардаги иссиқ-

лик ўтказувчанлик коэффициентини ( $\chi$ ) нинг солиштирма электр ўтказувчанликка нисбати

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T = AT \quad (3.11)$$

эканини аниқлади, уни тажриба ҳам тасдиқлаган. Аммо газ молекулалари молекуляр физикада Максвелл тезликлар тақсимоотида кўрганимиздек, ҳар хил тезлик билан ҳаракатланади. У вақтда юқоридаги формуладаги 3 коэффициент ўрнини 2 олади. Бу тажрибада тасдиқланмайди. Бу фарқни тушунтириш учун Зоммерфельд электрон газ учун классик статистика ўрнида Ферми — Диракнинг квант статистикаси қўлланилганда (3.11) формула ҳосил бўлган.

Бундан ташқари, классик электрон назария асосида металлларнинг ўта электр ўтказувчанлиги ҳодисасини ҳам тушунтириш қийин.

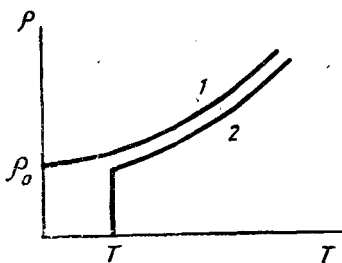
### 33- §. Ўта ўтказувчанлик ҳақида тушунча

2- боб 25- § да ўтказгич қаршилигининг ҳароратга боғлиқ эканлигини қараб ўтганимизда

$$R = R_0(1 + \alpha t^\circ)$$

ёки солиштирма қаршилиқ

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^\circ)$$



64- расм.

эканини кўрган эдик. Демак, қаршилиқ ёки солиштирма қаршилиқ ҳарорат билан чизикли боғлиқ эди (64- расмдаги, 1). Фан ва техниканинг ривожланиши металл ўтказгичлар ҳарорати маълум ҳароратдан паст бўлганда қаршилиги сакраб нолга тенг бўлади (64- расмдаги, 2). Камерлинг — Оннес бу ҳодисани аниқлаб,

уни ўта ўтказувчанлик деб атаган. Текширишлар натижасида аниқланишича, соф металлларнинг ўта ўтказувчанликка ўтиш ҳарорати 0,14 К билан 9,22 К оралиғида, қотишмаларда эса бу ҳарорат 18 К гача етади. Баъзи

моддаларнинг ўта ўтказувчанликка ўтиш ҳарорати  
4- жадвалда келтирилган.

4- жадвал

Модда	Т, К	Модда	Т, К
Титан	0,4	Симоб	4,1
Кадмий	0,5	Ванадий	5,3
Рух	0,38	Кўргошын	7,2
Алюминий	1,2	Ниобий	9,3
Қалай	7,3	Nb <sub>3</sub> Sn	18

Бундай хусусиятга эга бўлган моддаларга *ўта ўтказувчан ўтказгичлар* дейилади. Бу ҳолатда ўтказгичнинг қаршилиги нолга тенг бўлиб, унда Жоуль — Ленц иссиқлиги ажралмайди. Шунинг учун ўта ўтказувчан моддаларда бир бор ҳосил қилинган ток манбаисиз узоқ вақт ҳосил бўлиб туради. Иккинчидан, модда ичида ўта ўтказувчанлик ҳолатида магнит индукцияси нолга тенг. Ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтишда унинг иссиқлик сифимида сакраш рўй беради. Бу эса иккинчи тур фазавий ўтишни ифодалайди. Агар ўта ўтказувчанликка ўтишда ёки акс ҳолатида магнит майдони ўзгарса, бу ҳолатда моддада иссиқлик ажратиш ёки ютиш ҳодисаси рўй беради. Бунга *иккинчи тур фазавий ўтиш* дейилади. Булардан кўринадики, ўтказгичда иккала турдаги фазавий ўтиш ҳолатини кузатишимиз мумкин бўлар экан. Улардан ташқари моддаларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги ҳам ўзгаради.

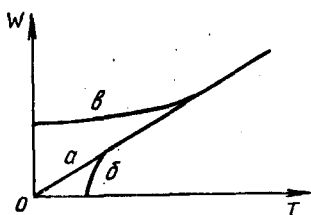
Ўта ўтказувчанлик назариясини Н. Н. Боголюбов яратди. Унинг фикрича, электронларнинг кристалл панжара тугунидаги атом ёки ионлар билан ҳамда ўзаро таъсирсиз ҳаракати натижасида ўта ўтказувчанлик ҳосил бўлар экан. Демак, электронлар ишқаланишсиз ва тўсиқсиз ҳаракатланар экан. Жуфт электронлар шундай ҳаракатланадики, уларнинг ҳаракати туфайли ҳосил бўлган магнит майдонлар бир-бирларини компенсирлайди.

Агар ўта ўтказувчи ҳолатда ўзгарувчан, айниқса, юқори частотали ток ўтса, унинг қаршилиги нолдан катта бўлади.

Кейинги вақтда баъзи ярим ўтказгичлар ҳам ўта ўтказувчанлик хоссасига эга эканликлари аниқланган.

### 34- §. Металларнинг квант назарияси ҳақида тушунча

Классик статистикада ҳар бир зарра бошқа қўшни заррадан тамомила фарқ этади деб қаралади. Масалан, газларнинг кинетик назариясида зарра энергиялари каби уларни характерловчи параметрларнинг тақсимланиши ҳам Максвелл тақсимоти қонуни асосида тушунтирилади. Аммо квант статистикасида зарралар бир-биридан фарқ қилмайди, бу ерда газлар кинетик назарияси Бозе — Эйнштейн назарияси асосида тушунтирилиб, паст ҳароратда Максвелл тақсимотидан тамомила фарқ қилади. Масалан, бу назария бўйича



65- расм.

зарралар энергияси ҳарорат 0 К бўлгандагина эмас, балки 0К дан юқорироқ ҳароратда ҳам ноль бўлади (65-б расм). Бу назарияни тажриба натижалари ҳам тасдиқлайди, аммо бундан ҳам четланиш рўй беради. Ферми — Дирак статистикасига мувофиқ электрон энергияси абсолют нулдан бошлаб анча

юқори ҳарорат чегарасигача ҳароратга боғлиқ бўлмайди (65-в расм), бу янги фикр Максвеллнинг металларнинг иссиқлик сифимини ҳисоблашда электронлар энергиясини ҳисоблаш шарт эмас, деган қийинчиликни камайтиради ва унинг фикрича, зарралар энергиясининг ҳароратга боғлиқлиги 65-а расмда кўрсатилган. Ферми — Дирак статистикасида Паулининг квант системада, масалан, атомда иккита бир хил электрон бўлиши мумкин эмас деган принципи ҳисобга олинган. Электронни характерлайдиган параметрлар, масалан, спиннинг йўналиши ҳар хил бўлиши керак. Бу ерда қаттиқ жисм фазовий катакларга бўлиниб, ҳар бир катакда спин йўналиши энергетик маънода қарама-қарши фақат иккита электрон бўлиши мумкин.

Катак ҳажми  $h^3$  га тенг деб олинса ҳам, геометрик маъно бермай, энергетик маънога эгадир ( $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Ж·с). Фазовий катакда бири иккинчисидан фарқ этмайдиган бир

электронни иккинчи электрон билан алмаштирилса ҳам металлнинг энергетик ҳолати ўзгармайди.

Ферми—Дирак электронларнинг энергия бўйича тақсимотини электроннинг одатдаги  $m$  массаси ўрнига кристалл панжарада бўлган электроннинг даврий электр майдондаги эффектив массаси  $m^*$  орқали ифодалаб, тубандаги ифодани ёзади:

$$dn = \frac{4\pi(2m^*)^{\frac{1}{2}}}{h^3} \cdot \frac{W^{\frac{1}{2}}}{\exp \frac{W - \mu}{kT} - 1} dW. \quad (3.12)$$

Ушбу  $\mu = \frac{h^2}{2m^*} \left( \frac{3n_0}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$  катталик химиявий потенциал бўлиб, электрон юқори ҳароратда жуда катта энергияга эга бўлиб, энергияси  $W - \mu > 2kT$  бўлганда (65-а расм), бу тенглама Максвеллнинг классик тақсимот формуласига айланади.

### 35- §. Металлар ва ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги

Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги ҳароратга боғлиқ ҳолда  $6 \cdot 10^{-6}$  дан  $6 \cdot 10^{-8}$   $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  гача чегарада бўлади, солиштирма электр ўтказувчанлиги  $10^{-8}$  дан  $10^{-10} \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  гача бўлган моддалар *ярим ўтказгич* ва бундан ҳам юқори  $10^{-10}$  дан кичик бўлган моддалар *диэлектриклар* (ёки *изолятор*) дейилади. Бу ярим ўтказувчан моддалар ва диэлектрикларда электронлар ва ионлар заряд ташувчилар бўлади. Қаттиқ электролитларда ва шу каби (сувсиз  $\text{NaNO}_3$ ,  $\text{KNO}_3$ ,  $\text{HgNO}_3$ ,  $\text{SiH}$ ,  $\text{NaCl}$ ) туз ва туз эритмалари ионланганда ҳам электролиз характерида ток ўтади.

Металл ва ярим ўтказгичлар солиштирма ўтказувчанлигининг ҳароратга боғлиқлиги сифат томондан фарқланади. Ҳарорат пасая бориб, абсолют нолга яқинлашса, металлларнинг электр ўтказувчанлиги чексизликка интилса, ярим ўтказгичларники нолга интилиб, диэлектр бўлиб келади. Ҳарорат кўтарила борса, ярим ўтказгич металл каби хусусиятга эга бўлади. Атомлар орасидаги боғланиш сусайиб, эркин электрон кўпайиб, ток ўтиши кучаяди. Металл атомларининг ташқи валентлик электронлари ядро билан кучсиз

боғланган. Ярим ўтказгичларники эса анча кучли боғланган. Ядролардан узилган (ажралган) бундай электронлар эркин (озод) бўлиб, металлнинг ҳамма томонида ҳаракат қила олади.

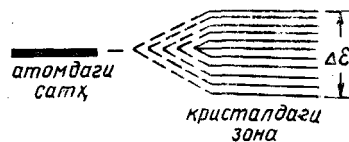
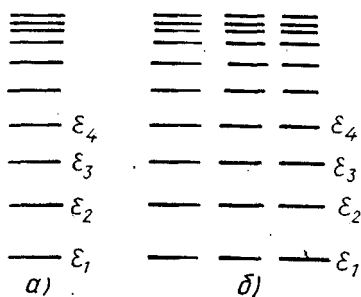
Ярим ўтказгичларда эса электронлар кучли боғлангани учун бундай эмас, уларга ионланиш энергияси панжарани тебратувчи иссиқлик, қисқа электромагнит тўлқин, югурувчи зарралар оқими, кучли электр майдон энергия бериш керак. Ярим ўтказгичнинг турига қараб бу энергия 0,1 дан 2 эВ гача, битта атомнинг ўртача иссиқлик энергияси  $\frac{3}{2} kT \approx 0,04$  эВ дан анчагина кўпдир.

Шунинг учун ярим ўтказгичларда эркин электронлар концентрацияси жуда оз, аммо температура кўтарилса, эркин электронларнинг ортиши билан рекомбинация, яъни мусбат ва манфий ионларнинг бирикиб нейтрал атом ҳосил қилишлари ортишига қарамай, ҳар бир ҳарорат қийматида ионизация ва молезация қийматлари ўзаро тенг бўлиб, динамик мувозанат натижасида ҳаракатчан электронлар сони орта боради, натижада электр ўтказувчанлик ҳам қисман оша боради.

Металл ва ярим ўтказгичларда бўладиган жараёнларни тушуниш учун улардаги валент электронлар энергетик сатҳларининг тузулишини қараб чиқайлик.

Бирор ажралган ҳолда (якка) олинган атомнинг ихтиёрий валент электронининг энергетик сатҳи схематик равишда 66-а расмда кўрсатилгандек бўлсин.

Энг кам  $\epsilon_1$  энергияга эга бўлган сатҳга *асосий* ёки *уйғонмаган*, *қолган ҳамма сатҳлари уйғонган* деб қаралади. Шундай атомлардан  $N$  донасини танлаб олайликки, улар орасидаги масофа катта бўлгани учун улар орасидаги таъсир кучларини ҳисобга олмаслик



67- расм.

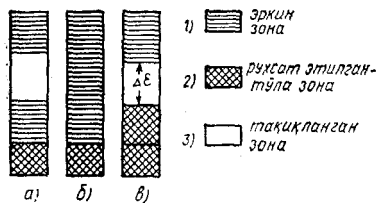
66- расм.



мумкин бўлади. Системадаги  $N$  та ўзаро таъсирлашмайдиган атомни ва валент электронларини олдинги 66-а расмда ифодаланган энергетик сатҳи системада нечта атом бўлса, шунча марта такрорланади (66-б расм). Энди бу атомларни шунчалик яқинлаштирайликки, натижада кристалл панжара ҳосил қилсин. Бу ҳолда атомларнинг ўзаро таъсир кучи натижасида ҳар бир оддий энергетик сатҳ  $N$  донга оддий сатҳга ажралади (67-расм). Энергетик сатҳларнинг  $N$  каррали тўплами *энергетик зонани* ёки *кристалл зонасини* ҳосил қилади. Ҳар бир асосий зона парчаланишидан ҳосил бўлган  $N$  каррали уйғонган зоналар йиғиндисига *асосий зона* дейилади. Бошқа ҳамма қолган зоналар *уйғонган сатҳлар зоналари* дейилади.  $N$  жуда катта бўлгани учун битта зонанинг худди шундай зонагача бўлган оралиғи жуда кичик, шунинг учун озгина энергия билан электронни танлаган зонанинг бир энергетик сатҳдан иккинчисига кўчириш мумкин. Амалда ҳар бир зонанинг энергетик сатҳи бир-бири билан узлуксиз бирлашгандек кўринади. Аммо бошқа қўшни энергетик сатҳлар бир-биридан энергиянинг чекли интервали билан чегараланган. Бу интерваллар *тақиқланган зоналар* дейилади. Бундай интервалларда зарур бўлган энергияни электронлар қабул қила олмагани учун электронлар сатҳ ораларидан ўта олмайди. Бу тақиқланган зоналарга қарама-қарши ҳолда энергиянинг етарли мумкин бўлиш қиймати *рухсат этилган зона* дейилади.

Металларда уч хил зона бўлади: эркин озод зона, тақиқланган зона ва рухсат этилган зона бўлади.

Металларда валентли электронларнинг асосий энергетик зонаси уйғониш сатҳидан чекли кенгликда тақиқланган зона билан ажралган ҳолда бўлиши мумкин (68-а расм). Тақиқланган зонанинг кенглиги ноль ҳам бўлиши мумкин, у вақтда асосий зона сатҳи яқинида турган уйғониш сатҳига туташган ёки уни қисман беркитган бўлиши ҳам мумкин (68-б расм). Бу ҳолда аввалгига ўхшаб, ҳар икки зона битта зонага бирикади ва охиригини *асосий зона* деб олиш мумкин. Металлар-



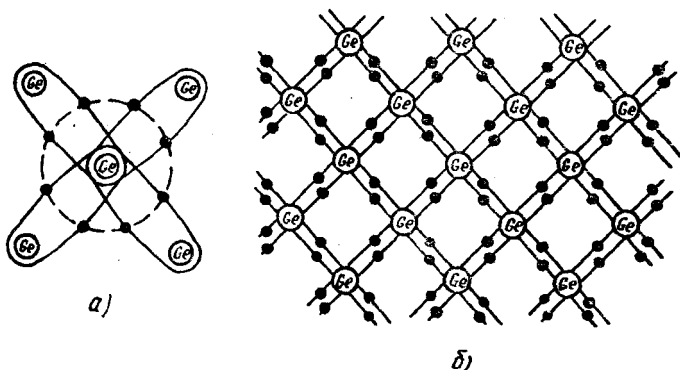
68- расм.

да асосий зона ҳамма вақт қисман тўлиқ бўлади, шунинг учун ҳам металллар электр ўтказувчан бўлади.

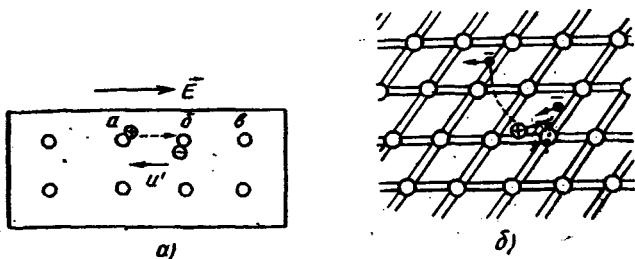
Ярим ўтказгичларда асосий зона уйғотилган сатҳ зонасидан энергиянинг чекли қиймати  $\Delta\epsilon$  билан ажралган бўлади (68-в расм). Бу ерда ярим ўтказгичларнинг асосий зонаси валентли зона, зонадаги уйғотилган сатҳларга — *ўтказувчанлик зонаси* деб қабул қилинган. Шунинг учун абсолют нолга яқин ҳароратда валентли зона электронлар билан тўлган, ўтказиш зона бўш бўлиб, ток ўтмайди — диэлектрик бўлиб қолади. Одатдаги диэлектрикларда тақиқланган зона меғара кенглиги  $\Delta\epsilon$  жуда катта (Ярим ўтказгичларда  $\Delta\epsilon = 2\text{эВ}$  бўлиши диэлектрик ҳолатга тўғри келади). Ҳарорат кўтарилишида электронлар кристалл ионларидан қарийб  $kT$  энергия олиб, баъзи электронлар валентли зонадан ўтказувчан зонага ўтиб ток ўтказа бошлайди. Бу ҳол «тешик» номини олган.

### 36- §. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва киришмали электр ўтказувчанлиги

а) **Хусусий ярим ўтказгичлар.** Менделеев жадвалининг IV группасига кирувчи элементлар бўлиб, улар тўрт валентлидир. Уларнинг валентлик ионлари кристалл панжара тугунидаги атомлар билан ўзаро икки-тадан электрон билан боғланган (69- расм). Бунга *ковалентлик боғланиш* дейилади. Ярим ўтказгичларга ташқи энергия бериш орқали бу заиф боғланган электронларни узиб эркин электронларга айлантириш



69- расм.



70- расм.

мумкин. Бу ажралган электрон ўрни бўшаб қолади. Бу жойга «тешик» деб аталади ва уни мусбат зарядга эга деб қаралади. Ярим ўтказгичга ташқи электр майдон таъсир этирилса, электрон ва «тешик» қарама-қарши йўналишда ҳаракатланиб ток ҳосил қилади (70- а, б расм). Чунки бўшаб қолган «тешик» ка қўшни турган электрон ўтади. Бу электроннинг ўрни эса бўшайди, шу каби электрон ва «тешик» қарама-қарши йўналишда ҳаракатланади. Бундан кўринадики, *ярим ўтказгичларда ток тушувчи зарралар манфий зарядли электрон ва мусбат зарядли тешик бўлар экан.* Агар ташқи берилаётган энергия ортса, электронлар ва «тешик»лар сони ҳам ортиб ток кўпаяди, яъни электр ўтказувчанлиги ортади.

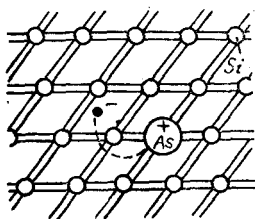
Ярим ўтказгичдаги электронлар ва тешиклар концентрациясини мос равишда  $n_-$ ,  $n_+$  ва ҳаракатчанлигини  $b_-$  ҳамда  $b_+$  десак, унинг *солиштирма электр ўтказувчанлиги* қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = en_+ b_+ + en_- b_-.$$

Соф кремнийнинг хона ҳароратида электронлар концентрацияси  $10^{17} \text{ м}^{-3}$  солиштирма қаршилиги  $10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  дан кетта, ammo  $1000 \text{ К}$  ҳароратда концентрация  $10^{23} \text{ м}^{-3}$  га етиб, солиштирма қаршилиги  $10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$  га тенг бўлади, яъни  $10^6$  марта камаяди. Демак, ҳарорат ортиши билан электр ўтказувчанлик ортар экан.

**б) Киришмали электр ўтказувчанлик.** Ярим ўтказгичларга ўзига қўшни бўлган уч ёки беш валентлик элемент атомларидан жуда озгина киритганимизда ҳам уларнинг электр ўтказувчанлиги жуда ортиб кетади. Масалан, кремний (Si) га  $0,001$  фоиз миқдорда фосфор киритсак, хона ҳароратида унинг солиштирма

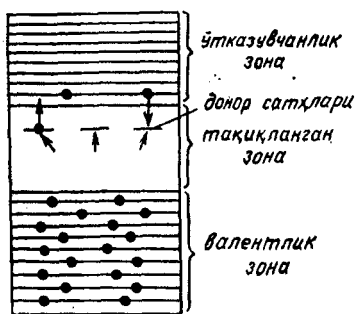
қаршилиги  $6 \cdot 10^{-3}$  Ом·м, яъни соф кремнийнинг солиштирма қаршилигига нисбатан  $10^5$  марта кичик бўлар экан. Демак, ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги шунча марта ортади. Шунинг учун киришмали ярим ўтказгичларни электр ўтказувчанлигининг хусусий ҳолларини қараб чиқайлик. Биринчи навбатда юқорида айтганимиздек, жуда оз миқдорда кремнийга



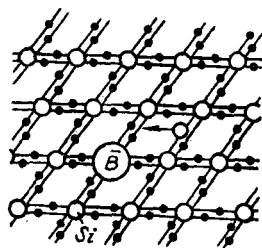
71- расм.

маргимуш (As) киритилсин. Маргимуш бешинчи группа elementi бўлиб, беш валентликдир. Маргимуш атоми кристалл панжарадаги кремний атомларининг бирини ўрнини эгаллаб, ўзининг тўртта электрони билан қўшни тўртта кремний атоми билан боғланади, ортиқча бешинчи электрони панжаралар орасида эркин электрон бўлиб қолади. Маргимуш атоми эса мусбат ионга айланади. Бу ҳолда «тешик» ҳосил бўлмайди (71- расм). Бу ҳолда заряд ташувчи зарра фақат электрондан иборат бўлади. Шунинг учун бундай киришмали ярим ўтказгичларни *электрон ўтказувчан ёки n-тип ярим ўтказгич* дейилади (negativ — манфий). Бундай киришмали атомларга *донор* дейилади. Булар тақиқланган зонада ўтказувчанлик зонаси яқинида донор сатҳини ҳосил қилади (72- расм).

Иккинчи ҳолда кремнийга бор (B) атомидан жуда оз миқдорда киритайлик Бор уч валентли бўлгани учун кремнийнинг кристалл панжара тугунларидан

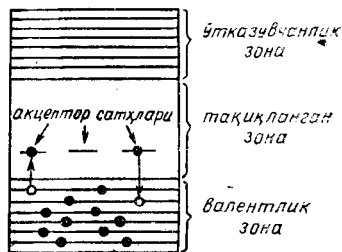


72- расм.



73- расм.

бирига жойлашганда ўзидаги учта электрон билан қўшни учта кремний атоми билан боғланади, тўртинчи қўшни кремний атоми билан боғланиш учун ўзидан нарироқда турган боғланишдаги электронни тортиб олиб у ерда «тешик» ҳосил қилади. Бу ҳолда бор атоми манфий зарядланиб манфий ионга айланади (73-расм). Бундай киришмали ярим ўтказгичга электр майдони таъсир этса «тешик» ўз навбатида қўшни электронни тортиб олиб, майдон йўналишида ҳаракатланади. Бу ҳолдаги электр ўтказувчанликка «тешик» электр ўтказувчанлик дейилади. Ярм ўтказгичларга эса *p*-тип дейилади (*positiv* — мусбат). Тешикни ҳосил қилувчи киришмага акцептор дейилади. Булар тақиқланган валентлик зонасига яқин акцептор сатҳини ҳосил қилади (74-расм).



74-расм.

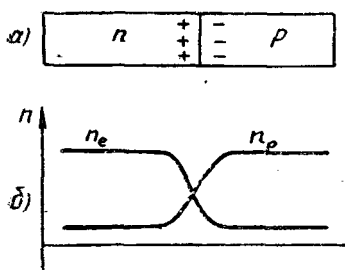
Шундай қилиб, юқори температураларда ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги киришмали ва хусусий ўтказувчанликлар йиғиндисига тенг бўлади, аммо хусусий ўтказувчанлик асосий роль ўйнайди. Паст температурада эса киришмали ўтказувчанлик асосий роль ўйнайди.

### 37-§. Ярм ўтказгичларда контакт ҳодисаси

Юқорида кўрганимиздек, металллардаги варяд ташувчи электронлар концентрацияси ( $10^{28}$ — $10^{29}$ )  $m^{-3}$  эди. Аммо диффузияланиб бир металлдан иккинчисига ўтувчи электронлар сони жуда кам бўлиб, металллар орасидаги контакт потенциаллар фарқи жуда ҳам кичик бўлади.

Ярм ўтказгичларда эса электронлар концентрацияси ( $10^{16}$ — $10^{25}$ )  $m^{-3}$  бўлиб, улар орасидаги контактда электронлар таҳминан  $10^{-6}$  м масофагача ярм ўтказгич ичига кириб боради.

Агар бир хил типдаги ярм ўтказгич сиртларини бир-бирига тегизсак, у вақтда иккаласида ҳам бир хил заряд ташувчилар бир-бирига ўтадилар. Бу ҳол металллардаги контакт ҳодисасига ўхшайди. Шунинг учун



75- расм.

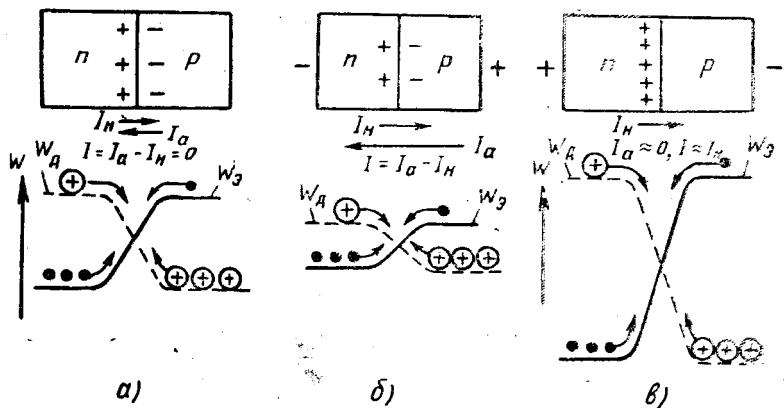
тоза ярим ўтказгичга оз миқдорда беш ва уч валентлик элементи икки томонидан киритиб бир ярми электронли ( $n$ -тип) ва иккинчи ярми мусбат тешикли ( $p$ -тип) ярим ўтказгичли пластинка тайёрланади. Бу ҳосил бўлган пластинка иккала ярми оралигида жуда юпқа қатлам ҳосил бўлиб, уни  $p-n$  ўтиш дейилади. Бу ўтишда электронлар ва тешиклар диффузияланади.

Натижада  $n$ -типда мусбат зарядлар — тешиклар,  $p$ -типда эса манфий зарядлар — электронлар қатламлари ҳосил бўлади (75-расм). Тешикнинг  $n$ -соҳага ўтиши унда потенциалнинг мусбат қийматини ортиши электрон энергиясини камайишига ва тешик энергиясини эса ортишига сабаб бўлади. Акс ҳолда яъни  $p$ -соҳага электроннинг ўтиши эса унда манфий потенциалнинг ва электрон энергиясининг ортишига, тешик энергиясининг эса камайишига сабаб бўлади (75-б расм).  $p$ -соҳа учун электрон,  $n$ -соҳа учун эса тешик асосий заряд ташувчи бўлмаганликлари учун юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга ўтади. Бу ҳолатда энергетик сатҳлар орасида заряднинг оқиши натижасида  $n$ -соҳадан  $p$ -соҳага йўналган ток ҳосил бўлади. Бу токни  $I_n$  деб белгилаймиз.  $p-n$  ўтишда асосий заряд ташувчиларнинг энергиялари ўзлари ҳосил қилган потенциал тўсиқнинг баландлигидан катта бўлиши керак. Бу вақтда улар диффузияланиб ток ҳосил қилади. Бу токни  $I_a$  билан белгилаймиз. Бу юқорида қаралган ҳолларда ташқи электр майдон таъсир этмаган ҳолдир. Бу вақтда  $I_a = I_n$  бўлади. Чунки умумий ток бу тоқларнинг йиғиндисига тенг бўлиб нолга тенгдир:

$$I = I_a - I_n = 0.$$

Бу ҳол заряд ташувчилар электрон бўлган металллардан фарқлидир. Чунки ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар электрон ва тешикдан иборат.

76-а расмда  $n-p$  ўтишдаги потенциал тўсиқ ва асосий (пастки) ҳамда асосий бўлмаган (устки) заряд ташувчиларнинг энергетик ҳолатлари ифодаланган.



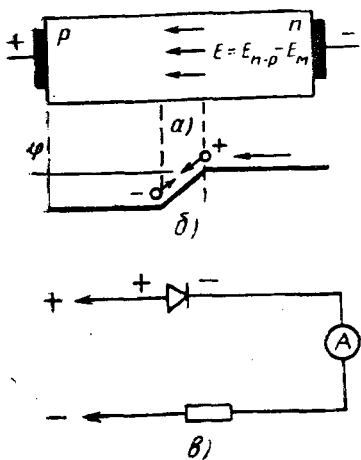
76- расм.

Энди  $n - p$ -ўтишнинг  $n$ -соҳасини манбанинг манфий қутбига  $p$ -соҳани эса мусбат қутбига улаганимизда қандай ҳодиса рўй беришини кўриб чиқайлик (76-б расм). Бу ҳолда  $n$ -соҳадаги электроннинг ва  $p$ -соҳадаги тешикнинг энергиялари ортиб, потенциал тўсиқдан осонгина ўтиб,  $p$  дан  $n$  га қараб йўналган ток ҳосил бўлади:  $I = I_a - I_n$ . Бу ҳолда асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳосил қилган тоқлари ( $I_n$ ) ўзгармас қолади.  $n$ -соҳани мусбат қутбга,  $p$ -соҳани манфий қутбга уласак, юқоридагиларга қараганда бутунлай бошқа ҳодиса рўй беради. Бу ҳолатда потенциал тўсиқнинг баландлиги ортиб, асосий заряд ташувчилар ҳосил қилган  $I_a$  ток кичик қийматга эга бўлади (76-в расм), ўтаётган ток эса асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳосил қилган токдан иборатдир.

### 38- §. Ярим ўтказгичли диод ва транзистор

Ярим ўтказгичлардан электрон лампалар сифатида фойдаланилади. Ярим ўтказгичли диод (икки электродли лампа) бу  $n - p$ -ўтишга эга бўлган ярим ўтказгич кристалл бўлиб, унинг қарама-қарши соҳаларига занжирга улаш учун контактлар уланган. Диоднинг уланиш схемаси 77-а расмда келтирилган. Расмдан кўринадик, кристаллнинг электрон ( $n$ ) соҳаси манбанинг манфий, тешикли ( $p$ ) соҳаси мусбат қутбига уланиши керак экан.

Манба майдони  $n - p$ -ўтишдаги электр майдонни

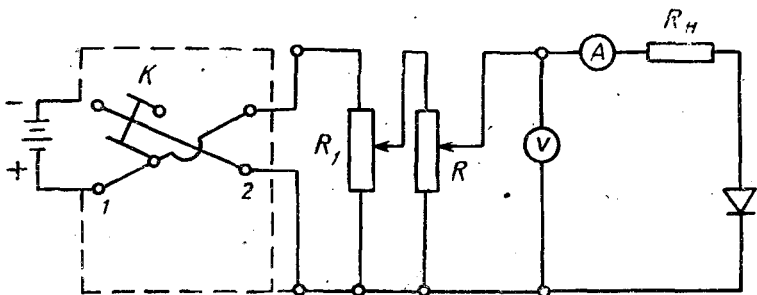


77- расм.

сусайтиради. Натижада потенциал тўсиқнинг баландлиги пасаяди (77-б расм). Ташқи майдон таъсирида электронлар ва тешикларнинг натижавий оқимлари қарама-қарши томонга йўналганлигидан, улар ҳосил қилаётган тоқларнинг йўналиши бир хил бўлиб, умумий тоқ уларнинг йиғиндисига тенг ҳамда ташқи майдон ортиши билан тоқ ҳам кескин ортади. Агар кристаллнинг уланиш қутбларини ўзгартирсак, юқорида (37-§ да) кўрганимиздек жуда кичик миқдорда асосий бўлмаган заряд

ташувчилар тоқи ҳосил бўлади, бу тоқ ташқи майдонга боғлиқ эмас. Бундай уланишга *тескари уланиш* дейилади. Демак, *n-p*-ўтишли кристалл бир томонлама ўтказувчанликка эга.

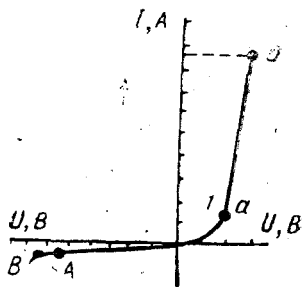
Диоднинг вольт-ампер характеристикасини олиш учун уни 78-расмда кўрсатилгандек улаймиз ва тажрибада олинган вольтампер характеристикасини (79-расм) қараб чиқамиз. Схепадаги *K* калитни *I* ҳолатга улаб, кучланишни орттирсак, унга боғлиқ ҳолда тоқ кучи ҳам ортди. Бу чизмада *Oab* эгриликдан иборат



78- расм.

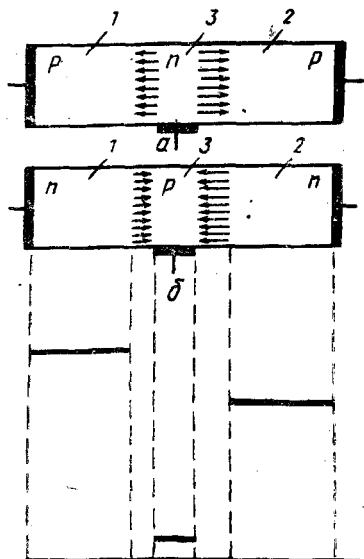


бўлиб, унинг  $ab$  қисми кучланишга нисбатан токнинг тезроқ ортишини ифодалайди.  $Oa$  қисмда Ом қонунининг бажарилаётгани кўринади. Чунки у тўғри чизиқдан иборат. Энди калитни 2 ҳолатга ташлаб қутбларни ўзгартирамиз. У вақтда асосий бўлмаган зарядларнинг мавжудлиги туфайли тескари ток ҳосил бўлади. Хarakterистикада  $OA$  чизиқдир. Кучланишни яна орттирсак, диод тешилиб газларда ток каби кучланиш ортиши билан ток ҳам ортади. Бу нуқта чизмада  $B$  нуқтадир.



79- расм.

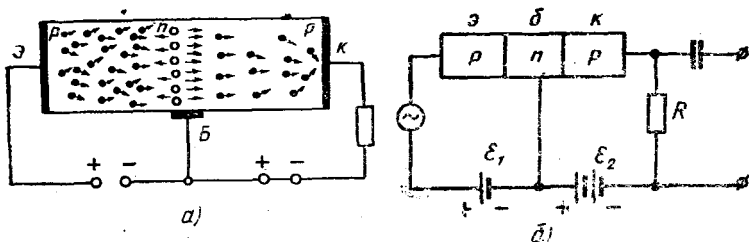
Транзистор — уч электродли лампа бўлиб, иккита  $p$  ва битта  $n$  (80-а расм), ёки иккита  $n$  битта  $p$  соҳадан иборат бўлган ярим ўтказгич пластинкадир. Аммо якка соҳа ўртада бўлади (80-б расм). Транзисторда фойдаланиладиган кристаллар учта соҳадан иборат бўлади: 1— эмиттер, 2— коллектор, 3— база соҳалардир. Эмиттер — база соҳаси чегарасида ҳосил бўлган  $n-p$  ўтишга эмиттер ўтиш, база — коллектор соҳаси чегарасидаги  $n-p$  ўтишга коллектор ўтиш дейилади.



80- расм.

Одатда база электронли ( $n$ ) ёки тешикли ( $p$ ) ўтказувчанликка эга бўлади. Базанинг тузилишига қараб транзисторлар  $p-n-p$  ёки  $n-p-n$  типда бўлиши мумкин. Аммо ишлаш принципида фарқи йўқ.

Транзистор 81-а, б расмда кўрсатилганидек уланса, эмиттер ўтишининг электр майдони кучсизланиб, коллектор ўтишининг электр майдони кучаяди.



81- расм.

Коллектордаги кучланиш ўзгармас бўлганда коллектор токи орттирмаси  $\Delta I_n$  нинг эмиттер токи орттирмаси  $\Delta I_e$  га бўлган нисбати транзисторнинг *кучайтириш коэффициенти* дейилади. Бу эса транзисторларнинг муҳим параметрларидан биридир.

Ярим ўтказгич қурулларнинг энг катта муваффақияти уларнинг ихчамлиги, енгиллиги, мустаҳкамлиги, арзонлиги ва бошқалар бўлиб, улар радиотехникада тоқларни тўғрилашда, юқори частотали электр тебранишларни ҳосил қилишда, электр тебранишларни кучайтириш ва генерациялашда, ҳисоблаш машиналарида ва бошқа жойларда ишлатилади.

### 39- §. Электродитларда электр токи

Бу параграфда суюқ ўтказгичларнинг хоссалари, ўзгармас ток ҳосил бўлишини физика-кимёвий жараёнлари билан танишиб чиқамиз.

*Ўздан электр тоқини ўтказувчи эритмалар — электродитлар ёки иккинчи тур ўтказгичлар деб аталади.*

Электродитик эритмаларда ток ўтиш жараёнини қуйидагича тушунтириш мумкин. Масалан, дистилланган сувга ош тузи кристаллини ташласак, сувда у эрийди ва унинг молекулалари атрофини сув молекулалари ўраб олади ва 82- расмда кўрсатилгандек манзара рўй бериб, эрувчи модда молекуласининг мусбат ва манфий зарядли қисмларини бир-биридан ажратиб юборди. Натижада, ош тузи зарядли  $Na^+$  ва  $Cl^-$  қисмларга, яъни ионларга парчаланади. Бу ҳодисани *электродитик диссоциация* дейилади.

Агар шу эритмага иккита металл электрод тушириб, улар ток манбаининг мусбат ва манфий қутбларига уланса, ионлар электродлар томон ҳаракатлана бошлайди: натрийнинг мусбат ионлари манфий электрод — катодга, хлорнинг манфий ионлари мусбат электрод — анодга томон ҳаракат қилади. Шунинг натижасида эритма электр ўтказувчанлик хоссаларига эга бўлиб, суюқликдан ток ўта бошлайди.

Электролитик диссоцияланиш назарияси билан дастлаб Р. Арренус шуғулланган.

Эритган модданинг ионланган молекулалари сони ( $n_1$ ) нинг барча молекулаларнинг сони ( $n_0$ ) га бўлган нисбати, яъни умумий молекулалар сонининг ( $n_0$ ) қанча қисмини ионлар ташкил қилишини кўрсатувчи физик катталikka электролитик диссоцияланиш даражаси ( $\alpha$ ) дейилади:

$$\alpha = \frac{n_1}{n_0}$$

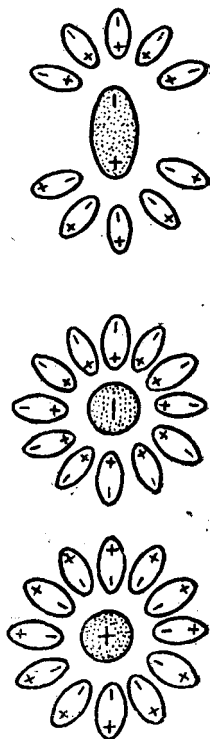
Диссоцияланмаган молекулалар сони ( $n_2$ ) қуйидагича топилади:

$$n_2 = n_0 - n_1 = n_0 - \alpha n_0 = n_0 (1 - \alpha)$$

Агар ҳамма молекулалар диссоцияланган бўлса ( $n_0 = n_1$ ),  $\alpha = 1$  бўлади, яъни вақт бирлиги ичида ҳам бирлигида мавжуд бўлган неча дона молекула диссоцияланиб, ионлар ҳосил қилса, шу вақт ичида шунга тенг миқдорда ионлар ўтиб улгуради. Ҳажм бирлигидаги ионлар сони доимий ҳолда сақланиб, тўхтовсиз ток ўтиб туради.

Агар  $n_1$  га қараганда  $n_0$  жуда катта бўлса  $\alpha \approx 0$  бўлади. Бундай эритмадан ток ўтмайди.

Электролитга туширилган модда молекулалари аввал юқорида айтилганча ионлашга бориб, бу икки хил номли ионлар сони кўпайиши натижасида мусбат ва манфий ионлар бир-бирига маълум даражада яқинла-



82- расм.

шиш билан ўзаро тортишиш кучи таъсирида қайтадан нейтрал молекула ҳосил қилади. Бу ҳодисага *молекула ланиш (молизация)* дейилади.

Берилган шароитда вақт бирлиги ичида ионлардан ҳосил бўлаётган молекулалар сони шу вақт давомида парчаланаётган молекулалар сонига тенг бўлиб, бир вақтда ҳам ионланиш, ҳам молекулаланиш тўхтовсиз давом этса, эритманинг ҳажм бирлигидаги ионлар сони ўзгармай қолади. Бу ҳолни *динамик мувозанат* дейилади.

Молекулалари батамом диссоцияланадиган электролитларга *кучли электролитлар* деб аталади. Бундай электролит учун  $\alpha = 1$  бўлади.

Кучли электролитларга мисол қилиб мис купороси ( $\text{CuSO}_4$ ), ош тузи ( $\text{NaCl}$ ), кумуш нитрат тузи ( $\text{AgNO}_3$ ) ва ҳоказоларнинг эритмаларини кўрсатиш мумкин. Кўпчилик эритмаларда концентрация кам бўлса ҳам эриган моддаларнинг ҳамма молекулалари ионланмайди, уларнинг ионланиш даражаси ҳамма вақт бирдан анча кичик бўлади. Бундай эритмалар *кучсиз электролитлар* дейилади. Масалан, сирка кислота, темир фторид тузи эритмалари ва бошқалар. Кучсиз электролитларда ионлар орасидаги масофа катта бўлгани учун улар бир-бирларига деярли таъсир кўрсатмайди дейиш мумкин. Улар ўзаро шундай заиф куч билан тортишадикки, бунда молизация жараёни деярли бўлмайди, бу ҳолда ионлараро тортишув кучларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Амалда электролит сифатида суюлтирилган эритмалар ёки идеал эритма — кислота, туз, ишқорларнинг сувдаги эритмалари кўп қўлланилади. Шундай қилиб:

1. Эрувчи модда эритувчи модда молекулаларининг ўзаро электр таъсирида таркибий қисмларга (ионларга) ажратади.

2. Электролитларга туширилган электродлар орасидаги электр майдон таъсирида мусбат ва манфий зарралар — ионларнинг тартибли ҳаракати натижасида ток ҳосил бўлади.

3. Молекулалардаги ток ташувчи эркин электронлар вазифасини электролитларда ионлар бажаради. Шунинг ҳам айтиш керакки, металл водород атомларида электронлар осон чиқиб кетгани учун металл ва водород атомлари мусбат ионларга, кислота ишқори қолдиғи эса манфий ионларга айланади.

Электр майдон таъсирида электролитдаги ионлар электродлар томон тартибли ҳаракатга келиб, электродларда модда ажралиш жараёни боради. Бу ҳодисага *электролиз* дейилади. Электролиз ҳодисасини 1836 йилда инглиз физиги Фарадей муфассал ўрганди ва қуйидаги қонунларни кашф этди.

1) Фарадейнинг биринчи қонуни: **электродда ажралиб чиққан модда миқдори электролит орқали ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир:**

$$m = kq = xIt, \quad (3.13)$$

бу ерда  $q = It$  — ионлар  $t$  вақт ичида олиб ўтган заряд миқдори,  $m$  — ажралган модда массаси,  $k$  — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у модданинг **электрохимёвий эквиваленти** деб аталади.

$q = 1$  бўлганда  $k$  сон жиҳатдан  $m$  га тенг бўлади. Демак, **электрохимёвий эквивалент электролит орқали бир бирлик заряд ўтганда ажралган модда массасини билдиради.**

СИ системада

$$[k] = \frac{[m]}{[q]} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{Кл}}$$

ҳисобида ўлчанади. Амалда  $k$  нинг мг/Кл бирлиги ишлатилади.

2) Фарадейнинг иккинчи қонуни модданинг электрохимёвий эквивалентини унинг химёвий эквиваленти билан боғлайди.

*Сон жиҳатдан берилган элемент массасига тенг бўлган, граммлар (ёки килограммлар) да ифодаланган химёвий бирикмаларда 1,0078 грамм (ёки килограмм) водороднинг ўрнини босадиган ўлчамсиз катталikka элементнинг химёвий эквиваленти деб аталади.*

Химёвий бирикмаларда элементнинг битта атоми билан ўрин алмашинадиган водород атомлари сони элементнинг валентлиги  $n$  деб аталади.

Бир валентли элемент учун химёвий эквивалент унинг атом оғирлиги ( $A$ ) га тенгдир.  $n$  валентли элемент учун химёвий эквивалент  $A/n$  га тенг.

Массаси граммларда ифодаланган, сон жиҳатдан химёвий эквивалентга тенг бўлган элемент миқдори **грамм-эквивалент** (г-экв) деб аталади. Масалан  $A/n$  килограммга тенг бўлган модда миқдори **килограмм-эквивалент** (кг-экв) деб аталади.

Фарадейнинг иккинчи қонуни қуйидагича таърифланади: *барча моддаларнинг электрохимёвий эквивалентлари уларнинг химёвий эквивалентларига тўғри пропорционалдир:*

$$k = C \frac{A}{n}. \quad (3.14)$$

Пропорционаллик коэффициенти  $C$  барча моддалар учун бир хил қийматга эга бўлади.  $C$  доимийга тескари бўлган катталиқ Фарадей сони  $F$  дейилади:

$$F = \frac{1}{C}.$$

Демак, Фарадейнинг иккинчи қонуни яна қуйидагича ифодаланади:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \quad (3.14^a)$$

нинг қийматини (3.13) формулага қўямиз:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot q = \frac{AIt}{F \cdot n}. \quad (3.13^a)$$

Бу формула *Фарадейнинг бирлашган қонунини* ифодалайди. Бу формуладан кўринадики, агар  $q$  заряд сон жиҳатдан  $F$  Фарадей сонига тенг бўлса, у ҳолда  $m$  масса сон жиҳатдан  $A/n$  га тенг бўлади.

Бундан қуйидаги хулоса келиб чиқади: *электролитларда химёвий эквивалентига сон жиҳатдан тенг бўлган модда массаси ажралиб чиқиши учун электролитдан Фарадей сонига тенг миқдорда заряд ўтиши керак.*

Тажриба йўли билан

$$F = 96500 \frac{\text{Кл}}{\text{г- экв}} = 96500 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}$$

эканлиги аниқланган, яъни электролиз вақтида бир грамм-эквивалент модда ажралиши учун электролитдан 96500 кулон заряд ўтиши керак.

#### 40- §. Электролитлар учун Ом қонуни

Маълумки, металлларда ток зичлиги ( $j$ ), яъни ўтказгичнинг кўндаланг кесими юза бирлиги ( $S$ ) дан ҳар секундда ўтаётган заряд миқдори (яъни ток кучининг зичлиги  $j =$

$= \frac{I}{S} = qnv$ ) шу ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги ( $E$ ) га тўғри пропорционал;

$$j = \sigma E. \quad (3.15)$$

Бундаги  $\sigma$  — электр ўтказувчанлик коэффициентини бўлиб, берилган ҳароратда шу ўтказгич моддаси учун доимий катталиқдир. Электрولитлардан ток ўтганлиги учун Ом қонуни қандай ифодаланишини қараб чиқайлик.

Эритмадаги моддалар ток манбаига уланиши билан эритманинг мусбат ва манфий ионлари  $F_{\pm} = qE$  Кулон куч таъсири остида Ньютоннинг  $F = ma$  қонунига асосан тезланувчан ҳаракатга келади. Бу кучлар таъсирида ионнинг тезлиги орта боради. Аммо ион электрولитда ҳаракатланаётган бўлгани учун унга тезликка пропорционал муҳитнинг қаршилик кучи  $F_{\kappa} = -kv$  таъсир этади. Натижада у секинланувчан ҳаракат қилиб, тезланиши камая боради. Бундаги  $k$  — ишқаланиш коэффициентини бўлиб, турли ионлар учун уларнинг табиатига қараб турли қийматга эга. Қузатиш жараёнида шундай ҳолат рўй берадики, ионларга таъсир этувчи кучлар ўзаро тенглашиб, ионлар текис ҳаракат қила бошлайди. Бу ҳолда мусбат ионга таъсир этувчи кучлар  $F_{\pm} = F_{\kappa}$  ёки  $qE = k_{\pm}v_{\pm}$  бўлиб, бундан тезликни аниқласак,

$$v_{\pm} = \frac{q_{\pm}}{k_{\pm}} E = b_{\pm} E \quad (3.16)$$

бўлади. Шунингдек манфий ион тезлиги  $v_{-} = b_{-} E$ . Демак, электрولитдаги электр майдон кучланганлиги  $E$  ортган сайин ионлар тезлиги ҳам орта боради ва қачон  $E = 1 \frac{\text{В}}{\text{м}}$  бўл-

ганда мусбат ион тезлиги  $v_{+} = \frac{q_{+}}{k_{+}} = b_{+}$  бўлади. Шу ион  $q_{+}$  ва  $k_{+}$  доимий бўлгани учун уларнинг нисбати ҳам ўзгармас бўлади. Бу шароитдаги тезлик ҳар бир ион учун унинг ҳаракатини характерлсвчи катталиқ бўлиб, бу тезликларни ионнинг «ҳаракатчанлиги» деб аталади. Яъни электр майдон кучланганлиги бир бирликка тенг бўлгандаги ионнинг тезлигига унинг ҳаракатчанлиги дейилади.

Электрولитдан ўтаётган ток зичлигини қараб чиқайлик.

Ток кучининг зичлиги электрولитдаги электродлар

орасида бўлган  $E$  электр майдон таъсирида кучланганлик йўналишига тик бўлган бирлик юза орқали бир секундда ўтадиган зарядлар сони билан ўлчанадиган физик катталиқдир. Заряд, заряд концентрацияси ва заряднинг тезлиги орқали ток кучи зичлиги ифодасини металлларда электр токида кўрган эдик. Энди шу ифодаларни электролит учун ёзсак мусбат ва манфий ионлар мавжуд эканлигини эътиборга олишимиз керак. У вақтда ток зичлиги

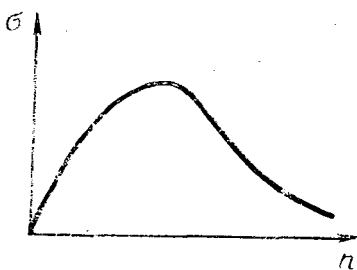
$$j = j_+ + j_- = qn_+v_+ + qn_-v_- \quad (3.17)$$

бўлади ва бу ифодага тезликларни (3.16) даги қийматларини қўйсак, ҳамда эритмани бинар деб қарасак  $n_+ = n_- = \alpha n$  бўлиб,

$$j = \alpha nq (b_+ + b_-)E = \sigma E. \quad (3.17^a)$$

кўринишни олади. Бундан кўринадики, ток зичлиги электр майдон кучланганлигига тўғри пропорционал бўлар экан. Шунинг учун бу ҳосил бўлган ифодага электролитлар учун Ом қонуни дейилади. (3.17<sup>a</sup>) формуладаги  $\sigma$  электролитларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги бўлиб, қуйидагича ифодаланadi:

$$\sigma = \alpha nq (b_+ + b_-). \quad (3.18)$$



83- расм.

Тажрибалар кўрсатадики, ҳарорат ортиши билан электролитнинг электр ўтказувчанлиги ортади. Чунки бу вақтда диссоциацияланиш, ҳаракатчанлик ортади. Электролитларнинг электр ўтказувчанлиги (3.18) дан кўринадики, ионлар концентрациясига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги боғланиш 83- расмда ифодаланган. Графикдан кўринадики, тоза эритувчига эрувчи

чи модда солиниб бошланганда эрувчи модда молекулалари тезлик билан ионларга ажралиб, электр ўтказувчанлик концентрацияга (ионлар сонига) боғлиқ ҳолда ортиб эгрилик максимал қийматгача кўтарилади, сўнгра солинган эрувчи модда борган сари камроқ

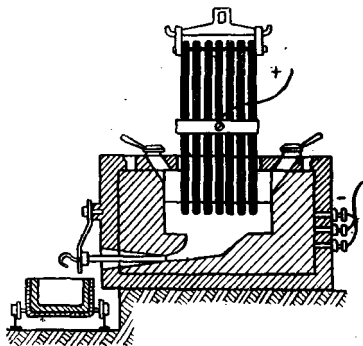


ионлана борган сари электр ўтказувчанлик камайиб боради. Бу эса эгриликнинг пасайишидан кўринади.

#### 41-§. Электролизнинг техникада қўлланилиши

Юқоридаги параграфларда электролитлардан токнинг ҳосил бўлишини қараб чиқдик. Энди бу ҳодисалардан техникада қандай мақсадларда фойдаланилишини қараб чиқайлик.

1. **Электрометаллургия** эритилган рудаларни электролиз қилиш йўли билан алюминий, натрий, магний, бериллий ва бошқа нодир металлларни ажратиб олишдир. Масалан, алюминий олиш учун ҳам ашё сифатида гиль тупроққа эга бўлган минерал ( $Al_2O_3$ ) бокситлар хизмат қилади. Электродлар сифатида кўмир пластиналар қўлланилган электролитик ваннага солинади (84-расм). Электродлар орасидан ток ўтиши натижасида ажралган иссиқлик ҳисобига рудалар эриган ҳолатда ушлаб турилади.



84- расм.

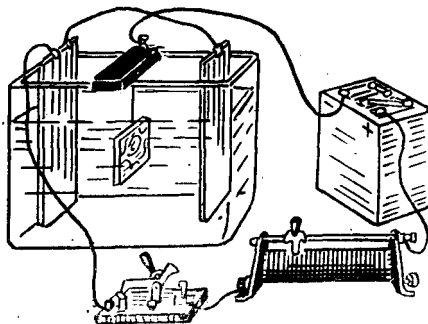
Шунингдек, sanoatда, техникада кўп ишлатиладиган тоза металллар асосан электролиз ёрдамида олинади. Бундай усул билан кимёвий жиҳатдан тоза металл олиш *рафинлаш* деб аталади. Масалан, электролитик мис олиш учун электролит сифатида мис купоросининг суюлтирилган сульфат кислотасидаги эритмаси олинади. Юпқа мис пластинкалари электродлар сифатида ишлатилади. Сўнгра электролитдан катоднинг ҳар бир квадрат метрига 250 А дан ошмайдиган қилиб ток ўтказилади. Тоза мис катодга ўтириб қолади, анод эса бу вақтда эриб кетади, бунда фақат мис эрийди, аралашмалари эса ғовак чўкма ҳосил қилиб, аста-секин ваннанинг тубига чўкади. Олтин, кумуш, рух, қалай ва бошқа металллар ҳам шу тариқа рафинланади.

2. **Гальваностегия.** Электролиз ёрдамида металл буюмларни бошқа нодир металлнинг юпқа қатлами би-

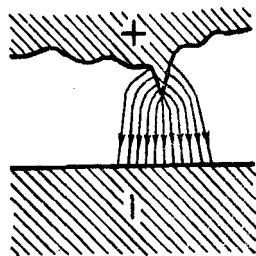
лан қоплаш гальваностегия деб аталади. Масалан, буюмларни никеллаш, кумушлаш, олтин суви юритиш, хромлаш ва шунга ўхшашлар гальваностегия йўли билан амалга оширилади. Бунинг учун буюм электролитга катод сифатида жойлаштирилади (85-расм). Буюмни қоплайдиган металл тузининг сувдаги эритмаси электролит вазифасини бажаради. Электролитдан ток ўтказилганда макзур буюмни қоплаш керак бўлган металл буюм сиртига юпқа қатлам ҳосил қилиб ўтириб қолади.

**3. Гальванопластика.** Рельефли буюмларнинг металл нусхасини олиш *гальванопластика* деб аталади. Бунинг учун нусхаси олинадиган буюмнинг сирти устига осон эрувчи суюқ металл қуйилади. Қотгач, у олинади ва бунда сиртнинг тескари тасвири кўринишдаги нусхаси ҳосил бўлади. Нусхага анча қийин эрувчи металл электролитик усул билан қопланади, сўнгра нусхани эритиб юборилади. Шундай усул билан, масалан, медалъ, тангаларнинг нусхаси олинади, типография клишелари ва ҳоказолар тайёрланади.

**4. Электр билан силлиқлаш.** Бунда металл сиртини электролиз билан силлиқланади. Сирти силлиқландиган буюм ваннага анод ўрнида жойлаштирилади ва ваннага буюм ясалган металл тузининг эритмаси солинади. Электролиз пайтида эритмага аноднинг ғадирбудур жойларидан кўпроқ модда эриб кетади. Чунки дўнг жойларда майдон кучланганлиги катта бўлгани учун (86-расм) ток зичлиги ҳам катта бўлади, ботиқ жойларда эса аксинча. Шунинг учун эритмага буюм:



85- расм.



86- расм.

нинг дўнг жойидан ботиқ жойига нисбатан кўпроқ металл ўтади. Натижада буюм силлиқланади.

#### 42-§. Кимёвий ток манбалари

Кимёвий энергияни тўғридан-тўғри электр энергияга айлантириб берувчи қурилмалар *гальваник элементлардир.*

Агар эритмага рух электрод туширсак у эрийди. Мусбат зарядли рух ионлари пластинкадан ажралиб эритмага ўтади, бунда электролит зарядланган бўлади. Рух электродда қолган электронлар мусбат ионларини ўзидан узоқлашишига тўсқинлик кўрсатади. Шунинг учун булар рух пластинка атрофини ўраб олади. Натижада электрод билан электролит орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Электролит билан электрод орасидаги потенциаллар айирмасини ўлчаб бўлмайди. Шунинг учун шартли равишда электролит потенциалига нисбатан эмас, балки стандарт водород электрод потенциалига нисбатан ўлчаш қабул қилинган. Водороднинг стандарт потенциалини шартли равишда нолга тенг деб олинган.

Водород электрод, ғовак платина электродни водородга тўйинтириш билан ҳосил қилинади.

Бирор металл электродни электролитга тушириб электрод билан электролит орасидаги потенциаллар фарқини ўлчамоқчи бўлсак, электролитга водород электродни ҳам тушириб элемент қутбларидаги потенциаллар фарқини ўлчаймиз. Бундай бўлишига асосий са-

5- ж а д в а л

№	Модда номи	Потенциаллар фарқи	Потенциаллар фарқи ҳосил бўлган чегара
1	2	3	4
1	Симоб	0,85 В	$Hg^{++}/Hg$
2	Кумуш	0,80 В	$Ag^{+}/Ag$
3	Мис	0,34 В	$Cu^{++}/Cu$
4	Водород	0,00 В	$H^{+}/0,5H_2$
5	Қўрғошин	-0,13 В	$Pb^{++}/Pb$
6	Никель	-0,22 В	$Ni^{++}/Ni$
7	Рух	-0,76 В	$Zn^{++}/Zn$

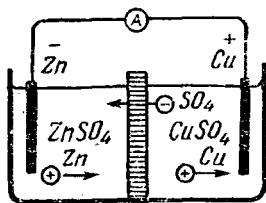
баб, металл сувга, яъни шу металл тузнинг сувдати эритмасига туширилганда, металл-эритма оралигида заряднинг қўш қавати ҳосил бўлиб, бу металл эритма чегарасида потенциаллар фарқини ҳосил қилади. Бу потенциаллар фарқи металллар табиатига боғлиқ бўлиб, турли қийматга эга бўлади.

5-жадвалда бир қанча металлларнинг ўз тузи эритмасига (электродитга) туширилганда ҳосил бўладиган электрод потенциаллари фарқи келтирилган.

Электрод билан электролит орасида ҳосил бўлган бу потенциаллар фарқидан фойдаланиб, ташқи электр занжирида ток ҳосил қилиб бўлмайди. Чунки бу кузатилаётган ҳолатдаги эритмада фақат битта электрод мавжуд.

Ҳақиқатда эса электр токи ҳосил қилиш учун электродитга иккинчи электрод ҳам тушириб, берк занжир тузиш керак. Бунда электролитга туширилган иккита электроднинг ташқи учларини ўтказгич билан туташтирилиб, ток ҳосил қилиш мумкин.

Агар электродлар бир хил металлдан иборат бўлса, улар орасида потенциаллар фарқи нолга тенг бўлади. Шунинг учун турли металлдан иборат электроддан фойдаланилади. Электр токи олиш учун сульфат кислота эритмасига рух электроддан ташқари бошқа металлдан тайёрланган яна бир электрод, масалан, мис электрод туширсак, рухга нисбатан миснинг эриш даражаси кам бўлгани учун унинг зарядланиш потенциали юқори бўлади. Мис мусбат, рух манфий зарядланган электродлар каби бўлиб, улар ўтказгич билан туташтирилганда потенциални юқори бўлган мисдан потенциални паст бўлган рухга йўналган ток ҳосил бўлади. Бунда потенциал паст бўлган рух электроддан электронлар ташқи занжир орқали потенциални юқори бўлган мис электродга ўта бошлайди ва у ерда водород ионларини нейтраллайди. Демак, гальваник элемент ҳосил қилиш учун электролитга иккита ҳар хил электрод тушириш керак.



87- расм.

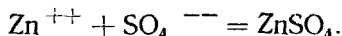
Кимёвий манбага мисол тариқасида Даниэль элементи ни қарасак, ўртасидан чегаралаб икки томонига рух ва мис сульфат ( $ZnSO_4$ ,  $CuSO_4$ ) тузларининг сувдаги эритмаси қу-

йилиб, уларга мос равишда рух ва мис электродларини туширганимизда эритма билан электрод орасида кимёвий реакция кетиб, электродлар ўзаро уланганда (87-расм) тўсиқдан иккала эритма ўтиб аралашиб кетгунча ток ўта бошлайди.

5-жадвалдан фойдаланиб, ихтиёрини икки металлдан иборат гальваник элементда ҳосил бўлувчи потенциаллар фарқини, яъни гальваник элемент электр юритувчи кучини ҳисоблаш мумкин. Масалан, мис ва рух электродлар қутбларидаги потенциаллар фарқи қуйидагича ҳисобланади:

$$U = \varphi_{\text{Cu}} - \varphi_{\text{Zn}} = 0,34\text{В} - (-0,76\text{В}) = 0,34\text{В} + 0,76\text{В} = 1,1\text{В}.$$

Бундай ток манбаини биринчи марта Вольт яратгани учун *Вольт элемент* деб юритилади. Элемент узоқ ишламаса потенциаллар фарқи 0,7 В га тушиб қолади. Буни *электроднинг қутбланиши* дейилади. Бу ҳодисани йўқотиш учун кимёвий деполяризаторлар-кислородга бой моддалар қўлланилади. Деполяризатордаги кислород водород билан қўшилиб сув ҳосил қилади. Натижада электрод сирти водород газ қатлами билан қопланмайди. Мис электродда водород ионлари нейтраллашаётган бир пайтда рух ионлари кислота қолдиғи иони билан бирикиб рух сульфат тузини ҳосил қилади:

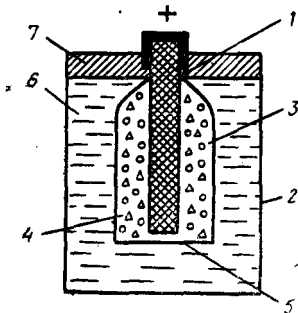


Ҳосил бўлган рух сульфат идиш тубига чўкади.

Ташқи занжир улангунча бу ҳодиса юз бермайди, чунки рух ионлари ортиқча электронларга эга бўлган рух электродга боғланиб туради.

Рух сульфат ҳосил бўлишида кетган ионлар ўрнига рух электроддан янги рух ионлари келиб, улар яна рух сульфат ҳосил қила боради. Агар ташқи занжир уланган бўлса, бу жараён рух электроднинг ҳаммаси рух сульфатига айланиб бўлгунга қадар давом этади. Бу вақтда мис электродда водород тўхтовсиз ажралиб туради.

Хилма-хил гальваник элементлар орасида 1868 йилда ихтиро этилган марганец-рух системасидаги элементлар энг кўп тарқалган. Одатда бу элементни *Лекланше элемент* деб юритилади. Марганец — рух системасида гальваник элементларнинг бир неча тури



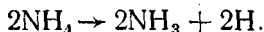
88- расм.

оксид (кукуни) (4) ва кўмир кукуни (3) солинган халтача (5) га кўмир электрод жойлаштирилган. Рух стаканнинг оғзи (7) смола билан беркитилган.

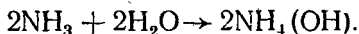
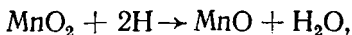
Бу элементнинг ишлаш жараёни билан танишиб чиқайлик. Эритмадаги нашатир тузи аммоний ( $\text{NH}_4^+$ ) ва хлор ( $\text{Cl}^-$ ) ионларига ажралиб,



аммоний мусбат иони кўмир электродга ўзининг заряди беради:

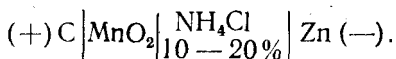


Ҳосил бўлган водород молекуласи аммонийнинг мусбат ионларига тўсқинлик қилиб, кўмир электрод атрофида мусбат ионларнинг йиғилишига имкон бермайди. Аммо водород билан марганец икки оксиди орасида кимёвий реакция кетиб водород молекулаларини сувга айлантириб уларни йўқотади. Демак, марганец(IV)-оксид ( $\text{MnO}_2$ ) кучли оксидловчи бўлгани учун ажралган водородни оксидлаб сув ҳосил қилади.



Бунинг натижасида аммоний мусбат ионининг кўмир электродга келишига имкон бўлиб, кўмир электрод мусбат зарядларни қабул қилиб олади. Лекланше элементининг ишлаши шундай кимёвий реакцияга асосланган.

Умумий ҳолда Лекланше элементида содир бўладиган кимёвий жараёнлар қуйидаги тенглама билан ифодаланади:



Шу йўл билан кимёвий реакция давомида марганец рух системасидаги элементларда 1,5 В га яқин ЭЮК ҳосил бўлади. Техникада бундан ташқари аккумуляторлардан ҳам кенг фойдаланилади.

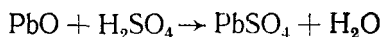
### 43- §. Аккумуляторлар

Кислотали ёки қўрғошинли аккумуляторлар пластмасса, эбонит ёки шишадан тайёрланган идиш — банкадан иборат бўлади. Одатда уч ёки олти банкали аккумуляторлар ишлатилади. Идишнинг ҳар қайси ажратилган ҳажм қисмига электролит, яъни сульфат кислота ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) нинг дистилланган сувдаги 20—30% ли эритмаси қуйилиб (зичлиги  $1,2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>), унга иккита электрод туширилади. Электродлар сурьма аралаш қўрғошин пластинадан тайёрланади.

Мусбат ва манфий пластиналарнинг блёклари аккумуляторлар катакларига жойлаштирилиб, усти қопқоқ билан ёпиб қўйилади.

Қисқа туташувга йўл қўймаслик учун қарама-қарши ишорали ҳар қайси жуфт пластина орасига изоляция қатламлари ўрнатилади. Устки қопқоқнинг ўртасида электролит қуйиш учун битта, ток чиқариш симлари учун иккита тешик қолдирилади. Электролит қуйиладиган тешикка тиқин (пробка) тиқиб қўйилади. Аккумуляторларни бир-бирига улаб батарея ҳосил қилинади. Қўрғошинли аккумуляторларда содир бўладиган кимёвий жараёнларни қараб чиқайлик.

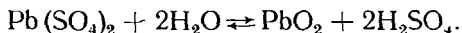
Иккала сирти оксидланган қўрғошин пластина шиша идишдаги суялтирилган сульфат кислота эритмасига туширилади. Бу вақтда



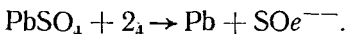
реакция содир бўлади. Пластинкалар сиртида қийин эрувчи қўрғошин сульфат тўрт оксиди ( $\text{PbSO}_4$ ) қавати ҳосил бўлади.

Аккумулятор ток манбаи бўлиши учун аввал уни зарядлаймиз, яъни электродлар ва эритма орқали дои-

мий ток ўтказилса, манфий электродда говак қўрғошин тўрт оксиди ҳосил бўлади:

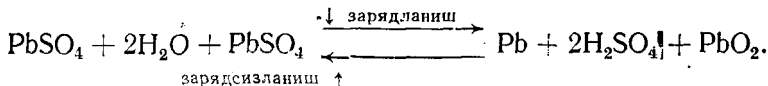


Мусбат электродда соф қўрғошин ҳосил бўлади:



Аккумуляторлар етарли даражада электрланиб бўлганда унинг манфий пластинкаси говак қўрғошин икки оксиди қавати билан, мусбат пластинаси эса соф қўрғошин қавати билан қопланади. Бу жараён натижада сульфат кислота эритмасининг концентрацияси ортади. Аккумулятор истеъмол занжирига уланса, унинг ўзи ток манбаи бўлиб қолади, энди аккумуляторда электрсизланиш жараёни бўлади. Бу жараённинг йўналиши электрланиш жараёни йўналишига қарама-қарши бўлади. Бу жараён вақтида сульфат кислота эритмасини концентрацияси пасаяди.

Қўрғошинли аккумуляторда содир бўладиган зарядланиш (электрланиш) ва зарядсизланиш (электрсизланиш) жараёнларини қуйидаги умумий тенглама билан ёзиш мумкин.



Демак, аккумулятор зарядланиш вақтида икки валентли қўрғошин бир атомли тоза қўрғошинга, яна бир атомли тўрт валентли ҳолатга ўтади, зарядсизланиш вақтида эса тоза қўрғошин оксидланиб икки валентли ҳолатга ўтади, демак, тўрт валентли қўрғошин эса қайтарилиб, у ҳам икки валентли ҳолатга ўтади.

Зарядланиш вақтида аккумуляторнинг кучланиши ўзгаради. Кучланиш аккумуляторнинг зарядланиш охирида 2,7 В гача эришади, зарядсизланишда тезда 2,2 В бўлиб, у узоқ вақт сақланади. Зарядсизланишда кучланиш аста-секин камая боради. Аккумуляторни 1,85 В дан паст кучланишгача зарядсизлаш ман этилади. Агар бундан паст кучланишгача зарядсизланса, электрод сирти водород молекулалари пуфакчалари билан қопланиб уни қайта зарядлаб бўлмайди. Аккумулятор ишдан чиқади.

Аккумуляторни характерловчи физик катталиклардан бири унинг *электр сифимидир*. Аккумуляторнинг сифими деб унинг маълум кучланишгача, одатда 1,85 В



гача зарядсизланганда берадиган ҳамма электр миқдорига айтилади. Аккумуляторлар сизими қуйидагича аниқланади:

$$I = \frac{q}{t}$$

бунда  $I$  — зарядсизланиш токи,  $t$  — зарядсизлаш вақти. Заряд миқдори эса  $q = It$ .

Қўпинча қўрғошинли аккумуляторлар сизими 5 ампер-соатдан 1000 ампер-соатгача бўлади. Аккумуляторларнинг сизими унинг пластиналарига жойлашган актив масса миқдорига боғлиқ.

Аккумуляторни зарядлаш вақтида кучланиш 2,7 В га етгандан кейин ток беришни давом эттирсак ҳам кучланиш ошмайди, чунки қўрғошин сульфатли манфий электродга водород келиб қўрғошин сульфат билан реакцияга киришиб сульфат кислота ҳосил қилади.

Бу реакция қўрғошин сульфат электрод тоза қўрғошинга айлангунча давом этади. Шундан сўнг қўрғошин сиртидаги сульфат тугаса ҳам водород келишда давом этаверади, электрод сирти водород пуфакчалари билан қопланиб, пуфакчаларга таъсир этаётган Архимед кучи ортса, аккумуляторнинг эритма қуйиладиган тешикдан водород пуфакчалар (газ) чиқаверади. Бу ҳодисани *аккумуляторнинг қайнаши* деб юритилади ва зарядланиш жараёни охирига етди деб ҳисобланади.

Аккумуляторларни ишлатиш вақтида нормал катталикдан ортиқ ток билан зарядсизланишга йўл қўймаслик керак.

Кислотали аккумуляторнинг нормал зарядсизланиш токи аккумулятор сизимининг 1/20 улушига тўғри келиши керак.

#### 44- §. Газларда электр токи

Газ жумладан металл буғлари ҳам нормал ҳолатда электр нейтрал атом ва молекулалардан иборат бўлиб, ўзларидан электр токини ўтказмайди. Фақат ионлашган газларгина электр ўтказгич бўла олади. Чунки уларда нейтрал молекулалар ва атомлардан ташқари электронлар, мусбат ва манфий ионлар ҳам бўлади. Ионлар, газларда юқори температура, рентген ва ультрабинафша нурлари, радиоактив элементлар ва космик нурлари таъсири остида, газ атомларнинг элек-

тронлар ва бошқа катта тезликка эга бўлган элементлар ва атом зарралари билан тўқнашишлари натижа-сида ҳосил бўлиши мумкин. Бу вақтда атом ёки молеку-лаларнинг электрон қобиғидан битта ёки бир нечта электронлар ажралиб чиққан бўлади. Бундай жараён *ионланиш* дейилади. Бу ионлар ва эркин электронлар газни электр ўтказувчан қилиб қўяди. XVIII аср охи-ридан бошлаб Кулон (1785), Бойль (1889) лар ҳаво орқали электр зарядларининг камайишини, разряд ҳо-дисаларини тушунтира бошладилар. Систематик бу ҳодисаларни ўрганиш XIX аср охирида ҳам ҳали на-зарий асослаб берилмаган.

Ионланиш шароит бўлмай қолиши билан тезда мусбат ва манфий ионлар бирлашиб нейтралланади. Бу ҳодиса *ионлар рекомбинацияси* деб аталган. Реком-бинация натижасида газ яна электр ўтказмай қолиши мумкин.

Ионлар рекомбинацияси яна мусбат ионларнинг манфий ионлар билан учрашишда ҳам рўй беради. Фараз этайлик, ҳажм бирлигидаги газ молекулаларидан вақт бирлиги ичида  $m$  жуфт (манфий ва мусбат) ион-лар ҳосил бўлсин, рекомбинация бўладиган молекула-лар сони мусбат ионлар сони  $n$  ва манфий ионлар со-ни  $n$  га, яъни  $n^2$  га пропорционал бўлади, шунинг учун ҳажм бирлигидаги ионлардан вақт бирлиги ичида ка-маяётган ионлар сони  $\alpha n^2$  га тенг бўлиб ( $\alpha$  — ионлар-нинг рекомбинация коэффиценти), вақт бирлиги ичида қолган ионлар сони

$$\frac{dn}{dt} = m - \alpha n^2$$

га тенг бўлади.

Стационар ҳолатда (ионланувчи ва рекомбинацияланувчи молекулалар сони ўзаро тенглашса),  $\frac{dn}{dt} = 0$  ва  $m = \alpha n^2$  бў-лади.

Ионловчи манба узилса (олинса),  $m = 0$  бўлиб,

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2.$$

Бу ифодани  $\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt$  кўринишда ёзиб интегралласак,

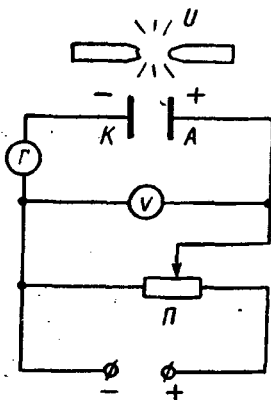
$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t \text{ келиб чиқади.}$$

$n_0$  — вақт  $t_0 = 0$  бўлган пайтда мусбат ва манфий жуфт ионлар концентрацияси,  $n$  — вақт  $t$  бўлгандаги мусбат ва манфий жуфт ионлар концентрацияси.

Бу вақтда ўтаётган ток кучи ионланиш даражасига боғлиқ бўлади, унинг сон қиймати кўпинча жуда кичик бўлади.

### Газларда номустақил ток.

Иккита ясси пластинка электродларини маълум бир масофада параллел ўрнатиб (89-расм), улар орасидаги ионлашган газдан ўтадиган ток йўналиши мусбат электроддан манфий электрод томонга йўналган бўлиб, ундаги токнинг зичлиги  $i$  электролитдаги каби



89- расм.

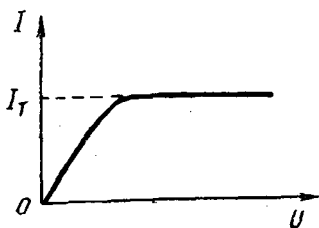
$$j = j_+ + j_- = n_+ q_+ v_+ + n_- q_- v_- + q_+ D_+ \frac{dn_+}{dt} + q_- D_- \frac{dn_-}{dt} \quad (3.19)$$

шаклда ифодалай оламиз. Бу тенгламанинг ўнгидаги бошланғич икки ҳад электр майдони  $E$  таъсиридаги ҳаракатга боғлиқ бўлиб, кейинги икки ҳади ионлар диффузиясига боғлиқ. Агар  $q_+ = q_- = q$  ва динамик мувозанат ҳолда  $n_+ = n_- = n$  деб олсак, бундан ташқари бутун ҳажм бўйича ионлар концентрацияси бир хил бўлса, диффузия тоқи нолга интилиб, (3.19) ни электролитлардаги ток зичлиги каби қуйидагича ёза оламиз:

$$j = qn(b_+ + b_-)E. \quad (3.17)$$

Бундаги  $b_+$  ва  $b_-$  мос равишда мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракатчанлиги. Газ бўлган камерада молекулалар ташқи ионловчи таъсирида ионланса, ўтаётган ток номустақил разряд дейилади.

Газнинг стационар ҳолатдаги ионланишида электродлар ток тармоғига гальванометр ва потенциометрли занжир иштирокида уланса, ионларнинг тартибланган ҳаракати туфайли ток ҳосил бўлишини индикатор ( $G$ ) воситасида кузатамиз. Электродларга берилувчи



90- расм.

кучланиш потенциометр ( $\Pi$ ) орқали орттирилла борилса, дастлаб унга мос ток кучи дам орта бориб кучланишнинг бирор  $U_T$  қийматидан бошлаб кучланиш ортса ҳам индикатор кўрсатиши ўзгармай қолади, яъни ток кучи кучланишга боғлиқ бўлмай қолади (90- расм). Ионланиш стационар бўлганда вақт бирлиги ичида ҳосил бўлувчи жуфт ионлар

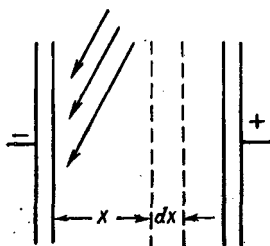
сони доимий сақланиб, индикатор кўрсатиши ўзгармас қийматга эришганда электродларга бориб урилувчи ионлар сони, ионлашувдан ҳосил бўлувчи ионлар сонига тенг бўлиб қолади. Натижада ток кучи доимий бўлиб, кучланиш орттирилиши билан ўзгармай, қолади. Бу вақтдаги ток одатда *тўйиниш токи* деб аталади.

#### 45- §. Газларда мустақил ток (разряд) ва унинг турлари

Газ молекулалари ионловчи манба бўлмаганда ҳам электронлар билан тўқнашиш натижасида ионланиш мумкин. Агар газ эгаллаган ҳажмда электронлар мавжуд бўлиб, электрод орасида электр майдон ҳам бўлса, бу майдон таъсирида ҳамма эркин электронлар мусбат электрод томон тезланувчан ҳаракатга келади ва йўлда учраган атом ёки молекулага тўқнашади, ўз энергияларининг бир қисмини бериб, уларни ионлайди. Бу ионланган молекуладан ажралган электрон ҳам электрод томон ҳаракатланиб, қаршисида учраган молекулани ионлайди, унинг электронини ажратиб юборади, кейин бу электрон ҳам мусбат электрод томон тезланувчан ҳаракатга келиб, йўлида тўқнашган бошқа молекулаларнинг электронини уриб чиқаради ва ҳоказо. Борган сайин ҳар бир янги электрон мусбат электродга етгунча молекулалар билан тўқнашиб, улардан электронларни ажрата боради. Натижада тобора кўпая борган электронлар электр майдонда мусбат электрод томон учувчи электронлар галасини ҳосил қилади. Электронларнинг бир томонлама ҳаракати туфайли ток ўтказиш рўй беради. Бу ток доимий бўлиши учун электрон тўдаси

электродга бориб нейтраллангач янгидан электронлар тўдасини ҳосил қилиб туриш керак. Бошқача айтганда, газдаги молекулаларнинг ионлаш жараёни бирор восита билан давом этиб туриши керак. Бу мақсадга эришишда манфий электроддан учиб чиқувчи иккиламчи электрон эмиссия ва ички фото ионлашиш ҳодисасидан фойдаланамиз. Аммо бу айтилган ионланишнинг ҳаммасини ҳисобга олиш қийин. Биз бу ерда Таунсенд назарияси билан чегараланамиз. Бу назария бўйича ҳажмий ва сиртдан ионланишнинг бир вақтда бўлиш жараёни мустақил разрядга олиб келади.

Фараз этайлик, электронлар оқимига перпендикуляр турган катод пластинасининг юза бирлигидан вақт бирлиги ичида анод томон  $n$  донга электрон учиб турсин (91-расм). У вақтда ҳосил бўлувчи ионлар электронлар концентрациясининг  $dx$  масофа оралиғидаги ўзгариш



91- расм.

$$dn = \alpha n dx \quad (3.20)$$

ифодаланади. Бу ерда  $\alpha$  — ҳажмий ионланиш коэффициентини бўлиб, сон жиҳатдан битта электроннинг катоддан анод томон боришида бир бирлик йўлига тўғри келган газ зарралари билан тўқнашишида ҳосил қилган эркин электронлар ва ионлар сонига тенг. Бундан кейин ҳосил бўлувчи ионлар сонини майдон ўзгариши билан деярлик ўзгармайди деб. қарасак,  $\alpha$  коэффициентини ҳам  $x$  га боғлиқ бўлмаган доимий деб ҳисоблаш мумкин. Бунда (3.20) тенгламани интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \alpha \int_0^x dx, \text{ бундан } n = Ce^{\alpha x},$$

бунда  $C$  — интеграл доимийси. Катод ёнида  $x = 0$  бўлганда  $n = n_k = C$  ва анод ёнида  $x = d$ ,  $d$  — катод ва анод электродлар оралиғи бўлиб, анодга тушувчи электронлар сони

$$n_a = n_k e^{\alpha d} \quad (3.21)$$

чиқади. (3.21) дан вақт бирлиги ичида анод юзи бирлигига тушган электронлар сонини топиш мумкин. Катод ва анод орасидаги ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида янгидан ҳосил бўлган электронлар сони

$$n_a - n_k = n_k e^{\alpha d} - n_k = n_k (e^{\alpha d} - 1).$$

Электрон тўдасида мавжуд бўлган мусбат ионлар сони ҳам шунча бўлади. Мусбат ионлар катодга урилиб иккиламчи электронлар оқим зичлигини ҳосил қилиб, у бирламчи электронлар сонига боғлиқ бўлганлигидан, улар орасидаги боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$\gamma n_k (e^{\alpha d} - 1).$$

Бунда  $\gamma$  — иккиламчи электрон эмиссияни характерловчи коэффициент. Ташқи ионловчи манба  $n_0$  ионларни ҳосил қилса, умумий концентрация қуйидагича ифодаланади:

$$n_k = n_0 + \gamma n_k (e^{\alpha d} - 1). \quad (3.22)$$

Бу ифодадан катоддан чиқаётган электрон концентрациясини топсак

$$n_k = \frac{n_0}{(1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1))} \quad (3.22 \text{ а})$$

ҳосил бўлади. (3.21) ва (3.22) лардан фойдаланиб анод олдигаги электрон оқимининг концентрациясини топамиз:

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (3.23)$$

Анодда ҳосил бўлаётган разряд токини электронлар ташийётган бўлгани учун (3.23) ни электрод зарядига кўпайтириш орқали анод токи зичлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$j = n_a e = n_0 e \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (3.24)$$

Барқарорлашган режимда газда разряд бўладиган оралиқнинг ҳаммасида ток зичлиги ( $j$ ) бир хил бўлади. Бу умумий ток зичлиги  $j$  электрон тск зичлиги  $j_e$  билан ионлар токи зичлик  $j_n$  ларининг йиғиндисига тенг эканлигидан:

$$j = j_e + j_n.$$

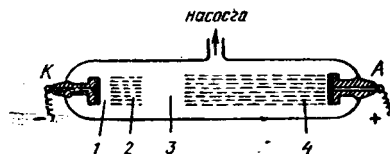
Мустақил разряд бўлишида ташқи ионловчи манба зарур эмас, шунинг учун бу ҳолда  $n_0 = 0$  бўлиб, (3.22) қуйидаги кўринишни олади:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (3.22^6)$$

$\alpha$  ва  $\gamma$  майдон кучланганлигининг функцияси бўлади ( $E$  ортса,  $\alpha$  ва  $\gamma$  ҳам орта оради).

### 1. Милтиллама раз- б

ряд. Бундай милтиллама разряд босим 0,1 мм симоб устунига яқин босимдаги газларда кузатилади (92-расм),  $A$  ва  $K$  электродлари кавшарланган шиша найча ичида кузатиш осон. Агар

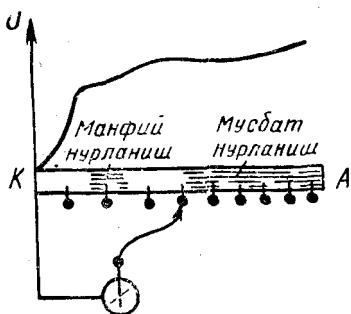


92- расм.

найча ўртасидан чиқарилган учи очиқ найча ( $P$ )ни насосга улаб, ичидаги ҳаво босимини етарли даражада камайтира борилса, кучланиш бир неча юз вольт бўлганда найча ичидаги электродлар ўртасида ўзига хос ёритилиш рўй беради. Катод юзига яқин тегиб тургандек кучсиз ҳаворанг ёруғлик қатлами пардаси ҳосил бўлади. Унинг олдида биринчи қоронғи фазо (қатлам) (1) (Крукснинг қоронғи фазаси) бўлиб ундан сўнг (2) бинафша рангли манфий ёруғланиш кўринади. Бу ёруғлик фазо катод томондан кескин чегараланиб аста-секин анод томонга қараб йўқолади. Бу манфий ёруғланишдан сўнг иккинчи кенг ёки Фарадейнинг қоронғи фазаси (3) ҳосил бўлади. Найчанинг қолган қисми то анодгача қизил мусбат ёруғланиш (4) билан тўлган бўлади. Кўпинча, бу ёруғлик фазода равшан кўринган қоронғи ва ёруғ қатламлар ҳам рўй беради.

Милтиллама разрядда разрядни сақловчи асосий жараёнлар биринчи қоронғи фазода ва манфий ёруғланиш соҳасида ҳам кўпгина текширишлар найдаги электродлар орасидаги потенциал тақсимоти билан тушунтирилади.

Газ разрядда потенциалнинг тақсимланишини билиш учун найча бўйлаб унинг деворига кетма-кет қатор ингичка симдан зондлар пайванд қиламиз (93-расм), сўнг уларни навбатма-навбат электростатик вольтметр орқали катодга улаймиз, шунда 93-расмда тасвирланган потенциалларнинг тақсимоат эгри чизиғи (график)



93- расм.

чиқади. Тажриба кўрсатадики, потенциал айирмасининг кўпчилик қисми қоронғи соҳага электронларнинг эркин югуриш йўл узунлигига тўғри келади (катод потенциал тушиши).

Потенциалнинг катоддан сўнг тушишининг анча оз қисми майдоннинг кучланганлиги бўйлаб чўзилиб кетган. Бу соҳанинг кучланиши катод

кучланиши тушишидан жуда оз қисмини ташкил этади. Тажриба кўрсатадики, потенциалнинг катод кучланиши тушиш жойида биринчи қоронғи фазо узунлиги электронларнинг эркин югуришига тўғри келади ва шунинг учун ҳам у газ зичлигининг камайишига қараб ўса боради.

Худди шу каби, электр токи кичик бўлганда катодда потенциалнинг тушиши фақат катоднинг қандай материалдан ясалишига ва газнинг қандай модда эканлигига боғлиқлиги тажрибада аниқланган.

Найчада газнинг ёруғланиш соҳаларида ҳосил бўлган мусбат ионлар катод томонга силжий бориб биринчи қоронғи фазода электр майдоннинг кучли таъсири остида кўпроқ кинетик энергия олади. Мусбат ионларнинг зарбалари (бомбардимон қилишлари) натижасида катод сиртидан электронлар отилиб чиқади (иккиламчи эмиссия). Иккиламчи эмиссия электронларнинг биринчи қоронғи фазодан югуриб анод томон ўтишда олган кинетик энергияси манфий ёруғланиш соҳасидаги газни ионланиши учун етарли даражада бўлади. Бу ерда разрядни сақлаш учун мусбат ионлар ҳам ҳосил бўлади.

Милтиллама разряд содир бўлишида молекулаларнинг «уйғонган» ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишида, шунингдек рекомбинацияланишида кўпинча кўзга кўринувчи ёруғлик тарзида энергия чиқиши мумкин. Шунинг учун милтиллама разрядда газ ёруғлик чиқаради. Бу нурланишнинг ранги газ табиатига боғлиқ бўлади.

Сийракланган газда ионлар концентрацияси, шунингдек, нейтрал молекулалар сони кам бўлгани учун



газда ажраладиган энергия миқдори унча катта бўлмайди, шунинг учун газнинг нурланиши совуқ ҳолича қолади.

Ҳозирги вақтда милтиллама разряд турли газ-ёруғлик найлариди ёруғлик манбаи сифатида кенг қўлланилади. Кундузги ёруғлик лампаларида разряд симоб буғларида бўлади. Симоб буғининг нурланиши найнинг ички сиртига қопланган махсус моддалар қатлами (люминофорлар) томонидан ютилади. Ютилган ёруғлик таъсирида люминофорлар ёруғлик соча бошлайди. Моддани танлаш йўли билан нурланаётган ёруғлик таркибини кундузги ёруғлик таркибига яқин келтириши мумкин.

Газ ёруғлик найлари, шунингдек реклама ва декорация мақсадларида ҳам ишлатилади.

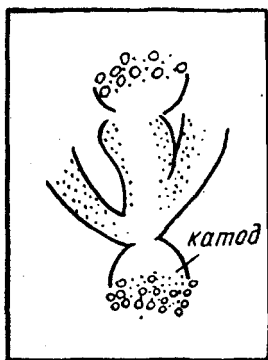
**2. Электр ёйи.** Разряд турлари ичиди амалий жиҳатдан жуда муҳим бўлгани электр ёйидир.

Электр ёйи ҳосил қилиш учун иккита кўмир таёқча олиб, уларнинг учлари бир-бирига яқин жойлаштирилади. Электродларга 40—50 В кучланиш бериб, аввал уларнинг учлари бир-бирига тегизилади, сўнгра бир оз узоқлаштирилади. Бунда иккала таёқчанинг учлари орасида бирданига кўзни қамаштирарли даражада равшан ярқираш рўй беради. Электродларни бир-биридан салгина ажратиб, токнинг электродлар учлари орасида чўғланган ҳаво орқали нур сочувчи ёй тарзида ўтаётганини кўриш мумкин. Ёй ҳосил бўлганда манфий электрод ўткирлашади, мусбат электроднинг учи эса чуқурлашади (кратер ҳосил бўлади). Мусбат кўмирнинг температураси 3900°С гача етади, манфий кўмир таёқчанинг температураси эса 2500°С га етади.

Бу разрядда асосий ролни манфий электроддан келадиган электронлар оқими ўйнайди. Манфий электроднинг қаттиқ чўғланган учи жуда кўп электронлар чиқаради, бу электронлар газни ионлаштириб, электродлар орасида ток ҳосил қилади. Катоднинг температураси етарли даражада юқори бўлиб турса, бу ток давом этади. Агар катод совитилса, ёй ўчиб қолади.

Электр ёйи фақат кўмир электродлар орасидагина эмас, балки металл электродлар орасида ҳам ҳосил бўлади.

Электр ёйини 1802 йилда рус олими В. В. Петров кашф қилган бўлиб, бу ёй ҳозирги вақтда *Петров ёйи* (94-расм) деб аталади.



94- расм.



95- расм.

Петров ёйи прожекторларда, кинопроекцион аппаратларда, маёқларда кучли ёруғлик манбаи сифатида қўлланилади. Ёй температурасининг юқори бўлиши ундан электр металлургиясида электр билан пайванд қилишда фойдаланишга имкон беради.

3. **Учқун разряд.** Агар ҳавода ўрнатилган икки электродга етарли даражада кучланиш берилса, улар орасида *электр учқун* ҳосил бўлади. Бундай учқун разряд катта тезлик билан разряд оралиғига ўтиб сўнади ва янгидан-янги ҳосил бўлади. Ярқираган ёруғ ингичка учқун канали икки электродни бирлаштириб, мураккаб шохобчаларга тармоқланади (95- расм). Учқундаги ёруғланиш ионланишнинг интенсив жараёни, товуқчиқиш эффекти билан бориши эса газнинг қизиб (10<sup>3</sup>°C гача) туфайли разряд ўтган жойларда босимнинг ортиши (юзлаб атм. гача) натижасидир. Баъзи учқун разрядларда бир жинсли электр майдондаги кучланганлик муайян қийматида бошланади, газ зичлиги о қанча катта бўлса, бу кучланганлик  $E$  ҳам шунча катта бўлади (Пашиннинг  $\frac{E}{\rho} = \text{const}$  қонуни) ва газнинг ионланиши шунча кам бўлади. Нормал шароитдаги учқун разряд ҳавода тешилиш (пробой ( $E = 10^6$  В/м) бўлишидан рўй бера бошлайди.

Майдоннинг электрод яқинидаги кучланганлиги сиртининг эгрилигига боғлиқ, шунинг учун ҳам шар ёки ясси электродларга нисбатан қараганда разряд ингичка ўткир уяли электродлар орасида кам кучланишда рўй бера бошлайди. Электрод шаклига боғлиқ баъзи қийматлар 6- жадвалда берилган.

Кучланиш В	Учқунни ўткир учлар орасида ҳосил бўлиш ма- софаси. м	Электродлар шар шаклида бўлганда		Яси электрод бўлганда. улар орали- ғи. м
		диаметри 0,05 м	диаметри 0,3 м	
1.	2	3	4	5
20000	0,155	0,058	0,06	0,06
40000	0,455	0,13	0,13	0,177
100000	2,20	0,45	0,357	0,367
200000	4,10	2,62	0,753	0,753
300000	6,00	5,30	1,26	1,44

Бу қийматлар юқори вольтли учқун вольтметрларни ясашда ҳисобга олинади.

#### 46-§. Плазма тўғрисида тушунча

Газ разрядининг турли шаклларида баъзан кучли ионлашган газ ҳосил бўлади, бу газда электронлар концентрацияси мусбат ионлар концентрациясига тахминан тенг бўлади. Бирдай концентрацияда тақсимланган электронлар ва мусбат ионлардан иборат система *электрон — ионли плазма* ёки оддий қилиб *плазма* деб аталади.

Ёлқин разряднинг мусбат устунида биз плазмани сезатишимиз 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 майдон энергияни дастлаб ҳаракатчанроқ бўлган зарралар сифатида электронлар олади ва сўнгра тўқнашувларда молекула ёки ионларга беради. Бироқ тўқнашувларда иштирок этаётган зарраларнинг массаларида катта фарқ бўлгани учун электрон ионга ўзи-

нинг ҳамма энергиясини эмас, балки энергиясининг бир қисмини беради. Кичик босимларда тўқнашувлар сони кам бўлади. Чунки электронларнинг ўртача кинетик энергиялари ионларнинг ўртача кинетик энергиясидан катта бўлади. Ёки бошқача қилиб айтганда плазмада электрон газнинг ҳарорати ион газнинг ҳароратидан катта бўлади (ноизотермик плазма). Бу ҳароратларни билвосита методлар билан ўлчаш мумкин. Масалан, биқсима разряднинг мусбат устунда босим 0,1 мм симоб устуни тартибида бўлганида электронларнинг ҳарорати  $10^5\text{K}$  ва ундан ҳам юқори бўлиши мумкин, ҳолбуки ионларнинг ўзи бўлганда ҳарорат бир неча юз градусдан ортмайди.

Босим ортганда тўқнашувлар сони ортиб, электрон, ион газлари орасида иссиқлик алмашиниши кучаяди, уларнинг ҳароратлари фарқи камаяди. Етарлича юқори босимларда электронлар ва ионларнинг ҳароратлари бирдай бўлади (изотермик плазма). Изотермик плазма ҳамма вақт юқори ҳарорат ёрдамида бўладиган ионла-нишларда юзага келади (масалан, учқун каналида).

Лаборатория шароитларида плазма фақат газ раз-рядларидагина ҳосил бўлиб қолмайди. Балки электрон ўтказувчанликка эга бўлган қаттиқ жисмлар (метал-лар, ярим ўтказгичлар) да ҳаракатчан ўтказувчанлик электронлар ва умумий ҳажмий заряди нолга тенг бўлган ҳаракатсиз мусбат ионлар ҳам электрон — ионли плазма ҳисобланади.

Бироқ плазма кўпроқ космик жисмларда учрайди. Юқори ҳарорат ва турли нурланишлар таъсирида кос-мосдаги моддаларнинг асосий массаси амалда тўла равишда ионлашган ва кучли ионлашган плазма ҳола-тида бўлади. Хусусан, Қуёш бутунлай плазмадан иборатдир. Шу каби ер атмосферасининг юқори қатлам-лари (ионосфера) ҳам плазмадан иборат.

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 бор. Бу фарқлар айниқса, магнит майдон мавжуд бўлганида ёрқин намоён бўлади. Биринчи фарқи магнит майдон плазманинг зарралари (ионлари ва электронлар)га нейтрал атомлар газида бўлмайдиган катта кучлар (Лорентц кучлари) таъсир қилади. Зарралар магнит майдон бўйлаб ҳаракатланганда бу кучлар нолга тенг.

Магнит майдонга кўндаланг ҳаракатланганда бу кучлар максимал бўлади ва зарралар ҳаракатига тўсқинлик қилади. Иккинчи фарқ шундаки, плазмада электронлар ва ионлар кулон кучлари ёрдамида ўзаро кучли таъсирда бўлади. Бу икки ҳол ва кучли ионлашган плазманинг катта электр ўтказувчанлиги биргаликда электр ва магнит майдонлар бўлганида плазманинг хоссалари ва унинг ҳаракат тенгламалари одатдаги газ ва суюқликларнинг хоссалари ва ҳаракат тенгламаларидан кескин фарқ қилишини кўрсатади.

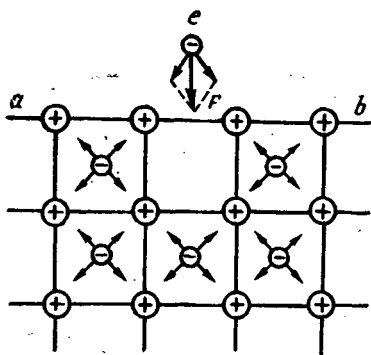
Плазманинг электр ўтказувчанлиги катта бўлган алоҳида суюқлик сифатида қаралгандаги ҳаракат қонунларини ўрганиш кўплаб юқори ҳароратли космик жисм жараёнларини ўрганишда катта аҳамиятга эга.

Плазма хоссаларини тадқиқ қилиш жуда катта амалий аҳамиятга эга, чунки плазмадан фойдаланиш ёрдамида бошқарилувчи термоядро реакцияларини амалга оширишнинг принципиал имкони очилган.

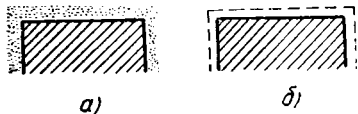
#### 47-§. Электроннинг чиқиш иши

Металл ичидаги эркин электронларнинг энергияси катта бўлади, шунинг учун бу электронларнинг тезлиги металл сиртига томон йўналганда, улар металлдан ташқарига чиқиб кетиши мумкиндек кўринади. Бироқ одатдаги температураларда металллар ўз-ўзидан электронларни чиқармайди. Эркин электронлар металл ичида тутиб турилар экан, демак, металлнинг сирти яқинида

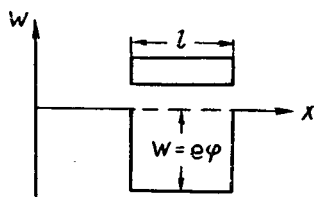
электронларга таъсир қилувчи ва металл ичига қараб йўналган кучлар мавжуд бўлиши керак. Бу кучларнинг табиати қандай эканлигини аниқлаш учун 96-расмда тасвирланган кристалл панжарани тасаввур қиламиз. Металл ичидаги эркин электронларга мусбат ионлар томонидан таъсир қилувчи тортишиш кучлари ўртача ўзаро му-



96- расм.



97- расм.



98- расм.

возанатлашади. Шу сабабли электронлар металл ичида панжара тугунлари орасида эркин ҳаракатлана олади. Агар бирор сабаб билан электрон металл чегарасидан ташқарига чиқса (*a*, *b* сирт орқали), у ҳолда унга металл сиртидаги ионларнинг мувозанатлашмаган тортишиш кучлари ва электроннинг кетиши туфайли ҳосил бўлган ортиқча мусбат заряднинг тортишиш кучи таъсир қила бошлайди. Чунки бу вақтда металл сиртида худди ясси конденсатор қатламлари орасида мавжуд бўлган майдон сингари иккиланган электр қатлами (97- *b* расм) ҳосил бўлади.

Вакуумга нисбатан металлнинг ички қисмидаги потенциал мусбат бўлиб, у *ички потенциал* дейилади. Эркин электроннинг металл ичидаги энергияси

$$W = e\varphi \quad (3.25)$$

бўлади. Агар  $\varphi > 0$  бўлса  $W < 0$  бўлиши кўриниб турибди. Демак, электроннинг потенциал энергияси металлга нисбатан манфийдир. Шундай қилиб, металл ичидаги электрон «ясси тубли потенциал ўра» ичида (98- расм) деб айтишимиз мумкин. Металл томонга йўналган натижавий  $F$  куч электронни металлга қайтаради. Металлнинг сирти металлдан тўхтовсиз отилиб чиқаётган ва унга қайтиб келаётган электронлардан иборат жуда зич» электрон булути» (97- *a*, расм) билан қуршалиб қолади. Шундай қилиб, электрон металлни ташлаб, атроф-муҳитга кетиши учун уни металлга тортадиган кучларни енгиш устида маълум иш бажариши керак. Бу иш электроннинг металлдан *чиқиши иши* деб аталади ва у қуйидаги формула билан ҳисобланади  $A = e\varphi$ . Турли металллар учун чиқиш иши қуйидаги 7- жадвалда келтирилган.

Металлдан электрон чиқиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

Металлар	Чиқиш иши, эВ	Металлар	Чиқиш иши, эВ
1	2	3	4
Вольфрам	4,5	Рух	3,74
Торий	3,41	Натрий	2,27
Платина	5,29	Барий	2,29
Темир	4,36	Цезий	1,89

$$\frac{mv_n^2}{2} \geq e\varphi.$$

$m$  — электроннинг массаси,  $v_n$  — сиртга туширилган нормал бўйича электрон тезлигининг проекцияси.

Чиқиш иши электрон-вольтларда (эВ) ўлчанади. Бир электрон вольт электр майдоннинг потенциаллар айирмаси бир вольт бўлган икки нуқтаси орасида электронни кўчиришда бажариладиган ишга тенг. Электрон заряди  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл бўлгани учун

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

Чиқиш ишини бажариш учун керак бўлган энергияни электронларга ҳар хил усуллар: металлни қиздириш — термоэмиссия, унга ёруғлик билан таъсир қилиш — фотоэмиссия, металлни атомлар ёки мусбат ионлар билан бомбардимон қилиш — иккиламчи эмиссия ва шу сингари усуллар билан бериш мумкин.

#### 48- §. Контакт потенциаллар айирмаси

Турли модда — ўтказгич жисмлар бир-бирига тегирилса, улар орасида потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. Бу потенциаллар айирмаси «*контакт потенциаллар айирмаси*» дейилади.

Бу ҳодисани металлларнинг электрон назарияси асосида тушунтириш мумкин. Молекуляр физикадан маълумки, ҳар қандай металл ички тузлиши бирор фазовий панжара системасида бўлади. Бу панжарада деярли ҳар бир атом (ион) тугунда ва электронлар эса металлларнинг ичида (катакда) қисман эркин ҳолда бўлиб, ҳар бир атомга тахминан битта эркин электрон

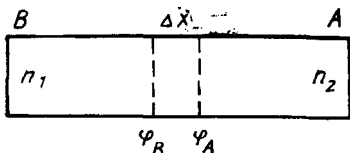
тўғри келади. Шунинг учун ҳам  $1 \text{ м}^3$  ҳажмдаги электронлар сони турли моддада турлича қийматли бўлади, электронларни бу жиҳатдан идеал газ молекулаларига ўхшатиш мумкин, бу ҳолда уларнинг босими концентрацияга боғлиқ ҳолда турлича бўлади.

Агар  $1 \text{ м}^3$  ҳажмда шу моддадаги электронлар сони  $n$ , электрон массаси  $m$  ва ўртача тезлигини  $\langle \vec{v} \rangle$  деб олсак, улар берадиган босим молекуляр-кинетик назарияга асосан:

$$p = \frac{1}{3} mn \langle v^2 \rangle = nkT,$$

бу ерда  $k$  — Больцман доимийси бўлиб,  $k = 1,37 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$  га тенг,  $T$  — абсолют ҳарорат,  $p$  — металлдаги электрон-газ босими. Бир-бирига теккан юзалар орасидаги кичкина қатламдаги электрон-газ босимлари

$$p_1 = n_1 kT \text{ ва } p_2 = n_2 kT$$



99- расм.

бўлса, шу билан  $n_2 > n_1$  бўлганда бу металллар контактланганда электронлар диффузияланишидан вужудга келувчи босимлар фарқи

$$\Delta p = p_2 - p_1 = (n_2 - n_1) kT = \Delta n kT$$

бўлади (99- расм).

Стационар ҳолат юз бергунча контакт потенциаллар айирмаси  $\Delta U = \varphi_B - \varphi_A$  нолдан фарқли бўлиб,  $\Delta x$  қатлам оралиқ бирлигига тўғри келган металлдаги кучланганлик  $E = \frac{\Delta U}{\Delta x}$  бўлади;

қатламнинг  $1 \text{ м}^2$  қисмига тўғри келган электрларга бу майдон

$$f = eEn \Delta x = en \Delta U$$

куч билан таъсир этади.

Бир-бирига тегизилган  $A$  ва  $B$  ўтказгичларнинг  $1 \text{ м}^3$  да бўлган электронлар сони

$$n_A > n_B$$

эканлигидан босим ўзгариши  $\Delta p > 0$  бўлиб, унинг дифференциал ифодаси қуйидагича ёзилади:



$$dp = kTdn = enEdx = endU.$$

Бундан  $dU = \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn}{n}$  бўлиб, интегралласак,

$$\Delta \Phi_1 = \Phi_B - \Phi_A = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \quad (3.26)$$

ҳосил бўлади. Бу металллар ичида олинган юзада содир бўлаётгани учун *ички контакт потенциаллар айирмаси* дейилади.

Металлларнинг бир-бирига теккан ерларида электронлар босими турлича бўлгани учун потенциал тушиши

$$\frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \neq 0$$

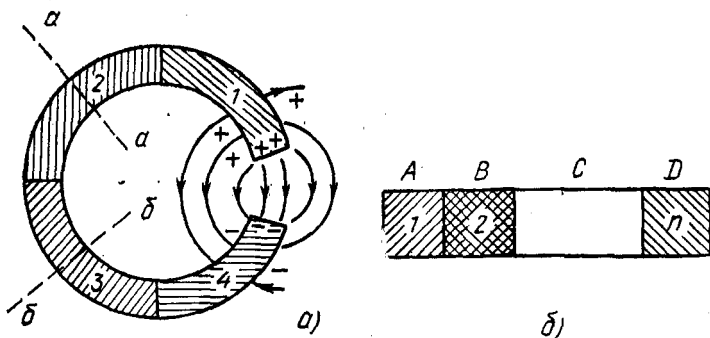
бўлиб, металллар ичида сиртқи электрон қатлам орасидаги потенциаллар тенглаша олмайди.

Металлар сиртининг вакуум ёки ҳаво билан ҳосил бўлган чегарасида ҳосил бўлувчи ҳодиса (100-а, расм) *ташқи контакт потенциаллар айирмаси* дейилади ва у куйидагича ифодаланади:

$$\Delta \Phi_2 = \frac{W_A}{e} - \frac{W_B}{e} = \frac{W_A - W_B}{e}, \quad (3.27)$$

бунда  $W_A, W_B$  — чиқиш ишлари.  $A$  ва  $B$  ўтказгичларнинг уланмаган учларидаги умумий потенциал айирма:

$$\Delta \Phi = \Delta \Phi_1 + \Delta \Phi_2 = \frac{W_A - W_B}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}$$



100- расм.

бўлади. Бу контакт потенциал айирмаси 1—1,5 вольт қийматгача эришади.

Вольта тажриба асосида бир қанча ўтказгичларни шундай қаторга ўрнатдики, қатордаги бирор ўтказгич ўзидан илгариги бошқа бир ўтказгичга тегизилса, манфий ва ўзидан кейинги ўтказгичга тегизилса, мусбат электрланади. Вольтанинг қатори тубандагича:

Al, Zn, Sa, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt.

Агар Zn билан Cu ни бир-бирига тегизсак, ташқи занжирдаги ток йўналиши рухдан мисга томон йўналган бўлади.

Вольта текширишларидан маълум бўлдики, бир хил температурада *A, B, C, D* ва ҳоказо металлларнинг бир-бирига кетма-кет тегиб туришида ҳар иккала металл орасида (100-б, расм) ҳосил бўладиган контакт потенциал айирмалари энг четдаги металлларнинг бевосита бир-бирига тегиб туришидан ҳосил бўладиган контакт потенциал айирмасини беради.

Икки бир-бирига тегиб турувчи ўтказгичлар орасидаги контакт потенциал айирмасини  $\frac{\Delta \varphi_1}{\Delta \varphi_2}, \frac{\Delta \varphi_2}{\Delta \varphi_3}, \frac{\Delta \varphi_3}{\Delta \varphi_4}$  орқали бел-

гиласак,  $\frac{\Delta \varphi_1}{\Delta \varphi_2} + \frac{\Delta \varphi_2}{\Delta \varphi_3} + \frac{\Delta \varphi_3}{\Delta \varphi_4} \neq 0$  бўлади. Бунга асосан энг четдаги металллар бир хил бўлса,

$$\frac{\Delta \varphi_1}{\Delta \varphi_2} + \frac{\Delta \varphi_2}{\Delta \varphi_3} + \frac{\Delta \varphi_3}{\Delta \varphi_4} + \frac{\Delta \varphi_4}{\Delta \varphi_1} = 0.$$

Икки *A, B* металл сиртларини бир-бирига тегизганимизда (99- расм) шу ҳамон металл сиртлари бир хил  $\varphi_0$  потенциалга эга бўлади. Лекин ҳар қайси металлнинг ички қисмидаги потенциал сирт потенциали  $\varphi_0$  дан потенциал сакраш  $\varphi_a$  ва  $\varphi_b$  ча юқори бўлади. Шундай қилиб, металлдаги ички потенциаллар  $\varphi_0 + \varphi_a$  ва  $\varphi_a + \varphi_b$  бўлади.  $\varphi_a$  ва  $\varphi_b$  икки бир-бирига тегизилган *A* ва *B* металлларнинг ўзларига хос сирт потенциал сакрашларидир. *A* ва *B* металллардаги электрон газ зичлиги, яъни  $1 \text{ м}^3$  даги электронлар сони  $n_a$  ва  $n_b$  бўлсин. Агар  $n_a > n_b$  бўлса,  $\varphi_a > \varphi_b$  бўлади. Бу ҳолда *B* дан *A* га қараб озод электронлар диффузияси бошланиб, *B* металлнинг потенциали кўпая боради, *A* металлнинг потенциали эса пасая боради.

Бу жараён икки металлнинг ички потенциаллари ўзаро тенглашгунча давом этиб, сўнг электронларнинг

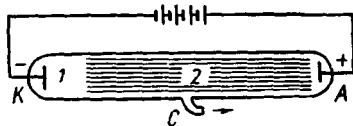
бир томонлама диффузияси ҳам тўхтайди. У ҳолда бир-бирига теккан металллар орасида маълум потенциал айирмаси ҳосил бўлади. Бу потенциал айирма  $\varphi_a - \varphi_b$  га тенг бўлади.

Агар занжир металл ва эритмалардан тузилиб, четларидаги моддалар (элементлар) бир хил бўлса, у вақтда занжир охиридаги потенциал айирмаси нолга тенг бўлмаслиги мумкин, демак, берк занжирда ток пайдо бўлади (гальваник элементлар).

#### 49-§. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия

Икки электродли шиша найда (101-расм) мустақил газ разряди босим унча паст бўлмаган шароитдагина юз бериши мумкин.

Газ босими 0,0001 мм симоб устунидан пасайтирилса най электродларидаги кучланиш нолдан фарқли бўлган тақдирда ҳам разряд тўхтайди, яъни ток нолга тенг бўлиб қолади. Чунки газ сийраклашганда ундаги атомлар ва молекулалар жуда камайиб, электрон зарбидан ионлашиш ва ионларнинг катоддан электронларни уриб чиқариши ҳисобига ток ўтиб туришини таъминлай олмайди.



101-расм.

Босим янада камайганда сийраклашган газ электр ўтказмайди. Найдаги газни сўриб олавериб, ундаги газ зарраларининг концентрациясини шу даражага етказиш мумкинки, бунда молекулалар бир-бири билан бир марта ҳам тўқнашмай, найнинг бир деворидан иккинчи деворига ета олади. Найдаги газнинг бундай ҳолати *вакуум* деб аталади. Демак, вакуум энг яхши изолятор бўлиб ҳисобланади.

Аммо вакуумда электр токи ҳосил қилиш мумкин, бунинг учун вакуумга заряд ташувчи зарралар манбаи киритилиши керак бўлади.

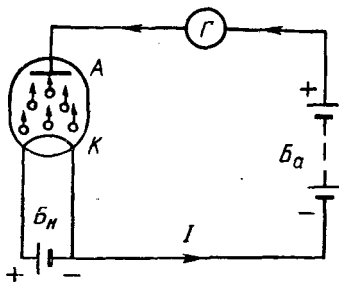
Бундай манбанинг иши кўпинча юқори температурагача қиздирилган металлларнинг электронлар чиқариш хоссасига асосланади.

Бизга маълумки, ҳар қандай металл унинг ичида эркин электронлар бўлиши билан характерланади, бу

эркин электронлар ўзига хос электрон гази ҳосил қилиб, иссиқлик ҳаракатида қатнашади.

Электронлар металлдан ташқарига чиқиши учун чиқиш ишини бажариши керак. Агар электронларга қўшимча энергия берилса, уларда металлни ташлаб чиқиш имкони туғилади. Электронларга турли усуллар масалан, металлни ёритиш, унга ташқи электр майдон бериш ёки металлни қиздириш усуллари билан энергия бериш мумкин. Электронларнинг жисмдан чиқиш ҳодисаси *электронлар эмиссияси* деб аталади. *Жисм қиздирилганда электронларнинг ундан чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссияси деб аталади.* Бу ҳодиса Эдисон томонидан кашф этилган.

Вакуумда ток ҳосил қилишда заряд ташувчи зарраларни юзага келтиришда термоэлектрон эмиссиядан фойдаланилади.



102- расм.

Бу ҳодисани тажрибада ўрганиш учун най ичига катод сифатида ингичка сим кавшарлаб, унинг учларини ташқарига чиқариб қўямиз. Уни алоҳида манба ёрдамида чўғлантирамиз (102- расм). Сим чўғланган замон анодга катодга нисбатан мусбат потенциал берилган бўлса, занжирга уланган гальванометр ток борлигини кўрсатади. Сим

қанча кучли чўғланса, гальванометр токнинг ҳам шунча кўп бўлишини кўрсатади. Демак, чўғланган катод вакуумда электр токи вужудга келиши учун зарур бўлган заряд ташувчи зарраларнинг бўлишини таъминлайди, яъни чўғланган катод заряд ташувчи зарралар манбаи бўлади. Бу зарралар, албатта, термоэлектрон эмиссия туфайли катоддан учиб чиққан эркин электронлардир. Катоддан чиққан электронлар анод билан катод орасидаги электр майдон таъсирида анод томон тартибли ҳаракат қилади ва ток кучи вужудга келади. Ҳароратни ортиши билан қиздирилаётган металлдан потенциал тўсиқни енгиб вакуумга чиқаётган электронлар сони ҳам ортади. Электронлар заряд ташувчи зарралар бўлгани учун уларнинг электр майдон таъсирида катоддан анодга қараб

оқиши натижасида электр токи ортади. Шу билан бир-галикда тўйиниш токининг зичлиги ҳам ҳароратга жуда кучли боғлиқ ҳолда ортади. Бу ифодани математик равишда Ричардсон — Дэшмен қуйидагича ифодалаган:

$$j_{\tau} = AT^2 e^{-\frac{e\Phi}{kT}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT}\right), \quad (3.28)$$

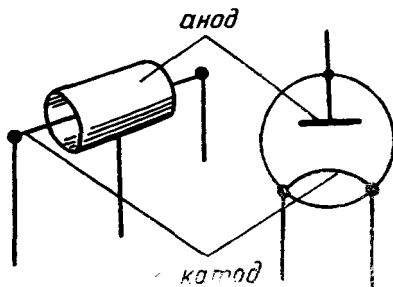
бунда  $A$  — барча соф металллар учун деярли бир хил бўлган коэффициент,  $k$  — Больцман доимийси;  $e\Phi$  — металл сиртидан вакуумга электроннинг ажралиб чиқиши учун зарур бўлган иш, бунини электроннинг чиқиши иши дейилади.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси электрон лампалар тайёрлашда, электрон эмиссия ҳодисасига асосан ишлайдиган асбобларни ишлаб чиқаришда фойдаланилади.

#### 50- §. Электрон лампалар. Диод ва триод

Электрон лампа ичидан ҳавоси сўриб олинган ва бир неча электродлар қавшарланган шиша ёки металл баллондан иборат. Агар электродлар сони иккита бўлса, бундай электрон лампа — *диод*, электродлар сони учта бўлса — *триод* деб аталади. Электродларнинг сони учтадан ортиқ бўлган электрон лампалар ҳам кўп ишлатилади. Барча электрон лампалар ишлаши термоэлектрон эмиссия туфайли ҳосил бўладиган электронлар оқимини бошқаришга асосланган.

103-расмда диоднинг тузилиши кўрсатилган. Қоғструкцияси бўйича электродлар турли шаклда тайёрланган бўлиши мумкин. Оддий ҳолда катод ингичка тўғри тола, анод эса катодга нисбатан коаксиал цилиндр шаклида бўлади. 103-расмда диоднинг конструктив ва ишчи схемаси кўрсатилган, бунда  $A$  — анод,  $K$  — катод.



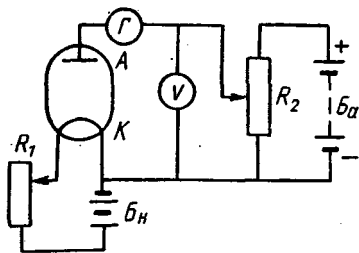
103- расм.

Диоднинг ишлаш принципи билан танишиш учун схема-си 104- расмда келтирилган занжирни тузамиз. Бу схемада  $B_n$  — катодни чўғлантириш учун ток берувчи батарея, у чўғлантириш батареяси дейилади;  $B_a$  — анод билан катод орасида кучланиш ҳосил қилувчи батарея, у анод батареяси дейилади, электродлар орасидаги кучланишни эса анод кучланиши ( $U_a$ ) деб аталади. Анод — ( $\Gamma$ ) гальванометр — анод батареяси — катоддан иборат занжирни анод занжири, шу занжирдаги токни эса анод токи ( $I_a$ ) деб аталади. Катод — чўғлантириш батареясидан иборат занжирни чўғланиш занжири ёки катод занжири ва ундан оқаятган токни чўғлантириш токи ( $I_c$ ) деб аталади.

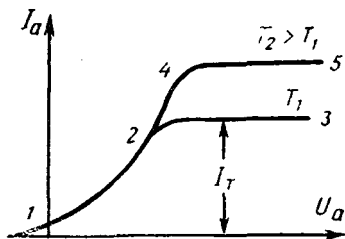
Катод чўғлантириш батареяси томонидан ҳосил қилинган ток билан қиздирилади. Реостат  $R_1$  ёрдамида чўғлантириш токи кучини бошқариб, катоднинг чўғланиш температурасини ўзгартириш мумкин. Анод кучланишининг катталигини  $R_2$  реостат ёрдамида ўзгартириб, у вольтметр ёрдамида, анод токи — гальванометр ёрдамида ўлчанади.

Агар катод чўғланишини бирдай сақлаган ҳолда анод ток кучининг анод кучланишига боғлиқлигидан олинган, туташ эгри чизиқ (105- расм) диоднинг вольт-ампер характеристикаси дейилади.

Анод кучланиши нолга тенг бўлганда термоэлектрон эмиссия туфайли, катоддан учиб чиқаятган электронлар унинг атрофида электронлар булутини ҳосил қилади. Бунга қарамасдан, унча кўп бўлмаган жуда катта кинетик энергияга эга бўлган электронлар анодга учиб боришга муваффақ бўлиб, анод занжиридан кучсиз ток оқа бошлайди. Электронларнинг анодга тушишини тўла тўхтатиш учун, яъни  $I_a = 0$  бўлиши учун,



104- расм.



105- расм.

анод билан катод орасига маълум катталикдаги манфий кучланиш бериш керак бўлади. Шунинг учун диоднинг вольт-ампер характеристикаси нолдан бошланмай, балки координата бошидан бир оз чапроқдан бошланади.

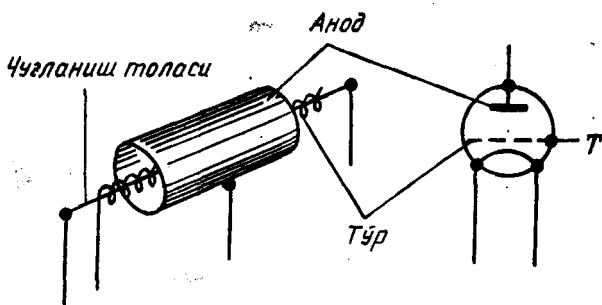
Агар анод билан катод орасида электр майдони ҳосил қилинса, ( $U_a > 0$ ), у ҳолда электронлар булутидаги электронлар анодга қараб ҳаракатланади. Кучланиш ортиши билан анодга томон ҳаракатланувчи электронлар сони ва унга мос равишда анод токи ҳам ортади. Кучланишнинг бирор  $U_{ag}$  қийматида айни шу ( $T_1$ ) ҳароратда катоддан учиб чиқаётган барча электронлар анодга етиб боради. Кучланишнинг кейинги ортиши анод токини орттирмайди, яъни ток тўйиниш қийматига эришади. Демак, *тўйиниш токи айни шу температурада катод сиртидан бирлик вақт ичида учиб чиққан электронлар сони билан аниқланади*. Бинобарин, тўйиниш токини ошириш учун катоднинг чўғланиш температурасини кўтариш керак. 105-расмда катоднинг икки хил чўғланиш температурасида диоднинг вольт-ампер характеристикаси 123 ва 1245 кўринишда берилган. Бунда  $T_2 > T_1$ . Бунда тўйиниш токлари ҳам турли қийматга эга бўлади. Бу эгриликлардан кўринадики, вольт-ампер характеристика чизқили эмас, демак, лампада ҳосил бўлувчи ток Ом қонунига бўйсунмайди. Чунки анод ва катод орасида мавжуд бўлувчи электронлар фазовий зарядлар бўлиб, ҳар доим диоддаги потенциал тақсимотини ўзгартириб туради. Шунинг учун ток фазовий заряд бўлмаган ҳолатдагидан кичик бўлади.

Диодда ҳосил бўлувчи ток  $I$  анод кучланиши билан қуйидагича боғланган:

$$I = CU^{3/2}, \quad (3.29)$$

бунда  $C$  — электродларнинг шаклига ва ўлчамига боғлиқ бўлган коэффицент. Бу формула эгриликнинг 124 қисмини ифодалаб *Богусловский — Лэнгмюр қонуни* ёки « $3/2$  қонуни» деб юритилади.

Электрон лампанинг чўғланган катода фақат электронлар чиқаради, шунинг учун лампанинг катода анод батареясининг манфий қутбига улангандагина анод занжирида ток мавжуд бўлади. Қўйилган кучланишнинг қутби ўзгартирилганда барча электронлар катодга қайтади. Демак, *диод бир томонлама ток ўтказиш хусусиятига эга бўлиб*, ундан ўзгарувчан токни тўғрилашда



106- расм.

фойдаланилади. Бундай мақсад учун мўлжалланган диод *кенотрон* деб аталади.

Электрон лампадаги электр токини бошқариш мумкин. Бунинг учун лампа ичига бир ёки бир неча қўшимча металл электродлар киритиш керак. Қўпинча бу электродлар сим спираллар кўринишида тайёрланади ва катод билан анод орасига жойлаштирилади. Бу қўшимча электродларни *тўрлар* дейилади.

Уч электродли лампа ёки триод анод, катод ва тўр каби электродларга эга, 106-расмда триоднинг конструктив ва ишчи схемаси берилган, бунда  $T$  — тўр (учинчи электрод). Триоддаги электр токи фақат анод потенциалига эмас, балки тўрнинг катодга нисбатан потенциалига ҳам боғлиқ бўлади:

$$I_a = f(U_a, U_T).$$

Тўр билан катод орасидаги кучланиш *тўр кучланиши* ( $U_T$ ) деб аталади. Агар анодга мусбат ва унча катта бўлмаган кучланиш берилса (бунда  $U > 0$ ) деб ҳисоблаймиз), у ҳолда электронлар катоддан тезроқ тортиб олина бошлайди. Улардан айримлари тўрга ҳам тушади ва натижада унча катта бўлмаган тўр токи ҳосил бўлади. Бироқ электронларнинг асосий қисми тўр орқали учиб ўтиб анодга етиб боради. Демак, уч электродли лампада ҳосил бўлган ток тўрда ва анодда ҳосил бўлувчи тоқларнинг йиғиндисига тенг:

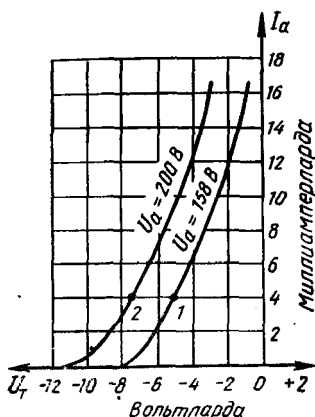
$$I = I_a + I_T.$$

Тўрнинг катодга яқин жойлашганлиги туфайли тўр ва

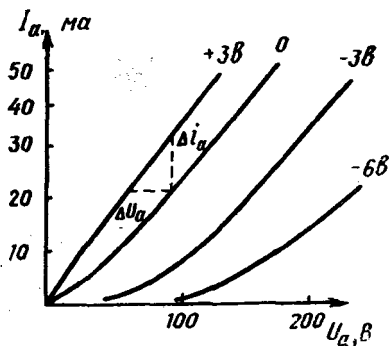


катод орасидаги кучланишнинг озгина ўзгариши ҳам аноддаги ток кучига катта таъсир кўрсатади. Чунки у катоддан электронларнинг чиқиши ва ҳаракатланишини тезлатади.

Тўр кучланиши ( $U_T$ ) манфий бўлганда анод токи камаяди ва етарлича катта манфий кучланишда ток тамоман йўқолади — *лампа берк ҳисобланади*. Агар анод кучланиши ўзгармас бўлган ҳол учун анод токининг тўр кучланишига боғланишидан олинган эгри чизиққа *триоднинг тўр характеристикаси* (107-расм) деб аталади. Графикдан кўринадики, тўр кучланишини ўзгартириб анод токини камайтириш ёки кўпайтириш мумкин экан.



107- расм.



108- расм.

Лампанинг тўр характеристикасидан кўринадики, анод токини қуйидаги икки ҳолда ҳам 1) анод кучланишини ўзгартирмай тўр кучланишини ўзгартириб ёки 2) тўр кучланишини ўзгартирмасдан анод кучланишини ўзгартириб бир хил қийматини олишимиз мумкин бўлар экан. Бундан анод потенциалининг ортиши билан тўр характеристикаси потенциал камайиши томонга силжиб, тўр потенциали ўзгариши билан анод токининг ўзгариши тезлигини ифодалайди. Бунга *характеристиканинг тиклиги дейилади* ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$S = \lim_{\Delta U_T \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_T} \right)_{U_a} = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_T} \right)_{U_a}. \quad (3.30)$$

Лампанинг тўр потенциаллини доимий сақлаб анод кучланишини ўзгартириб анод токи билан? боғланишини олсак, *уч электродли лампанинг вольт-ампер характеристикаси* (108-расм) ҳосил бўлади. Бу ҳолда ҳам тўр потенциали ортса, анод характеристикаси анод кучланишининг камайиш томонига қараб силжийди.

Бу иккала характеристикани ҳам умумий ҳолда қарасак, Ом қонунига бўйсунмайди. Аммо шундай кичик қисмини топиш мумкинки, у тўғри чизиқдан иборат бўлиб, шу қисм учун Ом қонунини татбиқ қилиш мумкин, бу қисм берилган кучланиш (ёки ток кучи) учун қаршилиқ мавжудлигини ифодалайди. Бу қаршилиқка лампанинг *ички қаршилиги* дейилади ва қуйидагича ифодаланади:

$$R_i = \lim_{\Delta I_a \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_T} = \left( \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_T}. \quad (3.31)$$

*Ички қаршилиқ тўр кучланиши ўзгармаганда анод токи ўзгариши билан анод кучланишининг ўзгариш тезлигини ифодалайди.*

Ниҳоят, лампани характерловчи физик катталиклардан бири тўр характеристикасидан аниқланувчи *лампанинг кучайтириш коэффициентидир*. Бунинг учун шундай иккита тўр характеристикасини (икки хил анод кучланишида) оламизки, анод токлари бир хил қийматга эга бўлсин. *Анод тоқларининг қийматини ўзгартирмаган ҳолатда тўр кучланиши бир вольтга ўзгариши учун анод кучланишини қанчага ўзгартириш кераклигини кўрсатувчи катталikka лампанинг кучайтириш коэффициенти дейилади:*

$$\mu = \lim_{\Delta U_T \rightarrow 0} \left( -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_T} \right)_{I_a} = -\left( \frac{\partial U_a}{\partial U_T} \right)_{I_a}. \quad (3.32)$$

Характеристиканинг ишчи (тўғри чизиқли) қисмининг тиклиги қанча катта бўлса, тўр кучланиши ортганда анод токи ҳам шунча кескин ортади. Шунинг учун триоддан заиф ток ва кучланишлар тебранишларини кучайтиргич сифатида фойдаланиш имконияти туғилади. Бун-

дан ташқари триоддан ўзгарувчан ток ва кучланишларни генерациялаш (уйғотиш) ҳамда ўзгартириш (шаклини ўзгартириш) учун фойдаланиш мумкин.

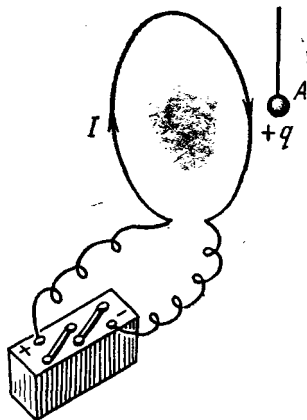
#### IV Б.О.Б. УЗГАРМАС ТОКНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

##### 51- §. Токнинг магнит майдони

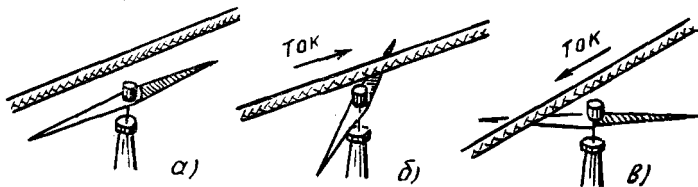
Ҳаракатсиз турган электр зарядлари орасида ҳосил бўлувчи ўзаро таъсир ҳар бир заряд атрофида мавжуд бўлган электр майдони орқали узатилиб, Кулон қонуни билан аниқланар эди.

Энди 1820 йилларда даниялик олим Эрстед томонидан ўтказилган, электр ҳодисалари билан магнит ҳодисалари орасидаги боғланишни кўрсатувчи тажрибалар билан танишиб чиқайлик.

1. Ҳалқасимон ўтказгич олиб, ундан ток ўтказамиз ва унга ипак ипга осилган зарядланган  $A$  синаш шарчасини яқинлаштирамиз (109-расм). Шарчага ҳалқа томонидан таъсир этувчи ҳеч қандай кучни сезмаймиз. Демак, токли ўтказгичдан ташқарида электр майдони ҳосил бўлмай, балки ўтказгичдан ўзгармас ток ўтганда ҳосил бўлувчи электр майдони бутунлай ўтказгич ичига жойлашган бўлар экан.



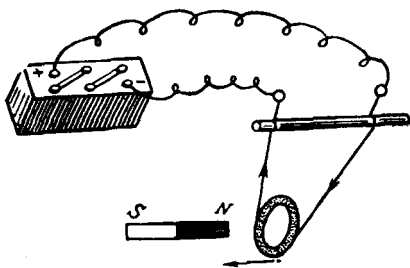
109- расм.



110- расм.

2. Магнит стрелка олиб, унинг ўқи бўйлаб сим тор-тайлик (110-а расм). Симдан ток ўтганда магнит стрелкаси ўзининг дастлабки вазиятидан оғади (110-б расм). Агар токнинг йўналишини ўзгартирсак, магнит стрелкасининг оғиш йўналиши ҳам ўзгаради (110-в расм).

Тажрибага асосланиб токли ўтказгич атрофидаги фазода магнит стрелкасини ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилади, деган хулосага келамиз.

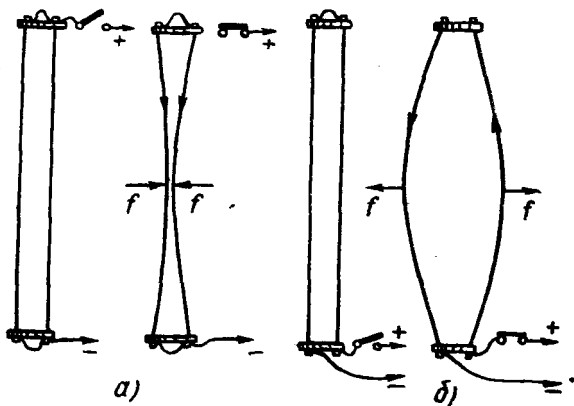


111- расм.

3. Эластик симга изоляцияланган симдан қилинган ғалтакни осиб, ундан ток ўтказамиз ва унга магнитни яқинлаштирамиз (111- расм). Ғалтакдан ўтаётган токнинг йўналишига қараб ғалтакнинг магнитга тортилишени ёки ундан итарилишини кўрамиз. Тажриба магнит ва

токли ўтказгич атрофидаги фазода токли ўтказгични ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилишини кўрсатади.

4. Иккита эластик тўғри симни бир-бирига параллел қилиб вертикал равишда ўрнатамиз. Шу симлардан



112- расм.

ток ўтказсак, улар бир-бирига таъсир қилади. Агар токлар қарама-қарши йўналишларда бўлса, ўтказгичлар итаришади (112-б расм), токлар бир йўналишда бўлса, ўзаро тортишади (112-а расм).

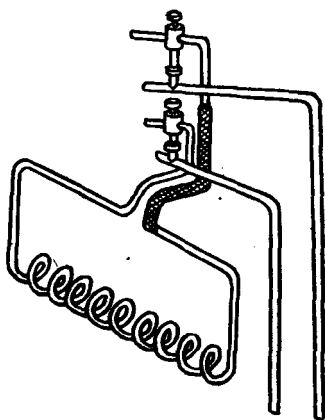
5. Агар металл ўтказгичларни суюлтирилган кислота эритмаси билан тўлдирилган шиша най билан тўлдириб, унга металл сым тушириб ток ўтказсак ҳамда симларни улашиш қутбларини алмаштириб турсак, най ёнида турган магнит стрелкасининг ҳолати ток йўналиши ўзгаришига қараб ўзгарганлигини кўрамиз. Демак, бу ҳолда ҳам магнит стрелкасига таъсир этувчи куч мавжуд бўлар экан.

6. Ампер узун тўғри симдан ясалган ғалтак (соленоид) ни шундай ўрнатадики, унга ташқи таъсир бўлганда эркин силжий олади. У соленоиддан ток ўтказиб, унинг бир учига тўғри доимий магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштиради, ундан итарилади, жанубий қутбини яқинлаштиради эса яқинлашганини, яъни тортилганини кузатади. Бу вақтда токли соленоид худди тўғри магнитдек таъсирлашганлигини кўрамиз. Майдон йўналишини кейинги параграфда қандай аниқлашни кўрамиз. Токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирини *ўзаро магнит таъсир дейилади*.

Демак, юқоридаги тажрибаларга асосланиб, токли ўтказгичлар атрофидаги фазода токли ўтказгичларни ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилади деган хулосага келамиз.

Бу тажрибаларнинг ҳаммаси токлар ўзаро таъсир этганда, магнит токка ёки ток магнитга таъсир қилганда намоён бўладиган кучларнинг табиати бир хил деган хулосага олиб келади. Бу кучлар *магнит кучлари* дейилади.

Тинч ҳолатда турган электр зарядлари атрофидаги фазода электр майдон ҳосил бўлгани каби, токлар атрофидаги ҳам токли ўтказгичга таъсир этувчи материянинг махсус шакли бўлган *магнит майдон* ҳо-



113- расм.

сил бўлади. Мана шу магнит майдонлар магнит кучларининг манбаидир.

Бу ўтказилган тажрибалардан кўринадики, электр токи, яъни ҳаракатланаётган электр зарядлари мавжуд бўлган ҳамма ерда магнит майдонлари ҳам бўлади. Демак, *электр токи билан магнит майдонни бир-биридан ажратиб бўлмайди*. Магнит майдонни ток (ҳаракатланаётган заряд) ҳосил қилади; магнит майдоннинг мавжуд эканлиги токка (ҳаракатланаётган зарядга) таъсири орқали аниқланади. Бу магнит майдоннинг асосий хусусиятларидир. Ўтказгичда ток ҳосил бўлгандагина магнит майдон вужудга келганидан, токни кўпинча, *магнит майдон манбаи* деб қаралади.

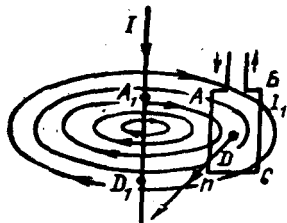
Магнит майдон модда эмас, балки алоҳида зарралардан мужассамланган моддадан тамомила фарқли равишда материянинг фазода узлуксиз мавжуд бўлган туридир.

Магнит майдон материя бўлгани учун энергияга эга. Магнит майдон энергияси фазода узлуксиз тақсимланган. Токли ўтказгичларнинг магнит майдони чексизликка ёйилади, бироқ масофа ортиши билан магнит кучлари жуда тез заифлашади. Шунинг учун амалда магнит кучларининг таъсирини токли ўтказгичга яқин масофалардагина сезиш мумкин.

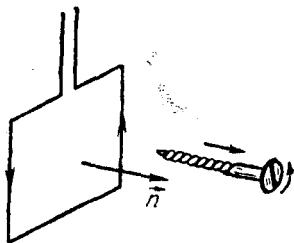
## 52- §. Магнит майдон индукция вектори

Электростатикада биз электростатик майдоннинг хоссаларини, нуқтавий заряд, яъни ўлчамлари шу майдонни ҳосил қилаётган зарядларгача бўлган масофаларга нисбатан кичик бўлган жисмларда тўпланган заряд ёрдамида ўргандик. Магнит майдоннинг хоссаларини эса шу майдоннинг токли берк ясси контурга кўрсатадиган таъсирига қараб ўрганамиз. Бундай контур *рамка* деб аталади. Бу контурнинг ўлчамлари магнит майдонни вужудга келтираётган тоқлар оқаётган ўтказгичларгача бўлган масофага нисбатан кичик бўлиши керак. Магнит майдонни текшириш учун буралиш деформациясини сеза оладиган, ингичка эластик симга осиб қўйилган рамкадан фойдаланамиз.

Тажриба, токли рамка токли ўтказгич яқинига жойлаштирилганда токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдон рамкага ориентирловчи таъсир кўрсатиши натижасида уни маълум бурчакка бурилишини кўрса-



114- расм.



115- расм.

тади. Масалан, узун тўғри сим орқали  $I$  ток оқаётган бўлсин (114- расм). Бундай сим яқинига келтирилган  $I_1$  ток ўтаётган  $ABCD$  рамка бурилиб, сим орқали ўтувчи  $A_1—ABCDD_1$  текислик бўйлаб жойлашган. Бунда рамканинг ориентирланиши ундаги токнинг йўналишига боғлиқ бўлади, рамкадаги  $I_1$  токнинг йўналиши ўзгарганда рамка  $180^\circ$  га бурилади. Рамканинг магнит майдонда муайян тарзда ориентирланиш ҳодисаси магнит майдоннинг ўзи ҳам йўналишга эга эканлигини билдиради. Демак, магнит майдонни характерлайдиган катталиқ вектор бўлиши ва бу векторнинг йўналиши рамка ёки магнит стрелкаси эгаллайдиган йўналишга боғлиқ бўлиши керак. Магнит майдонни характерлайдиган бу вектор катталиқ *магнит индукция вектори* деб аталади. Магнит индукция векторининг рамка турган жойдаги йўналиши учун рамка текислигига ўтказилган нормалнинг мусбат жойлашадиган йўналиши қабул қилинган. Нормалнинг учидан қаралганда рамкадаги ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналган ҳолда кўринса (115- расм), бу йўналишни нормалнинг мусбат йўналиши деб қабул қилинади. Бошқача айтганда, нормалнинг мусбат йўналиши қилиб парма дастасининг ҳаракат йўналиши рамкадан оқаётган токнинг йўналиши билан мос бўлган парма (ўнг винт)нинг илгариланма ҳаракат йўналиши қабул қилинган.

Майдон таъсирида рамканинг ориентирланиши магнит майдонда рамкага жуфт куч таъсир қилишини кўрсатади. Тажриба бу жуфт куч моментининг катталиғи магнит майдонни вужудга келтираётган токларга ва уларнинг вазиятига, шунингдек, рамканинг хоссаларига: ўлчамлари, ориентирланиши ва ундан ўтаётган

ток кучига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Маълум катталикдаги ток ўтаётган рамкага ўтказилган нормал, магнит майдон бўйлаб йўналганда рамкага таъсир қилаётган жуфт куч моменти нолга тенг бўлади. Рамкага ўтказилган нормал магнит майдонга перпендикуляр йўналганда эса жуфт куч моменти максимал қийматга эришади.

Тажрибада жуфт кучлар моментининг максимал қиймати  $M_{\max}$  рамкадаги  $I$  ток кучига ҳамда рамканинг  $S$  юзига пропорционал эканлигига ишонч ҳосил қилиш осон, яъни

$$M_{\max} \sim IS.$$

Тажрибада топилган бу асосий фактдан магнит майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам

$$B = \frac{M_{\max}}{IS} \quad (4.1)$$

нисбат рамканинг хоссаларига боғлиқ бўлмай фазонинг аниқ бир нуқтасида магнит майдонни характерлайди. Бу катталик *магнит майдон индукция вектори* деб аталади. Бу катталик  $\vec{B}$  ҳарфи билан белгиланади. Куч моменти куч билан елканинг кўпайтмасига тенг эканлигини ҳисобга олсак, бу формулани куч орқали ифодалашимиз мумкин бўлади ва  $B_1 = \int \frac{F}{l}$  кўринишини олади. Агар ўтказгичнинг  $dl$  элементар қисмини олсак, унинг ҳосил қилган майдон индукцияси ҳам элементар бўлиб қуйидагича ифодаланади:

$$dB = \frac{dF}{ldl}.$$

Магнит майдон индукция вектори магнит майдонни тўлиқ тавсифлайди, чунки фазонинг ҳар бир нуқтаси учун бу векторнинг сон қиймати ва йўналишини топиш мумкин.

СИ системасида магнит майдон индукция бирлиги қилиб шундай магнит майдоннинг индукцияси қабул қилинадики, бу майдонда юзи  $1 \text{ м}^2$  бўлган рамкадан  $1 \text{ А}$  ток ўтганда рамкага майдон томонидан  $1 \text{ Н}\cdot\text{м}$  момент билан таъсир кўрсатилади. Магнит майдон ин-

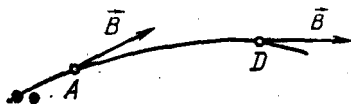


дукциясининг бу бирлиги Тесла шарафига т е с л а (Тл), деб аталади. Шундай қилиб,

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

Электр майдоннинг куч характеристикаси бўлиб майдон кучланганлигининг  $\vec{E}$  вектори ҳисобланса, магнит индукция  $\vec{B}$  вектори магнит майдоннинг куч характеристикаси бўлиб ҳисобланади.

Электростатикада электростатик майдон кучланганлик чизиқлари орқали тасвирлангани каби магнит майдонни ҳам магнит майдон индукция чизиқлари орқали тасвирлаш мумкин. Магнит майдон индукция



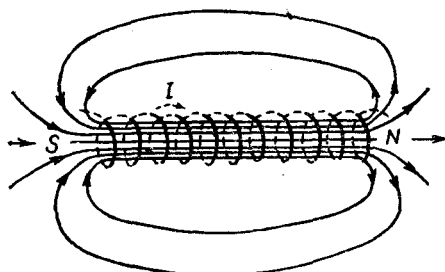
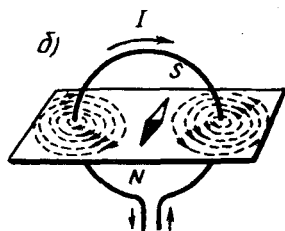
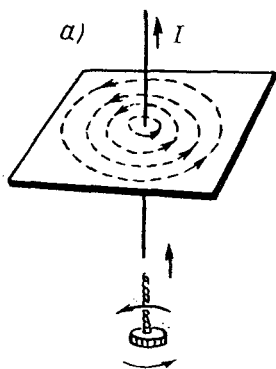
116- расм.

чизиқлари деб шундай чизиқларга айтиладики, уларга ўтказилган уринмалар майдоннинг ҳар бир нуқтасида  $\vec{B}$  вектор билан бир хил йўналган бўлади (116- расм).

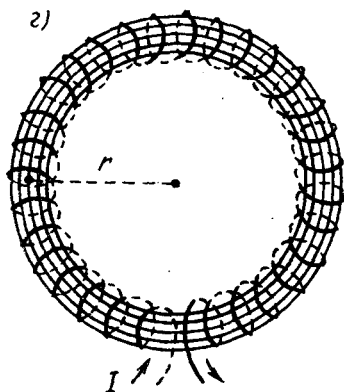
Парма қоидасидан фойдаланиб, турли хусусий ҳолларда магнит майдон куч чизиқларининг манзарасини аниқлашимиз мумкин. Мисол тариқасида токли тўғри ўтказгичнинг магнит майдон учун магнит индукция чизиқларини ясаймиз: агар парманинг илгариланма ҳаракатини ток билан бир хил йўналтирсак, у ҳолда парма дастасининг айланиш йўналиши магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади (117- а расм).

Тўғри ток магнит майдонининг индукция чизиқлари марказлари ўтказгич ўқида жойлашган концентрик айланалардан иборат бўлиб, бу айланалар ўтказгич ўқи-га перпендикуляр текисликда ётади. Айланаларга ўтказилган стрелкали чизиқлар мазкур куч чизиқларига уринма бўлган  $\vec{B}$  индукция векторининг йўналишини кўрсатади. Электр майдон кучланганлигининг чизиқ-зиладики, уларнинг зичлиги магнит майдон индукция векторининг шу жойдаги қийматини характерлайди.

Юқорида кўрсатилган усул билан айланма токнинг (117- б расм), соленоид (токли ғалтак) нинг (117- в расм) ва тороид (марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хил айланма тоklar системаси) нинг (117- г



б)

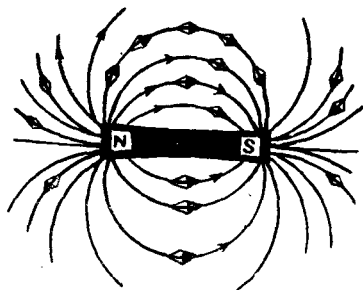


г)

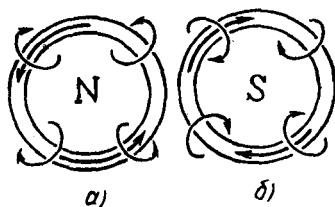
117- расм.

расм) магнит индукцияси чизиқларининг манзарасини аниқлаш мумкин. Соленоиднинг ички қисмида магнит майдонни бир жинсли дейиш мумкин. Торонднинг магнит майдони фақат унинг ички қисмида мужасамланган бўлади.

Соленоиднинг магнит майдони (соленоид ташқарисидаги майдон) билан донмий магнит майдони орасида ўхшашлик бор (118- расм). Шартли равишда куч чизиқлари ғалтакнинг бир учидан чиқиб, иккинчи учига киради, деб



118- расм.



119- расм.

ҳисоблаш мумкин. Доимий магнитнинг куч чизиқлари чиқадиған учи магнитнинг *шимолий қутби* (бу қутб *N* ҳарфи билан белгиланади), куч чизиқлари кирадиған иккинчи учи эса *жанубий қутби* (бу қутб *S* ҳарфи билан белгиланади) деб аталади. Токли ҳар қандай ғалтакнинг ҳам иккита магнит қутби бўлади (117-в расмга қаранг). Ғалтак ўрамларидаги токнинг йўналиши маълум бўлса, магнит қутбларини парма қондаси асосида аниқлаш мумкин.

Ғалтакнинг бир учига қаралганда ғалтак ўрамларидаги ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналишда оқадиган бўлиб кўринса, ғалтакнинг бу учи шимолий қутб бўлади (119-а расм). Ғалтакнинг иккинчи учи жанубий қутб бўлиб, унинг бу учига қаралганда ток ғалтак ўрамларидан соат стрелкаси ҳаракати йўналишида оқади (119-б расм). Ғалтакнинг қутбларини ўзгартириш учун ундаги токнинг йўналишини ўзгартириш кифоя. Айни бир айланма ток икки қарама-қарши томондан (бир томондан қараганда соат стрелкаси ҳаракати бўйича, иккинчи томондан унга қарама-қарши оқувчи ток сифатида) таъсир этади. Бу магнит қутблари фақат *жуфт ҳолда мавжуд бўлишини* ва бирор усул билан битта қутб ҳосил қилиш мумкин эмаслигини билдиради.

Токли ўтказгичларнинг атрофида магнит майдон мавжуд эканлигини темир кукунлар ёрдамида аниқлаш мумкин. Магнит майдонда темир кукунларини ташкил қилган темир парчалари кичкина магнит стрелкалари вазифасини бажаради. Магнит майдонга жойлаштирилган магнит стрелка шундай вазиятни оладики, бу

вазиятда унинг ўқи (қутблардан ўтувчи йўналиш) шу стрелка жойлашган нуқтадаги майдон йўналиши билан мос тушади. Шунинг учун магнит майдонга киритилган темир куқунларининг жойлашиши майдоннинг характерини кўрсатади.

*Магнит индукцияси чизиқларининг муҳим хусусияти шундан иборатки, уларнинг бошланиши ҳам охири ҳам бўлмайди. Улар ҳаммиша берк бўлади.*

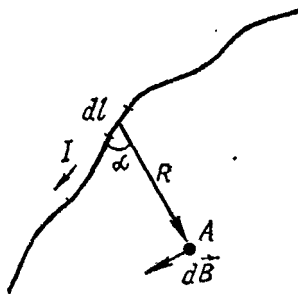
### 53- §. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг қўлланиши

Био ва Савар ўзгармас ток ўтаётган ўтказгич атрофида магнит майдон борлигини пайқаб Эрстед тажрибасида магнит стрелка (компас) қутбларига параллел сим ўрнатиб ток юборганда, магнит стрелканинг бурилиши ҳамда концентрик айлана ватар чизиқ бўйлаб ўрнашишлари асосида магнит майдон ва унинг таъсирини чуқур ўргандилар.

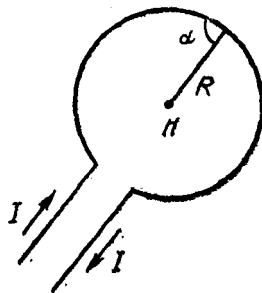
Вакуумда олинган ҳар қандай ихтиёрий шаклдаги ўтказгичнинг  $dl$  қисмига тўғри келган  $Idl$  ток элементининг (120- расм) ундан  $R$  узоқликдаги  $A$  нуқтада магнит майдон индукцияси  $dB$ , шу ток элементи  $Idl$  га ва ток йўналиши билан радиус-вектор йўналиши орасидаги  $\alpha$  бурчакнинг синусига тўғри пропорционал бўлиб, масофа  $R$  нинг квадратага тескари пропорционал, яъни

$$dB = k \frac{Idl}{R^2} \mu_0 \sin \alpha. \quad (4.2)$$

Бу ерда  $k$  пропорционаллик коэффициенти, СИ системада  $k = \frac{1}{4\pi}$ . Вектор ифодаси



120- расм.



121- расм.

$$d\vec{B} = k\mu_0 \frac{I(d\vec{l} \cdot \vec{R})}{R^3} \quad (4.2a)$$

бўлади.

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_{\text{Н}}}{\text{м}}$  — магнит доимийлик ёки вакуум учун абсолют магнит сингдирувчанлик.

Амалда ёлғиз олинган ток элементи  $I dl$  ни алоҳида ажратиб олиб бўлмайди (ток фақат берк занжирдагина бўлади), шу сабабли олинган ўтказгичнинг шакли учун бу қонунни интеграллаб, чиққан хусусий ифодаларни тажрибада текшириш мумкин.

**Энг оддий магнит майдон индукция векторларини ҳисоблаш.**

1. Токли ўтказгич айлана шаклда бўлса (121-расм), унинг марказидаги  $\vec{B}$  ни тубандагича ҳисоблаш мумкин. Айлананинг ҳамма нуқталари учун  $\alpha = 90^\circ$  бўлиб,  $\sin \alpha = 1$ ,  $I$  ва  $R$  эса доимий катталиқлар,  $dl$  нинг ўзгариш чегараси  $0^\circ$  дан  $2\pi R$  гача, бу ҳол учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{I dl \sin \alpha}{R^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.3)$$

СИ системада муҳит учун

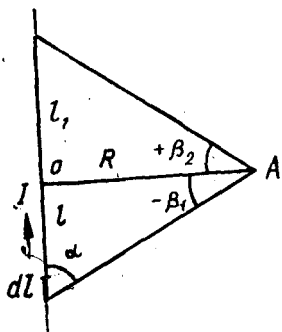
$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R} \quad (4.3 a)$$

2. Жуда узун тўғри чизик сим орқали  $I$  ток ўтганда ундан энг қисқа  $R$  узоқликдаги нуқтада магнит майдон индукция вектори, яъни ҳамма  $dl$  элементлар ҳосил қилган магнит майдон индукция векторлар йиғиндисини топайлик. Бунинг учун 122-расмдан фойдаланамиз.

Ўтказгич узунлиги  $l + l_1$  бўлиб,  $l = l_1$  деб олсак,  $\angle \beta_1 = \angle \beta_2$  бўлади.

$$R = r \cos \beta, \text{ бундан } r = \frac{R}{\cos \beta}$$

$$\text{ва } \frac{l}{R} = \text{tg } \beta \quad \text{ва } l = R \text{tg } \beta$$



122-расм.

бўлиб, бундан  $dl = \frac{R}{\cos^2 \beta} d\beta$ . Расмдан яна  $\sin \alpha = \frac{R}{r}$  ва  $\cos \beta = \frac{R}{r}$  демак,  $\sin \alpha = \cos \beta$ . Бу олинган тенгламалар ҳисобга олинса, узунлиги чексиз бўлган ўтказгич элементларининг ҳосил қилган индукция  $dB$  ларнинг йиғиндиси, яъни интеграли

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{R \cos \beta d\beta}{\frac{R^2}{\cos^2 \beta} \cdot \cos^2 \beta} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\sin \beta_2 + \sin \beta_1).$$

Жуда узун сим учун  $l + l_1 \gg R$  ва  $\beta_1 = \beta_2 = \frac{\pi}{2}$  десак,

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R}. \quad (4.4)$$

Шу каби ҳисоблашларда, айлана ток ўқидаги  $A$  нуқтадаги индукция вектори:

$$B = \mu_0 \frac{IR^2}{2(R^2 + d^2)^{3/2}}. \quad (4.5)$$

Айлана маркази учун  $d = 0$  деганда юқоридаги (4.5) дан чиқади.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (4.3)$$

Био-Савар-Лаплас қонунидан юқоридаги ҳисоблаш билан чиққан магнит майдон индукциясининг ифодаларини тажриба орқали амалий текшириш натижалари токнинг  $Idl$  элементи учун таклиф этилган қонуннинг тўғри эканлигини тасдиқлайди.

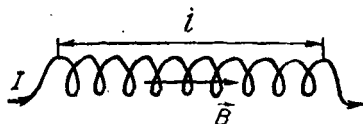
3. Соленоид ичида магнит майдон индукция вектори:

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l} = \mu_0 In, \quad (4.6)$$

бунда  $I$  — соленоиддан ўтаётган ток кучи,  $n = \frac{N}{l}$  — соленоиднинг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўрамлар сони,  $l$  — соленоиднинг узунлиги,  $N$  — барча ўрамлар сони (123-расм).

4. Тороиднинг магнит майдон индукция вектори:

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 I \frac{N}{l} = \frac{\mu_0 I N}{2\pi R}, \quad (4.7)$$



123- расм.

бунда  $I$  — тороиддаги ток кучи,  $N$  — барча ўрамларнинг сони,  $R$  — тороидал ҳалқанинг радиуси (117-г расмга қаранг).

Тороиднинг ичида магнит майдон бир жинсли эмас, чунки тороиднинг турли кесимларида магнит майдон индукция векторининг йўналиши турлича. Шунинг учун бутун тороид майдонининг бир жинслилиги ҳақида гапирилганда магнит майдон индукция векторининг модули назарда тутилади.

Бу кўрилган ҳолларда магнит майдон индукция векторлари фақат вакуум учун қараб чиқилди. Агар бу ифодаларни муҳит учун ёзсак, барча ҳисоблаш формулаларининг ўнг томонини муҳитнинг магнит сингдирувчиси ( $\mu$ ) га кўпайтиришимиз керак.

#### 54- §. Магнит майдон кучланганлиги. Тўла ток қонуни

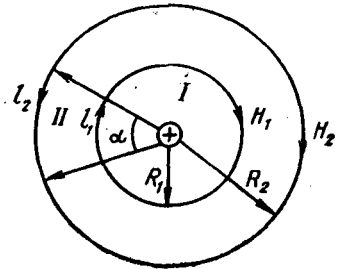
Юқорида кўриб ўтдикки, магнит майдон индукция чизиқлари берк эгри чизиқдан иборат экан, токнинг ўзаро таъсири эса улар жойлашган муҳитга боғлиқ. Магнит майдон индукциясидан ташқари уни характерловчи янги физик катталиқ — магнит майдон кучланганлиги билан танишиб чиқайлик. Муҳитнинг ихтиёрий нуқтасидаги магнит майдонни характерловчи майдон индукция векторидан ташқари уни магнит майдон кучланганлик вектори деб номланувчи иккинчи физик катталиқ мавжуд бўлиб, улар ўзаро қуйидагича боғланган.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}, \quad (4.8)$$

бунда  $\mu$  — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги, Магнит майдон бир жинсли муҳитда қаралаётган бўлса, магнит майдон кучланганлиги муҳитнинг магнит хусусиятига боғлиқ бўлмасдан, контурнинг шаклига, ундан ўтаётган ток кучига ва муҳитнинг қайси нуқтасидаги магнит майдонни ўрганаётганимизга боғлиқдир.

Бу ҳолатда магнит майдон индукция векторини ҳисоблаш учун келтириб чиқарилган ифодадан тўлиқ фойдаланишимиз (тенгликни ўнг томонини  $\mu_0$  га бўлиб юборган ҳолатда) мумкин.

Магнит майдон кучланганлигининг муҳим хусусиятини ўрганиш учун бир жинсли муҳитда чексиз узун ўтказгич орқали ток ўтаётган бўлсин (124-расм).



124- расм.

Ток чизма текислигига тик равишда ўтаётган бўлсин. Магнит майдон кучланганлик циркуляциясини қуйидаги икки контур учун ҳисоблайлик.

1. Айлана марказидан ток ўтаётган ҳолда уни  $R_1$  радиусли айлана бўйича магнит майдон кучланганлиги циркуляцияси ( $\Gamma$ ) ни ҳисоблайлик. Бунда интеграллашни магнит майдон кучланганлигининг йўналишида олиш кулай, яъни

$$\Gamma = \oint_I \vec{H} d\vec{l} = \oint_I H_1 dl = H \oint dl = \frac{I}{2\pi R_1} \cdot 2\pi R_1 = I.$$

Бу ифодада магнит майдон кучланганлиги ўрнига тўғри токнинг магнит майдон кучланганлик ифодасини қўйдик. Демак, магнит майдон кучланганлигини билмаган ҳолимизда худди шу каби циркуляция орқали майдон кучланганлигини ҳисоблашимиз мумкин.

2. Контурни шундай танлаб оламизки, унинг ичидан ток ўтмасин. Бунинг учун  $R_1$  ва  $R_2$  радиусли концентрик айлана марказидан тўғри ток ўтаётган бўлсин. Шу айланаларнинг ёйларидан иборат II контурни олиб, биринчи ҳолдагидек магнит майдон кучланганлигининг циркуляция ( $\Gamma$ ) сини ҳисоблайлик:

$$\Gamma = H_1 l_1 - H_2 l_2 = \frac{I}{2\pi R_1} \alpha R_1 - \frac{I}{2\pi R_2} \alpha R_2 = 0.$$

Бу иккала тенглама ҳам умумий характерга эга бўлиб, *тўла ток қонунини* ифодалайди. Бу қонун ҳар қандай муҳит учун ҳам ўринли бўлиб: *магнит майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси интеграллаш контури ичида мавжуд бўлган ток кучларининг алгебраик йиғиндисига тенг:*



$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k. \quad (4.9)$$

Бу ифодада интеграл остидан  $H$  ни чиқариб юборишимиз мумкин эмас, чунки биринчи олган мисолимизда ҳам айлана ичида майдон кучланганлик модули бир хил қийматга эга эмас.  $\vec{H}$  билан  $\vec{B}$  (4.8) боғланишда бўлганидан, бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишда майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси узилишга эга бўлади:

$$\left| \frac{H_{1n}}{H_{2n}} \right| = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Демак, магнит майдон кучланганлик чизиғи бошланиши ва тугаши мумкин. Шунинг учун магнит майдон кучланганлигининг уюрмали характердалиги хусусийдир.

Ток кучи фазода маълум ток кучи зичлиги бўйича тақсимланган бўлади. Шунинг учун тўла ток қонунини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\sum_{k=1}^n I_k = \int_S \vec{j} dS \quad (4.9a)$$

ёки бундан ҳам аниқроқ:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} dS, \quad (4.9б)$$

яъни маълум бир контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик вектори циркуляцияси шу контурга таяниб турувчи ихтиёрый юзадан ўтадиган тоқларнинг (алгебраик) йиғиндисига тенг.

Физика фанининг ривожланишидан маълум бўлдики, магнит ва электр майдон кучланганликлари ҳар хил характердадир. Электр майдон кучланганлиги уюрмали хусусиятга эга эмас, магнит майдон кучланганлиги электростатистик майдон индукцияси каби хусусиятга эга.

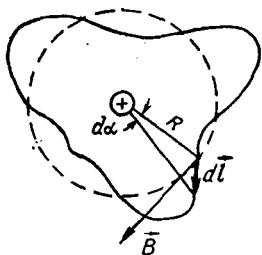
## 55- §. Магнит майдон индукция векторининг уюрмали характери

Электростатикадан маълумки, электр майдон кучланганлик вектори мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугар, яъни бошланиши ҳам, охири ҳам бор эди. Магнит майдон индукция чизиқлари туташ бўлганлиги

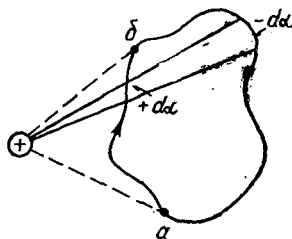
учун унинг бошланиши ҳам, тугаш нуқтаси ҳам йўқ. Шунинг учун магнит майдон индукцияси *уюрмали характерга* эга дейилади. Бунга иқрор бўлиш учун тўғри токни ўраб турган ихтиёрий контур олиб, ундаги магнит майдон индукция вектори  $\vec{B}$  ни ҳисоблайлик.

$$\oint B dl.$$

Олинган контурга нисбатан ток тик ҳолатда ўтаётган бўлсин (125- расм). Юқорида кўрдикки, контурнинг ҳар бир олинган нуқтасига магнит майдон индукция вектори уринма равишда йўналган бўлади. У вақтда  $B_l dl$  скаляр кўпайтмани  $B dl_B$  билан алмаштирамиз, бунда  $dl_B$  —  $d\vec{l}$  векторининг индукция векторига проекциясидир. Чизмадан кўринадикки,  $dl_B = R d\alpha$ , тўғри токнинг магнит майдон индукцияси  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$  эканлигини ҳисобга олсак,



125- расм.



126- расм.

$$B_l dl = B dl_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} R d\alpha = \mu_0 \frac{I}{2\pi} d\alpha$$

ҳосил бўлади. Бу ифодани берк контур учун ёзсак,

$$\oint B_l dl = \mu_0 \frac{I}{2\pi} \int d\alpha. \quad (4.10)$$

Контурни ифодаловчи радиал тўғри чизиқ (радиус) ҳар доим бир хил йўналишда бўлгани учун  $\int d\alpha = 2\pi$  бўлади. У вақтда:

$$\oint B_l dl = \mu_0 I. \quad (4.11)$$

Агар ток контурдан ташқарида олинса, 126-расмдан кўринадикки,  $ab$  ораликда радиал тўғри чизиқ бир йўналишда,  $b, a$  ораликда эса унга тескари йўналишда ҳаракатланади. Натижада  $\oint d\alpha = 0$  бўлади.

Контур ҳар қандай шаклга эга бўлганда ҳам унинг ичидан ток ўтса, (4.11) ўринли бўлади.

(4.11) ифода ток ҳар қандай шаклда бўлганда ҳам ўринлидир. Агар контур ўз ичига бир нечта токни олса, магнит майдон векторининг циркуляцияси ҳар бир ток ҳосил қилган майдон индукция векторларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k = \mu_0 I. \quad (4.12)$$

Ток йўналишини аниқлашда парма қондасидан фойдаланилади. Яъни контур бўйича ҳаракат ўнг парма қондасига мос келса, ток йўналишини мусбат, акс ҳолда манфий деб олинади. Юқорида кўриб ўтилган қонунқондалар фақат вакуум учун ўринлидир. Муҳитда бўлса, унинг ичида ҳосил бўлувчи молекуляр токни ҳам ҳисобга олиш зарур бўлади.

Агар юқорида кўрганимиздек, электростатик майдон кучланганлик вектори циркуляцияси нолга тенг бўлиб, электростатик майдон потенциал характерда эди. Магнит майдон индукция векторининг циркуляцияси эса агар ток қаралаётган контур ичидан ўтаётган бўлса, нолдан фарқлидир. Шунинг учун бундай хоссага эга бўлган майдонга *уюрмали характердаги майдон* дейилади.

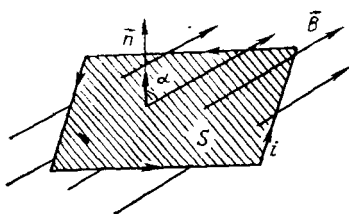
(4.11) ва (4.12) ифодаларни магнит майдон кучланганлик вектори учун ёзсак, қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\oint H_l dl = I,$$

$$\oint H_l dl = \sum_{k=1}^n I_k.$$

Бу ифодалар магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляцияси ҳақидаги теоремани ифодалайди: *маълум бир контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляцияси шу контур ичида мавжуд бўлган макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.*

## 56- §. Магнит индукция векторининг оқими. Гаусс теоремаси



127- расм.

Магнит майдон индукция вектори бир жинсли бўлган магнит майдонга ясси юза киритайлик (127- расм). Шу юзадан ўтаётган магнит оқими ёки магнит индукция векторининг оқими қуйдаги формула билан ифодаланади:

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S. \quad (4.13)$$

$\alpha$  — юзага ўтказилган нормал билан индукция вектори орасидаги бурчак,  $B_n$  — индукция векторининг нормалга олинган проекцияси. Проекция скаляр бўлгани учун магнит оқим ҳам скалярдир. Магнит оқим олинган юздан тўла ўтаётган магнит индукция вектор чизиқларидир. (4.13) дан кўринадики, магнит индукция оқими мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Чунки  $\cos \alpha = \pm 1$  орасида ўзгаради. Шунинг учун магнит индукция оқими мусбат бўлиши учун ток йўналишини танлаб олишимиз керак.

Агар магнит майдон индукцияси бир жинсли бўлмасдан юза ҳам ясси бўлмаса, юзани шундай элементар  $dS$  бўлакчаларга бўламизки, ундан ўтаётган магнит майдон индукциясини бир жинсли деб қараш мумкин бўлади. Бу бўлакчадан ўтаётган элементар магнит оқими

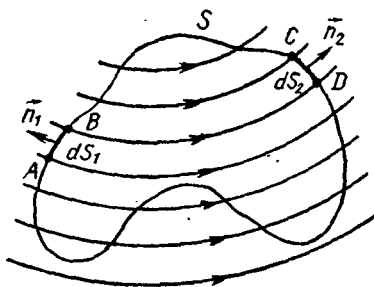
$$d\Phi = B_n dS$$

бўлиб, тўла магнит оқим эса

$$\Phi = \int_S B_n dS \quad (4.14)$$

бўлади.

Агар бу ифодалардаги магнит майдон индукциясини теслада, юзани метр квадратларда олсак, СИ да магнит оқим бирлиги *вебер* ( $Вб$ ) бўлади.



128- расм.

Ихтиёрий чегараланган берк сирт берилган бўлиб, унга тик равишда тўғри ток ўтаётган бўлсин (128-расм). Шу сиртдан ўтаётган магнит индукция оқимини ҳисоблайлик. Бунинг учун сиртни шундай элементар бўлақчаларга бўламизки, ҳосил бўлган ҳалқа най  $ABCD$  ичида магнит куч чизиқлари мавжуд бўлсин. Бу олинган ҳалқанинг ихтиёрий кесимидан ўтувчи оқим ҳалқа бўйича ўзгармас бўлади. Най олинган  $S$  сиртни жуфт марта  $dS_1$  ва  $dS_2$  сиртлар билан кесиб ўтади. Аммо бу кесимлардан ўтаётган магнит оқими қарама-қарши ишорали бўлгани учун умумий ҳалқадан ўтаётган оқим nolга тенг бўлади. Буни бутун  $S$  сирт бўйича умумлаштирсак, бундай сиртдан ўтаётган умумий магнит оқими nolга тенг. Демак, *ихтиёрий берк сиртдан ўтаётган магнит оқими nolга тенг* деган Гаусс теоремаси исбот бўлди. Унинг интеграл кўриниши:

$$\oint (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = 0 \quad (4.15)$$

дифференциал шаклда эса:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (4.16)$$

Бу ифодалар магнит зарядининг мавжуд эмаслигини кўрсатади. Электр заряди мавжуд бўлганлиги учун берк юза бўйича электр майдон кучланганлигининг оқими Остроградский-Гаусс теоремасига асосан

$$\oint (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (4.17)$$

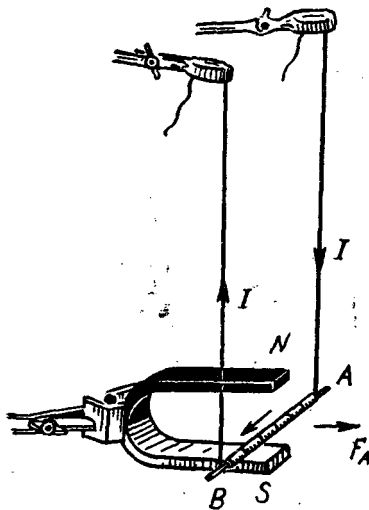
$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.18)$$

эди. (4.15) — (4.18) формулалар ҳар қандай магнит майдонлар учун ўринлидир. Бу тенгламалар Максвелл тенгламалар системасининг асосини ташкил этади.

*Ҳамма ерда дивергенцияси nolга тенг бўлган кучли майдонга уюрмали (соленоидал) майдон дейилади. Демак, магнит майдон уюрмали майдон бўлиб, уни ҳосил қилувчи манба электр токидир.*

## 57- §. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер қонуни

Биз 51- параграфда ток ўтаётган иккита ўтказгичнинг бир-бирига таъсир қилишини кўрган эдик. Бу ҳодисани ўтказгичлардан ҳар бирига таъсир қиладиган кучнинг



129- расм.

Иккинчи ўтказгичдаги ток ҳосил қилган магнит майдонга боғлиқ бўлиши сабабли рўй беради, деб тушуниш керак.

Шунинг учун токли ўтказгични магнит майдонга, масалан, ўзгармас магнит майдонга жойлаштираёқ, унга куч таъсир этади. Буни қуйидаги тажрибада текшириб кўриш мумкин.

Иккита эластик симга қаттиқ ўтказгични, у тақасимон магнит қутблари ўртасида турадиган қилиб осиб (129-расм),

ундан ток ўтказганимизда ўтказгични ҳаракатга келишини кўрамиз. Токнинг йўналишини ўзгартирсак, ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши олдинги йўналишига қарама-қарши томонга ўзгарганлигини кўрамиз. Шунга ўхшаш тажрибалар асосида токнинг йўналиши, магнит майдон йўналиши ва ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши орасидаги муносабатни топиш мумкин.

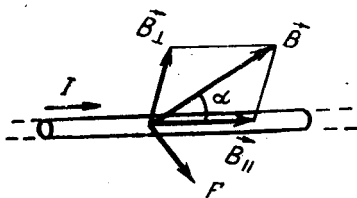
Токли ўтказгичга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучларни аниқлаш масаласини биринчи бўлиб, машҳур француз олими Ампер 1820 йилда ҳал қилган. Ампер магнит майдон томонидан токли ўтказгичга кўрсатилаётган  $F_A$  таъсир кучи, катталик жиҳатидан  $I$  ток кучига магнит майдоннинг  $B$  индукция векторига, ўтказгичнинг магнит майдондаги қисмининг  $l$  узунлигига ҳамда магнит индукция векторининг йўналиши билан  $I$  токнинг йўналиши орасидаги  $\alpha$  бурчак синусига тўғри пропорционал эканлигини аниқлади:

$$F_A = IBl \sin \alpha. \quad (4.19)$$

Магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир қилувчи куч катталигини аниқлайдиган (4.19) формула Ампер қонуни деб,  $F_A$  эса Ампер кучи деб аталади. Ампер кучини вектор кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{F}_A = I [\vec{l} \vec{B}]. \quad (4.19a)$$

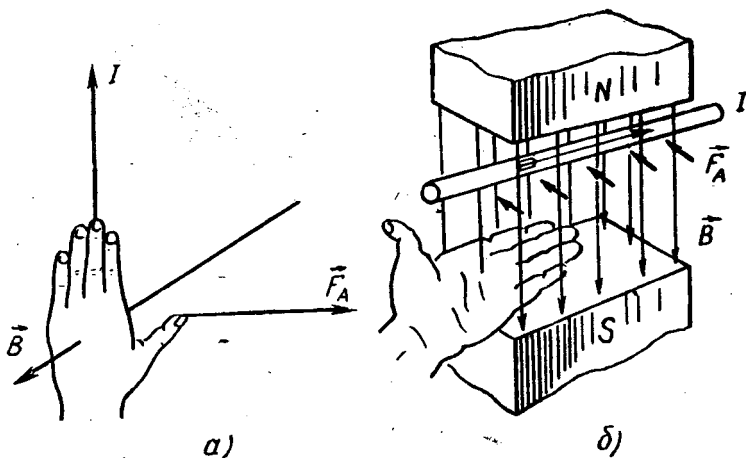
Ампер қонунидан магнит майдон индукция вектори токнинг йўналишига перпендикуляр бўлганда Ампер кучи энг катта қийматга эга бўлади, деган хулосага келамиз. Индукция вектори токнинг йўналишига параллел бўлганда эса бу куч нолга тенг бўлади. Бу далил магнит индукцияси векторининг фақат  $I$  ток кучининг йўналишига перпендикуляр йўналган ташкил этувчиси



130- расм.

сигина Ампер кучининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади, деб айтишимизга асос бўла олади (130-расм). Ампер кучи ток кучи йўналишига ва магнит индукция векторига перпендикуляр йўналган. Унинг йўналиши чап қўл қоидаси билан аниқланади. Бу қоида куйидаги:

дан иборат: агар чап қўлимизнинг кафтга индукция векторининг ўтказгичга перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси кирадиган қилиб, очилган тўрт бармоғимизни эса ток йўналиши бўйлаб жойлаштирадик, у ҳолда очилган бош бармоғимиз ўтказгичга таъсир қилувчи Ампер кучининг йўналишини кўрсатади (131-расм). Магнит

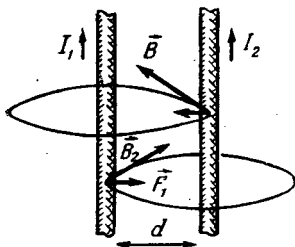


131- расм.

майдоннинг токли ўтказгичга таъсири турли қурилмаларда қўлланилади.

### 58- §. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири. Ток кучи бирлиги-ампер

Ампер қонунидан фойдаланиб, вакуумда ўзаро параллел жойлашган иккита чексиз узун тўғри ўтказгичдан ток ўтганда улар орасида вужудга келадиган ўзаро таъсир кучларининг ифодасини топиш мумкин (132-расм). Ўтказгичлардан ўтаётган ток кучлари  $I_1$  ва  $I_2$ , улар орасидаги масофа  $d$  бўлсин.



132- расм.

$I_1$  токнинг магнит майдони  $I_2$  токнинг  $l$  узунликдаги қисмига қандай куч билан таъсир этишини кўриб чиқамиз. Бунинг учун  $I_1$  токнинг магнит майдони индукция векторининг чизиқлари концентрик айланалардан иборат эканлигини ва агар  $I_1$  ток пастдан юқорига оқаётган бўлса, иккинчи ўтказгич устида ётган нуқталарда  $\vec{B}_1$  вектор (парма қويدасига биноан) китобхондан

йўналган эканлигини қайд қилиб ўтамыз. Бу магнит индукция вектори сон жиҳатидан Био-Савар-Лаплас қонунига асосан

$$B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi d}. \quad (4.20)$$

Биринчи токнинг магнит майдони томонидан иккинчи токка кўрсатиладиган  $F_2$  таъсир кучи катталиқ жиҳатидан, Ампер қонунига мувофиқ қуйидагига тенг бўлади:

$$F_2 = B_1 I_2 l,$$

бунда  $\sin \alpha = 1$ , чунки  $\vec{B}_1$  вектор  $I_2$  ток йўналишига перпендикуляр, яъни  $\alpha = 90^\circ$ . Бу формулага асосан юқоридаги  $\vec{B}_1$  нинг (4.20) қийматини келтириб қўйиб,  $F_2$  куч учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз;

$$F_2 = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi d} l. \quad (4.21)$$

Худди шундай мулоҳазаларга асосланиб,  $I_2$  ток ва  $I_1$  токнинг  $-l$  қисми атрофида ҳосил қиладиган  $B_2$  индукция



вектори чизма текислигига перпендикуляр ва чизма орқасига йўналган ҳолда  $I_1$  токнинг  $l$  қисми  $I_2$  токка тортилади, деб айтиш мумкин. Бу тортишиш кучининг катталиги

$$F_1 = \mu_0 \frac{I_2 I_1}{2\pi d} l \quad (4.21^a)$$

га тенг эканлигини исбот қилиш мумкин (бу исботни бажаришни китобхонга ҳавола қиламиз).

Шундай қилиб, *бир томонга оқётган икки параллел ток бир-бирига тортишади ва бу тортишиш кучлари ўзаро тенг*, деган хулосага келамиз. (4.21) формуладан кўринадики, параллел тоқлар ўзаро ҳар бир токнинг  $l$  узунлигига ток кучларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлган куч билан таъсир қилади.

Худди шунга ўхшаш текширишлар қарама-қарши томонларга йўналган иккита параллел тоқлар бир-биридан итарилишини ва бу итаришиш кучининг сон қиймати ҳам (4.21) формула билан ифодаланишини кўрсатади.

(4.21) формула СИ системада асосий бирликлардан бири бўлган *ток кучи бирлиги ампер (А)* нинг таърифиға асос қилиб олинган.

*Ампер-вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган иккита чексиз узун параллел ўтказгичларнинг ҳар биридан бир хил миқдорда ток ўтганда ўтказгичлар орасида уларнинг ҳар бир метр узунлигига  $2 \cdot 10^{-7}$  Н га тенг ўзаро таъсир кучи вужудга келтирадиган ток кучидир.*

Шундай ўтказгичлар 132-расмда тасвирланган деб ҳисоблаймиз. У ҳолда

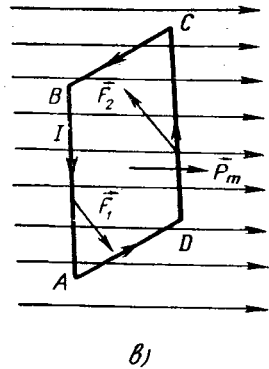
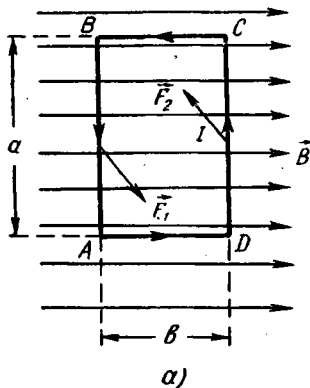
$$I_1 = I_2 = 1 \text{ А}, \quad d = 1 \text{ м}, \quad l = 1 \text{ м}, \quad F = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}.$$

Бу қийматларни (4.21) формулага келтириб қўйиб  $\mu_0$  магнит доимийсининг сон қийматини топамиз:

$$\mu_0 = \frac{2\pi F d}{I_1 I_2 l} = 2\pi \frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot 1}{1 \cdot 1 \cdot 1} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$$

## 59-§. Магнит майдонга киритилган токли рамка

Маълумки, магнит майдондаги токли ўтказгичга магнит майдон томонидан ампер кучи таъсир қилади. Магнит майдоннинг токли рамка (токли ясси контур) га таъсири амалда муҳим роль ўйнайди.  $I$  ток ўтаётган  $ABCD$  тўғри бурчакли рамка бир жинсли магнит май-



133- расм.

донда жойлаштирилган бўлсин. Агар магнит индукция вектори контур текислигига параллел йўналган бўлса, (4.19) формулага асосан ( $\sin\alpha=0$  бўлганлиги учун), унинг  $AD$  ва  $BC$  томонларига куч таъсир қилмайди (133- а расм). Рамканинг  $AB$  томонига ампер қонунига асосан, расмдан китобхонга қараб йўналган  $F_1$  куч,  $CD$  томонга эса аксинча, китобхондан расм томонга тик йўналган  $F_2$  куч таъсир этади.  $AB$  томонининг узунлиги  $a$  га тенг бўлса, бу томонга таъсир этувчи куч қуйидагича бўлади:

$$F_1 = Iba.$$

Аммо  $F_1$  ва  $F_2$  кучлар сон жиҳатдан тенг, лекин қарама қарши йўналган бўлади. Бундай ҳосил бўлган  $F_1$  ва кучларга *жуфт кучлар* дейилади. Шундай қилиб, рамканинг  $AB$  ва  $CD$  томонларига *жуфт кучлар* таъсир қилган экан. Жуфт кучларнинг йўналишига эътибор берар экан миз, қуйидагиларни кўрамиз: жуфт кучлар таъсирида рамка текислиги магнит майдон индукцияси чизиқларига перпендикуляр равишда шундай жойлашишга интиладики, биз магнит майдон йўналиши бўйлаб қарасак, рамкадаги ток соат стрелкаси ҳаракати йўналиши бўйлаб оқаётган бўлади. Бошқача қилиб айтганда, токли рамка магнит майдонда шундай вазиятни эгаллашга интиладики, бунда рамкадаги токнинг рамка ўқида ҳосил қиладиган магнит майдон индукцияси ташқи магнит майдон индукцияси билан бир хил йўналган бўлади (133- б расм).

Рамкага таъсир этувчи жуфт кучларнинг momenti қуйдагига тенг:

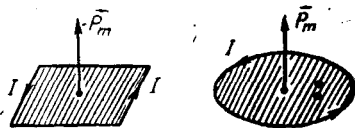
$$M = Fb = Iab, \quad (4.21)$$

бунда  $b$  — рамканинг  $BC$  томонининг узунлиги.

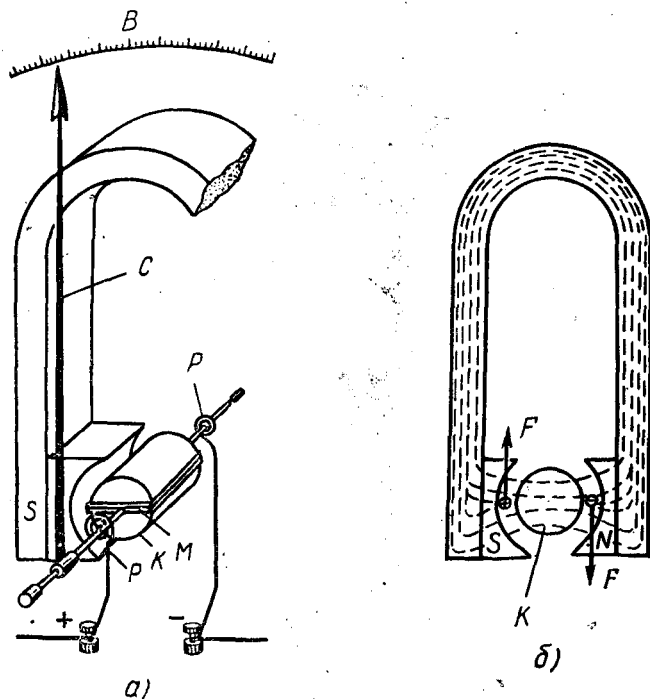
Рамкадан оқаётган ток кучи билан рамка юзининг кўпайтмаси рамканинг магнит моментига тенг эканлигини юқорида кўрган эдик. Рамканинг юзи  $S = ab$  эканлигини эътиборга олсак, у ҳолда қуйдагини ёзиш мумкин:

$$M = p_m B. \quad (4.22)$$

$p_m = IS$  — магнит momenti, вектор катталиги бўлиб, у контур текислигига ўтказилган мусбат нормаль бўйича йўналган. Тажрибаларнинг кўрсатишича, магнит моментининг сон қиймати контурдан ўтаётган



134- расм.



135- расм.

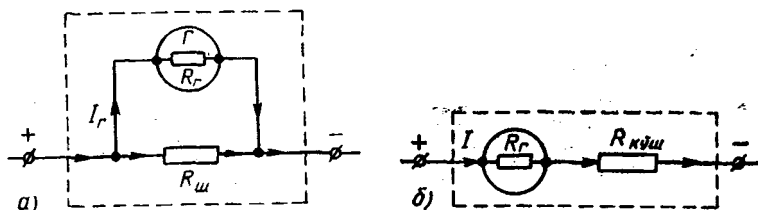
ток кучи билан унинг катталигига боғлиқ бўлиб, контурнинг шаклига боғлиқ эмас (134-расм).

Шундай қилиб, магнит майдонга киритилган токли рамкага магнит моментига пропорционал бўлган жуфт кучлар momenti таъсир қилади ва бу куч momenti рамкани унинг текислиги майдонга перпендикуляр жойлашадиган қилиб буради. Рамканинг магнит momenti эса ўз навбатида ундан ўтаётган ток кучига пропорционалдир. Бу ҳолдан магнитоэлектр системадаги электр ўлчов асбобларининг тузилишида фойдаланилади.

135-расмда ғалтаги айланадиган гальванометрнинг тузилиши кўрсатилган. Кучли пўлат магнитнинг қутбларини орқасига  $K$  темир цилиндр билан унга қийдирилган енгилгина  $M$  алюминий рамка жойлаштирилган. Бу рамкага изоляция қилинган ингичка симдан ғалтак ўралган. Рамка иккита ярим ўққа маҳкамланган: олдинги ярим ўқ айланган вақтда  $B$  шкала бўйлаб юрадиган  $C$  стрелка стрелка боғланган. Ғалтакли рамкани маълум вазиятда иккита  $P$  спираль пружина тутиб туради. Ўлчанадиган ток ғалтакка  $P$  пружиналар ва ярим ўқ орқали берилади. Ғалтакдан ток ўтаётганда ғалтак магнит майдонда бурилади, бунда пружиналар буралади, бу ҳол  $C$  стрелка ёрдамида  $B$  шкалада ўз аксини топади. Ток қанча кучли бўлса, рамканинг бурилиш бурчаги ҳам шунча катта бўлади.

Бу системадаги гальванометрлар жуда сезгир, жуда аниқ ва шкаласининг бўлимлари ораси бир-бирига тенг бўлади. Ғалтакдан ўтаётган токнинг йўналиши ўзгарганида рамканинг айланиш йўналиши ҳам ўзгаради, шунинг учун магнит электр асбоблар ўзгарувчан токларни ўлчаш учун ярамайди.

Гальванометрнинг ғалтагига катта қаршилик кетмакет қилиб уланса, бу асбоб ёрдамида кучланишларни ўлчаш мумкин. Катта қўшимча қаршилик уланган гальванометр — *вольтметр*дир.

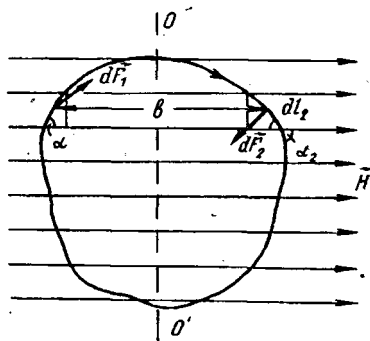


136-расм.

Гальванометрга шунт уланса, у ҳолда анча кучли тоқларни ўлчаш учун ишлатиладиган асбоб — амперметр ҳосил бўлади. 136-а расмда амперметрнинг тузилиш схемаси, 136-б расмда эса вольтметрнинг тузилиш схемаси кўрсатилган. Шунт ва қўшимча қаршиликлар асбоблар корпусининг ичида жойлаштирилган бўлади.

### 60-§. Магнит майдонда тоқли контур

Бир жинсли магнит майдонда 137-расмда кўрсатилган ихтиёрий шаклда ток ўтаётган берк контур — сим берилган бўлсин. Магнит майдон индукция вектори контур сиртига параллел. Тоқли контурни чексиз  $dl$  қисмчалар—элементларга бўламиз. Ампер қонунига асосан ҳар бир ток элементи  $Idl$  га



137- расм.

$$dF_1 = B_0 Idl_1 \sin \alpha_1 = B_0 Idh$$

куч таъсир қилади. Бундаги  $dh = dl_1 \sin \alpha_1$ ,  $\alpha$  эса  $\vec{dl}$  ва  $\vec{B}$  орасидаги бурчак. Контурнинг қарама-қарши томондаги  $Idl_2$  ток элементига

$$dF_2 = B_0 Idl_2 \sin \alpha_2 = B_0 Idh$$

куч таъсир этади.

Чап қўл қондасига мувофиқ  $dF_1$  куч  $dF_2$  кучга қарама-қарши томон йўналган бўлиб, улар жуфт куч ҳосил қилади-лар, бу кучнинг моменти

$$dM = b \cdot dF_1 = b \cdot B_0 Idh = B_0 IdS, \quad (4.23)$$

$b$  — бу ерда иккита  $dl_1, dl_2$  элементлар орасидаги масофа. Бундан ташқари  $dS$  — кучланганликнинг иккита қўшни чи-зиқлари  $dl_1$  ва  $dl_2$  элементлар орасидаги юзи, бу ҳосил бўл-ган ифодани контурнинг ҳамма юзи бўйича интеграллаб, тоқли контурнинг ҳаммасига таъсир этувчи моментни топа-миз. У (4.22) ни ўзидир

$$M = \int_S IBdS = BIS = Bp_m.$$

Бу ифодани вектор кўринишида ёзсак, куч momenti индукция вектор momenti билан ток магнит моментининг вектор кўпайтмасига тенг:

$$\vec{M} = [\vec{B} p_m]. \quad (4.22^a)$$

Бу ерда  $p_m = IS$  — берк токнинг магнит momenti. Агар битта контур — ўрам бўлмай,  $n$  ўрамли соленоид бўлса, соленоид ўқини магнит майдонга параллел ҳолатга келтириш учун магнит майдон томонидан унга таъсир этувчи айлантувчи момент

$$M = n B p_m \quad (4.24)$$

бўлади. Агар магнит майдон токли контур сиртига тик йўналган бўлса, айлантувчи момент нолга тенг бўлиб, контурга ампер кучлари таъсир этиб, майдон ва ток йўналишига қараб контурни сиқади ёки чўзади. Бу момент таъсирида контур  $OO'$  ўқ атрофида  $90^\circ$  га бурилади.

Ўзгарувчан ток генератори, ўзгармас ток динамик машиналари, электромоторлар ва кўпчилик электродинамик ўлчов асбоблар магнитнинг токка ёки токнинг магнитга таъсирига асосланган.

### 61- §. Токли ўтказгичнинг магнит майдонда ҳаракатланишида бажарилган иш

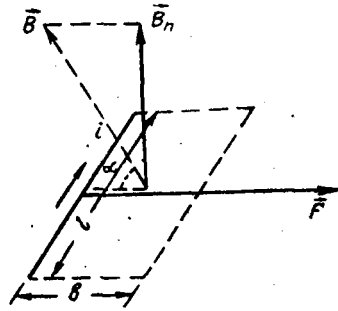
Ўзгармас токнинг берк занжирида зарядларнинг кўчиши учун бир томондан кулон кучи сабаб бўлса, иккинчидан токци доимий бўлиши учун камаё борувчи мусбат ва манфий зарядларнинг ўрнини тўлдирувчи ёт кучлар ҳам сабаб бўлади. Бу кучларнинг заряд бирлигига тўғри келувчи қисми, яъни кучланганликлар  $\vec{E}_k$  ва  $\vec{E}_{\text{ёт}}$  бўлиб, натижаловчи кучланганлик  $\vec{E} = \vec{E}_k + E_{\text{ёт}}$ . Занжирнинг  $dl$  қисмида заряд бирлигининг берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарган иши  $\oint (E_k + E_{\text{ёт}}) dl$  бўлар эди.

Магнит индукцияси  $\vec{B}$  бўлган муҳитда  $I$  токли ўтказгичнинг ҳаракат этишини кўрайлик. Магнит майдонга киритилган узунлиги  $l$  бўлган токли ўтказгичга Ампер қонуни бўйича магнит майдон  $F_A = IB l \sin \alpha$  куч билан таъсир этиб, уни  $b$  масофага кўчирса,

$$\Delta A = F_A b = IB l b \sin \alpha = IB \Delta S \sin \alpha \quad (4.25)$$

иш бажаради. Бу тенгламадаги  $bl = \Delta S$  — ўтказгичнинг магнит майдонини кесиб ўтган юза. Иккинчидан  $\alpha$  —  $\vec{B}$  билан  $\vec{F}$  орасидаги бурчак бўлиб,  $bl$  юзага туширилган нормал йўналишидаги  $\vec{B}$  индукциянинг проекцияси (138-расм)  $B_n = B \sin \alpha$  ҳисобга олинса,  $dS$  юзани кесиб ўтган магнит оқими

$$\Delta \Phi = \int_S B_n dS \quad (4.26)$$



138-расм.

га тенг бўлади. СИ бирликлар системада магнит оқимининг бирлиги қилиб «вебер» қабул қилинган. (Бу «вебер» бирлигининг таърифи Фарадейнинг индукция қонунида айtilган, шунингдек магнит индукция бирлиги «тесла» ҳам шу ерда кўрсатилган.)

Юқоридаги тенгламаларда (4.26) ни (4.25) га олиб бориб қўйсақ, (4.25) қуйидагича ифодаланади:

$$\Delta A = I \Delta \Phi. \quad (4.27)$$

Демак, токли ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланганда бажарилган иш ток кучи билан магнит индукция оқимининг ўзгаришига боғлиқ экан.

## V Б О Б. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

### 62- §. Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей ишлари

Даниялик физик Эрстед 1820 йилда токнинг магнит таъсирини аниқлагандан сўнг, инглиз физиги Фарадей бу кашфиёт билан танишгач, шундай хулосага келади: модомики, берк ўтказгич бўйлаб оқаётган ток магнитни ҳаракатга келтирар экан, магнитнинг ҳаракатланиши ҳам берк ўтказгичда ток ҳосил қилиши керак ва бу хулосанинг тўғрилигини Фарадей 1831 йилда кўп тажрибалар асосида тасдиқлайди. У магнит майдонда сим ўрамли ғалтак ва гальванометрдан иборат берк контур илгариланма ҳаракат қилганда ёки бурилганда, шунингдек, қўзғалмас контур маълум вақт давомида ўзгарув-

чан магнит майдонда турганида контурларда ток ҳосил бўлишини аниқлади.

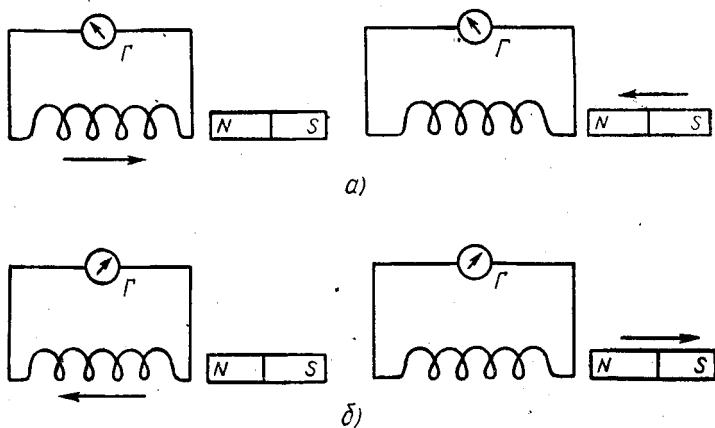
Магнит майдоннинг ўзгариши туфайли берк контурда ҳосил бўлган ток *индукцион ток*, *ҳодисанинг ўзи эса электромагнит индукция ҳодисаси деб аталади*. Индукцион токни ҳосил қилувчи электр юритувчи куч *индукцион электр юритувчи куч (индукция-ЭЮК)* деб аталади.

Фарадейнинг индукцион ток ҳосил бўлишининг шартларини аниқлашга доир тажрибаларни кўриб чиқамиз.

1. Агар магнит контур ичига киритилса ёки контурдан чиқарилса; берк контурда ток индукцияланади, магнит ғалтакка яқинлаштирилганда ёки ғалтак магнитга яқинлаштирилганда ҳам гальванометр стрелкаси бир томонга оғади (ғалтак ичидаги магнит оқими орта боради), магнитни ғалтакдан узоқлаштирилганда ёки ғалтак магнитдан узоқлаштирилса (магнит оқими камайиб боради) стрелка бошқа томонга оғади, яъни магнит индукция оқимининг ортиши ёки камайиши билан индукцион ток йўналиши олдинги ҳолатдан ўзгаради (139-а, б расм).

Демак, магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида индукцион ток ҳосил бўлар экан.

Магнит қанча кучли, унинг ҳаракати қанча тез ва ғалтакдаги сим ўрамлари сони қанча кўп бўлса, индукцион токнинг кучи ҳам шунча катта бўлади. Агар магнитни берк ғалтак яқинига ёки ҳатто ғалтак ичига жой-



139- расм.



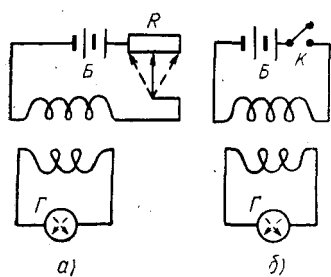
лаштирсак, магнит қўзғалмаганда индукцион ток ҳосил бўлмайди. Бундан шундай хулоса чиқадики, берк контурда индукцион токни ҳосил қилиш учун биргина магнит майдоннинг мавжуд бўлишигина етарли бўлмай, балки магнит майдон ўзгариши керак.

2. Икки ғалтакни ёнма-ён қўйиб, иккинчи ғалтакнинг учларини гальванометрга улаб, биринчи ғалтакнинг учларини ток манбаига улайлик. Биринчи ғалтакдаги ток кучини  $R$  реостат билан ўзгартириб (140-а расм), ёки калит ёрдамида занжирга улаб-узиб турилса (140-б расм), иккинчи ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлганини кўриш мумкин. Бу иккала ҳолда ҳам иккинчи ғалтакни кесиб ўтувчи магнит индукция оқими ўзгаради, чунки биринчи ғалтак занжирида ток ўзгаради.

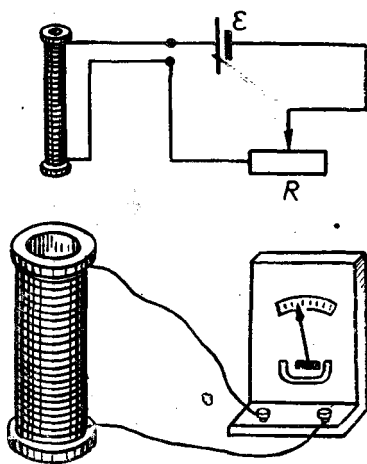
3. Бир ғалтак иккинчи ғалтак ичига жойлашиши, унга яқинлашиши ёки узоқлашиши мумкин (141- расм). Катта диаметрли ғалтакқа гальванометр улаб, берк занжир ҳосил қилайлик. Кичик диаметрли ғалтакка ток манбаи, реостат орқали улаб берк занжир ҳосил қилиб, ундаги ток кучини реостат орқали ўзгартирсак ёки ғалтакларни бир-бирига яқинлаштириб ёки узоқлаштирсак, гальванометр стрелкаси оғанлигини кўрамиз (унинг оғиши юқоридаги тажрибалардаги кузатишга мос келадди).

Бу тажрибаларга асосан қуйидаги хулосага келамиз:

1. Ғалтакнинг шакли ўзгармаган ҳолда магнит оқи-



140- расм.



141- расм.

мининг ҳар қандай усулда ўзгариши берк занжирдаги гальванометр стрелкасининг оғишига олиб келади. Ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналиши магнит оқими йўналишининг ўзгаришига боғлиқ.

2. Ғалтакдаги сим ўрамлар сони кўп, магнит индукция оқимининг ўзгариши тез бўлса, индукция ҳодисаси кучли бўлади.

3. Агар ғалтак ичида ферромагнит жисм бўлса, эф-фект кучли бўлади. Бундан индукция ҳодисаси магнит майдон кучланганлигига эмас, балки магнит майдон индукциясига боғлиқ эканлиги келиб чиқади.

4. Агар эф-фект кузатилаётган контурнинг фақат қаршилигини ўзгартирсак ҳам гальванометр кўрсатиши ўзгаради, яъни қаршилик ортса, у кичик қийматни, қар-шилиги камайса, катта қийматни кўрсатади.

Демак, ҳодиса ўтказувчанлик токига боғлиқ бўлмас-дан, балки электр индукция майдонининг ҳосил бўлиши-га боғлиқ бўлар экан. Бу кузатилган тажрибаларнинг ҳаммасида ҳам электр майдон кучланганлик векторининг ҳосил бўлиши кузатилаёпти, буларга асосан Фарадей ўзининг қуйидаги қонунини таърифлайди: *кузатилаётган контур I бўйича олинаётган электр майдон кучланганли-гининг циркуляцияси шу контурни кесиб ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлиги орқали аниқла-ниб, бу циркуляция контурда ҳосил бўлаётган индукцион ЭЮК га тенг:*

$$\mathcal{E}_i = \oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B dS. \quad (5.1)$$

Бундан магнит индукция оқимининг бирлиги *веберни* қуйидагича таърифлаш мумкин: *агар берк контур билан чегараланган юз орқали ўтадиган магнит индукция оқи-ми бир секунд ичида нолгача бир текис камайганда кон-турда бир вольт индукция ЭЮК ҳосил бўлса, бу магнит индукция оқими бир веберга тенг бўлади.*

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot \text{с}.$$

*R* қаршиликка эга бўлган контурда ҳосил бўлаётган ин-дукцион токнинг оний қиймати

$$i = \frac{\mathcal{E}_i}{R}$$

бўлиб, кузатиш давомида контурдан ўтаётган тўла заряд миқдори қуйидагича ифодаланади:

$$q = \int_0^t i dt = - \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} \frac{d\Phi}{R} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} = - \frac{\Delta\Phi}{R}.$$

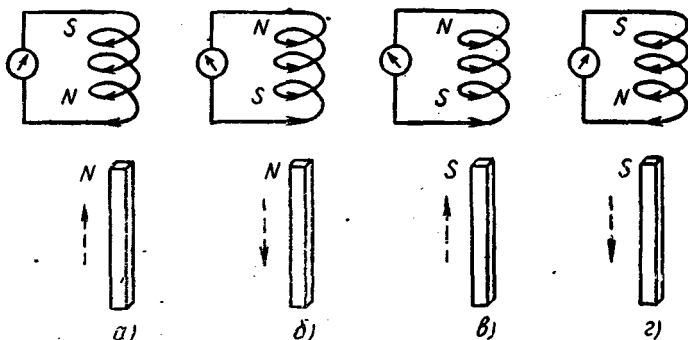
Демак, заряд миқдори магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлигига боғлиқ бўлмай, балки магнит майдон индукция оқимининг ўзгаришига боғлиқ бўлар экан.

### 63- §. Ленцнинг индукция қонуни

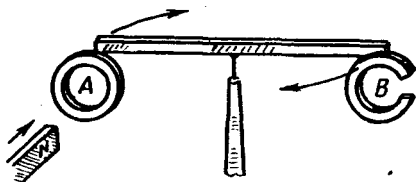
Э.Х. Ленц индукцион токнинг йўналишини аниқлаш учун кўп ўтказган тажрибалари асосида магнит қутбни ғалтакка яқинлаштирганда ғалтакнинг магнитга яқин учида шу қутб билан бир хил қутб ҳосил бўлишини (142- а, в расмлар), магнитнинг қутбини ғалтақдан узоқлаштирганда эса ғалтакнинг магнитга яқин учида бошқа исмли (қарама-қарши) қутб ҳосил бўлишини аниқлади (142- б, г расмлар). Бундан индукцион токнинг магнит майдони уни ҳосил қилувчи магнит майдоннинг ҳаракатига қаршилиқ қилиши кўринади.

Тажрибалар натижаларини умумлаштириб Ленц индукцион ток йўналишини аниқлади ва унинг шарафига **Ленц қонуни** деб аталиб, қуйидагича таърифланади: *ҳар доим индукцион токнинг магнит майдон индукцияси токнинг ўзини юзага келтирган магнит майдон индукция оқимининг ўзгаришига қарама-қарши таъсир кўрсатади.*

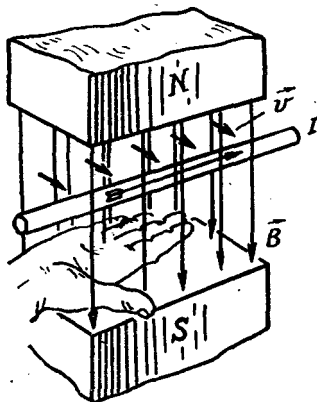
143- расмда Ленц қонунини тасдиқловчи тажрибани намоён қиладиған асбоб кўрсатилган. Вертикал ўқ



142- расм.



143- расм.



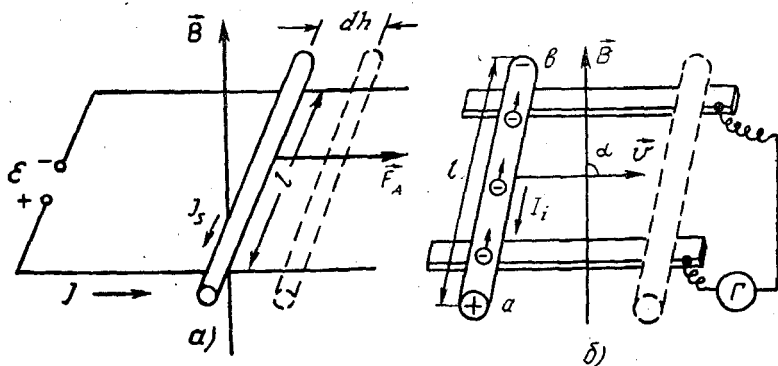
144- расм.

атрофида эркин айлана оладиган қилиб ўрнатилган стерженнинг икки учига бири яхлит  $A$ , иккинчисининг учлари туташмаган  $B$  иккита алюминий ҳалқа ўрнатилган. Яхлит ҳалқага магнит яқинлаштирилганда ёкч узоқлаштирилганда ҳалқадаги эркин электронлар ташқи магнит майдон таъсирида тартибли ҳаракатга келиб, берк контурдан ўтаётган ток каби индукцион ток ҳосил бўлади. Бу токнинг магнит майдони уни ҳосил қилаётган магнитнинг майдонига қарши таъсир кўрсатади ва натижада система ҳаракатга келади.

Магнитнинг учлари туташмаган ҳалқага яқинлаштирилганда эса система ҳаракатланмайди, чунки ҳалқадаги эркин электронлар ҳаракатда бўлгани билан, очиқ контурдан ток ўтмагани каби ток ҳосил бўлмайди.

Ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналишини ўнг қўл қондасидан фойдаланиб аниқланади. Агар ўнг қўлимизни магнит майдонда магнит индукция вектори кафтимизга кирадиган қилиб,  $90^\circ$  га керилган бош бармоғимиз эса ўтказгичнинг ҳаракат йўналишини кўрсатадиган қилиб тутсак, у ҳолда ёзилган тўртта бармоғимиз индукцион токнинг йўналишини кўрсатади (144-расм).

Ленц қонунини энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиб чиқариш ҳам мумкин. Бунинг учун бир жинсли магнит майдонда унга тик равишда  $l$  узунликдаги токли ўтказгич ампер кучи таъсирида ҳаракатлансин (145-а расм). Ўтказгичнинг  $dh$  масофага силжиши натижасида  $A = Id\Phi$  иш бажаради:  $d\Phi$  — ўтказгич ҳаракати туфайли кесиб ўтилган индукция оқими ( $d\Phi = Bl dh$ ). Ўтказгич қаршиликка эга



145- расм.

бўлганлиги учун Жоуль—Ленц иссиқлиги  $I^2 R dt$  ҳосил бўлади. Умумий ҳолда манбанинг  $dt$  вақтда бажарган иши учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагидан иборат:

$$\mathcal{E} I dt = I^2 R dt + I d\Phi,$$

ток кучини аниқласак,

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_i}{R}, \quad (5.2)$$

бунда

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (5.3)$$

Бу индукцион ЭЮК дир, бу ифодадаги минус ишораси индукцион ЭЮК нинг йўналиши уни ҳосил қилаётган занжирга уланган ЭЮК га қарама-қарши йўналганлигини кўрсатади.

Энди занжирдаги манбани олиб ўрнига гальванометр уласак (145- б расм) ва ўтказгични ампер кучи ҳаракатлантирган йўналишда ташқи куч таъсирида ҳаракатлантирсак, гальванометр занжирда олдинги ток йўналишига қарама-қарши йўналишда индукцион ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Чунки бу вақтда магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгич таркибидаги эркин электронларга Лорентц кучи таъсир этиб, берк контур бўйича заряд ҳаракатланиб, занжирда ток ҳосил бўлади.

## 64- §. Ҷиндукция ҳодисаси. Экстра тоқлар. Индуктивлик

Контурни кесиб ўтадиган магнит оқимининг ўзгариши рўй берадиган барча ҳодисаларда электромагнит индукция ҳодисаси рўй беради.

Кузатилаётган контурдан ўтаётган ток кучининг ўзгариши контурда қўшимча ток кучи ҳосил қиладиган контурдаги ЭЮК ни ҳосил бўлишига олиб келади. Бу ҳодисага *ўзиндукция*, ўзиндукцион ЭЮКни ҳосил қиладиган қўшимча кучга *ўзиндукция экстра токи* дейилади.

Ўзиндукция ЭЮК и нималарга боғлиқ ва у қандай катталиклар билан ифодаланади? Ихтиёрий нуқтада ҳосил бўлувчи магнит индукция вектори ғалтакдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал:

$$\Phi = IL.$$

Бунда  $L$  — контурнинг *индуктивлиги бўлиб, контурдан бир бирлик ток кучи ўтганда контурда ҳосил бўлувчи магнит индукция оқимига сон жиҳатдан тенг бўлган катталикдир.*

Ўзиндукция ҳодисасига (5.3) тенгламани татбиқ этсак,

$$\mathcal{E}_s = - \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (5.4)$$

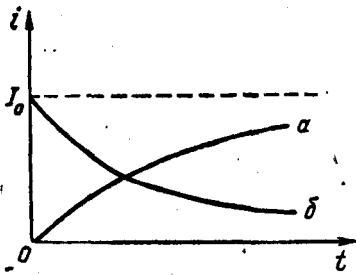
ҳосил бўлади. (5.4) дан кўринадики, ўзиндукция ЭЮК ток кучининг ўзгариш тезлигига тўғри пропорционал бўлар экан. (5.4) дан индуктивлик

$$L = \frac{\mathcal{E}_s}{dI/dt} \quad (5.5)$$

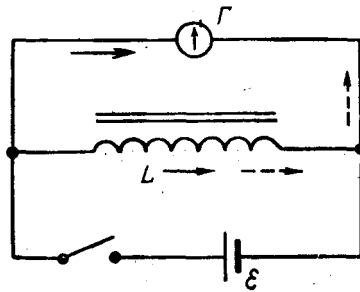
бўлади. Бу ифодадан фойдаланиб, унинг бирлигини аниқласак, *контурдаги ток бир секундда бир амперга ўзгарганда бир вольт ўзиндукция ЭЮК и ҳосил бўлса, бу контурнинг бирлигини бир генри дейилади:*

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А/1с}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}$$

Ҳар қандай контурни ток манбаига улаган заҳоти ток кучи энг катта қийматга эришмайди, бунинг учун маълум вақт ўтади. Бу вақтда контурда уланиш экстратоки ҳосил бўлади (146- расмдаги  $a$  чизик).



146- расм.



147- расм.

$$i = I_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right). \quad (5.5)$$

Бунда  $I_0$  — токнинг эришиши зарур бўлган максимал қиймати,  $R$  — занжир қаршилиги,  $L$  — индуктивлик.

Калит узилганда эса ток кучи нолга тенг бўлиши учун яна вақт керак. Бу вақтдаги токка *узилиш экстратоки* дейилади (144- расмдаги  $b$  чизиқ). У қуйидагича ифодаланadi:

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5.6)$$

Бунда  $\tau = \frac{L}{R}$  — занжирнинг доимий вақти дейилади ва у ток кучини қанча вақтда  $e$  марта ўзгаришини кўрсатади. Занжирнинг қаршилиги ( $R$ ) қанча кичик бўлиб, унинг индуктивлиги ( $L$ ) қанча катта бўлса, занжирдаги токнинг камаюви шунча секин бўлади. Экстратокларнинг ҳосил бўлишини 147- расмда келтирилган схема асосида тушуниш мумкин. Бунда кўп ўрамли темир ўзақли ғалтакка параллел равишда гальванометр уланган. Занжир ток манбаига уланганда манба ЭЮК йўналишига қарама-қарши йўналишда ғалтакда уланиш индукцион ЭЮК ҳосил бўлади. Бу ҳолдаги ток йўналиши расмда туташ стрелка билан кўрсатилган. Занжирни узилганда эса ғалтакда индукцияланган ЭЮК ғалтакдаги токни аввалги йўналишини сақлайди, аммо занжир манбадан узилган бўлгани учун узилиш экстратоки гальванометр орқали пунктир стрелка билан кўрсатилган йўналишда ўтади.

Ғалтак индуктивлигини ҳисоблайлик. Унинг узунлиги  $l$  ва умумий сим ўрамлар сони  $N$  та бўлсин. У вақтда узун-

лик бирлигидаги ўрамлар сони  $n = \frac{N}{l}$  бўлиб, унда ҳосил бўлувчи магнит майдон индукцияси

$$B = \mu\mu_0 In.$$

Ўтаётган оқим:

$$\Phi_1 = BS = \mu\mu_0 nIS.$$

Тутиниш оқими:

$$\Phi = N\Phi_1 = \mu\mu_0 n^2 ISl.$$

Ўзиндукция ЭЮК и эса]

$$\mathcal{E}_S = - \frac{d\Phi}{dt} = \mu\mu_0 n^2 Sl \frac{dI}{dt}$$

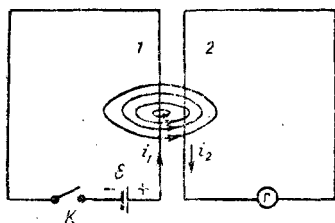
бўлиб, уни (5.4) билан таққосласак, индуктивлик

$$L = \mu\mu_0 n^2 Sl \quad (5.7)$$

бўлади. Бу ифода бир қатлам ўралган тороид ёки жуда узун соленоид (ғалтак) учун ўриналидир.

### 65- §. Ўзаро индукция ҳодисаси

Бир-биридан маълум масофада жойлашган иккита контур олайлик. Уларнинг бирига ток манбаи, иккинчисига эса гальванометр уланган бўлсин (148- расм). Агар биринчи контурдаги калитни уласак, иккинчи контурда индукцион ток ҳосил бўлганлигини гальванометр стрелкасининг оғишидан биламиз. Бунда ҳосил бўлган ЭЮК ток кучи энг катта қийматига эришгунча орта боради. Фарадей қонунига асосан бу ЭЮК  $\mathcal{E}_2$  биринчи контурда ҳосил бўлган магнит индукция оқими  $\Phi_1$  нинг ўзгаришига тўғри пропорционал бўлиб, контурни кесиб ўтади. Иккинчидан бу  $\Phi_1$  оқим шу биринчи контурдан ўтган ток кучига про-



148- расм.

порционал бўлади, яъни

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_1}{dt} = - M_{12} \frac{di_1}{dt} \quad (5.8)$$

$M_{12}$  — ўзаро индукция коэффициенти бўлиб, иккала кон-



турнинг геометриясига боғлиқ. Агар бу контурлардаги манба билан гальванометрнинг ўринларини алмаштирсак, у вақтда биринчи контурда ҳосил бўлувчи индукцион ЭЮК:

$$\mathcal{E}_1 = -M_{21} \frac{di_2}{dt}. \quad (5.8^a)$$

Энди бу контурларни бир-бирига нисбатан чексизликдан  $r$  масофагача яқинлаштирайлик. У вақтда контурлар бир-бирининг магнит индукциясига кириши натижасида бажарган ишлари ўзаро тенг бўлади. Биринчи контур майдонига иккинчи контур кирганда бажарган иши  $A_{21} = i_1(\Phi_2 - 0)$  ва аксинча биринчи контур иккинчи контур майдонига кирганда бажарилган иш  $A_{12} = i_2(\Phi_1 - 0)$  бўлади. У вақтда

$$i_1 \Phi_2 = i_2 \Phi_1. \quad (5.9)$$

Оқимнинг ток кучига тўғри пропорционал эканлигини ҳисобга олсак,

$$\Phi_1 = M_{21} i_2 \quad \text{ва} \quad \Phi_2 = M_{12} i_1.$$

У вақтда (5.9) қуйидагича ифодаланади:

$$i_1 i_2 M_{12} = i_2 i_1 M_{21},$$

бундан

$$M_{12} = M_{21}$$

келиб чиқади. Ҳар доим бу коэффициентлар ўзаро тенг бўлади. (5.8) формулалардан кўринадики, ўзаро индукция коэффициенти ҳам индуктивлик каби генри ҳисобида ўлчанади.

*Олинган икки ўтказгичнинг бирида ток кучи бир секундда бир амперга текис ўзгариши натижасида иккинчи ўтказгичда бир вольт ЭЮК индукцияланса, бундай иккита ўтказгичнинг ўзаро индукциясига бир генри дейилади.*

## 66- §. Магнит майдон энергияси ва унинг зичлиги

Агар ўтказгичдан ўзгармас ток ўтиб турса, биламизки индуктивлик катта бўлганда ҳам Жоуль — Ленц қонунига мувофиқ ўтказгичда шу ток кучининг квадратига пропорционал иссиқлик миқдори — ички энергия

$$\mathcal{E} \text{ ил.} = I^2 R dt \quad (5.10)$$

ажралиб туради. Аммо занжир уланиши билан ток кучи

аста-секин орта борса, унинг атрофидаги магнит майдон оқими ҳам кўпайиб боради, бу оқим ўзгариши натижа-сида индукция қонунига мувофиқ ўтаётган ток йўнали-шига қарама-қарши йўналган индукция токини ҳосил қилади.

Ўтказгичдаги электр майдон энергияси магнит май-дон энергиясига айланади. Индуктивлиги  $L$  бўлган зан-жирдан ўтаётган барқарор ток учун Ом қонуни

$$i = \frac{\mathcal{E} - L \frac{di}{dt}}{R}.$$

Бу ифодани ҳар иккала томонини  $iRdt$  га кўпайтирсак,

$$i^2 R dt = i \mathcal{E} dt - i L di$$

келиб чиқади. Бу ихтиёрий олинган занжирда энергия-нинг сақланиш қонунини ифодалайди. Бу ифодадаги  $L di$  ўзгармас ток занжиридаги энергиянинг сақланиш қонунидан фарқли бўлиб, индукция ҳодисаси ток билан боғлиқ бўлган магнит индукция оқимини ҳосил қилиш учун элементар бажарилган ишни ифодалайди. Агар  $t$  вақт давомида ток кучи нолдан  $I$  гача ўзгарса, бу вақтда умумий бажарилган иш

$$A = \int_0^I L i di = L \frac{I^2}{2} \quad (5.11)$$

бўлади. Бу иш токнинг магнит майдонини ҳосил қилиш-да бажарилган ишдир. Ток уланган вақтда магнит май-дон йўқолиб, жамғариб олинган энергия  $W = A$  занжирга экстратоклар, учқун, ёй ва бошқа энергия кўринишида қайтарилади. (5.11) формулани кинетик энергия  $\frac{mv^2}{2}$

формуласи билан солиштирсак, жисм массаси ролини индуктивлик ўйнаётганлигини кўрамиз, демак индуктив-лик электр занжирининг инертлик ўлчови бўлиб ҳисоб-ланади. (5.11) да занжирда ток кучини барқарор бўлиши учун ЭЮК сарфланишида ажралиб чиқадиган Жоуль—Ленц иссиқлиги ҳисобга олинмайди.

Майдонни характерловчи катталиклар орқали магнит майдон энергиясини ифодалайлик. Бунинг учун жуда узун соленоид олайлик. Унинг индуктивлиги (5.7) га асосан

$$L = \mu_0 n^2 S l = \mu_0 n^2 V,$$

бунда  $V = Sl$  соленоид ҳажми ва  $H = nI$  ларни ҳисобга олсак (5.11) қуйидаги кўринишни олади:

$$W = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} V. \quad (5.12)$$

Олинган соленоиднинг ичидаги магнит майдони бир жинслидир, чунки у жуда узун. Шунинг учун магнит майдон энергияси соленоид ҳажми бўйича текис тақсимланган деб қараш мумкин. У вақтда магнит майдон энергия зичлиги

$$\omega_m = \frac{W}{V} = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2}. \quad (5.13)$$

Магнит майдон кучланганлиги билан майдон индукцияси орасидаги боғланишни ( $B = \mu\mu_0 H$ ) эътиборга олсак, (5.12) қуйидаги кўринишларда ифодаланади:

$$\omega_m = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}. \quad (5.13^a)$$

Бу ифодани 18-§ да ифодаланган электр майдон энергия зичлиги билан таққосласак, кўриниши ва мазмуни бир хил бўлиб, электр катталиклар ўрнида магнит катталиклар иштирок этмоқда.

Агар кузатилаётган магнит майдон ўзгарувчан бўлса, магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун (5.12), (5.13) формулаларни ҳажм бўйича интеграллашимиз керак, яъни:

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} dV. \quad (5.14)$$

## VI БОБ. ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНДА ЗАРЯДЛИ ЗАРРАЛАР ҲАРАКАТИ

### 67- §. Лорен ц кучи

Ток ўтаётган ўтказгич, токсиз ўтказгичдан, унда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати содир бўлиши билан фарқ қилади. Бунда магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир этувчи куч ҳаракатланувчи алоҳида заряд (электрон) ларга таъсир этувчи кучлардан иборат, бинобарин, таъсир зарядлардан улар оқаётган ўтказгичга берилиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Ҳаракатланаётган зарядларга магнит майдон томони-

дан берилган импульс тўқнашиш пайтида металлнинг кристалл панжараси ионларига ёки электролит молекулаларига узатилади. Бу хулоса бир қатор тажрибалар асосида тасдиқланади. Хусусан, эркин ҳаракатланувчи зрядланган зарралар дастаси магнит майдон таъсирида оғади.

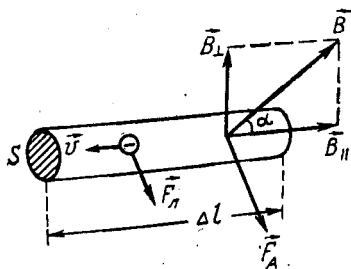
Энди ҳаракатланаётган зарядга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучнинг ифодасини топайлик. Бунинг учун ампер қонунидан фойдаланамиз. Ток кучи сон жиҳатидан ўтказгич кесимидан вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдорига тенг. Агар айрим зарядларнинг катталиги  $q$ , ўтказгичнинг бирлик ҳажмида ҳаракатланувчи зарядлар сони  $n$ , уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги  $v$  ва ўтказгичнинг кўндаланг кесими  $S$  бўлса, у ҳолда ток кучи  $I = qnvS$  га тенг эканлигини кўриб ўтган эдик.

Ток кучининг бу қийматини (3.50) формулага қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

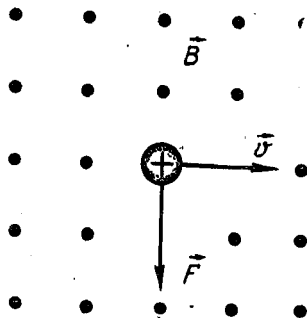
$$F_A = qnvS \Delta l B \sin \alpha,$$

бунда  $\Delta l$  — ўтказгичнинг магнит майдондаги қисмининг узунлиги,  $\alpha$  —  $\Delta l$  билан  $B$  индукция вектори орасидаги бурчак (149-расм). Ўтказгичнинг  $\Delta l$  узунлигидаги ҳаракатланаётган барча зарядлар сони  $N = nS\Delta l$ ;  $F_A$  эса шу зарядларга таъсир этувчи Ампер кучидир. Бундан кўринадики, ҳаракатланаётган ҳар бир зарядга магнит майдони томонидан

$$F_n = \frac{F_A}{N} = qvB \sin \alpha \quad (6)$$



149- расм.



150- расм.

куч таъсир этади. Бу куч Лорентц кучи деб аталади. Лорентц кучи магнит майдон индукцияси билан тезлик векторларига перпендикуляр бўлиб (150-расм), унинг йўналиши ҳам чап қўл қондасига асосан аниқланади.

Расмда майдон индукция вектори ўқувчиларга қараб йўналган.

Агар чап қўлимиз кафтини унга заряд тезлиги  $\vec{v}$  га перпендикуляр бўлган магнит майдон индукциясининг  $\vec{B}$  вертикал ташкил этувчисининг қизиқлари кирадиган қилиб тутиб, ёйилган тўрт бармоқни мусбат заряд йўналишида (ёки манфий заряд йўналишига тескари йўналишда) очилса, у ҳолда  $90^\circ$  га керилган бош бармоғимизнинг йўналиши зарядга таъсир этувчи  $\vec{F}_L$  Лорентц кучининг йўналишини кўрсатади (149-расмга қаранг).

Кузатилаётган элементар зарядга магнит майдондан ташқари электр майдон ҳам таъсир этса Лорентц кучи қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q\vec{v}B = q(\vec{E} + \vec{v}B), \quad (6.2)$$

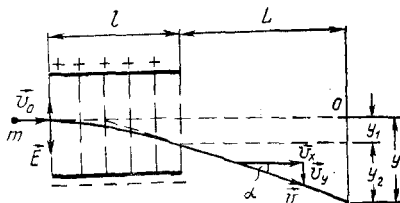
уни вектор кўринишида ёзсак

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}B]. \quad (6.2^a)$$

Лорентц кучи ҳар доим зарядланган зарранинг йўналишига перпендикуляр йўналгандир, шунинг учун Лорентц кучи зарра устида иш бажармайди. Демак, зарядланган заррага ўзгармас магнит майдон орқали таъсир этиб, унинг энергиясини ўзгартириши мумкин эмас.

## 68- §. Электр ва магнит майдонларда зарядли зарралар ҳаракати

1. Зарядли зарра бир жинсли электр майдонда ҳаракатланаётган бўлсин. Электронлар оқими дастасини қилиб қилиш осон бўлади. Электронларнинг ҳаракатини қарайлик. Электрон дастасига ташқи таъсир бўлмаса, қаршисида турган экраннинг  $O$  нуқтасига бориб тушадди (151-расм). Энди электрон дастаси қоплам узунлиги  $l$  бўлган



151-расм.

зарядланган ясси конденсатор қопламалари орасидан ўтиб экранга келиб тушсин. Бу ҳолатда магнит майдонни нолга тенг деб қараймиз. Кузатиш аниқ бўлиши учун конденсаторнинг устки қопламаси мусбат зарядланган бўлиб, электр майдон кучланганлиги қопламанинг устки қисмидан пастга қараб йўналсин, конденсатор ичидаги ҳосил бўлган электр майдонни бир жинсли деб қараймиз. Конденсатордан экрангача бўлган оралиқ  $L$  бўлсин.

Конденсаторга электронлар  $\vec{v}_0$  бошланғич тезлик билан кириб, унга электр майдон томонидан  $e\vec{E}$  куч таъсирида ўз ҳаракат йўналишларини  $U$  ўқи бўйича ўзгартиради. Конденсатордан чиққандан кейин олдинги йўналиши билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган ҳолатда  $\vec{a}$  тезланиш билан текис тезланувчан ҳаракатланади. Унинг тезланиши:

$$\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}.$$

Конденсатор ичида заряднинг ҳаракатланиш вақти  $t = \frac{l}{v_0}$

бўлиб,

$$y_1 = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left( \frac{l}{v_0} \right)^2 E \quad (6.3)$$

масофага силжиб

$$v_y = at = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0} E$$

тезликка эга бўлади.

Чизмадан кўринадики, зарра олдинги йўналиши билан

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v_y}{v_0} = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0^2} E \quad (6.4)$$

бурчак ҳосил қилади.  $U$  вақтда конденсатордан чиқиб экранга етиб келгунча (6.4) нисбатан яна кўшимча

$$y_2 = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{elL}{mv_0^2} E \quad (6.5)$$

масофага силжийди.  $U$  вақтда  $O$  нуқтага нисбатан умумий силжиш (6.3) ва (6.5) йиғиндисига тенг бўлади:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{el}{mv_0^2} \left( \frac{l}{2} + L \right) E.$$

Бу ифодани (6.4) эътиборга олиб қуйидагича ифодаласак ҳам бўлади:

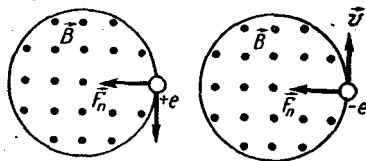
$$y = \operatorname{tg} \alpha \left( \frac{1}{2} l + L \right),$$

бу ифодадан кўринадики, майдондан чиққан зарра худди конденсатор марказидан олдинги йўналишига нисбатан (6.4) билан аниқланаётган  $\alpha$  бурчак ҳосил қилиб ҳаракатлангандек бўлар экан.

**2. Зарядли зарра бир жинсли магнит майдонда ҳаракатлансин.** Бу ҳолатда ташқи электр майдон нолга тенг. Зарядли зарра  $\vec{v}$  тезлик билан бир жинсли магнит майдон индукция векторига тик йўналишда кириб келса, унга Лорентц ва марказдан қочирма кучлар таъсир этиб, R радиусли айлана бўйича қуйидаги тезланиш билан ҳаракатланади:

$$a_n = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} vB. \quad (6.6)$$

Агар тезлик фақат йўналиши бўйича ўзгарса ёки фақат заряднинг ишораси ўзгарса таъсир этувчи кучнинг йўналиши ўзгаради. Агар иккаласи бирдан ўзгарса куч йўналиши ўзгармайди (152-расм). Механикадан маълумки, марказга интилма тезланиш бурчак тезлик орқали



152- расм.

$$a_n = \omega^2 R = \omega v \quad (6.6^a)$$

кўринишда ифодаланар эди. Бу иккала тенгликнинг ўзаро тенглигидан ва ишорасини ҳисобга олсак,

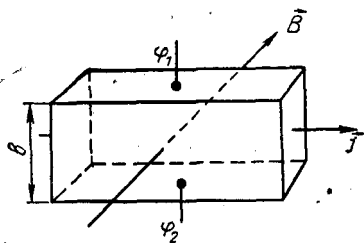
$$\omega = \frac{e}{m} B \quad (6.7)$$

ҳосил бўлади. Бунга *циклик ёки лармор частотаси* дейилади. (6.6) ва (6.7) тенгликлардан фойдаланиб солиштирма зарядларни ҳисоблашимиз мумкин.

Агар заряд тезлиги магнит майдон йўналиши билан қандайдир бурчак ҳосил қилса, у вақтда унинг ҳаракат траекторияси спиралдан иборат бўлади.

## 69- §. Холл эффекти ва унинг қўлланиши

Холл ток ўтаётган металл пластинкани ток йўналишига тик ҳолда магнит майдонига жойлаштирганида пластинканинг токка параллел бўлган томонларида потенциаллар фарқини ҳосил бўлганини аниқлаган.



153- расм.

Бунинг учун шу кузатилаётган ёқларига сезгир гальванометр ёки потенциалометр уланган (153-расм). Бу ҳодиса гальваномангнит ҳодисаларга кириб металл ва ярим ўтказгичларнинг электр хос-

саларининг магнит майдон таъсирида ўзгаришини ифода-далайди.

Бу ҳодисани аниқ физик моҳиятини тасаввур қилиш учун қалинлиги  $h$  бўлган пластинкадан  $j$  ток зичлигини ўтказайлик, бизга металлларнинг электр ўтказувчанлик назариясидан маълумки, ток зичлиги қуйидагича ифодаланadi:

$$j = \frac{I}{S} = env, \quad (6.8)$$

бунда  $n$  — электронлар концентрацияси,  $v$  — электронларнинг ўртача тезлиги.  $U$  вақтда электронга магнит майдон томонидан Лорентц кучи —  $F_L = evB$ , томонлар орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлиши натижасида электр майдон томонидан —  $F = eE$  пластинка ичида ток ва магнит майдонга кўндаланг ҳолда кучлар таъсир этади. Бу кучлар мувозанатга келганида, пластинкада потенциаллар фарқи  $eE = evB$  дан  $E = vB$

$$U = Eh = vBh$$

ҳосил бўлади. Бунга тезлик ифодасини (6.8) дан олиб келиб қўйсақ,

$$U = Bh \frac{j}{en} = \frac{1}{en} Bhj \quad (6.9)$$

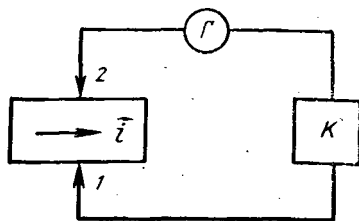
келиб чиқади. (6.9) да майдон индукция вектори, пластинка қалинлиги, ўтаётган ток кучи зичликларини ўзгартиришимиз мумкин. Аммо олинган пластинка учун  $R_x = \frac{1}{en}$  ўз-



гармайди. Бу катталikka Холл коэффициенти дейлади. У вақтда (6.9) қуйидаги кўринишни олади

$$U = R_x B h j. \quad (6.9^a)$$

Холл коэффициенти компенсация методи ёрдамида ўлчанади. Бунинг учун текшириляётган пластинка К компенсатор ва гальванометрдан иборат, 154-расмда кўрсатилгандек берк занжир тузилади. Компенсаторга пластинкада ҳосил бўляётган потенциаллар фарқига тесқари ишорали потенциал



154- расм.

берилади, токи гальванометр нолни кўрсатгунча. Бу вақтда компенсатор кўрсатган кучланиш Холл эффеќтида ҳосил бўлган кучланишга миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Кучланишни билган ҳолда (6.9) формуладан фойдаланиб, Холл коэффициентини ҳисобланади. Тажрибада Холл коэффициентини аниқлаш орқали олинган пластинкада заряд ташувчининг ишорасини ва концентрациясини аниқлашимиз мумкин. Агар текшириляётган модда учун солиштирма электр ўтказувчанлигини билсак, бу моддалардаги заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳам аниқлашга имкон беради. Чунки бу катталиклар орасидаги боғланиш

$$j = enb \quad (6.10)$$

иборат эди.

Кўпчилик металлар учун (6.10) формула ёрдамида аниқланган заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги (5.8 ÷ ÷ 5.6) 10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup> (с.В) оралиғида эканлиги қуйидаги 8- жадвалда келтирилган.

8- жадвал

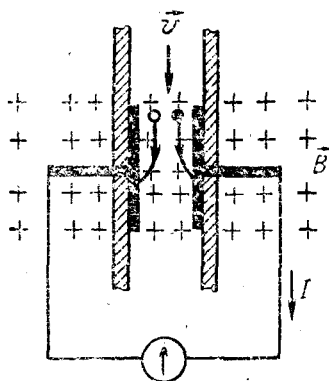
Металлар	Ag	Na	Be	Cu	Au	Li	Al	Cd	Zn
$b, 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{В}}$	56	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

Бундай кичик бўлишининг асосий сабаби, электронлар металлларнинг кристалл панжаралари билан кўп тўқнашади.

Металларда ўрганилгани каби Холл коэффициентини аниқлаш орқали ярим ўтказгичлардан заряд ташувчиларнинг ҳам концентрацияларини ва уларнинг ҳаракатчанликларини аниқлаш мумкин. Бу юқорида Холл эффектини классик назария асосида осонгина ифодаладиқ. Аммо, бу ҳодиса бунчалик осон бўлмасдан, уни квант физикаси асосида мукамал қаралади.

### 70- §. Электромагнит майдонда плазма. Магнитогидродинамик (МГД) генераторнинг ишлаш принципи

Плазма ҳақидаги тушунчалар билан 46- § да танишиб ўтган эдик. Космосдаги жисмлар турли нурланишлар ва юқори ҳарорат таъсирида кучли ионланган плазма ҳолатида бўладилар. Газ билан плазма орасида қуйидаги фарқ мавжуддир. Биринчидан, магнит майдон таъсирида плазма жуда тез ҳосил бўлади. Чунки, плазма таркибидаги зарраларга катта миқдордаги Лорентц кучи таъсир этади. Бу нейтрал газларда бўлмайди. Иккинчидан, плазма таркибидаги электронлар билан ионлар Кулон кучи таъсирида ўзаро жуда кучли таъсирлашадилар. Плазма шунинг учун ҳам юқори электр ўтказувчанликка эгадир. Плазмани, юқори электр ўтказувчанликка эга бўлган магнит майдонидан оқиб ўтувчи туташ



155- расм.

суюқ муҳит деб қараб ўрганиувчи астрофизиканинг магнитогидродинамика соҳаси очилди. Бу назарияга асосан магнитогидродинамик генератор ясалиб, катта миқдорда электр энергия ҳосил қилинган. Унинг ишлаш принципи қуйидагидан иборат. Плазма магнит майдон индукция векторига тик равишда ионлашган суюқлик каби оқиб ўтади (155- расм). Бунинг ичига иккита пластинка ўрнатилган бўлиб, улар ўзаро ташқи томондан

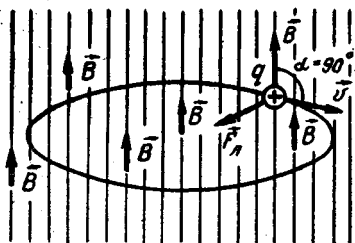
уланган. Плазма таркибидаги ионлар электронлар магнит майдони томонидан ҳосил бўлувчи Лорентц кучи таъсирида плазма оқимидаги мусбат ва манфий зарядли зарралар қарама-қарши томонга ҳаракатланиб пластинкаларга ўз зарядларини бериб, ташқи занжирда электр энергиясини ҳосил қиладилар. Агарда магнит майдон йўналишини ўзгартирсак ёки плазма оқими йўналишини ўзгартирсак ҳам потенциаллар фарқининг ишораси ўзгаради.

## 71- §. Циклотрон

Циклотрон зарядланган зарралар (электронлар, протонлар, альфа зарралар ва бошқа зарралар) ҳаракатини катта (ёруғлик тезлигига яқин) тезликларгача тезлатиш учун хизмат қилувчи қурилма. Бундай зарралар атом ядроларини ўрганиш, радиоактив изотоплар олиш ва шунга ўхшаш мақсадларда фойдаланилади.

Циклотроннинг ишлаш принципини тушуниш учун бир жинсли  $\vec{B}$  магнит майдонда  $q$  зарядли зарранинг ҳаракатини кўриб чиқамиз.

Бу майдоннинг  $\vec{B}$  индукция вектори зарранинг бошланғич  $v$  тезлигига перпендикуляр равишда йўналган бўлсин (156- расм).



156- расм.

Магнит майдон томонидан таъсир этувчи Лорентц кучи зарра тезлигининг модулини ўзгартирмайди, чунки Лорентц кучи бу тезликка перпендикуляр йўналган бўлганлиги учун иш бажармайди, шунинг учун зарранинг кинетик энергияси ўзгармайди. Лорентц кучининг катталиги зарранинг тезлигига ва магнит майдоннинг индукциясига боғлиқ ((6.1) формулага қаранг). Бу иккала катталик ўзгармас бўлганлиги учун Лорентц кучининг модули ҳам ўзгармайди. Шу сабабли зарра Лорентц кучи таъсирида катталиги жиҳатдан ўзгармас бўлган

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{q}{m} vB \quad (6.11)$$

нормал тезланишга эга бўлади, бунда  $m$  — зарранинг массаси ўзгармас нормал тезланиш билан бўладиган

ҳаракат айлана бўйлаб текис ҳаракатдан иборатдир. У вақтда зарра ҳаракатланаётган айлананинг радиуси нормал тезланиш ифодаси

$$a_n = \frac{v^2}{R}$$

формуладан топилади. Бу ифодага тезланишнинг қийматини (6.11) формуладан келтириб қўйиб ҳосил бўлган тенгламани  $R$  га нисбатан ечсак,

$$R = \frac{m}{q} \cdot \frac{v}{B}$$

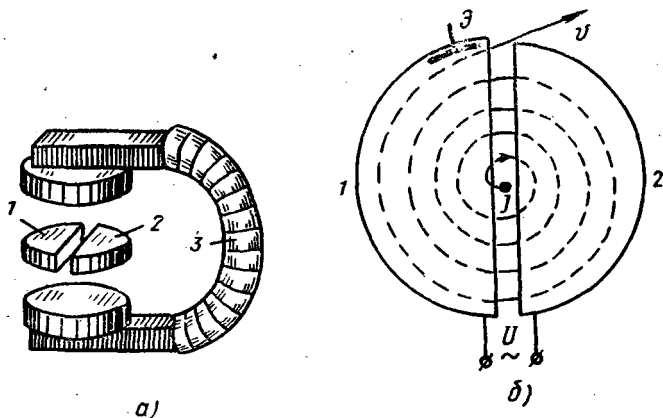
ни оламиз.  $\frac{q}{m}$  нисбат солиштирма заряд дейилади.

Шундай қилиб,  $\vec{v}$  вектор  $\vec{B}$  векторга перпендикуляр бўлган ҳолда зарядланган зарра айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Бундай айлананинг радиуси зарранинг тезлигига ва магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлади.

Зарранинг бир марта айланиши учун кетган вақтни топайлик. Бунинг учун  $2R\pi$  айлана узунлигини зарранинг  $v$  тезлигига бўламиз. Натижада қуйидагини оламиз:

$$T = 2\pi \frac{m}{qB}. \quad (6.12)$$

Зарранинг айлана бўйлаб айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ бўлмай, фақат зарранинг солиштирма



157- расм.

заряди ва майдоннинг магнит индукцияси орқали аниқланар экан. Бу ҳол зарядли зарраларни бир қанча цикл давомида унча катта бўлмаган электр майдон билан тезлаштирадиган қурилма — *циклотрон* яшашга имкон беради. Циклотроннинг принципиал схемаси 157-а расмда тасвирланган. Бу асбоб *дуантлар* деб аталувчи иккита унча баланд бўлмаган ярим доира шаклидаги 1 ва 2 металл қутича кўринишидаги электроддан иборат. Ҳавоси сўриб олинган камера ичига ўрнатилган катта электромагнит қутблари орасига дуантлар жойлашган.

Электромагнит ҳосил қилган майдон бир жинсли ва дуантлар текислигига перпендикулярдир. Камеранинг марказида дуантлар орасида зарядли зарралар манбаи ўрнатилган бўлади. Дуантларга юқори частотали ўзгарувчан  $U_2 = U \sin \frac{2\pi}{T} t$  кучланиш берилади ва бу кучланиш

дуантлар орасидаги бўшлиқда худди шундай частотали ўзгарувчан электр майдонни вужудга келтириб зарраларни тезлаштиради. Тезлаштирилган зарралар ишораси мусбат бўлса, манфий потенциалли дуантнинг ички қисмига учиб қиради, бу жойда электр майдон деярли йўқ (чунки дуант — металл қутичанинг сирти эквипотенциал сирт бўлиб, электр майдон фақат дуантлар орасидаги бўшлиқда бўлади). Зарядли зарралар магнит майдон таъсирида айлана бўйлаб ҳаракатланиб, ярим айланани босиб ўтгандан кейин яна дуантлар орасидаги бўшлиққа чиқиб қолади (157-расм). Дуантлар орасидаги кучланишнинг ўзгариш частотаси шундай танланадики, зарра ярим айланасини ўтиб, дуантлар орасидаги бўшлиққа келган вақтда улар орасидаги потенциаллар айирмаси ишорасини ўзгартиради. У вақтда зарра янгидан тезлатилган бўлади ва биринчи дуантда ҳаракатланганига қараганда каттароқ кинетик энергия билан иккинчи дуантнинг ички қисмига учиб қиради. Катта тезликка эга бўлган зарра иккинчи дуантда катта радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланади, бироқ унинг ярим айланани ўтиш вақти аслича қолаверади ((6.12)-формулага қаранг). Шунга кўра зарра дуантлар орасига кирган вақтда улар орасидаги кучланиш ўз ишорасини яна ўзгартиради.

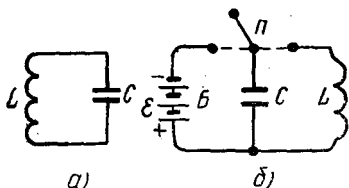
Шундай қилиб, агар кучланишнинг ўзгариш частотасини зарранинг (6.12) формула билан аниқланадиган айланиш даврига мослаштирилса, у ҳолда зарра ҳар гал дуантлар орасидан ўтганда  $qU_0$  га тенг бўлган қўшимча

энергия порциясини олиб, спиралга яқин эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади ( $U_0$ — генератор ишлаб чиқарган кучланиш амплитудаси). Натижада зарра дуантларнинг четига жуда катта тезликда етиб келади ва ундан Э оғдирувчи электрод таъсирида жуда катта кинетик энергия билан чиқади. Масалан, циклотронда протон 25 МэВ энергиягача тезлатилиши мумкин.

## VII БОБ. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТУЛҚИНЛАР

### 72- §. Эркин электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш

Электр заряди, кучланиш, ток кучи, шунингдек, электр ва магнит майдонларининг даврий равишда (ёки деярли даврий равишда) ўзгариб туриш жараёнига *электромагнит тебранишлар* деб аталади.



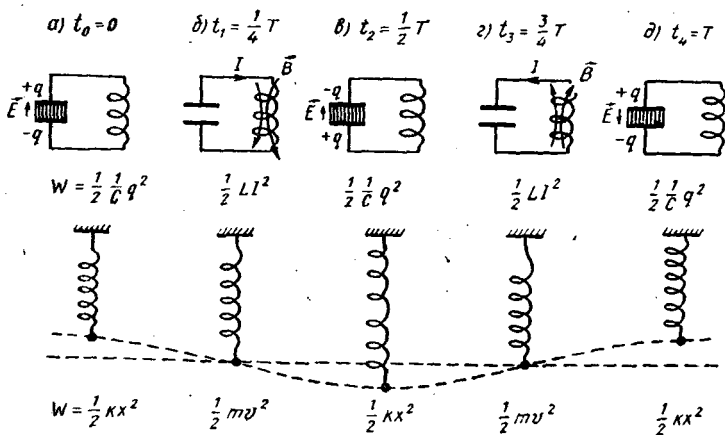
158- расм.

Электромагнит тебранишларни тебраниш контурида ҳосил қилиш мумкин.  $C$  конденсатор ва  $L$  индуктивлик ғалтагидан тузилган электр занжири тебраниш контури деб аталади (158-а расм). Контурнинг актив қаршилиги жуда кичик, яъни деярли нолга тенг деб қаралади.

Контурда электромагнит тебранишларини ҳосил қилиш учун дастлаб конденсаторни зарядлаш керак. Бунинг учун контурни  $P$  қайта улагич ёрдамида  $B$  батареяга улаймиз (158-б расм). Сўнгра конденсаторни батареядан ажратсак, унинг қопламаларида маълум миқдорда қарама-қарши ишорали заряд тўпланади.

Контурда қандай қилиб электромагнит тебранишлар юзага келишини яққолроқ тасаввур қилиш учун контурдаги тебранишларни пружинали маятник тебранишлари билан таққослаб борамиз.

159-расмда тебраниш контури ва пружинали маятник тасвирланган. Конденсатор зарядланмаган ва контурда ток бўлмаган вақтда контурнинг электр энергияси ҳам, магнит энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Мувоза-



159- расм.

нат вазиятида тинч турган маятникнинг механик (потенциал ва кинетик) энергияси ҳам нолга тенг эди.

Вақтнинг дастлабки  $t_0=0$  пайтида конденсаторга  $q$  зарядни берамиз. Конденсатор қопламалари орасида электр майдон ҳосил бўлади (159-а расм). Бу вақтда контур конденсаторни зарядлаш учун бажарилган иш билан ўлчанадиган ва конденсаторни электр майдон энергияси  $\frac{e\varepsilon_0 E^2}{2}$  га тенг энергия запасига эга бўлади. Конденсатор қопламаларига заряд бериш пружинали маятникни ташқи куч таъсирида мувозанат ҳолатидан четга чиқарилиши ва унинг мувозанат ҳолатидан  $x$  оғишига мос келади. Бунда пружина  $\frac{kx^2}{2}$  га тенг бўлган эластик деформациянинг потенциал энергиясига эга бўлади.

Бундан кейинги пайтда конденсатор ғалтак орқали разрядлана бошлайди. Контурда вақт ўтиши билан ортиб борувчи  $I$  ток пайдо бўлади, ғалтакда эса магнит майдон юзага келади. Конденсатор разрядланган сари унинг электр майдони заифлашади, ғалтакнинг магнит майдони эса кучаяди. Вақтнинг  $t_1 = \frac{T}{4}$  пайтида конденсатор тўла разрядланади, электр майдон энергияси нолга тенг бўлади, ток энг катта қийматга эришиб, магнит майдон энергияси эса максимал қийматга эга бўлади. Контурнинг бутун электр майдон энергияси ғалтакнинг магнит майдон энергиясидан

$\frac{L I^2}{2}$  иборат бўлади (159- б расм). Бу босқич маятникда квазиэластик куч нолга тенг ва маятник энергияси туфайли ҳаракатни давом эттиришга мос келади. Бу вақтда маятникнинг энергияси бутунлай кинетик энергияга айланади ва энергия  $\frac{mv^2}{2}$  ифода орқали аниқланади.

Конденсатордаги зарядлар нолга тенг бўлиши билан ток ҳам ноль бўлиши керак эди, аммо ток ноль бўлмайди, бу пайтда ток узилгандек воқеа бўлиб индукцион ғалтакдаги магнит майдон оқими камаё боради. Ленц қондасига асосан ток узилишида шу камайган ток йўналишида электр ток — ўзиндукция токи ҳосил бўлади, шундай қилиб магнит оқими камаё боради, унинг энергияси  $\frac{L I^2}{2}$  нолга интилади. Бу индукцион ток бўлиши учун манфий заряди ноль бўлиб қолган нейтрал қопламадан яна электронлар чиқиб, ток ҳосил қилишида давом этади, натижада илгари манфий зарядли қопламадан энди электрон чиққани учун мусбат зарядлар ортиқча бўлиб, у мусбат, аввал манфий зарядланган қоплама эса энди мусбат қоплама бўлиб, конденсатор қопламалардаги зарядлар тури алмашинади.

Вақтнинг  $t_2 = \frac{T}{2}$  пайтида (159- в расм) конденсатор қопламалари қарама-қарши ишорали заряд билан тўла қайта зарядланади, ток кучи эса нолга тенг бўлади. Натижада контурнинг магнит майдон энергияси яна конденсаторнинг электр майдон энергиясига айланади. Бироқ бунда электр майдоннинг йўналиши унинг  $t_0$  пайтдаги йўналишига қарама-қарши бўлади. Вақтнинг бу пайтига пружинали маятникнинг тебранишларида унинг потенциал энергияси энг катта бўлган энг пастки вазияти тўғри келади.

Шундан кейин жараён тескари тартибда такрорланади (159- г, д расм). Оқибат натижада  $t_4 = T$  пайтида контур бошланғич ҳолатга қайтади, маятник эса энг юқори вазиятга ўтади ва юқоридаги кўриб ўтилган жараёнлар яна такрорланади.

Шундай қилиб, контурда  $T$  даврли электр тебранишлар вужудга келади. Даврнинг биринчи ярми давомида ток бир йўналишида, даврнинг иккинчи ярми давомида эса қарама-қарши йўналишида оқади.

Контурдаги электр тебранишлар вақтида конденса-



торда электр майдон энергияси ва индукция ғалтагида эса магнит майдон энергияси даврий равишда ўзаро бир-бирига айланиб туради. Бу худди маятникнинг механик тебранишларида маятник потенциал ва кинетик энергияларининг ўзаро бир-бирига айланиши сингарй бўлади. Бундай таққослашда маятникнинг потенциал энергияси конденсаторнинг электр майдон энергиясига, маятникнинг кинетик энергияси эса ғалтак магнит майдонининг энергиясига, маятникнинг ҳаракат тезлигини контурдаги ток кучига ўхшатиш мумкин. Маятник инерцияси ролини ғалтакнинг индуктивлиги, маятникка таъсир қилувчи ишқаланиш кучи ролини контурнинг актив қаршилиги ўйнайди.

Тебранувчи системанинг ўзида пайдо бўладиган кучлар (квазиэластик кучлар) таъсирида ҳосил бўладиган механик тебранишлар хусусий тебранишлар деб аталар эди. Худди шунга ўхшаш контурда унга бирор энергия запаси берганда ҳосил бўладиган ва контурда вужудга келадиган ток билан тутиб туриладиган электромагнит тебранишлар *хусусий ёки эркин электромагнит тебранишлар* деб аталади. Бу вақтда контурнинг актив қаршилигини ноль деб қаралади. Механикада эркин тебранишлар гармоник бўлгани каби эркин электромагнит тебранишда заряд ҳаракатининг вақтга боғлиқлиги гармоник бўлиб, қуйидаги тенглама билан ифодаланеди:

$$q = q_0 \cos(\omega t - \varphi). \quad (7.1)$$

Демак, заряд миқдорининг даврий ўзгариши косинусоидал ёки синусоидал бўлади, чунки бу функциялар ўзаро алмашинувчи функциялардир.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, тебраниш давомида энергия турларининг йиғиндиси доимий бўлади.

Механик сўнмас тебранишда тўлиқ энергия кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисига тенг

$$W = W_k + W_{II} = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = \text{const}$$

бўлса, сўнмас электр тебранишда электр ва магнит майдон энергиялар йиғиндисига тенг:

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$$

бўлади. Айрим пайтларда, масалан, конденсаторда  $q = 0$  бўлган вақтда, тўлиқ энергия токнинг магнит майдон энергияси  $\frac{LI^2}{2}$  га тенг бўлади. Конденсатордаги заряд максимум

бўлганда ( $I = 0$  бўлиб,  $q = q_0$ ) тўлиқ энергия  $\frac{q^2}{2C}$  бўлади.

Тебраниш жараёнида энергиялар ўзаро алмашилиб тебраниш сўнмайди.

(7.1) дан вақт бўйича олинган биринчи ҳосиласи  $q$  заряднинг ўзгариш (ортиши ёки камайиши) тезлигини бериб, ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи орқали вақт бирлигида ўтган электр миқдорини ифодалайди, бу физик катталиқ *ток кучи* деб юритилади, яъни

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q}. \quad (7.2)$$

(7.2) тенгламага заряднинг (7.1) орқали қийматини қўйсақ,

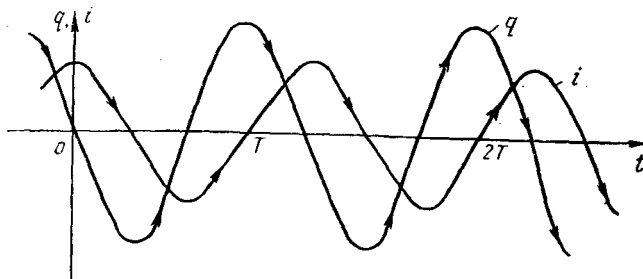
$$\begin{aligned} i &= \frac{d}{dt} [q_0 \cos(\omega t - \varphi)] = -q_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = \\ &= I_0 \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \quad (7.2^a)$$

чиқади. Бу ифодадан ёки 160-расмдаги графикдан кўринадики, ҳар иккала катталиқ заряд ва ток кучи ҳам косинусоидани бериб, ток фазаси заряд фазасидан  $\frac{\pi}{2}$  га олдинда боради, яъни  $t = 0$  бўлса  $q = 0$ ,  $i = I_0$  бўлади.

Худди заряд ва ток кучи каби, конденсатор қопламала-ридаги кучланиш ҳам гармоник ўзгаради:

$$U = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_0 \cos(\omega t - \varphi). \quad (7.2^b)$$

Демак (7.1) ва 7.2б) дан кўринадики, заряд ва кучланиш бир хил фазада бўлар экан. Бу ҳақда «ўзгарувчан ток» мавзусида кенгроқ тўхталиб ўтамиз.



160- расм.

### 73- §. Эркин электромагнит тебранишлар даври ва частотаси

Конденсатор қопламаларидаги электр заряди ва потенциаллар айирмаси ёки контурдаги ток кучи катталикларининг ўзгаришлари айнан 72- § да кўрганимиздек, кетма-кет такрорланиши учун кетган аниқ бир вақт оралиги эркин ёки *хусусий электромагнит тебранишлар даври* ( $T$ ) деб аталади. Хусусий тебранишлар даври контурдаги сизим ва индуктивлик катталигига боғлиқ бўлади. Ана шу боғланишни аниқлаймиз.

Тебраниш контуридаги (158- расм) берк занжир бўлгани учун ундаги манбанинг  $\mathcal{E}$  ЭЮКи вазифасини  $\mathcal{E}_S$  ўзиндукция ЭЮКи бажаради ва у қуйидагича ифодаланар эди:

$$\mathcal{E}_S = -L \frac{di}{dt}.$$

Лекин контурда  $C$  сизимли конденсатор ҳам бор, ундаги кучланиш қуйидагига тенг:

$$U_c = \frac{q}{C}.$$

Бу кучланиш вақт ўтиши билан заряднинг ўзгаришига боғлиқ ҳолда ўзгаради.

Занжирдаги ўзиндукция ЭЮКи занжирдаги кучланиш тушуви конденсатордаги кучланишлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_S = iR + U_c$$

ёки

$$-L \frac{di}{dt} = iR + \frac{q}{C}. \quad (7.3)$$

Бу тебраниш контуридаги жараёнларнинг асосий тенгламасидир. Умумий ҳолда бу тенгламани ечиш жуда мураккаб, биз тебраниш контурининг қаршилиги жуда кичик, яъни  $iR$  ҳад ҳисобга олинмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлган ҳолнигина кўриш билан чекланамиз. Бундай ҳолда (7.3) тенглама соддалашиб, қуйидаги кўринишга келади:

$$L \frac{di}{dt} = -\frac{q}{C}, \text{ бундан } \frac{di}{dt} = -\frac{q}{LC}. \quad (7.4)$$

Бу тенглама билан пружинали маятник тебранишларини тавсифловчи

$$m \frac{dv}{dt} = -kx, \text{ бундан } \frac{dv}{dt} = -\frac{k}{m} x = -\omega_0^2 x \quad (7.5)$$

тенглама ўртасида белгиларидан ташқари ҳеч қандай фарқ йўқлиги кўриниб турибди. Агар  $m$  массани  $L$  индуктивлик билан,  $\frac{dv}{dt}$  тезланиш ток кучининг вақт бўйича ўзгариши

$\frac{di}{dt}$  билан, пружинанинг  $k$  бикрлигини конденсатор сифими-га тескари катталиқ  $\frac{1}{C}$  билан алмаштирсак, (7.5) тенглама ўрнига (7.4) тенгламани ҳосил қиламиз.

(7.4) тенгламани  $L$  га бўлиб юборсак ва

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (7.6)$$

деб қабул қилсак, қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$\frac{di}{dt} = \ddot{q} = -\omega_0^2 q.$$

(7.5) тенгламада  $\omega_0$ — механик тебранишларнинг циклик частотасидир. Бинобарин, (7.6) тенгламадан топилади-ган  $\omega_0$ — электромагнит тебранишларнинг циклик частотаси, яъни заряд, ток ва бошқа катталиқларнинг тебранишлар частотаси бўлади. У вақтда контурдаги эркин тебранишларнинг даври қуйидагича ифодаланади:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (7.7)$$

Бу формула инглиз физиги В. Томсон томонидан 1853 йилда назарий йўл билан биринчи марта чиқарилган ва унинг номи билан **Томсон формуласи** деб аталади. (7.7) дан кўринадики, индуктивлик ва сифим қанчалик кичик бўлса, давр шунчалик кичик, яъни электромагнит тебранишлар частотаси шунчалик юксак бўлар экан. Чунки частота даврга тескари қийматдир:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

#### 74-§. Сўнувчи электр тебраниш

Юқорида сўнмас электр тебранишни тебраниш контуридаги конденсатор зарядининг гармоник ўзгариши мисолида қараб чиқдик. Конденсатордаги электр энергия

$q^2/2C$  доимий бўлган ҳолда тебранишнинг сўнмаслигини кўрдик. Энди берк тебраниш контурида мавжуд бўлган қаршиликлар ҳисобга олинса, конденсаторда рўй берадиган конденсаторнинг зарядсизланишини ўрганамиз. Олинган индукцион ғалтак симларининг қандай моддадан ясалганига ва геометрик ўлчамларига қараб уларнинг қаршилиги ( $R$ ) ҳам мавжуд. Бу қаршиликдан ток ўтишида Жоуль — Ленц қонунига мувофиқ ўтказгичда иссиқлик энергияси ажралиб туради. Тебраниш контурида ҳам конденсаторнинг электр майдон энергияси, ҳам ғалтак атрофидаги магнит майдон энергиялари аста-секин камая боради. Қаршиликлар қийматига қараб узоқ ёки қисқа вақт ичида заряд ва ток кучларининг амплитуда қийматлари ноль бўлиб, тебраниш тўхтайди, яъни сўнади.

Электр занжирида индуктив ғалтакли тўлиқ занжир учун Ом қонунини қуйидагича ифодаланади:

$$i = \frac{U_c - L \frac{di}{dt}}{R},$$

бундан

$$U_c = iR + L \frac{di}{dt}. \quad (7.8)$$

Бу тенгламадаги конденсатор қопламалари орасидаги кучланишни заряд миқдори  $q$  ва электр сифим  $C$  орқали  $U_c = \frac{q}{C}$  ва  $i$  нинг қийматини ҳам заряд миқдори орқали  $i = \frac{dq}{dt} = \dot{q}$  ва  $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} = \ddot{q}$  ларни (7.8) га қўйсақ, у зарядга нисбатан қуйидаги иккинчи тартибли дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз:

$$-\frac{q}{C} = L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} \quad (7.8^a)$$

ёки бу тенгламанинг ҳамма ҳадини  $L$  га бўлиб, йиғинди шаклда ёзсақ,

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (7.8^b)$$

бўлади. Бу ифодадаги  $\frac{R}{L} = 2\beta$  ва  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$  деб белгилаб, (7.8<sup>b</sup>) га олиб бориб қўйсақ, қуйидаги ҳосил бўлади:



$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ дан}$$

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}} \quad (7.11)$$

(7.11) сўнувчи электромагнит тебранишларнинг давридир. Буни эркин электромагнит тебраниш даври (7.7) билан таққосласак сўнувчи электромагнит тебранишларнинг даври Томсон формуласи билан аниқланган эркин электромагнит тебраниш давридан катта бўлар экан. (7.9<sup>a</sup>) ни эътиборга олсак конденсатор қопламаларида кучланишнинг вақтга боғлиқлиги қуйидагича ифодаланади:

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi). \quad (7.12)$$

Демак, кучланиш ҳам  $U_0 e^{-\beta t}$  вақт бўйича экспоненциал равишда ўзгарар экан. Бу ифодада ҳам  $U_0$  вақт  $t = 0$  бўлгандаги конденсатор қопламалари орасидаги кучланишнинг максимал қийматини ифодалайди.

Контурдан ўтаётган ток кучини аниқласак,

$$i = \frac{dq}{dt} = -q_0 e^{-\beta t} [\beta \cos(\omega t - \varphi) + \omega \sin(\omega t - \varphi)] \quad (7.13)$$

ҳосил бўлади.

Бу (7.13) ифодани  $\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \approx \omega_0$  га кўпайтириб ва бўлиб, ҳосил бўлган ифодада  $\cos \psi = -\frac{\beta}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \approx -\frac{\beta}{\omega_0}$

ҳамда  $\sin \psi = \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \approx \frac{\omega}{\omega_0}$  эканлигини ҳисобга олсак,

(7.13) қуйидаги кўринишни олади:

$$i = q_0 \omega_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi + \psi). \quad (7.14)$$

$\cos \psi$  ва  $\sin \psi > 0$  эканлигидан  $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$  орасида ўзгаради. Бу ифодани (7.2) тенглама билан таққосласак, худди (7.2<sup>a</sup>) формула орқали ифодаланган ток кучини ўзининг ифодаси экан. Демак, бу ҳолда ҳам занжирда омик қаршилик бўлмаган электр тебраниш контури учун ток кучини ифодаси ҳосил бўлади.

Сўнувчи тебранишларни характерловчи физик катталиклардан бири сўнишнинг логарифмик декременти бў-

либ, тебраниш амплитудасини камайиш тезлигини ифодалайди. *Бир-биридан вақт жиҳатдан бир даврга фарқ қилувчи амплитудалар нисбатининг логарифми сўнишининг логарифмик декрементидир:*

$$\lambda = \ln \frac{q_1}{q_2} = \ln \frac{q_0 e^{-\beta t \cos t}}{q_0 e^{-\beta(t+T)} \cos \omega(t+T)} \ln e^{\beta T} = \beta T. \quad (7.15)$$

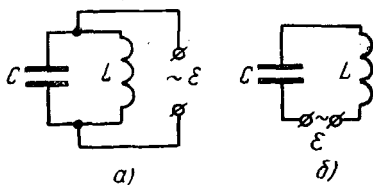
Сўнувчи тебранишни характерловчи физик катталиклардан яна бири *тебраниш контурининг асллиги бўлиб*, у логарифмик декрементга тескари бўлган катталик бўлиб, *контурнинг тўла энергиясини бир даврда йўқотган энергиясига нисбатидир:*

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\pi \frac{W}{\Delta W}. \quad (7.16)$$

Бу кузатилган ҳолда тебраниш контурининг қаршилигини кичик деб оламиз. Агар қаршилик катта бўлса, электромагнит тебраниш бўлмасдан, ток жуда тез нолга тенг бўлади. Бу ҳолга *апериодик тебраниш дейилади*. (Механикада 60- § да қараб ўтилгани каби.)

### 75- §. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс

Юқорида кўрдикки, ҳар қандай тебраниш системасида маълум миқдорда потенциал энергияли тебранувчи катталики мувозанат ҳолатдан қўзғатиб озод қўйиб юборилса, у ўз тебраниш даври билан эркин тебранади ва муҳит қаршилик кўрсатмаса, сўнмасдан ҳаракат қилиши мумкин, аммо амалда муҳит қаршилигини енгиш учун тебранма ҳаракат энергиясининг маълум бир қисми сарф бўлиб, тебраниш сўна бошлайди. Системада сўнмас тебранма ҳаракатни ҳосил қилиш учун унинг даврий равишда сарф қилган камаювчи энергиясини тўлдириб ташқаридан энергия етказиб бериб туриш керак, бунда тебраниш сўнмайди, системанинг муҳит қаршилигини енгиш ишини ташқи куч бажариб туради. Худди шу каби, электр тебраниш контурининг параметрлари



162- расм.



ўзиндукция) ни ўз вақтида даврий ўзгарувчи энергия билан тўлдириб туриш керак. Шунинг учун  $C$  сизим,  $L$  индуктивлик ва  $R$  қаршиликдан иборат электр тебраниш контурига кетма-кет қилиб ўзгарувчан ЭЮК ( $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$ ) (162-расм) уланади. У вақтда контур элементларидаги кучланиш тушувларининг йиғиндиси шу уланган ЭЮК катталигига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t. \quad (7.17)$$

Бу ифодани заряд орқали ифодаласак, (7.8<sup>a</sup>) қуйидаги кўринишда ифодаланadi:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\mathcal{E}_0}{L} \cos \omega t. \quad (7.17^a)$$

Бу ифода механикадаги мажбурий тебранма ҳаракат тенгламасига ўхшайди. Фақат ўзгарувчан катталиқлар силжиш заряди билан алмашган. Шунинг учун (7.17<sup>a</sup>) тенгламани ечимини қуйидаги кўринишда қидирамиз:

$$q = q_0 \cos(\omega t - \varphi). \quad (7.18).$$

Бундан  $\dot{q}$ ,  $\ddot{q}$  ларни топиб ҳамда (7.18) ни (7.17<sup>a</sup>) тенгламага қўямиз. Сўнгра бу ифодадаги  $\cos(\omega t - \varphi)$  ва  $\sin(\omega t - \varphi)$  ларни тригонометрик формулалар ёрдамида очиб чиқиб,  $\cos \omega t$  ва  $\sin \omega t$  иштирок этган ҳадларни группалаб, улар олдидаги ҳосил бўлган коэффициентларни нолга тенглаштириб, чунки ҳосил бўлган ифода айнан нолга тенг бўлиши учун заряднинг амплитуда қийматини

$$q_0 = \frac{\mathcal{E}_0/L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \beta^2}} \quad (7.19)$$

ва мажбурий тебранишлар фазасини

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (7.20)$$

топамиз. Бу (7.19) ва (7.20) тебраниш контурида муқаррар бўлган электр тебранишларининг амплитудаси ва бошланғич фазаси бўлиб, тебраниш (7.18) кўринишда ифодаланadi. (7.19) ва (7.20) дан кўринадики, амплитуда ва фаза ташқи қўйилган манба частотаси ( $\omega$ ) га ва хусусий тебранишлар частотаси ( $\omega_0$ ) га боғлиқ бўлар экан.

Бу (7.19) ва (7.20) ифодаларга  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  ва  $\beta = \frac{R}{2L}$  ларни қўйсак, улар қуйидаги кўринишни олади:

$$q = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (7.19^a)$$

ва

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (17.20^a)$$

Бу ифодалардаги

$$\frac{1}{\omega C} - \omega L = 0 \quad (7.20^b)$$

бўлса, бу вақтда контурга барқарор бўлган токнинг қиймати

$$i = \frac{dq}{dt} = -q_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = I_0 \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.21)$$

бўлади. (7.21) ва (7.19<sup>a</sup>) ни эътиборга олсак, ток кучининг амплитуда қиймати

$$I_0 = q_0 \omega = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (7.22)$$

бўлади.

Биз конденсатор қопламасидаги кучланишни аниқласак,

$$U_c = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{0c} \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.23)$$

бу ифодадаги

$$U_{0c} = \frac{q_0}{C} = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (7.24)$$

конденсатор қопламасидаги кучланишнинг максимал амплитуда қийматидир.

Частотанинг (7.6) муносабатни қаноатлантирадиган қийматида тўлиқ қаршилиқ энг кичик қийматга эришади, кучланиш ва ток кучининг амплитудаси эса (7.24) ва (7.22) формуладан кўринадики, максимал қийматга эришади:

$$U_{0c} = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega CR}, \quad (7.24^a)$$

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}. \quad (7.22^a)$$

Сигим ва индуктивликка эга бўлган контурдан кучланиш ва ўзгарувчан токнинг ўтиш ҳодисаси механикадаги резонанс ҳодисасига ўхшаб кетади. Ток кучининг амплитуда қиймати частотага боғлиқ ва частотанинг *резонанс частота* деб аталадиган муайян бир  $\omega_p$  қийматида максимал бўлади.  $\omega_p$  нинг қиймати (7.20<sup>b</sup>) га асосан қуйидагига тенг

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (7.6^a)$$

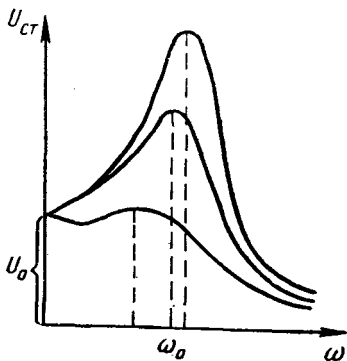
Шундай қилиб, қуйидаги хулосага келамиз. Тебраниш контурида икки хил электромагнитик тебраниш: қиймати (7.7) ифодадан аниқланидиган доимий частотали хусусий тебраниш ва частотаси ташқи ЭЮК нинг ўзгариш частотаси  $\omega$  га тенг бўлган мажбурий тебраниш бўлиши мумкин. Агар тебраниш контурининг хусусий частотаси  $\omega_0$  контурдаги таъсир қилаётган ЭЮК нинг ўзгариш частотаси  $\omega$  дан кескин фарқ қилса ( $\omega_0 \gg \omega$  ёки  $\omega_0 \ll \omega$ ), у ҳолда контурдан ўтаётган ток кичик бўлади. Хусусий тебранишлар частотаси ташқи ЭЮК частотасига яқинлашганда токнинг амплитуда қийматининг ортиши кузатилади, ҳар иккала  $\omega_0$  ва  $\omega$  частоталар катталик жиҳатдан тенг бўлганда *ток максимал қийматга эришади*.

Хусусий ва мажбурий тебранишлар частотаси тенглашганда ток кучининг ортишига *электр резонанс ҳодисаси* деб аталади. Бироқ шуни айтиш керакки, контурнинг актив қаршилиги нолга яқин, ёки тенг бўлгандагина  $\omega_0$  ва  $\omega$  частоталар тенглашганда резонанс бўлади. Агар тебраниш контурида бирор актив қаршилик бўлса, у ҳолда бундай контурнинг хусусий тебранишлар частотаси қуйидаги ифодадан аниқланади:

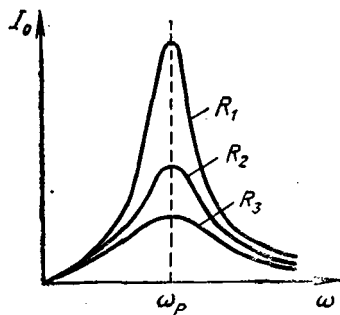
$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (7.25)$$

У ҳолда (7.6a) ва (7.25) формулаларни таққослаб резонанс ҳодисаси контурнинг тебранишлар частотаси  $\omega$  дан каттароқ  $\omega_p$  частотада рўй беришини кўрамиз.

164-расмда бир нечта резонанс эгри чизиқлари тасвирланган, улар турли актив қаршиликларга эга бўлган контурларга тегишли ( $R_1 < R_2 < R_3$ ). Қаршилик қанча кичик бўлса, эгри чизиқнинг максимуми шунча ўткирроқ бўлади. Демак, хусусий тебранишларнинг сўниши кам-



163- расм.



164- расм.

роқ бўлганда, контурдаги ток кучининг амплитуда қиймати каттароқ ва резонанс эгри чизиғи ўткирроқ бўлар экан. Катта қаршиликларда резонанс эгри чизиғининг ўткирлиги камроқ бўлиши расмдан кўриниб турибди.

Резонанс вақтида ток кучининг ўсиши билан бир қаторда сизим ва индуктив қаршиликлардаги кучланишлар ҳам кескин ортади. Бу кучланишлар катталик жиҳатидан тенглашиб, ташқи кучланишдан бир неча марта ошиб кетади. Ҳақиқатан ҳам резонанс ҳодисаси рўй бераётган вақтда сизим қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати

$$U_{0C} = I_0 R_C = \frac{I_0}{C\omega_p} = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.26)$$

ифодадан, индуктив қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати эса

$$U_{0L} = I_0 R_L = I_0 \omega_p L = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.27)$$

ифодадан аниқланади. Агар занжирнинг актив қаршилиги  $R$  катталик жиҳатидан  $\sqrt{\frac{L}{C}}$  ифодадан жуда кичик ( $R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}$ ) бўлса, у ҳолда ташқи қаршиликнинг амплитуда қиймати  $U_0 = I_0 Z = I_0 R$  ифодадан аниқланади. Бундан  $U_{0C} = U_{0L} \gg U_0$  эканлигини кўрсатиш мумкин. (7.26) ва (7.27) ифодадарни таққослаб резонанс вақтида контурнинг сизим

ва индуктив қаршиликлари ҳам бир-бирига тенг бўлишини кўрамыз.

Контурадаги заряд ва кучланишнинг частоталарга боғлиқлиги (7.19a) (7.24) дан кўринишидан ток резонанси каби кучланиш ва заряд резонанслари ҳам мавжуддир. Бу икки катталикнинг резонанс эгриликлари бир хил (163- расм).

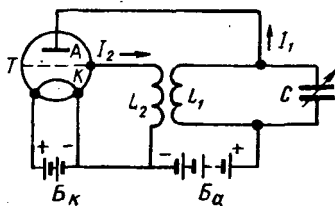
Электр занжиридаги резонанс жуда катта аҳамиятга эга. Масалан, радиоалоқа фақат резонанс ҳодисаси туфайлигина бўлиши мумкин.

## 76- §. Лампали генератор ёрдамида электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш

Биз ҳозиргача кўриб келган мажбурий электромагнит тебранишлар электр станцияларда генераторлар ҳосил қиладиган ўзгарувчан кучланиш таъсири остида пайдо бўлади. Бундай генераторлар юксак (бир неча герцдан ортиқ) частотали тебранишлар ҳосил қила олмайди. Радиотехникада эса  $50 \div 100$  кГц дан тортиб то  $10^5 \div 10^6$  кГц гача бўлган юксак частотали тебранишлар қўлланади.

1913 йили уч электродли электрон лампа ёрдамида юксак частотали сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш усули кашф қилинади. Бу усул билан тебранишларни ҳосил қилишнинг оддий схемаси 165-расмда кўрсатилган ва бундай қурилма *лампали генератор* деб аталади. Лампали генератор ўзгармас ток энергиясини ўзгармас амплитуда ва юксак частотали ўзгарувчан ток энергиясига айлантиради. Лампали генератор қуйидаги қисмлардан иборат: 1) электромагнит тебранишлар ҳосил қилинадиган тебраниш контури; 2) контурда сўнмас тебранишлар бўлиб туриши учун зарур бўлган энергия манбаи ва 3) ток манбаидан контурга энергия беришни автоматик ростлаб турувчи уч электродли электрон лампа — триод.

Лампали генератор ишлаши учун анод токи ўзгариши натижасида ҳосил бўлувчи ЭЮК билан тебраниш кон-



165- расм.

турида ҳосил бўлувчи тоқларнинг фазалари бир хил бўлиши шарт. Биз кузатаётган схемада индуктив ғалтакни анод занжирига ( $L_1$ ) улаш орқали мослаймиз. Анод занжирида тебраниш контурининг бўлишига тескари боғланиш дейилади.

165- расмда кўрсатилган схема бўйича лампали генераторнинг ишлаш принципини қуйидагича тушунтириш мумкин. Тебраниш контурига триод орқали ўзгармас ток манбаи  $B_a$  уланган. Лампанинг тўри ва катоди орасига тебраниш контурининг  $L_1$  ғалтаги билан индуктив боғланган  $L_2$  ғалтак уланган. Чўғлатиш батареяси  $B_k$  уланганда лампадан ток ўта бошлади (лампа «очилади») ва анод занжирида маълум вақт давомида ўсувчи  $I_1$  ток пайдо бўлади (165- расмда токнинг йўналиши стрелкалар билан кўрсатилган). Бу ток, биринчидан, контур конденсаторини зарядлайди, иккинчидан  $L_1$  ғалтакда магнит майдони ҳосил қилади. Бу магнит майдоннинг индукция оқими  $L_2$  ғалтакни ҳам кесиб ўтади. Бу майдон вақт давомида ортадиган бўлгани учун Ленц қондасига мувофиқ  $L_2$  ғалтакда  $I_1$  токка қарама-қарши йўналган  $I_2$  ток индукцияланади.  $I_2$  токи лампанинг тўрини манфий зарядлайди (токнинг йўналиши электронлар ҳаракати йўналишига қарама-қарши эканлигидан  $I_2$  токда электронлар тўрга қараб ҳаракатланади, унда тўпланиб, уни манфий зарядлайди), шунинг учун лампа «беркилади».

Шундай қилиб, лампа конденсаторни зарядлайди ва сўнгра анод занжирини узиб қўяди, бинобарин, контурни энергия манбаи  $B_a$  батареядан узиб қўяди.

Конденсатори зарядланган контурда 72- § да кўриб ўтганимиздек тартибда электромагнит тебранишлар ҳосил бўлаверади. Даврнинг иккинчи чораги давомида ток конденсаторни қайта зарядлайди ва тўхтади. Бу вақтда  $L_1$  ғалтакнинг магнит майдони, демак,  $L_2$  ғалтакнинг ҳам магнит майдони заифлашади, шунинг учун электромагнит индукция ҳодисасига мувофиқ  $L_2$  тўр ғалтагидаги ток аввалги йўналишида ўтишда давом этади, бинобарин, тўр қўшимча манфий заряд олади ва лампа «берклигича» қолади.

Даврнинг иккинчи ярмида контурда тескари ( $I_1$  га қарама-қарши) йўналишда ток ўтади.  $I_1$  аввал, даврнинг учинчи чорагида кучаяди, сўнгра, даврнинг тўртинчи чорагида сусаяди. Шунинг учун  $L_2$  тўр ғалтакда токнинг йўналиши ҳам қарама-қарши томонга ўзгаради ва тўр-

нинг заряди камаю бошлайди. Даврнинг охирига келиб бу заряд тамом бўлади, лампа «очилади» ва лампа конденсаторларни зарядлайди. Сўнгра баён қилинган жараён қайтадан бошланади.

Шундай қилиб, *лампа даврий равишда — тебранишларнинг ҳар даври бошида контурга анод батареясидан энергия беради. Бунинг натижасида контурда сўнмас электромагнит тебранишлар юзага келади.*

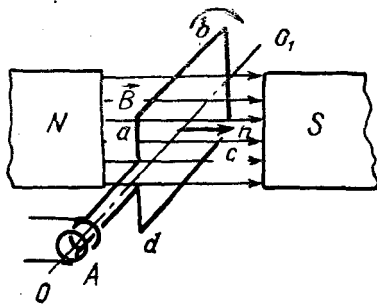
Тебраниш контурида олинадиган юксак частотали тоқлар саноатда кенг қўлланилади. Масалан, юксак частотали тоқлар ёғочни қуритиш, металл буюмлар сиртини чиништириш ва эритиш печларида ишлатилади. Юксак частотали тоқлар ёрдамида металлларни жуда тез эритиш мумкин, бу ҳол осон буғланиб кетувчи моддаларнинг қотишмаларини олишда муҳим шарт ҳисобланади.

Ҳозирги вақтда юксак частотали тоқлар медицинада (электродиатермия) муваффақиятли қўлланилмоқда.

## VIII БОБ. ЎЗГАРУВЧАН ТОК

### 77- §. Ўзгарувчан токни ҳосил қилиш

Тўғри тўртбурчак шаклидаги рамка кўринишида ўтказгич олиб, унинг магнит майдон индукцияси  $\vec{B}$  бўлган бир жинсли магнит майдонга жойлаштирамиз ва уни  $OO_1$  ўқ атрофида  $\omega$  бурчак тезлик билан текис айлантирганимизда (166-расм), рамканинг юзасини кесиб ўтувчи магнит индукция оқими юзага ўтказилган нормалга нисбатан ҳам катталиги, ҳам йўналиши жиҳатидан узлуксиз ўзгариб боради, яъни



166- расм.

$$\Phi = B S \cos \omega t = BS \cos \alpha, \quad (8.1)$$

натижада электромагнит индукция қонунига асосан, рамкада ўзгарувчан индукция ЭЮК вужудга келади:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = B S \omega \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (8.2)$$

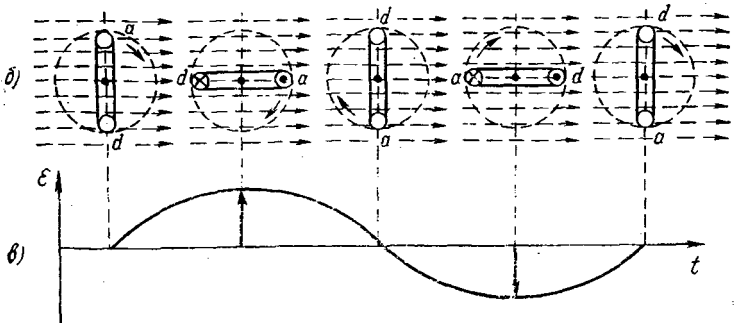
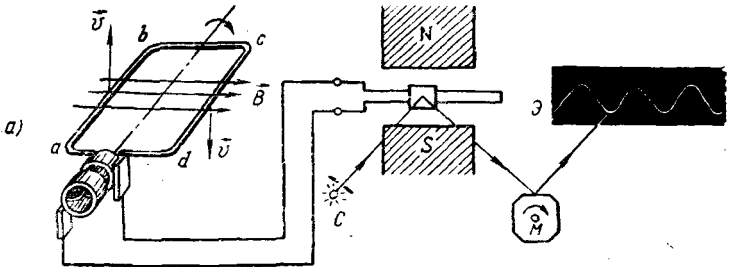
Бу ифодада  $B$ ,  $S$  ва  $\omega$  ўзгармас бўлгани учун  $BS\omega = \mathcal{E}_0$  бўлиб, *индукция ЭЮК нинг амплитуда қийматидир.*

ЭЮКнинг ихтиёрий вақтдаги қийматини (8.2) формула бўйича ҳисоблаб топиш мумкин. Шунинг  $\mathcal{E}_i$  катталikka ЭЮКнинг ихтиёрий берилган вақтдаги қиймати ёки *оний қиймати* дейилади.

Рамка учларидаги ҳалқага (166- расм) қаршилиги  $R$  бўлган ўтказгич уласак, ундан ток ўта бошлайди. Бу токни Ом қонунидан фойдаланиб, аини вақтда рамкадан оқаётган индукцион токнинг кучини ҳисоблаб топиш мумкин:

$$i = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \omega t.$$

Бу формулада  $\frac{\mathcal{E}_0}{R}$  катталик максимал ток кучига тенг бўлиб, *ток кучининг амплитуда қиймати* дейилади. Бу катталикни  $I_0$  билан белгиланиб, ихтиёрий вақтдаги ток кучини, яъни ток кучининг *оний қиймати* учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:



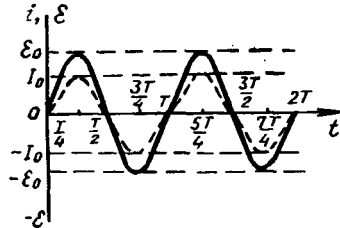
167- расм.



$$i = I_0 \sin \omega t. \quad (8.3)$$

Агар ҳосил бўлган ток оний қиймати занжир қисмларининг ҳамма нуқталарида деярли бир хил қийматга эга бўлса, бундай ўзгарувчан тоқларга *квазистационар* ток дейилади. Биз квазистационар ток қонунларини ўрганамиз. (8.3) формуладан кўринадики, рамка бир жинсли магнит майдонда бир текис айланганида, ҳосил бўлган индукцион ток кучи синусоидал қонун бўйича ўзгарар экан. Буни кузатиш мақсадида *abcd* рамка ўрама учларига осциллограф улаймиз (167-а расм). Ўрам магнит майдонда юқорида айтганимиздек текис айланма ҳаракат қилганида рамкада ҳосил бўлувчи индукцион ЭЮК ва токнинг графиги синусоида шаклида эканлигини осциллографнинг Э экранида кўраимиз. 167-б, в расмда ўрам бир марта тўла айланганда индукцион ЭЮКнинг ҳосил бўлиши кўрастилган. Унда рамканинг *ad* томони магнит майдон индукция векторига нисбатан қандай жойлашганлиги (167-б расм) ва индукцион ЭЮК графиги (167-в расм) кўрсатилган.

168-расмда ЭЮК билан ток кучининг вақтга боғлиқлиги графиги кўрсатилган. График синусоидадан иборат. ЭЮК ва индукцион ток кучининг графигидан индукцион ток катталиги жиҳатидан ҳам, йўналиши жиҳатидан ҳам ўзгариши кўришиб турибди.



168- расм.

*Катталиги ва йўналиши жиҳатидан ўзгарадиган токка ўзгарувчан ток дейилади. Катталиги ва йўналиш жиҳатидан синусоида қонунига мувофиқ равишда даврий ўзгарадиган ток синусоидал ўзгарувчан ток дейилади.*

Рамканинг магнит майдонда айланишининг  $\omega$  бурчак тезлигига тенг бўлган катталик *ўзгарувчан токнинг даврий частотаси* деб аталади.

Ўзгарувчан ток кучининг бир марта тўла тебраниши учун кетган вақт оралиғи ( $T$ ) ни *ўзгарувчан токнинг даври* дейилади. Бир секундда ўзгарувчан ток кучининг тўла тебранишлар сони ( $\nu$ ) га *ўзгарувчан токнинг частотаси* деб аталади. Бу катталиклар орасида қуйидагича

боғланиш мавжуд:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (8.4)$$

(8.2) ва (8.3) формулалардаги  $\omega t$  катталикини *ўзгарувчан токнинг фазаси* деб аталади, у вақтнинг ихтиёрий пайтида ўзгарувчан ЭЮК билан ўзгарувчан ток кучининг катталигини аниқлайди.

Умуман олганда, токнинг тебранишлар фазаси ЭЮКнинг ўзгариш фазаси билан тўғри келиши шарт эмас. Шунинг учун умумий ҳолда

$$i = I_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (8.5)$$

кўринишда ёзишимиз ҳам мумкин, бу ерда  $\varphi$  — ток билан ЭЮК нинг тебранишлар фазаси орасидаги фарқ.

## 78- §. Ток ва кучланишнинг таъсир этувчи қиймати

(8.2) ва (8.3) формулалардан кўринадики, ЭЮК нинг энг катта қийматига токнинг ҳам энг катта қиймати тўғри келади: бунинг аксича, ЭЮК нолга тенг бўлганда ток ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда *ЭЮК нинг ўзгаришлари билан токнинг ўзгаришлари бир хил фазада бўлади*, дейилади.

Кучланиш ва ток фазалари бир-бирига мос келадиган ўтказгичнинг қаршилигига *актив қаршилиқ* дейилади. Актив қаршилиқка эга бўлган ўтказгичда ток энергияси бошқа тур энергияга айланади.

Ток ўзгаришининг бир тўла даври ичида ток кучи ҳар хил пайтларда қандай катталиқдаги қийматларга эришмасин, унинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. Демак, ўзгарувчан токнинг қийматини бу катталиқ билан баҳолаб бўлмайди. Ўзгарувчан ток кучини баҳолашда унинг йўналишига боғлиқ бўлмайдиган таъсири, масалан, токнинг иссиқлик таъсири танланади. Дарҳақиқат, агар маълум бир қаршилиқка эга бўлган ўтказгичдан  $I$  ток ўтса, унда ўтказгичда ажралган иссиқлик миқдори ток кучи квадратига пропорционал бўлади, яъни токнинг йўналишига боғлиқ бўлмайди.

*Ўтказгичда бирдай вақт ичида ўзгарувчан ток ажрата оладиган миқдорда иссиқлик ажрата олувчи ўзгармас токнинг қийматига тенг бўлган ўзгарувчан токнинг қиймати унинг таъсир этувчи ёки эффектив қиймати деб аталади.*

Синусоидал ўзгарувчан ток учун токнинг  $I_{\text{эф}}$  эффектив қиймати билан  $I$  амплитуда қиймати орасидаги боғланишни топиш учун ўзгарувчан ва ўзгармас тоқлар  $R$  қаршиликдан ўтиб вақт бирлигида Жоуль—Ленц қонуни бўйича ажралган иссиқлик миқдорининг тенглигидан фойдаланамиз:

$$Q = I^2 R = I_{\text{эф}}^2 R = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R dt.$$

Бу ифодадан ток кучининг эффектив қийматини топсак

$$I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t)}. \quad (8.6)$$

$\sin^2 \omega t$  ни  $\frac{1}{2} (1 - \cos 2\omega t)$  билан алмаштириб интегралнинг ўзини ҳисоблаймиз:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = \frac{\omega T}{2} - \left( \frac{1}{4\omega} \sin^2 \omega t \right)_0^T$$

қавсдаги ифода нолга тенг, у вақтда ифодани (8.6) га олиб бориб қўйсак,

$$I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \cdot \frac{\omega T}{2}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (8.7)$$

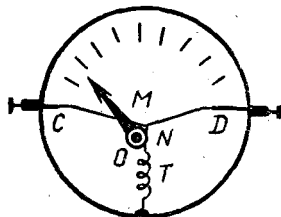
Шундай қилиб, синусоидал ток учун ток кучининг эффектив қиймати амплитуда қийматидан  $\sqrt{2}$  марта кичикдир.

Худди шунингдек ЭЮК ва кучланишнинг эффектив қиймати ҳам амплитуда қийматидан  $\sqrt{2}$  марта кичик бўлади;

$$\mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}; \quad U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. \quad (8.7^a)$$

Ўзгарувчан ток занжирларида токни ва кучланишни ўлчаш учун кўрсатишлари токнинг йўналишига боғлиқ бўлмаган асбоблар ишлатилади. Бундай асбобларни *иссиқлик ўлчов асбоблари* деб аталади.

Иссиқлик ўлчов асбобларининг асосий қисми  $CD$  сим толасидан иборат бўлиб, унинг



169- расм.

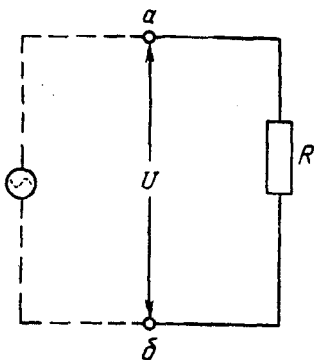
ўртасига иккинчи  $MN$  ип уланган. Бу ип  $O$  блок орқали  $T$  пружина билан тортилиб туради (169-расм). Блокка стрелка ўрнатилган. Ўлчанадиган ток  $C$  ва  $D$  клеммаларга берилиб,  $CD$  толадан ўтказилади. Ажраладиган иссиқлик таъсирида  $CD$  сим қизийди ва бу қизиш туфайли узаяди.  $CD$  сим узайганда  $MN$  ипни  $T$  пружина кўпроқ тортади, натижада блокка ўрнатилган стрелка бурилади.  $CD$  симдан ўтувчи токнинг кучи қанча катта бўлса, сим шунча кўпроқ узаяди ва стрелка шунча кўпроқ оғади. Шундай қилиб шкалани тегишлича даражалаб олгач, асбобдан ўтаётган ток кучини ўлчаш мумкин. Бу асбобга кетма-кет қўшимча қаршилик улаб вольтметр сифатида ишлатиш мумкин.

### 79- §. Ўзгарувчан ток занжирда қаршилик

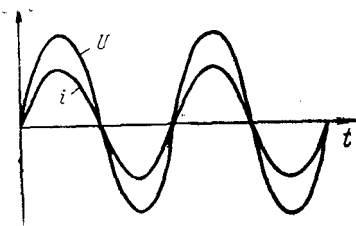
Индуктивлик ва сифими жуда кичик, ҳисобга олмаса ҳам бўладиган занжирга ўзгарувчан ток генераторидан

$$i = I_0 \sin \omega t$$

ток берилганда занжирда қандай ҳодиса бўлишини қараб чиқайлик. Бунинг учун 170-расмда келтирилган занжирдан фойдаланайлик. 77-§ да кўрганимиздек, ЭЮК билан ток кучи бирдек фазада, у вақтда занжирнинг  $ab$  қисмидаги занжир қаршилиги  $R$  бўлганда кучланишнинг тушуви



170- расм.



171- расм.

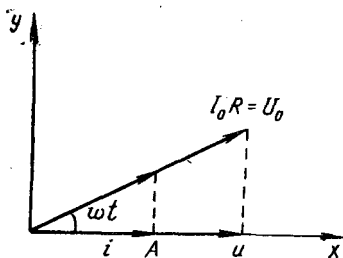
$$U = iR = I_0 R \sin \omega t = U_0 \sin \omega t \quad (8.8)$$

бўлади. Бу ифодадаги  $U_0 = I_0 R$  — кучланишнинг амплитуда қийматидир. Қаршиликдаги ток кучи ва кучланиш

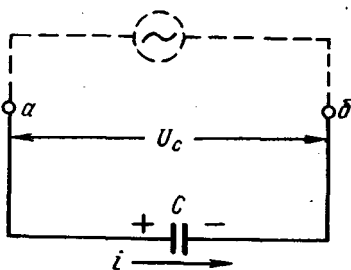
тебранишни график равишда ифодаласак 171-расмда-гидек кўринишга эга бўлади ( $R > 1$  бўлганда). Бу графикдан кўринадики, кучланиш қай вақтда максимал қийматга эга бўлса, ток кучи ҳам шу вақтда максимал қийматга эга, ва аксинча, кучланиш нолга тенг бўлган вақтда ток кучи ҳам нолга тенгдир. Механикада тебран-ма ҳаракатларни вектор диаграммаларда ифодалагани-миздек, электрда ҳам вектор диаграммалардан фойда-ланамиз. Бунинг учун *тоқлар ўқи* тушунчасини кирита-миз. Токнинг тебраниши шу тоқлар ўқи йўналиши бўйи-ча мос тушадиган қилиб танлаб олинади. Юқоридаги кузатаётган ҳолатимизда тоқлар ўқи йўналишида фаза-лар фарқи бир хил бўлган кучланиш йўналган бўлади. Унинг амплитуда қиймати  $U_0 = I_0 R$ . 172-расмда ифода-ланган вектор диаграммадир.

### 80- §. Узгарувчан ток занжирида сифим

Қаршилиги ва индуктивлиги деярли нолга тенг бўл-ган ўзгарувчан ток занжирига конденсатор уланган бўл-



172- расм.



173- расм.

син (173- расм). У вақтда сифими  $C$  бўлган конденсатор қопламалари орасида зарядларнинг кўчиши рўй бериб, занжирдан ток ўта бошлайди. Бошланишида конденса-тор қопламасининг бирдан заряд (электрон) кетиши билан бу қоплама мусбат потенциалга, иккинчи зарядни қабул қилаётган қоплама эса манфий потенциалга эга бўлиб, конденсаторнинг умумий потенциали уларнинг йиғиндисига тенг бўлиб максимал қийматга эга бўлади, бу вақтда занжирдан ўтаётган ток нолга тенг бўлади. Конденсатор қопламаларидаги кучланиш нолга тенг бўл-

ганда эса, ток кучи максимал қийматга эга бўлади. Чунки, уланган ўзгарувчан ток манбаи бераётган ток

$$i = I_0 \sin \omega t, \quad (8.9)$$

оқиб ўтаётган заряд эса

$$q = \int i dt = I_0 \int \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t \quad (8.10)$$

га тенг. Конденсатор қопламаларидаги кучланиш

$$U = \frac{q}{C} = \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = \frac{I_0}{\omega C} \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (8.11)$$

бўлади.

(8.3) билан (8.10) ни таққосласак, контурдаги кучланишнинг тебраниши ток кучининг тебранишидан  $\frac{\pi}{2}$  фазага орқада қолар экан. Демак, ток кучининг амплитуда қиймати кучланишнинг амплитуда қийматидан  $\frac{T}{4}$  давр ол-

дин ҳосил бўлади. Чунки, ток маълум вақтгача бир йўналишда борганда конденсатордаги заряд миқдори ҳам ортиб боради. Ток кучи максимумдан ўтиб камая борганда ҳам заряд орта бориб, максимумга етганда ток кучи нолга тенг бўлади (174- расм).

(8.11) дан конденсатор қопламасидаги кучланишнинг максимал (амплитуда) қийматини аниқласак,

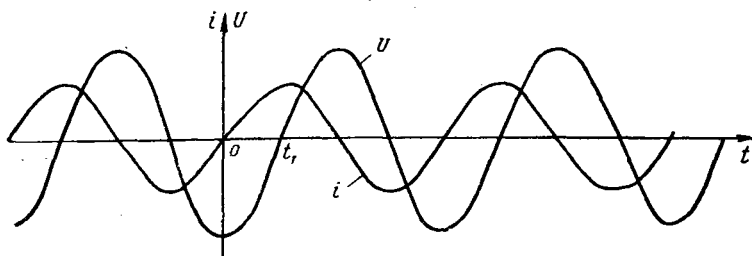
$$U_0 = \frac{I_0}{\omega C}. \quad (8.11^a)$$

Бу ифодани занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни билан солиштирсак,  $\frac{1}{\omega C}$  қаршилик ролини ўйнар экан. Шунинг учун бу ифодани

$$R_c = \frac{1}{\omega C} \quad (8.12)$$

сиғим қаршилик дейилади.

(8.11) дан кўринадики, конденсатор қопламаларидаги заряд сиғимга тўғри пропорционал бўлгани учун, си-



175- расм.

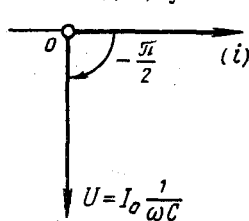
Ғим қанча катта бўлса, занжир бўйлаб кўчувчи заряд ҳам шунча кўп бўлади. Частота қанча катта бўлса, конденсатор шунча тез зарядланади ва разрядланади. Демак, занжир бўйлаб вақт бирлигида шунча кўп заряд ўтади. Шунинг учун частота ва сўғим қанча катта бўлса, сўғим қаршилиқ шунча кичик бўлиб, ток кўп ўтади.

(8.9) ва (8.11) ни график равишда ифодаласак, 175-расмдаги график ҳосил бўлади.

Олинган катталиқларни вектор кўринишда ифодаласак, кучланиш вектори ток ўқи билан мос келмасдан, у билан 176- расмда кўрсатилгандек  $-\frac{\pi}{2}$  бурчак ҳосил қилади.

(8.12) га СИ системасида даврий частота ва сўғим бирлиқларини қўйсак, қаршилиқ бирлиги Ом келиб чиқади. Конденсатордан ўтаётган ток иссиқлиқка айланмаётганлиги учун сўғим қаршилиқига *реактивлиқ қаршилиқ* дейилади.

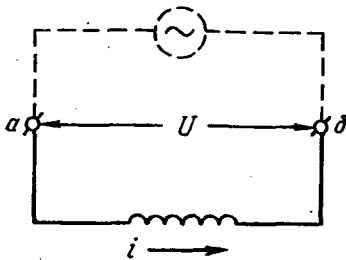
(5.11) га СИ системасида даврий частота ва сўғим бирлиқларини қўйсак, қаршилиқ бирлиги Ом келиб чиқади. Конденсатордан ўтаётган ток иссиқлиқка айланмаётганлиги учун сўғим қаршилиқига *реактив қаршилиқ* дейилади.



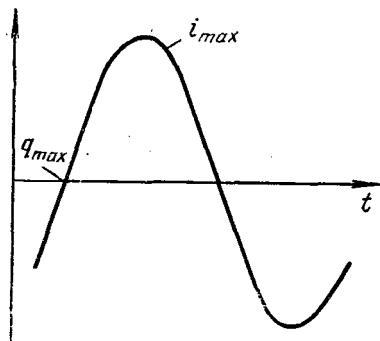
176- расм.

## 81- §. Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлиқ

Ўзгарувчан ток занжирига фақат индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтак уланган бўлсин (177- расм). У вақтда бу занжирдан ўтаётган ток синусоидал бўлиб, қуйидагича ифодалангандир.



177- рasm.



178- рasm.

$$i = I_0 \sin \omega t. \quad (8.3)$$

Индуктив ғалтакдан бундай ўзгарувчан ток ўтишида ўзиндукция ЭЮКи ҳосил бўлади. У қуйидагича ифодаланади:

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{di}{dt}.$$

У вақтда ғалтак уланган қисмдаги потенциалнинг тушуви ҳам шу ЭЮК га миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Агар да ток йўналиши расмда кўрсатилгандек бўлса, яъни

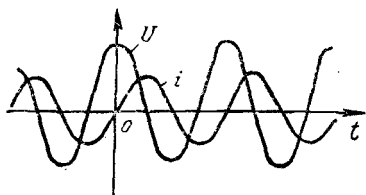
$$U = -\mathcal{E}_i = L \frac{di}{dt}. \quad (8.13)$$

(8.13) га (8.3) ифодани келтириб қўйсақ, ғалтакдаги кучланишнинг тебраниш ифодаси келиб чиқади:

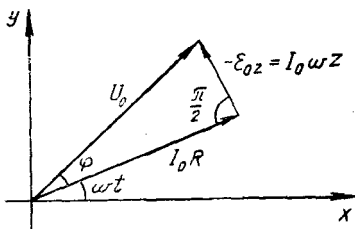
$$U_L = L \frac{di}{dt} = I_0 L \omega \cos \omega t = I_0 L \omega \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (8.13^a)$$

(8.13<sup>a</sup>) билан (8.3) ифодаларни таққосласак, занжирда ток кучининг тебранишидан индуктивликда кучланишнинг тебраниши  $\frac{\pi}{2}$  фазага олдинда боради. Чунки косинус ҳосиласи косинус нолга тенг бўлганда энг катта қийматга эга бўлади, аммо косинус максимумга эга бўлишидан чорак давр олдин унинг ҳосиласи максимум қийматга эга бўлади (178-рasm). Занжирнинг омик қаршилиги ( $R \rightarrow 0$ ) ҳисобга олинмагани учун занжир учларига берилган кучланиш индуктивликда ҳосил бўлган ЭЮК нинг тескари ишораси билан олинган





179- расм.



180- расм.

қийматига тенг бўлиб, бу токнинг ўзгариш тезлиги  $\left(\frac{di}{dt}\right)$  га боғлиқ. Шунинг учун токнинг нол қийматдан ўтишида ЭЮК максимал қийматга эга бўлади.

(8.13<sup>a</sup>) ифодадан максимал қиймати  $U_0 = I_0 L \omega$  ни Ом қонуни билан таққосласак,  $L \omega$  ифода қаршилик ролини ўйнайди. Шунинг учун унга *индуктив қаршилик* дейилади;

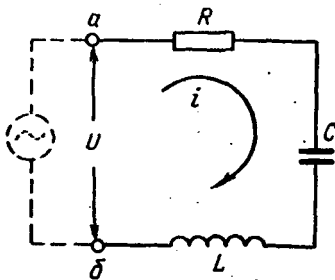
$$R_L = \omega L. \quad (8.14)$$

(8.14) дан кўринадики, қаршилик индуктивликка, даврий частотага тўғри пропорционал бўлар экан. Бу ифодага индуктивлик ва частота СИ даги бирлигини қўйсак, қаршилик бирлиги Ом келиб чиқади. Аммо бу қаршилик ҳам сиғим қаршилиги каби *реактивдир*, яъни ток ўтиши натижасида ғалтакда *Жоуль — Ленц иссиқлиги ажралиб чиқмайди*.

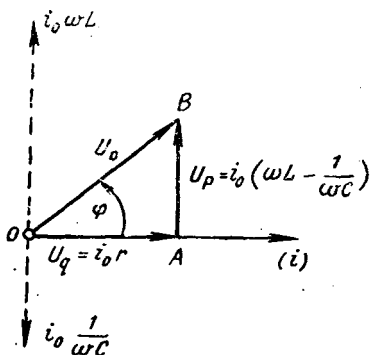
(8.3) ва (8.13<sup>a</sup>) ни график равишда ифодаласак, уларнинг силжишлари 179- расмда аниқ кўриниб турибди. Олинган катталикларни вектор диаграммасини чизсак, унда ток ўқига нисбатан индуктивликда кучланиш тушувининг амплитуда қиймати  $\frac{\pi}{2}$  га олдинлиги 180- расмда кўринади. Индуктив қаршиликни ортириш учун бир-биридан ажратиш учун лакланган симдан иборат темир ўзак киритилади. Бундай ғалтакка *дроссель* дейилади.

## 82- §. Ўзгарувчан ток учун Ом қонуни

Умумий ҳолда берилган ўзгарувчан ток занжирида сиғими  $C$  бўлган конденсатор, индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтак ва  $R$  қаршиликдан иборат занжирга кетма-кет равишда ўзгарувчан ток манбаи 181- расмда кўрсатилгандек уланган бўл-



181- расм.



182- расм.

син. Бу занжирдан ўтаётган ток юқорида кўрганимиздек синусоидал бўлсин:

$$i = I_0 \sin \omega t. \quad (8.3)$$

Занжирдаги умумий кучланишнинг қиймати уланган катталиклардаги кучланишнинг йиғиндисига тенг. Аммо улар ҳам олдинги параграфларда кўрганимиздек фазалари билан фарқ қилган ҳолда синусоидал ўзгарадилар

$$U = U_R + U_C + U_L = iR + i(R_C + R_L) = U_a + U_p.$$

Бу кучланишларни ток ўқига нисбатан вектор диаграммасини чизсак, 182- расмдаги кўринишдаги учбурчак ҳосил бўлади. Диаграммада бу катталикларнинг амплитуда қийматлари ифодаланган. Бу ифодадаги  $U_a$  —  $R$  актив қаршиликдаги кучланишнинг тебраниши бўлиб, ток ўқининг йўналишида унинг амплитудаси  $I_0 R$  дан иборат:  $U_p = U_C + U_L$  — бу занжирда иссиқлик ажралмайдиган қисми бўлиб, реактив қаршиликларда кучланишнинг тебранишини ифодалайди. Улар ўзаро қарама-қарши йўналишда бўлиб, натижавий ток ўқига тик йўналган, унинг амплитудаси  $I_0 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$  дан иборат. 182- расмда ифодаланган вектор диаграммадан фойдаланиб, ток ўқи билан натижавий кучланиш орасидаги бурчак — силжиш фазасини ва бу занжир учун Ом қонунини ёзамиз. Учбурчак  $AOB$  тўғри бурчакли учбурчак бўлиб ундан фаза силжишини аниқласак,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{AB}{OA} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (8.15)$$

Пифагор теоремасига асосан кучланиш амплитудаси.

$$U_0 = \sqrt{OA^2 + AB^2} = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (8.16)$$

(8.16) дан ток кучининг амплитуда қийматини топсак,

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \frac{U_0}{Z} \quad (8.17)$$

ҳосил бўлади. Бу ўзгарувчан ток занжири учун Ом қонунини ифодалайди.

(8.17) даги

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R_a^2 + R_p^2} \quad (8.18)$$

занжирнинг тўла қаршилиги дейилади. Бунда

$$R_p = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (8.19)$$

*реактив қаршиликдир.* Бу ёзилган ифодаларда ўзгарувчан ток генератори ҳисобга олинмасдан фақат занжир қисмларига уланган қаршилик, конденсатор ва индуктивлик ҳисобга олинган. Агар генераторнинг ЭЮҚи ни ҳисобга олсак, (8.15) ўзгармайди, аммо (8.17) нинг кўриниши ўзгаради:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{Z}. \quad (8.17^a)$$

Демак, кучланиш амплитудаси ўрнида ЭЮҚнинг амплитуда қиймати иштирок этади.

### 83-§. Ўзгарувчан ток занжирида резонанс ҳодисаси

Актив қаршилик ( $R$ ), конденсатор ( $C$ ) ва индуктив галтак ( $L$ ) кетма-кет уланган занжирга ЭЮҚи

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

бўлган ўзгарувчан ток манбаи уланганда занжирдан ўтувчи ток ҳам синусоида қонунига (165-в расм) бўйсунади:

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

Бу ифодадаги ток кучининг амплитуда қиймати (8.17<sup>a</sup>). бошланғич фазаси эса (8.15) орқали ифодаланadi.

(8.15) ва (8.17<sup>a</sup>) ифодалардаги доиравий частотани ўзгартирсак, бу формулалар ифодалаган токнинг амплиту-

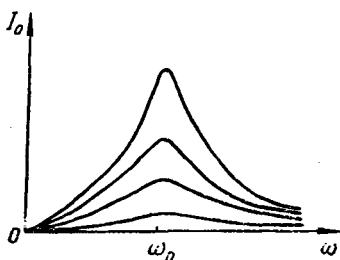
да қийматини, занжирнинг тўла қаршилигини ва бошланғич фазасини ҳам ўзгаришига олиб келади.

Ток кучи амплитудаси доиравий частота камайиши билан камайиб боради. Агарда частота нолга ( $\omega = 0$ ) тенг бўлса, сифим қаршилик чексиз ( $R_c = \frac{1}{\omega C} \rightarrow \infty$  га тенг бўлади.

Натижада ток кучи амплитудаси нолга тенг бўлади. Бу вақтда ток доимий токдан ( $\omega = 0$ ) иборат бўлиб, у конденсатордан ўтмайди. Агарда доиравий частотанинг ортиб боришини кузатсак, реактив қаршилик, (8.19) формуладан кўринадики, олдин камайиб боради, натижада тўла қаршилик ҳам камайиб, ток кучи амплитудаси ортиб боради. Шундай ҳолатгача частотани ўзгартирайликки, занжирдаги сифим ва индуктив қаршилиқлар ўзаро тенг бўлиб қолсин. Бу вақтда доиравий частота  $\omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  бўлиб, реактив қаршилик, (8.19) дан нолга тенг ва занжирнинг қаршилиги фақат омик (актив) қаршилиқка тенг бўлиб, занжирнинг қаршилиги энг кичик қийматга эга бўлади. Бу ҳолда ЭЮК билан ток кучи орасидаги фаза силжиши нол ( $\varphi = 0$ ) га тенг бўлади.

Бу вақтда ток кучининг амплитуда қиймати максимумга етади. Бу ҳодисага *кучланиш резонанси* дейилади. Доиравий частота орта бораверса ( $\omega > \omega_0$ ), реактив қаршиликнинг квадрати ортиб бориб, занжир қаршилигини орттиради. Натижада ток кучининг амплитуда қиймати асимптотик равишда нолга интилиб боради. Демак, бу ҳолда ток кучининг амплитуда қиймати доиравий частотага боғлиқ ҳолда ўзгарар экан. Буларнинг ўзаро боғланиш эгрилигига резонанс эгрилиги дейилади.

Бу эгрилик максимуми ташқи қаршилик ортиши билан камайиб бориши 183-расмда келтирилган. Бу ҳолда сифим, индуктивлик ўзгармасдир.



183- расм.

қи қаршилик ортиши билан камайиб бориши 183-расмда келтирилган. Бу ҳолда сифим, индуктивлик ўзгармасдир.

#### 84- §. Ўзгарувчан токнинг иши, қуввати ва унинг фойдали иш коэффициентини

Ўзгарувчан токнинг иши ва қувватини ҳисоблашни оддий, яъни занжирда фақат актив қаршилик мавжуд

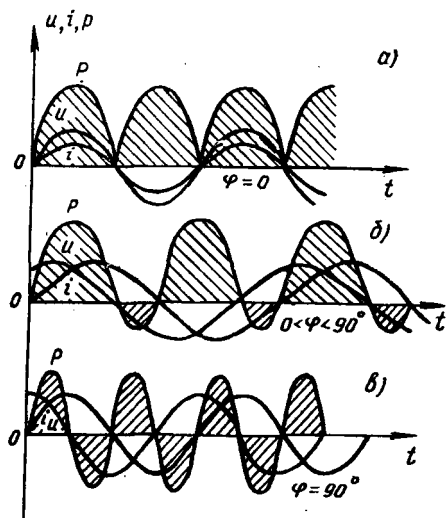
бўлган ҳолда фойдаланайлик. Чунки бу вақтда кучланиш ва ток кучи бир хил фазада бўладилар:

$$u = U_0 \sin \omega t \text{ ва } i = I_0 \sin \omega t.$$

Жуда кичик вақт ичида ўзгарувчан токни деярли ўзгармас ток деб қараб, унинг оний қувватини ҳисобласак,

$$P_i = iu = I_0 U_0 \sin^2 \omega t. \quad (8.20)$$

Қувватнинг бу оний қийматининг вақт бўйича ўзгариш графиги 184- а расмда ифодаланган. Бу расмда кучланиш, ток кучи ва қувватнинг оний қийматлари ифодаланган бўлиб, уларнинг қийматлари ҳар хил, кучланиш ва ток кучи манфий қийматга эга бўлганда ҳам оний қувват мусбат қийматга эгадир.



184- расм.

Аmmo биз учун қувватнинг оний қиймати эмас, балки бир неча даврни ўз ичига олган вақтдаги қувватнинг ўртача қиймати керакдир. Бунинг учун шу кузатилаётган вақтда бажарилган ишдан фойдаланамиз. У вақтда бажарилган иш (5.20) ни ҳисобга олсак, қуйидагича ифодаланади:

$$dA = P_i dt = I_0 U_0 \sin^2(\omega t) dt \quad (8.21)$$

Бир даврда бажарилган иш қуйидаги кўринишни олади:

$$A_T = \int_0^T dA I = I_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt. \quad (8.22)$$

Бу ифодада

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{T}{2}$$

эканлигини ҳисобга олсак, (8.22) қўйидагича ифодаланadi:

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T. \quad (8.22^a)$$

Бир даврдаги ўртача қувват эса

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} I_0 U_0 = \frac{U_0^2}{2R}. \quad (8.23)$$

Ток кучи ва кучланишнинг эффектив қийматларини ўрнига қўйсак, қувват

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} = \frac{U_{\text{эф}}^2}{R} \quad (8.23^a)$$

ҳосил бўлади. Бу ўзгармас ток қувватининг ифодасига ўхшайди.

Ўзгарувчан ток занжирини умумий ҳолда олиб, яъни занжирда актив ва реактив қаршиликлар мавжуд бўлганда бажариладиган иш ва қувватни аниқлайлик. Бу ҳолда кучланишлар ва ток кучи орасида фазалар фарқлари мавжуд бўлади. Ўзгарувчан ток ўтишида аввал ток кучи 0 дан то максимум  $I_0$  гача орта бориб, ҳар бир қисқа вақтлар  $dt$  давомида, кучланиш ва токнинг шу онлардаги қийматига қараб, ўтказгичда ажралган энергия бажарилган элементар иши

$$dA = i u dt \quad (8.24)$$

бўлиб,  $dt_1, dt_2, \dots$  онларда бажарилган ишлар  $dA_1, dA_2, \dots$  миқдор жиҳатидан ҳар хил бўлади. Занжирдаги кучланиш ва ток кучининг оний қийматлари

$$u = U_0 \sin \omega t,$$

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

бўлиб,  $dt$  вақт давомида бажарилган иш (8.24) га асосан

$$dA = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt, \quad (8.24^a)$$

оний қувват эса

$$P_t = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t.$$

Биз ҳозирча бир давр ( $T$ ) давомида ўзгарувчан токнинг бажарган ишини ва ўртача қувватини топайлик. Бу даврда бажарилган ишни аниқласак,

$$A = \int_0^T I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt = I_0 U_0 \left[ \cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t dt + \sin \varphi \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt \right] = \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos \varphi + \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos(\omega T - \varphi)$$

ҳосил бўлади. Иккинчи қўшилувчи ҳаднинг бир даврдаги ўртача қиймати нолга тенг. У вақтда бажарилган иш

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \cos \varphi \quad (8.25)$$

бўлади. Бир даврдаги ўзгарувчан токнинг қуввати

$$P_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi. \quad (8.26)$$

Фаза силжиши  $\varphi = 0$  бўлса, ток билан кучланиш бир моментда 0 ёки максимум бўлиб, исталган онларда уларнинг кўпайтмаси, яъни қувват вақт ўқининг юқори — уст томонида мусбат қийматга эга бўлади (184-а расм).

Бирор пайтда  $0 < \varphi < 90^\circ$  бўлса, ток кучи манфий кучланиш эса мусбат бўлиб, бу онга тўғри келган қувват манфий бўлиб, бу қувват вақт ўқидан паст томонга йўналган, яъни манфий томонда ҳам бўлади (184-б расм), бу ҳолда манба қувватининг манфий қисми фойдали иш бажармайди. Бундан кўринадики, оний қувватнинг тебраниши, ишорасининг ўзгариши билан борар экан. Бу вақтда энергиянинг маълум қисми генератор билан ташқи занжир орасида тебранади. Шунинг учун ўртача қувватнинг қиймати камаёди. Агар фаза силжиши  $90^\circ$  бўлса (184-в расм), ҳар бир ярим давр ичида вақт ўзгариши билан чорак давр давомида бир гал ток кучи кучланишдан  $90^\circ$  га силжиса, уларнинг фаза йўналиши бир томон бўлиб, қувват мусбат, иккинчи  $90^\circ$  га силжишда ток кучи билан кучланишнинг йўналишлари қарама-қарши бўлгани учун (уларнинг кўпайтмаси қувват) манфий бўлади ва вақт ўқининг пастиди ўрнашади. Бу вақтда занжирда чорак давр давомида индукцион ғалтакда ҳосил бўлган магнит майдон энергияси  $\frac{LI^2}{2}$  ни ғалтак ўзига

олса, ундан кейинги чорак давр давомида шу энергиянинг ўзини ток манбаига қайтариб юборади. Бу манзара ҳар ярим давр ичида такрорлана бериб фойдали қувват  $P = I_0 U_0 \cos 90^\circ = 0$  бўлади. Бундай токка *ваттсиз ток* дейилади.

Шундай қилиб, ўзгарувчан ток манбаига уланган системалар оладиган фойдали қуввати фаза силжишига боғлиқ ҳолда нолдан максимумгача бўлиши мумкин.

Амалда, электротехникада учрайдиган ўзгарувчан ток занжиридаги қувватдан тўлиқ фойдаланиш учун фаза силжишига боғлиқ  $\cos \varphi$  қийматини бирга тенглаш учун курашадилар, амалда бу  $\cos \varphi$  ўзгарувчан токнинг *фойдали қувват коэффициентини* деб юритилади.

Ток кучи ва кучланишнинг эффектив қийматлари орқали (8.26) ни ифодаласак, қувват қуйидаги формула билан аниқланади:

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} \cos \varphi. \quad (8.26^a)$$

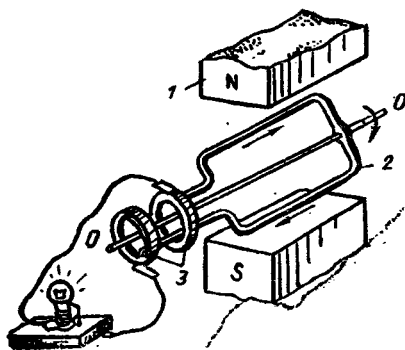
Индуктив ва сиғим қаршиликларда ток кучи билан кучланиш орасидаги фаза силжиши  $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$  га тенг эди.

Демак, (8.26<sup>a</sup>) формулага асосан, занжирнинг индуктив ва сиғим қаршиликларидан ток ўтиб туришига қарамасдан, уларда энергия умуман ажралиб чиқмайди, сарфланувчи қувват нолга тенг бўлади, чунки конденсаторда электр майдон ҳосил қилишга даврий равишда сарф бўладиган (конденсатор зарядланишида) энергия, бу майдон йўқолишида (конденсаторнинг разрядланишида) шундай даврийлик билан занжирга қайтади. Худди шунингдек, ўзиндукция ғалтагининг магнит майдонини ҳосил қилишга (токнинг ўсиш вақтида) даврий равишда сарфланадиган энергия ҳам бу майдоннинг йўқолишида (токнинг камайиш вақтида) шу миқдорда ва шундай даврийлик билан занжирга қайтарилади. Фақат актив қаршилик бўлгандагина электр энергия ўтказгичнинг ички энергиясига айланади, натижада ўтказгич қизийди.

## 85- §. Ўзгарувчан ток генератори

Бирор турдаги (иссиқлик, механик, ёруғлик ва ҳоказо) энергияни электр энергиясига айлантирувчи қурилмалар *генераторлар* деб аталади. Масалан, электростатик машиналар, термобатарейлар, гальваник элемент-





185- расм.

лар, фотоэлементлар ва шу кабилар генераторлар жумласига киради.

Ҳозирги вақтда электр энергиясини ишлаб чиқаришда индукцион генераторлар энг муҳим роль ўйнайди. Бу генераторларнинг ишлаши электромагнит индукция ҳодисасига асосланган. Индукцион генераторларнинг жуда кўп турлари мавжуд. Лекин генераторларнинг ҳаммасида уларнинг ишлаши учун жуда зарур бўлган бир хил умумий қисмлари бор. Улар қуйидагилар:

1. Магнит майдонни ҳосил қилувчи электромагнит ёки доимий магнит. Бу қисми *индуктор* деб аталади.

2. *Якорь* деб аталадиган қисми. Бу қисм ЭЮК индукцияланадиган чулғамдан иборат.

3. *Коллектор* деб аталадиган қисми, қўзғалмас чўткаларга тегиб турадиган ҳалқалар.

Булардан ташқари генераторнинг қўзғалмас қисми *статор*, айланувчан қисми *ротор* деб аталади.

185- расмда ўзгарувчан ток берадиган энг содда генераторнинг тузилиш схемаси кўрсатилган.

Схемада кўриниб турганидек, индуктор (доимий магнит—1) магнит майдонни ҳосил қилади. Ток якорь (рамка—2) да вужудга келади. Ток ташқи занжирга коллектор (ҳалқалар ва чўткалар—3) ёрдамида ўтади. Чўткалар билан ҳалқалар орасида сирпанувчи контакт бор, бу контакт чўткаларга уланган қўзғалмас ўтказгичларнинг айланувчи якорга доимо тегиб туришини таъминлайди. Якорь чулғамларининг учлари бир-биридан

изоляцияланган ҳалқаларга уланган. Бу генераторда индуктор — статор, якорь — ротор вазифасини ўтайди.

Рамка доимий магнит майдонида жойлаштирилганда рамка юзасидан ўтувчи магнит оқими

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t,$$

$\vec{B}$  — магнит майдон индукцияси,  $S$  — рамка юзи,  $\alpha$  — рамка юзига ўтказилган нормал билан магнит индукция вектори орасидаги бурчак. Энди рамкани  $\omega$  бурчак тезлик билан текис айланма ҳаракатга келтирганимизда, рамкада индукцион ЭЮК ҳосил бўлади:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (8.27)$$

Агар рамка битта ўрамдан эмас, балки  $N$  та ўрамдан иборат бўлса, индукция ЭЮКнинг амплитудаси ҳам  $N$  марта катта бўлади. Чунки, бунда  $N$  та ўрамни кетма-кет уланган  $N$  та рамка деб қараш мумкин, уларнинг ҳар бирида амплитудаси  $\mathcal{E}_0$  бўлган ЭЮК индукцияланади, натижавий ЭЮК нинг амплитудаси эса  $\mathcal{E}_0$  дан  $N$  марта катта бўлади. Шунинг учун амалда кучланишни ортириш учун рамкага кўплаб ўрамлар ўралади. Ўрамлари айланувчи ва магнит системаси қўзғалмас бўлган бундай ўзгарувчан ток генератори жуда кам учрайди. Бунга сабаб бундай системадаги генераторларнинг нуқсонли бўлишидир. Гап шундаки, сирпанувчи контактлар ёрдамида генератордан олинadиган юқори кучланишларни олиб кетиш амалда мумкин эмас, чунки сирпанувчи контактларда кучли учқун ҳосил бўлади. Буни баргараф қилиш учун кўпчилик ўзгарувчан ЭЮК индукцияланадиган якорни қўзғалмас (статор) қилинади, уларда индуктор (ротор) айланади.

Умуман олганда, генератор ҳосил қилаётган ЭЮКнинг катталиги статор чулғамларининг ўлчамлари ва хилига, ротор магнит майдонининг катталигига ҳамда унинг айланиш тезлигига боғлиқ бўлади.

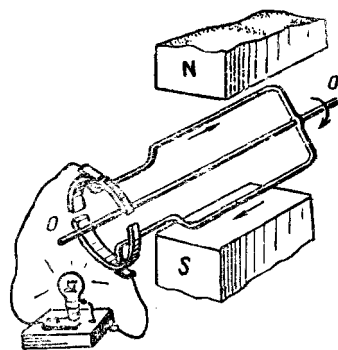
## 86- §. Ўзгармас ток генератори

Техникада ва турмушда асосан ўзгарувчан ток қўлланилади. Лекин кўп ҳолларда ўзгармас ток ҳам керак бўлади. Масалан, саноатда, электрокимё соҳасида, электр транспортда ва алоқада.

Ўзгармас ток кўпинча токни тўғрилагичлар деб аталadиган махсус қурилмалар ёрдамида ҳосил қилинади.

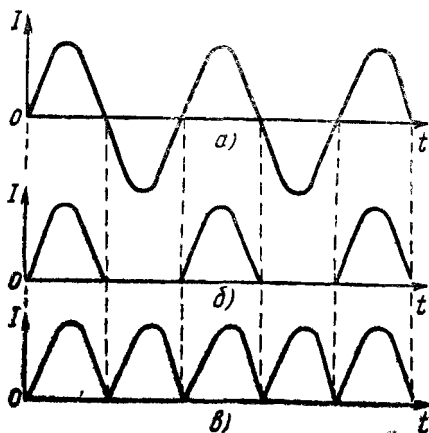
Ҳар қандай тўғрилагичнинг ишлаши фақат маълум бир йўналишда ток ўтказадиган занжир қисмлари ҳосил қилиш мумкинлигига асосланган. Икки электродли лампалар (диодлар) шундай хусусиятга эга.

Ўзгармас токни махсус генераторда ҳам ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун ўзгарувчан ток генераторидаги ҳалқаларни ярим ҳалқалар билан алмаштириш керак. Бу ярим ҳалқаларга рамка чулгамининг учлари маҳкамланади (186-расм).

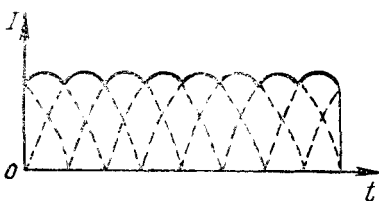


186- расм.

Ярим ҳалқалар ўққа маҳкамланган бўлиб, ўрамлар билан биргаликда айланади ва бунда қўзғалмас чўткаларга тегиб ўтади. Ўрамдаги ток ўз йўналишини ўзгартирганда ярим ҳалқалар чўткаларини ўзгартиради. Шунинг учун ташқи занжирда пайдо бўлган ток ҳамма вақт бир хил йўналишда бўлади, бироқ унинг катталиги вақт ўтиши билан ўзгаради. Бундай токни *пульсацияланувчи ток* деб аталади. 187-расмда ўзгарувчан (а), тўғриланган (б) ва пульсацияланувчи (в) токнинг графиклари кўрсатилган. Пульсацияланувчи



187- расм.

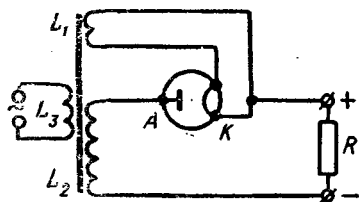


188- расм.

токда ток кучининг катта ўзгаришларини бартараф қилиш учун якорь чулғамлари кўп ғалтаклар (секциялардан тузилади, улар бир-бирига маълум бурчак остида қўя қилиб жойлаштирилади ва бу секциялар ўзаро кетма-кет уланади. Бундай уланганда ташқи занжирда ток кучи нолгача пасайиб камайиб кетмайди. Секциялар сони кўп бўлганда токнинг ўзгаришлари ҳам унча кўп бўлмайди (188- расм). Одатда якорда 100 га яқин секция бўлади. Бундай коллектордаги ярим ҳалқалар ўрнига бир-биридан изоляцияланган пластиналар ўрнатилади. Коллектор пластиналарининг сони секциялар сонига тенг бўлади. Коллекторнинг ҳар бир пластинасига бир секциянинг охири ва бундан кейинги секциянинг учи уланади. Бу ҳолда пульсацияланувчи ток эмас, балки деярли ўзгармас ток олинади.

### 87- §. Ўзгарувчан токни тўғрилаш

Биз 50- параграфда икки электродли электрон лампа — диоднинг ишлаш принципи билан танишиб чиққан эдик. Шу сабабли диоддан ўзгарувчан ток тўғрилагичи сифатида фойдаланиш мумкин. Ўзгарувчан токни тўғрилашда ишлатиладиган икки электродли лампалар *кенотронлар* деб аталади. 189- расмда ўзгарувчан токни кенотрон ёрдамида тўғрилашнинг принципаал схемаси берилган.



189- расм.

*кенотронлар* деб аталади. 189- расмда ўзгарувчан токни кенотрон ёрдамида тўғрилашнинг принципаал схемаси берилган.

$L_3$  ғалтакда ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади, демак,  $L_1$  ва  $L_2$  ғалтакларда ўзгарувчан ЭЮК индукцияланади ва занжирда ўзгарувчан ток

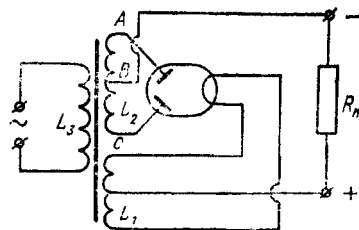
вужудга келади.  $L_1$  ғалтак катодни чўғлантириш токи билан таъминлайди.  $L_2$  ғалтак эса анодга ўзгарувчан кучланиш беради. Анодда катодга нисбатан мусбат потенциал бўлганида шу ярим даврда лампа ва  $R$  қаршилиқ орқали ток ўтади. Анод манфий потенциалга эга бўлганда лампа берк бўлади, лампа ва  $R$  қаршилиқ орқали ток

ўтмайди. Шундай қилиб, қаршилиги  $R$  бўлган ўтказгичдан тўғрилагичга кучланишнинг ҳар бир мусбат ярим даври давомидагина ток ўтади (187- *a, б* расм). Расмда вақт ўтиши билан ток кучининг тўғрилангунга қадар (*a*) ва тўғрилангандан кейин (*б*) ўзгариш графиклари келтирилган. Бу ток пульсацияланувчи, катталик жиҳатдан ўзгарувчидир. 187- *б* расмдан ўзгарувчан токни тўғрилаш учун фақат битта ярим давригина фойдаланилаётгани кўриниб турибди. Ўзгарувчан токнинг иккала ярим давридан фойдаланиш учун битта ярим даврли тўғрилагич ўрнига иккита ярим даврли тўғрилагич қўлланилади. Иккита ярим даврли тўғрилагич схема бўйича тўғрилашда иккита кенотрондан ёки икки анодли кенотрондан фойдаланилади. 190- расмда икки анодли кенотрондан тўғрилагич сифатида фойдаланишнинг принципиал схемаси берилган.  $L_2$  ғалтакнинг *A* ва *B* нуқталари орасидаги кучланиш *B* ва *C* нуқталари орасидаги кучланишга тенг бўладиган қилиб тенг икки қисмга бўлинган. Ғалтакнинг *A* ва *C* уchlari кенотроннинг икки анодига уланган. *A* нуқтада мусбат потенциал бўлганда *C* нуқтада манфий потенциал бўлади. Бу ярим даврда анод занжирида ток *A* нуқтага уланган юқориги анод орқали ўтади, иккинчи ярим даврда *A* ва *C* нуқталардаги потенциалнинг ишоралари алмашинади ва бу ярим даврда анод занжирида ток *C* нуқтага уланган пастки анод орқали ўтади. Тўла давр давомида ўзгарувчан токнинг иккала ярим даврларида анод занжирида ток бўлади.

Иккита ярим даврли тўғрилагичдаги пульсацияланувчи токнинг графиги 187- *в* расмда кўрсатилган. Бу ток махсус филтрлар ёрдамида фақат йўналиш жиҳатидан эмас, балки катталиги жиҳатидан ҳам ўзгармас токка келтирилади (188- расмга қ.).

### 88- §. Трансформатор

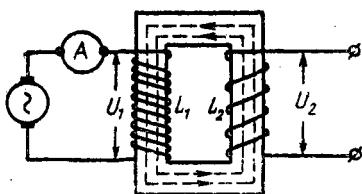
Кўпгина электр аппаратларини ва асбобларини ишлатишда турли кучланишдан фойдаланишга тўғри келади. Ҳатто айни бир электр аппаратининг ўзида токнинг



190- расм.

турли кучланишлари керак бўлиб қолади. Масалан, радиоприёмникда лампани чўғлантириш учун бир неча вольтгина, унинг кучайтиргичининг ишлаши учун эса бир неча юз вольт кучланиш керак бўлади. Ваҳоланки, кўпинча ихтиёримизда муайян кучланишли биттагина тармоқ бўлади. Шу сабабли ўзгарувчан токни ўзгартиришга тўғри келади. *Айни бир частотанинг ўзида ўзгарувчан ток кучланиши билан ток кучини бир вақтда ўзгартириш ўзгарувчан токни трансформациялаш дейилади.*

Ўзгарувчан токни трансформациялайдиган асбоб *трансформатор* дейилади. Трансформаторнинг ишлаши электромагнит индукция ҳодисасига асосланган.



191- расм.

Трансформатор бир-бирдан изоляцияланган пўлат пластиналардан ясалган берк ўзак ва унга кийдирилган икки ғалтакдан иборат бўлиб, ғалтаклар бир-бири билан туташмайди (191- расм).

Ўзак берк рамка шаклида бўлиб, махсус пўлатнинг алоҳида пластинка-

ларидан йиғилади, пўлатнинг бу нави қайта магнитланишда кам қизийди. Ўзгарувчан ток занжири уланадиган  $L_1$  ғалтак *бирламчи чулғам*, электр энергияси истеъмолчилари уланадиган  $L_2$  ғалтак эса, *иккиламчи чулғам* дейилади. Бирламчи чулғамдан ўтаётган ўзгарувчан ток трансформаторнинг ўзагида ўзгарувчан магнит оқими ҳосил қилади, бу оқим иккиламчи чулғамда ўзгарувчан индукция ЭЮК ни вужудга келтиради.

Агар бирламчи чулғамни ўрамлар сони  $N_1$  кам, иккиламчи чулғамни ўрамлар сони  $N_2$  кўп қилиб олинса, иккиламчи чулғамда кучланиш юксалади. Бу трансформатор *юксалтирувчи трансформатор* бўлади.

Агар бирламчи чулғамнинг ўрамлар сони кўп, иккиламчи чулғам ўрамлар сони кам қилиб олинса (191-расмдагидек), иккиламчи чулғамда кучланиш пасаяди. Бу трансформатор *пасайтирувчи трансформатор* бўлади.

Трансформаторнинг иккала чулғамини айни бир магнит оқими кесиб ўтади, шунинг учун ўрамнинг қайси чулғамга тегишли бўлишига қарамай, ҳар бир ўрамда бирдай ЭЮК вужудга келади:

$$\mathcal{E}_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$\mathcal{E}_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Шундай қилиб, чулғамларда вужудга келадиган ЭЮК ларнинг нисбати чулғамлардаги ўрамлар сони нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{N_1}{N_2},$$

бу ерда  $\mathcal{E}_1$  — бирламчи ва  $\mathcal{E}_2$  — иккиламчи чулғамлардаги ЭЮК бўлади.

Бирламчи чулғамга қўйилган  $U_1$  кучланиш билан  $\mathcal{E}_1$  ЭЮК йиғиндиси бирламчи чулғамдаги потенциалнинг тушишига тенг бўлиши керак:

$$U_1 + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1,$$

бу ерда  $R_1$  — чулғамнинг актив қаршилиги,  $I_1$  — чулғамдаги ток кучи. Одатда чулғамнинг актив қаршилиги жуда кичик бўлади, шунинг учун  $I_1 R_1$  ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Шу сабабли

$$U_1 = |\mathcal{E}_1| = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Трансформаторнинг иккиламчи чулғами очиқ бўлганда (бунда  $I_2 = 0$  бўлади), унинг учларидаги кучланиш қуйидагига тенг:

$$U_2 = \mathcal{E}_2.$$

Булардан фойдаланиб, қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$K = \frac{U_1}{U_2} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{N_1}{N_2}, \quad (8.28)$$

яъни трансформаторнинг бирламчи ўрами учларидаги кучланишнинг иккиламчи ўрами учларидаги кучланишга нисбати бирламчи ғалтак ўрамлар сонининг иккиламчи ғалтак ўрамлари сонига нисбатидек бўлар экан.

$K$  катталиқ *трансформация коэффиценти* деб аталади. Агар  $K > 1$  бўлса, трансформатор *пасайтирувчи*  $U_1 > U_2$ ,  $K < 1$  бўлса, *юксалтирувчи*  $U_2 > U_1$  трансформатор бўлади.

Трансформаторнинг иккиламчи чулғамига истеъмолчи уланса, энергия бирламчи занжирдан иккиламчи занжирга узлуксиз равишда ўтиб туради. Энергиянинг

сақланиш қонунига биноан, иккиламчи занжирдаги токнинг қуввати бирламчи занжирдаги токнинг қувватига тенг бўлиши керак, яъни

$$I_1 U_1 = I_2 U_2, \text{ ёки } P_1 = P_2,$$

бундан

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad (8.29)$$

келиб чиқади. Демак, *трансформатор ёрдамида кучланиш неча марта орттирилса, ток кучи шунча марта камаяди ёки аксинча.* (8.28) ва (8.29) муносабатларга асосланиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}. \quad (8.30)$$

Бу формуладан кўринадики, *трансформаторнинг бирламчи ва иккиламчи ғалтакларидаги нагрузка токлари, шу ғалтаклардаги ўрамлар сонига тескари пропорционал бўлади.* Чулғамларда ва ўзакда иссиқлик ажралиб чиқиши туфайли ва энергиянинг бошқа хил исрофлари мавжуд бўлиши туфайли (8.29) муносабат тахминан бажарилади.

Қуйидаги

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1} \quad (8.31)$$

муносабат трансформаторнинг ФИК ни билдиради. Ҳозирги замон қудратли трансформаторларида бу коэффициент 94—99 фоизга етади.

## 89- §. Электр энергиясини олисга узатиш

Электр энергиясини бошқа хил энергиялардан афзаллиги шундаки, уни олис жойларга жуда қисқа вақтда узатиш мумкин.

Электр энергияси олис жойларга узатилганда узатиш линияларида энергия сезиларли миқдорда исроф бўлади, чунки ток узатиш ўтказгичлари орқали ўтганда уларни қиздиради. Жоуль — Ленц қонунига мувофиқ, ўтказгич симларини қиздириш учун сарф бўладиган энергия миқдори

$$Q = I^2 R T.$$

формула билан аниқланади, бу ерда  $R$  ўтказгич қаршилиги. Электр энергиясини узатиш фойдалироқ бўлиши



учун ўтказгичларни қиздиришга кетадиган иссиқлик энергияни мумкин қадар камайтириш керак. Жоуль-Ленц қонуни бу масалани ҳал қилишнинг икки йўлини кўрсатиб беради:

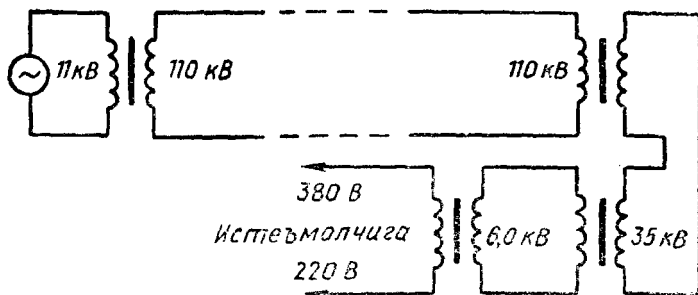
1) энергия ўтказгич симларининг қаршилигини камайтириш керак. Бунинг учун йўғон симлар ишлатиш керак. Лекин турмушда буни амалга ошириб бўлмайди, чунки ўтказгичнинг қаршилигини неча марта камайтирилса, унинг массаси шунча марта ортади. Қиммат турадиган рангли металлларни бунчалик кўп сарфлашга йўл қўйиб бўлмайди. Бундан ташқари, оғир симларни баланд минораларга ўрнатиш билан боғлиқ бўлган ва бошқа қийинчиликлар ҳам туғилади.

2) Узатиш ўтказгичларидаги ток кучини камайтириш керак. Аммо ток қувватини сақлаш учун ток кучини фақат кучланишни ошириш йўли билангина камайтириш мумкин.

Электр энергияси узатиш ўтказгичлари орасидаги кучланиш қанча юқори бўлса, у шунчали фойдали бўлади, чунки  $P = IU$  қувват формуласидан кўринишича, ток кучи шунча камаяди ва ўтказгичлардаги исроф ток кучи катталигининг квадратига пропорционал равишда камаяди.

88- параграфда кўрганимиздек, трансформатор ёрдамида ўзгарувчан токнинг узатиладиган қувватини ўзгартирмаган ҳолда унинг кучланишини ўзгартириш мумкин. Шу сабабли, ҳозирги замон шароитида электр энергиясини олисга узатишни трансформаторсиз амалга ошириш мумкин эмас.

Электр энергиясини олисга узатиш схемасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин (192- расм). Электр стан-



192- расм.

циясига юксалтирувчи трансформатор ўрнатилади. Юқори кучланишли ток энергияси истеъмолчига узатилади. Истеъмолчи олдида пасайтирувчи трансформаторлар ўрнатилади. Шундай қилиб, истеъмолчи электр энергиядан ҳаёт учун хавфсиз ва изоляциянинг махсус усуллари талаб этмайдиган нормал кучланишдан фойдаланади.

## IX Б О Б. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

### 90- §. Электромагнит тўлқинлар ва электромагнит майдон

Утган асрнинг 60- йилларида Максвелл электр ва магнит ҳодисаларининг ягона назариясини яратди. Бу назарияни *электромагнит майдон назарияси* деб аталади. Максвелл назариясининг асосида электр ва магнит майдонларининг ўзаро узвий боғланишда эканлигини ифодаловчи иккита муҳим ғоя ётади:

1. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай магнит майдон электр майдонни юзага келтиради;

2. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай электр майдон эса магнит майдонни юзага келтиради.

Биринчи ғоянинг тўғрилигини электромагнит индукцияси ҳодисаси тасдиқлайди.

Бизга маълумки, электромагнит индукция ҳодисасига биноан индукцион ток вақт ўтиши билан ўзгарадиган магнит майдондаги қўзғалмас контур ёки вақт ўтиши билан ўзгармайдиган магнит майдонда ҳаракатланувчи контурда ҳосил бўлади, яъни индукцион ЭЮК

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B_w dS = \int \left( \frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (9.1)$$

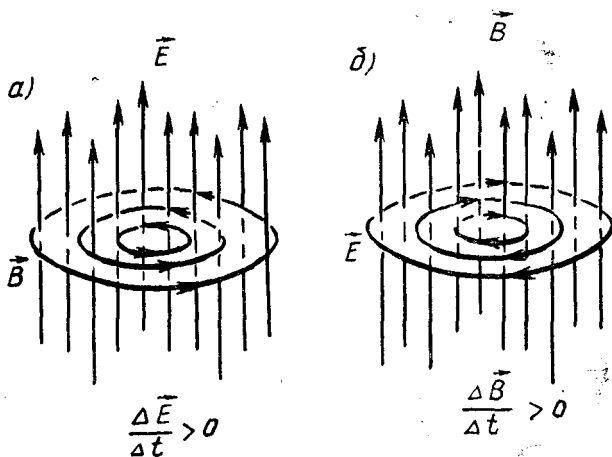
бўлиб, иккинчидан майдон кучланганлик векторининг циркуляциясига тенг эди:

$$\mathcal{E}_i = \oint_l E_i dl. \quad (9.1^a)$$

(9.1) формуладаги  $\vec{B}$  вақтга ҳам, координатага ҳам боғлиқ. Бу иккала ифода ҳам индукцион ЭЮК ни ифодалагани учун ўнг томонлари ҳам тенг:

$$\oint E_l dl = - \int \left( \frac{dB}{dt} \right)_n dS. \quad (9.2)$$

(9.2) Максвелл электромагнит назариясининг асосий тенгламаларидан биридир. Бундан, магнит майдонининг ўзгариши билан контурда электр зарядларига таъсир қилувчи ташқи кучларни юзага келиши кўринади. Бу ташқи кучлар контурда рўй бериши мумкин бўлган кимёвий иссиқлик жараёнлари ҳам, ва Лорентц кучлари ҳам бўлиши мумкин эмас. Демак, индукцион ток контурида ҳосил бўлувчи электр майдони туфайли юзага келади, ҳамда қўзғалмас ўтказгичдаги электр зарядларни тартибли ҳаракатга келтирувчи электр майдонни бевосита ўзгарувчи магнит майдон яратади, деб айта оламиз. Бироқ бу электр майдон биз шу вақтгача тилга олиб келган электростатик майдондан фарқ қилади. Электростатик майдонни электр зарядлари ҳосил қилади, бу майдон потенциал характердаги майдон бўлиб, унинг кучланганлик чизиқлари заряддан бошланиб зарядда тугар эди. Магнит майдон ўзгарганда юзага келадиган электр майдон эса магнит майдоннинг индукция чизиқларига ўхшаш берк чизиқлардир. (193-а ва б расмлар) Бу майдон уюрмавий электр майдон деб аталади. Демак, электр майдон потенциал ва уюрмавий кўринишда ҳосил бўлар экан. Максвеллнинг иккинчи ғояси, яъни электр майдон-



193- расм.

нинг вақт ўтиши билан ўзгариши, магнит майдонни юзага келтириши лозимлиги ҳақидаги фикри ҳам жуда самарали чиқди. Буни электромагнит тўлқинларнинг очилиши, электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши магнит майдонни юзага келтиришни тасдиқловчи асосий факторлардан биридир.

Уларнинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича

$$E = E_0 \sin \omega t \text{ ва } H = H_0 \sin \omega t.$$

Бу майдон маълум йўналишда тарқалаётган бўлгани учун у ўз тарқалиш йўналишида яна муҳитнинг навбатдаги нуқтасини ҳам гармоник тебрантиради. Унинг ҳаракати 0 нуқтага нисбатан  $\tau = \frac{x}{v}$  вақтга кечикади. Бу нуқтанинг ҳаракат тенгламаси

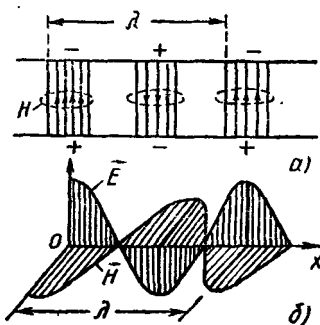
$$E = E_0 \sin \left( \omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) = E_0 \sin (\omega t - kx). \quad (9.3)$$

Худди шу каби

$$H = H_0 \sin (\omega t - kx). \quad (9.3^a)$$

Бу (9.3), (9.3<sup>a</sup>) тенгламалар ясси тўлқин тенгламаларидир.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — тўлқин сони.



194- расм.

Даврий равишда ўзгарадиган электромагнит майдоннинг фазода тарқалиш жараёнига электромагнит тўлқин дейилади.

Электромагнит тўлқинда электр ва магнит майдонларнинг оний тақсимланиши 194-расмда ифодаланган. Булардан кўринадики, электр ва магнит майдонларнинг юқоридаги вақт бўйича ўзгариш қонуниятлари бир хил экан, демак, улар бир хил фазададир.

Шундай қилиб, Максвелл электр ва магнит майдонлар бир-бирига чамбарчас боғланганлигини назарий йўл билан асослаб берди. Электр майдон кучланганлигининг ўзгариш тезлиги  $\frac{dE}{dt}$  қанча катта бўлса, бу электр майдонга боғлиқ равишда вужудга келадиган магнит майдон ҳам шунча кучли бўлади. Худди шунингдек, магнит май-

дон индукцияси векторининг ўзгариш тезлиги  $\frac{dB}{dt}$  қанча катта бўлса, магнит майдон билан боғлиқ равишда ҳосил бўлган электр майдон ҳам шунча кучли бўлади. Демак, *ўзгарувчан магнит майдон билан тўлган фазо айни вақтда ўзгарувчан электр майдон билан ҳам тўлган бўлади*, деган хулоса чиқади.

Электр майдон билан магнит майдон ўртасидаги ўзаро боғланиш кашф қилингандан кейин бу майдонлар бир-биридан ҳоли, бир-биридан мустақил мавжуд бўла олмаслиги аён бўлиб қолди.

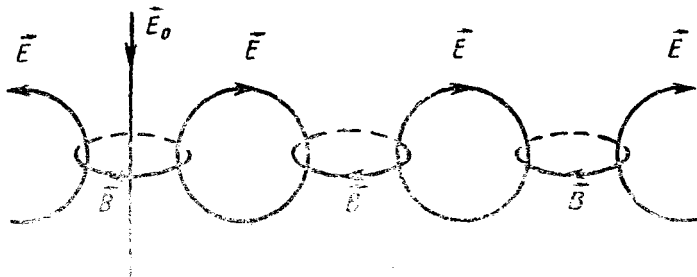
Ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилинар экан, айни бир пайтда фазода ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлмай иложи йўқ ва аксинча, ўзгарувчан магнит майдонсиз ўзгарувчан электр майдон мавжуд бўла олмайди. Бу иккала ўзгарувчан майдон ҳаминша бир-бири билан боғланган бўлиб, *улар биргаликда электромагнит майдонни ташкил қилади*.

Электромагнит майдон уюрма характерга эга: вужудга келтираётган майдоннинг куч чизиқлари вужудга келётган майдоннинг куч чизиқлари билан концентрик ўраб олинган. Натижада ўзаро «ўралган» электр ва магнит майдонлар системаси ҳосил бўлади (195- расм).

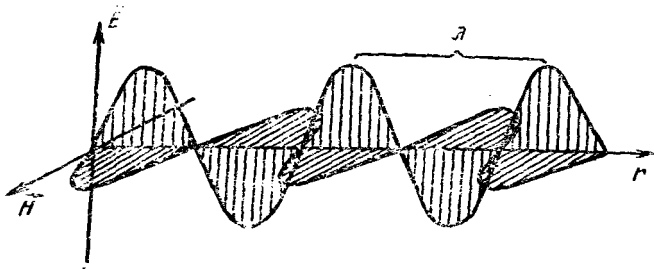
1. Демак, электр майдоннинг кучланганлиги электромагнит нурланиш йўналишига перпендикуляр тебранади.

2. Магнит майдоннинг кучланганлиги электромагнит нурланиш йўналишига ва электр майдоннинг кучланганлигига перпендикуляр тебранади.

Шундай қилиб,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  ва электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши ўзаро перпендикулярдир.



195- расм.



196- расм.

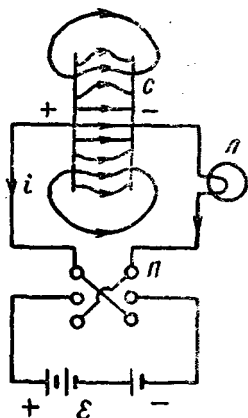
3. Электр ва магнит майдон кучланганликлари бир хил фазада тарқалади, яъни фазонинг мазкур нуқтасида бу майдон кучланганликлари бир вақтда ортади, бир вақтда камаяди, ҳатто нолга ҳам тенг бўлиб қолади.

Шундай қилиб, *электромагнит майдон фаза жиҳатидан мос келган икки тўлқиндан иборат кўндаланг электромагнит тўлқин* — электр (яъни электр майдон кучланганлиги тўлқинлари) ва магнит (магнит майдон кучланганлиги тўлқинлари) тўлқинлари кўринишида тарқалади (196- расм).

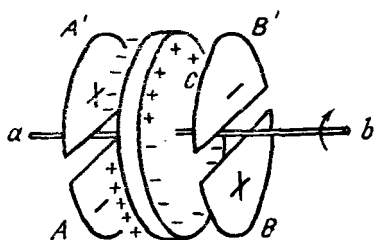
### 91- §. Силжиш токи

Ўзгармас ток занжирида ток бўлиши учун занжир берк ва унинг ҳамма нуқтасида электр ўтказувчанлик бўлиши керак. Ўзгарувчан тоқлар учун бу шарт бажарилиши шарт эмас. Электромагнит индукция ҳодисасини қараганимизда магнит майдон фазода ўзгариши билан уюрмали электр майдон ҳосил бўлишини кўрган эдик. Максвелл электр ва магнит майдонлар орасида ўзаро тесқари боғланиш, яъни электр майдон камайиши билан магнит майдон ва аксинча, ҳосил бўлади деган фикрни айтади. Юқорида кўрганимиздек, уюрмали электр майдон ҳосил бўлиши билан диэлектрик ёки вакуумда мавжуд бўлган конденсаторлар орқали ток ўтади. Бу токни Максвелл *силжиш токи* деб атаган.

Силжиш токнинг ҳосил бўлиш механизмини А. А. Эйнхенвальд ўтказган қуйидаги тажриба асосида тушунтириш мумкин. У диэлектрикдан ясалган *C* дискини унинг марказидан унга тик равишда ўтказилган *a* *v* ўқ атрофида, 197- расмда кўрсатилгандек қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядланган *A*, *A'*, *B*, *B'* ярим диск-



197- рasm.

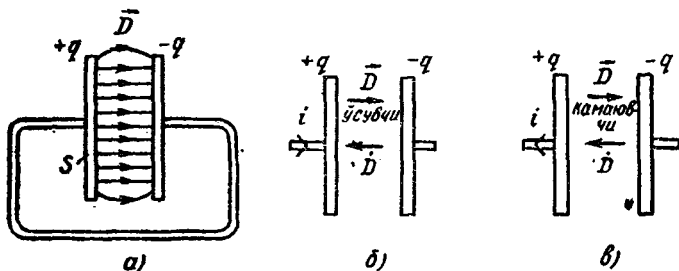


198- рasm.

лар орасида айланма ҳаракат қилади.  $У$  вақтда  $A'$  ва  $B'$  ярим дисклар орасида электр майдон ўнгдан чапга йўналган бўлади. Расмда кўрсатилган йўналишда  $ав$  ўқ атрофида  $C$  диск айлантирилганда дискнинг  $ав$  ўқдан ўтишида  $C$  дискнинг юқори қисмини чап томони манфий, ўнг томони мусбат, ўқдан пастки томондаги дискнинг ўнг томони мусбат ва чап томони манфий заряд билан зарядланиб  $ав$  ўқ текислигидан ўтишда  $C$  дискдаги манфий зарядлар ўнгдан чапга, мусбат зарядлар эса чапдан ўнгга ҳаракатланиб, диэлектрик молекулаларидаги зарядлар силжишини ҳосил қилади, бу эса ўз навбатида чапдан ўнгга оқувчи силжиш токини ҳосил қилади.

Эйхенвальд силжиш токи ҳам магнит майдон ҳосил қилишни тажрибада аниқлаган.

Силжиш токи ўзгарувчан ток занжиридаги конденсаторда ҳам ҳосил бўлади. Бунинг учун қуйидаги 198- расмда кўрсатилган схеманинг ишлаш принципи билан танишиб чиқайлик. Занжирда манба ( $\mathcal{E}$ ), қайта улагич ( $\Pi$ ), занжирда ток бор-йўқ эканлигини кузатиш лампочкаси ( $L$ ) ва конденсатор ( $C$ ) мавжуд. *Биринчи* навбатда занжирга доимий ток манбаини қанча вақт улаб қўйсак ҳам лампочка ёнмайди. Чунки, конденсатор бўлганлиги учун занжир берк эмас. *Иккинчи* навбатда қайта улагич ёрдамида ток йўналишини ўзгартириб тураемиз. Бу вақтда занжирда ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ҳосил бўлади. Қайта улагични улаганимизда ўтказгичлардан қисқа вақт ток ўтиб, конденсатор зарядланади ва қопламалар орасида электр майдон индукция вектори мав-



199- расм.

жуд бўлади (199- *a* расм). Конденсатор зарядланиб бўлгандан сўнг қайта улагични иккинчи томонга уласак, конденсатор қайта зарядланиб ўтказгич орқали яна қисқа муддат олдингига тескари йўналишда ток ўтади. Қайта улагични ҳар сафар улаганимизда ўтказгичда импульс ҳосил бўлиб, қисқа муддатда лампочка ёнади. Занжирни ўзгарувчан ток манбаига уласак, лампочканинг ёниб-ўчиши сезилмай қолади. Демак, ўзгармас ток ўтмаган занжирдан ўзгарувчан ток ўтаяпти. Чунки, *контурни ҳар бир узлишида конденсатор қопламалари орасида вақт бўйича ўзгарувчи электр майдон ёки силжиш токи ҳосил бўлади*. Шундай қилиб, металл симдаги ўтказувчанлик токи диэлектрикдаги силжиш токи билан улувиб кетади. Конденсатор қопламалари яқинида ўтказувчанлик токи зичлиги

$$j = \frac{i}{S} = \frac{\dot{q}}{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} = \dot{\sigma} \quad (9.4)$$

бўлади.  $\sigma = \frac{q}{S}$  — заряднинг сирт зичлиги.

Силжиш токи чизиқлари ҳам ўтказувчанлик токи чизиқлари каби бўлиши учун силжиш токининг зичлиги  $j = \dot{\sigma}$  бўлиши керак. Ҳақиқатда диэлектрикдаги  $D = \epsilon_0 E = \sigma$ , ундан  $\dot{D} = \dot{\sigma}$  ни (9.4) билан таққосласак,

$$j_c = \dot{D}. \quad (9.5)$$

199- *a* расмдан кўринадики, ўтказувчанлик ва силжиш токи зичлиги векторларининг йўналиши электр майдон индукция вектори билан мос тушади. 199- *b* расмдан



кўринадики, заряд ишоралари ва ўтказувчанлик токи ва унинг зичлик векторлари чапдан ўнгга йўналган. Демак, индукция векторининг ортиши ва унинг йўналиши ҳам ўтказувчанлик токи зичлиги ( $\vec{j}$ ) вектори билан мос тушади. 199-в расмдан кўринадики, ток йўналишининг ўзгариши билан индукция вектори миқдор жиҳатидан камаяди. Шундай қилиб,  $\vec{D}$  вектор ўтказувчанлик ток зичлиги йўналишида ўнгдан чапга қараб йўналган. Бунга асосан (9.5) ни вектор тарзида ёзишимиз мумкин:

$$\vec{j}_c = \vec{D}. \quad (9.6)$$

Силжиш токи ўзгарувчан бўлганлиги учун у ўз атрофида магнит майдон ҳосил қилади. Занжирдан ўтаётган умумий токнинг зичлиги силжиш ва ўтказувчанлик токи зичликларининг йиғиндисига тенг:

$$\vec{j} = \vec{j}_y + \vec{j}_c = \vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (9.7)$$

(9.7) дан токни яхши ўтказувчи (металлар) моддаларда ва кичик частотада силжиш токи зичлигининг вектори ҳисобга олинмасдан, ўтказувчанлик токи зичлиги вектори катта бўлиб, умумий ток зичлигини ўтказувчанлик токи зичлигидан иборат деб қараш мумкин. Электрни ёмон ўтказувчи муҳитда ва юқори частотада силжиш токи асосий ролни ўйнайди.

Булардан кўринадики, силжиш токи мавжуд бўлиши учун ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлиши керак, силжиш токи бўлса, ўзгарувчан магнит майдон ҳосил бўлади. Демак, ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ҳар доим узвий равишда бир-бирларини ҳосил қилади. Булар фазода тарқалиб электромагнит тўлқинни ҳосил қилади.

## 92- §. Максвелл тенгламалари

Силжиш токининг очилиши электр ва магнит ҳодисаларини ифодалашнинг ягона назариясининг Максвелл томонидан яратилишига имкон беради ва бу асосда электромагнит ҳодисаларни ифодаловчи тенгламалар системасини ифодалади.

1. Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни: вақт

бўйича ўзгарувчи магнит майдон ўз атрофида уюрмали электр майдонни ҳосил қилади:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} d\vec{S}. \quad (9.8)$$

2. Ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтувчи магнит оқими ҳар доим нолга тенг:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (9.9)$$

Бундан кўринадики, магнит майдон индукция вектори уюрмали характердадир (яъни магнит заряд мавжуд эмас). (9.8) ва (9.9) *Максвелл тенгламаларининг биринчи жуфти интеграл ифодасидир.*

3. Тўла ток қонунининг умумлашгани (Ампер — Максвелл қонуни): ихтиёрий контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик айланиши (циркуляцияси) шу контур билан чегараланган ихтиёрий юзани кесиб ўтувчи тўла токка (силжиш ва ўтказувчанлик токлари) тенг:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j}_y + \vec{j}_\partial) d\vec{S} = \int \left( \vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}. \quad (9.10)$$

Иккинчидан, бу ифода ток элементи тушунчасидан фойдаланиб, магнит майдон кучланганлигини ҳисобловчи Био-Совар-Лаплас қонунидир. (9.10) тенглама ўтказувчанлик ва силжиш тоқларининг ўзаро ҳамда улар ҳосил қиладиган магнит майдон билан боғланишини ифодалайди.

4. Остроградский — Гаусс теоремаси: Ихтиёрий берк сиртдан ўтувчи электр майдон индукция векторининг оқими шу сирт ичида мавжуд бўлган электр зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\int_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^n q_k = \int_V \rho dV, \quad (9.11)$$

бунда  $\rho = \frac{q}{V}$  — заряднинг ҳажмий зичлиги.

(9.11) дан кўринадики, сиртдан ташқаридаги зарядлар оқимга таъсир этмайди. Электр майдон индукция вектор чизиғи заряддан бошланиб зарядда тамом бўлиши мумкинлигини ифодалайди. (9.10) ва (9.11) *Максвелл*

тенгламаларининг иккинчи жуфти интеграл ифодасидир. Муҳитнинг хоссаси ёки электр майдон ва магнит майдон кучланганликларининг сакраб ўзгаришига сабаб бўлган сиртларда узилиш мавжуд бўлганда Максвелл тенгламаларини интеграл кўринишидан фойдаланилади.

Кўп ҳолларда фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги электрмагнит майдонни ифодалаш учун (9.8) — (9.11) Максвелл тенгламаларини дифференциал кўринишидан фойдаланилади:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{dt} = -\dot{\vec{B}}, \quad (9.12)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (9.13)$$

Бу Максвелл тенгламаларини биринчи жуфти дифференциал кўриниши. (9.12) дан айтишимиз мумкинки, ўзгарувчан магнит майдон ўзини ўраб турувчи муҳитда эмас, ҳатто вакуумда ҳам уюрмали электр майдонни ҳосил қилади. Бу ўз навбатида диэлектрик ёки вакуумда силжиш токини ҳосил қилади. Силжиш токи эса ўзгарувчан магнит майдонни ҳосил қилади ва шу каби такрорланаверади. Бу биринчи жуфт Максвелл тенгламаларининг физик мазмунидир.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_y + \dot{\vec{D}}, \quad (9.14)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (9.15)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{ва} \quad \vec{j} = \vec{E} \sigma.$$

Бу Максвелл тенгламаларининг иккинчи жуфтнинг дифференциал кўриниши.

Максвелл тенгламаларидан кўринадики, электр майдоннинг манбаи электр зарядлари ёки вақт бўйича ўзгарувчи магнит майдон. Магнит майдонни эса ҳаракатдаги электр зарядлари (электр токи) ёки вақт бўйича ўзгарувчи электр майдон ҳосил қилади.

### 93- §. Эркин фазодаги электрмагнит майдон учун тўлқин тенгламаси

Юқоридаги параграфларда кўрдикки, ўзгарувчан электр майдон магнит майдонни ва аксинча, ўзгарувчан магнит майдон электр майдонни ҳосил қилиб, ўзгарувчан

майдонларнинг ҳосил бўлишидан электромагнит майдон ҳосил бўлади ва унинг тарқалиши натижасида электромагнит тўлқин содир бўлади. Энди Максвелл тенгламалар системасидан фойдаланиб тўлқин ҳаракат тенгламасини келтириб чиқарайлик.

Максвелл тенгламасини бир жинсли нейтрал ( $\rho=0$ ) ток ўтказмайдиган ( $j=0$ ) муҳит учун ёзайлик:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (\text{a}) \quad \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{б}) \quad (9.16)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = \mu\mu_0 \operatorname{div} \vec{H}, \quad (\text{в}) \quad \operatorname{div} \vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E}. \quad (\text{г})$$

Бу ифодаларнинг бошқа кўриниши

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (\text{a}) \quad \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (\text{б}) \quad (9.17)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{в}) \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (\text{г})$$

эканлиги билан таққосласак,

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (\text{a}) \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (\text{б})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{в}) \quad \operatorname{div} \vec{E} = 0. \quad (\text{г}) \quad (9.18)$$

Бу ифодалардаги  $\operatorname{rot}$  белгиси дифференциялаш координаталар бўйича бўлишини ифодалайди. У вақтда

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu\mu_0 \operatorname{rot} \left( \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$

бўлиб,  $\operatorname{rot} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{H})$  билан солиштирсак ва (9.18<sup>а</sup>) ни ҳисобга олсак,

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (9.19)$$

Худди шу кабч

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{H}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (9.20)$$

ҳосил бўлади.

Аmmo rot ва grad ларнинг ўзаро қуйидагича боғланиши-ни ҳисобга олсак,

$$\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} - \Delta \vec{E}$$

ҳосил бўлади. Бу ифодада орттирма эмас, балки координаталар бўйича олинган иккинчи тартибли хусусий дифференциал

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

(9.18 з) ва (9.19) ни назарда тутсак, бу ҳосил бўлган ифода

$$\Delta E = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

ёки

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

кўринишга эга бўлади.

Худди шунингдек, (9.20) қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}. \quad (9.22)$$

(9.21) ва (9.22) дан кўринадики, электр майдон кучланганлиги билан магнит майдон кучланганлиги ўзаро узлуксиз боғлиқдир. Чунки улар (9.18 а, в) формулалардан келиб чиққан.

(9.21) ва (9.22) дан кўринадики,  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  бир хил тўлқин тенглама билан ифодаланар экан. Шунинг учун бу га-лаёнланиш ясси тўлқиндир.

Механик тўлқинларни қараганимизда, унинг тўлқин ҳаракат тенгламаси

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f_z}{\partial z^2} &= \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \quad (\text{а}), \quad \text{хусусий ҳолда} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \\ &= \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \quad (\text{б}) \quad (9.23) \end{aligned}$$

дан иборат эди. Бу тенгламада  $u$  тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги эди.

Ҳар қандай функциянинг (9.23 а, б) тенгламани қаноатлантирувчи функция *тўлқин ҳаракатини* ифодалайди.

$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$  олдидаги коэффициентнинг тескари қийматидач олинган квадрат илдиз тўлқиннинг фазовий тезлигини ифодалайди. У вақтда электромагнит тўлқиннинг фазовий тезлиги

$$u = \sqrt{\frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (9.24)$$

Вакуум учун

$$u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{4\pi \cdot 10^{-7}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} = c.$$

Демак, вакуумда электромагнит тўлқинларининг тарқалиш тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлар экан. У вақтда ёруғлик ҳам электромагнит тўлқиндан иборатдир, деган хулоса келиб чиқади. Муҳитда эса албатта бундан кичик бўлиб,

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (9.24^a)$$

ифодаланди.

(9.24<sup>a</sup>) дан  $\sqrt{\epsilon \mu} = \frac{c}{u}$  дан кўринадики, бу ифода муҳитнинг абсолют нур синдириш кўрсатишини ифодалайди, яъни

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Бу формулага *Максвелл қонуни* дейилади. Бу ифода  $u$  тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмаган катта тўлқин узунлигига эга бўлган электромагнит тўлқинлар учун ўринлидир.

#### 94- §. Электромагнит тўлқин энергияси. Умов — Пойнтинг вектори

Электромагнит майдоннинг мавжудлиги, электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги ва электр ҳамда магнит майдон кучланганликларининг фазода тарқалишидан ҳосил бўлишини юқорида кўриб ўтдик. Электр ва магнит майдон кучланганликларининг тарқалиш тенгламаси

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right),$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right)$$

ва тўлқин тенгласи

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}.$$

бўлиб, тарқалиш тезлиги (9.24) дан иборат эди. Бу тенгламалардан фойдалансак,

$$E_0\sqrt{\epsilon\epsilon_0} = H_0\sqrt{\mu\mu_0} \quad (9.25)$$

ифода ҳосил бўлади.

Электр ва магнит майдонлари мавжуд бўлганда бу майдонларнинг ҳажмий энергия зичликларини (18, 66-§ларда) келтириб чиқарган эдик, яъни

$$\omega_3 = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} \text{ ва } \omega_m = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2}. \quad (9.26)$$

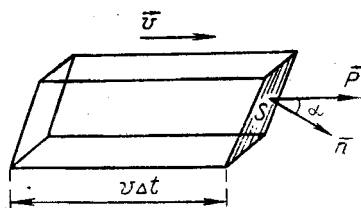
Электромагнит тўлқиннинг энергия зичлиги эса бу энергияларнинг йиғиндисидан иборатдир

$$\omega = \omega_3 + \omega_m = \frac{1}{2} (\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2). \quad (9.27)$$

(9.24) ва (9.25) ни эътиборга олсак, (9.27) қуйидаги кўринишни олади:

$$\omega = \frac{1}{u} EH. \quad (9.27^a)$$

Электромагнит тўлқин майдони ўзи билан бирга энергия олиб ўтади. Бунинг учун  $\Delta t$  вақтда  $\Delta S$  юзадан олиб ўтилган энергияни ҳисоблайлик. Электромагнит тўлқин асос юзи  $\Delta S$  га тенг бўлган параллелепипед қирраларига параллел



200- расм.

равишда  $u$  тезлик билан

ҳаракатланаётган параллелепипед узунлиги  $l = u \Delta t$  бўлсин.  $U$  вақтда энергия ўтаётган параллелепипед ҳажми (200-расм)

$$\Delta V = \Delta S u \Delta t \cos \alpha,$$

$\alpha$  —  $\Delta S$  юзага ўтказилган нормаль билан тезлик орасидаги бурчак. Олиб ўтилади энергия:

$$\Delta W = \omega \Delta V = \omega \Delta S u \Delta t \cos \alpha. \quad (9.28)$$

(9.27 a) ни ўрнига қўйсак, бу ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta W = \frac{1}{u} E H \Delta S u \Delta t \cos \alpha = E H \Delta S \Delta t \cos \alpha. \quad (9.28^a)$$

Бу  $\Delta t$  вақтда ўтаётган энергиядир. Вақт бирлигидаги энергияни ҳисобласак,

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\Delta W}{\Delta t} = E H \Delta S \cos \alpha. \quad (9.29)$$

Юза бирлигидан унга тик равишда вақт бирлигида ўтувчи энергияга электромагнит тўлқин энергиясининг оқими зичлиги дейилади:

$$\vec{p} = [\vec{E}\vec{H}] = \omega \vec{u}. \quad (9.30)$$

Бу учала катталик, электр майдон кучланганлик вектори, магнит майдон кучланганлик вектори ва энергия оқими ўзаро перпендикуляр жойлашгандир. Чунки энергия оқими тезлик йўналишида йўналган бўлади. (9.30) Умов-Пойнтинг вектори дейилади.

(9.30) эътиборга олсак, (9.29) қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = p_n \Delta S. \quad (9.29^a)$$

$p_n$  — энергия оқими зичлигининг нормаль бўйича ташкил этувчиси.

Тарқалаётган электромагнит тўлқиннинг интенсивлигини аниқлаш учун ясси электромагнит тўлқинни ташкил этувчи электр майдон кучланганлиги ва магнит майдон кучланганликларининг оний қийматлари.

$$E = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \text{ ва } H = H_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right)$$

дан фойдаланамиз. У вақтда Умов-Пойнтинг вектори модулининг оний қиймати қуйидагича ифодаланadi:

$$p = E_0 H_0 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (9.31)$$

Амалда энергиянинг оний қиймати эмас, балки бир даврдаги ўртача қийматидан фойдаланилади. Бир даврда  $\sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) = \frac{1}{2}$  ва (9.25) ни ҳисобга олсак, вакуум учун



энергия оқимининг зичлигининг ўртача қиймати электромагнит тўлқинининг интенсивлигини ифодалаб, (9.31) қуйидаги кўринишни олади:

$$I = \langle P \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_0^2. \quad (9.32)$$

Демак, электромагнит тўлқинининг интенсивлиги ихтиёрий нуқтада олинган электромагнит тўлқинни ихтиёрий ташкил этувчиларининг ( $E_0$ ,  $H_0$ ) квадратига тўғри пропорционал бўлар экан.

Бу фикрларни доимий ток орқали олиб ўтиладиган энергияларга ҳам татбиқ этишимиз мумкин. Маълумки, Ом қонунининг дифференциал ифодаси  $E = j\rho$ , бунда  $\rho$  — солиштира қаршилиқ,  $j$  — ток зичлиги. Радиуси  $R$  бўлган цилиндр сиртида винтнинг ўнг қонуни бўйича йўналган магнит майдон кучланганлиги  $H = \frac{I}{2\pi R}$ . У вақтда Умов —

Пойнтинг вектори радиус бўйича цилиндр ичига қараб йўналган бўлади ва юқоридагиларни ҳисобга олсак, қуйидагича ифодаланади:

$$P = EH = j\rho \frac{I}{2\pi R} = \frac{1}{2} \rho R j^2, \text{ бунда } j = \frac{I}{\pi R^2}.$$

Вақт бирлигида узунлиги  $l$  бўлган цилиндр ён сиртларидан кираётган энергия  $W = \rho S = \rho 2\pi R l = \rho j^2 \pi R^2 l = QV$ , бундаги  $Q = \rho j^2$  — ҳажм бирлигидан ажралаётган Жоуль — Ленц иссиқлигидир. Демак, *ўтказкичнинг ён сирти орқали электромагнит энергия киради экан.*

## 95-§. Электромагнит тўлқинлар шкаласи

Электромагнит тўлқинларнинг частоталари ва тўлқин узунликлари диапазони жуда кенг. Турли частотали тўлқинлар хоссалари жиҳатидан ҳам, ҳосил қилиш усуллари жиҳатидан фарқлидирлар. Г. Греци ўз тажрибаларида турғун электромагнит тўлқин ҳосил қилиш орқали тўлқин узунлиги бир неча ўн метрдан 0,6 м гача бўлган тўлқинларни, П. Н. Лебедев  $6 \cdot 10^{-3}$  м гача, А. А. Глаголева — Аркадьевалар  $10^{-4}$  м гача бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилганлар. Шу жиҳатдан электромагнит тўлқинларни бир неча турларга бўлиш зарурияти туғилган. Электромагнит тўлқинларнинг бундай бўлиниши қуйидаги 9-жадвалда келтирилган бўлиб, *электромагнит тўлқинлар шкаласи дейилади.*

Тартиб номери	Турларининг номи	Тўлқин узун- лиги (м)	Тўлқин частотаси (Гц)	Нурланиш манбаи
1	2	3	4	5
1	Паст частотали тўлқинлар	$> 10^4$	$< 3 \cdot 10^4$	Ўзгарувчан ток генератори
2	Радиотўлқинлар	$10^4 \div 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^{10}$	Тебраниш контури ва Герц вибратори
3	Ультрарадиотўлқинлар	$10^{-1} \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}$	Ялли тарқатгич
4	Инфракизил нурлар	$10^{-4} \div 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} \div 4 \cdot 10^{14}$	Лампалар
5	Ёруғлик нурлари	$7,7 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} \div 7,5 \cdot 10^{14}$	Лампалар
6	Ультрабинафша нурлар	$4 \cdot 10^{-7} + 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{16}$	Лампалар
7	Рентген нурлари	$10^{-8} \div 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}$	Рентген найи
8	Гамма нурлари	$< 10^{-11}$	$> 3 \cdot 10^{19}$	Радиоактив емирилиш

Жадвалда кўрсатилган тўлқинларнинг чегараси частоталари ва тўлқин узунликлари маълум даражада шартлидир. Электромагнит тўлқинларнинг қўшни турлари орасида кескин чегара бўлмайти, уларнинг частота интерваллари бир-бирига ўтиб кетади.

### 96- §. Электромагнит тўлқинларни қайд этиш.

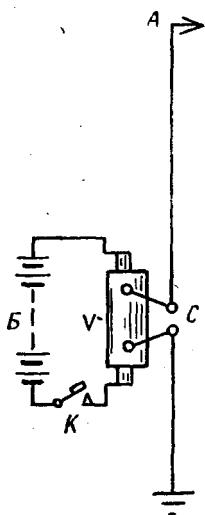
#### А. С. Попов томонидан радионинг кашф этилиши

Антеннадан тарқаладиган электромагнит тўлқинлар ҳамма томонга бир хил тарқалади. Агар электромагнит тўлқинлар ўз йўлида ўтказгичларга учраса, у ҳолда тўл-

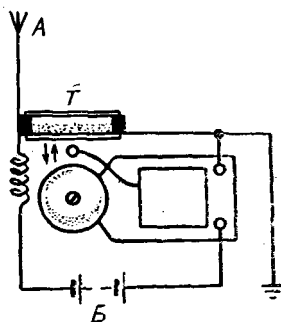
қинлар бу ўтказгичларда тез ўзгарувчан ток ҳосил қилади. Бу тоқларнинг частотаси уларни вужудга келтирган электромагнит майдоннинг ўзгариш частотаси билан бир хил бўлади. Бунда электромагнит майдон энергиясининг бир қисми ўтказгичларда вужудга келган юқори частотали индукцион тоқларнинг энергиясига айланади. Электромагнит тўлқинлар таъсирида юқори частотали ўзгарувчан тоқлар уйғотадиған ўтказгичлар қабул қилувчи антенналар деб аталади.

Қабул қилувчи антенналардан фойдаланиб, электромагнит тўлқинлар устида қилинған тажрибалар асосида атоқли рус физиги А. С. Попов 1895 йил 7 майда дунёда биринчи бўлиб радиони кашф қилди. У металл куқунларнинг юқсак частотали электр тебранишлар таъсирида бир-бирига ёпишиши ва бу билан ўзларининг электр ўтказувчанлигини ошириш хусусиятидан фойдаланиб, биринчи электромагнит тўлқинларни сезувчи қабул қилгич яратди.

А. С. Попов ўз тажрибасида электромагнит тўлқинларни тарқаткич сифатида Ерга уланған антеннадан фойдаланди. Бундай тарқаткичининг схемаси 201-расмда тасвирланған. Схемада Б батареядан таъминланувчи V — Румкорф ғалтаги бўлиб, батарея кучланишини ўзгарувчан юқори кучланишга айлантириб берувчи кучайтиргичдир.



201- расм.



202- расм.

Агар  $K$  калит уланса,  $C$  учлар оралигида тебраниш жараёнидан иборат бўлган учқун ҳосил бўлади, бунинг натижасида  $A$  антенна электромагнит тўлқинлар тарқата бошлайди. Бу тўлқинлар қабул қилувчи станциядаги  $A$  антеннага етиб боргач (202-расм), қабул қилгичнинг Ерга уланган антеннадан ва  $T$  когеррердан иборат занжирида электромагнит тебранишларни ҳосил қилади. А. С. Попов электромагнит тўлқинларни бевосита сезувчи индикатор сифатида когеррердан фойдаланган. Когеррер Попов радиосининг энг асосий қисми бўлиб ҳисобланади.

Когеррер ичи металл кукунлар солинган икки электродли шиша найдан иборат. Унинг ишлаши электр разрядларининг металл кукунига кўрсатадиган таъсирига асосланган. Одатдаги шароитда металл қириндилари бир-бирига жипс ёпишиб турмайди, шу сабабли когеррернинг электр қаршилиги жуда катта бўлади. Бундай когеррердан юқори частотали ток ўтказилса, қириндилар орасида жуда майда учқунлар ҳосил бўлади, бу учқунлар қириндиларни бир-бирига жипслаб қўяди. Натижада когеррернинг электр қаршилиги кескин камаяди. Асбоб силкитилса, металл қириндилари бир-биридан ажраллади ва когеррернинг катта қаршилиги яна тикланади. Попов когеррерни силкитиб турувчи механизм сифатида электр қўнғироғидан фойдаланади. Электр қўнғироғининг занжири электромагнит тўлқин келган пайтда когеррер орқали уланади. Тўлқин қабул қилинганидан кейин қўнғироқ дарҳол тўхтайдди, чунки унинг тўқмоғи қўнғироқ косасига эмас, балки когеррерга ҳам урилади. Шундан кейин қабул қилгич яна янги тўлқинни қабул қилишга тайёр бўлади.

Шундай қилиб, Попов қабул қилгичида электромагнит тўлқинларнинг ғоятда кичик энергияси когеррер воситасида қайд қилувчи аппарат — электр қўнғироғига энергия берувчи манба — электр батареясини бошқариш учун фойдаланилади.

Ҳозирги радио қабулқилгичларда маҳаллий энергия манбаини бошқариш учун когеррер ўрнида электрон лампа ёки транзистор ишлатилади.

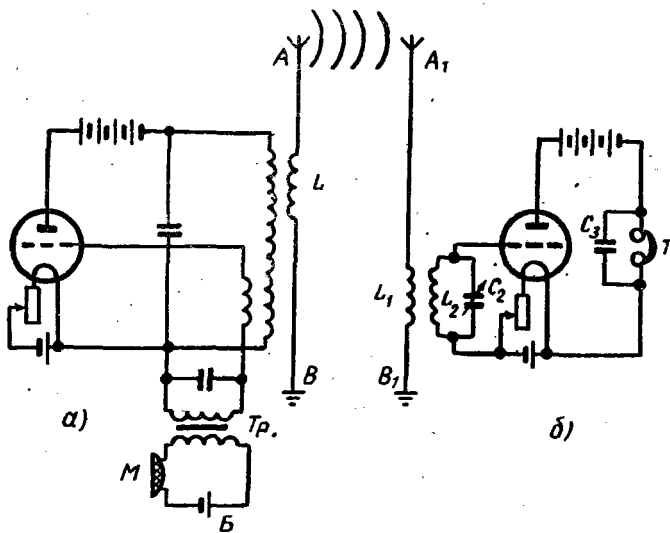
## **97-§. Ҳозирги замон радиоалоқасининг принциплари**

Ҳозирги замон узатиш ва қабул қилиш радиоаппаратураларининг схемаси жуда турли-туман ва мураккабдир. Радиоалоқа принципларини ўрганишда биз радио-

узаткич ва радиоқабулқилгичнинг энг содда схемаларини кўриш билан чекланамиз.

Бизга маълумки, барча товуш тебранишлари паст частотали тебранишлардир. Чунки вақт бирлиги ичида узатиладиган электромагнит тўлқин энергияси частотанинг тўртинчи даражасига пропорционалдир. Шу сабабли паст частотали (товуш частотали) электромагнит тўлқинлар деярли тарқалмайди. Юксак частотали, масалан, лампали генераторда генерацияланадиган тўлқинлар яхши тарқалади. Юксак частотали тебранишларни товуш тебранишларига ёки бирор бошқа сигналларнинг тебранишларига мос ўзгартириш жараёнини *модуляция* деб аталади. Масалан, юксак частотали тебранишлар амплитудасини товуш тебранишлари билан ўзгартириш *амплитуда модуляцияси* дейилади, бунда модуляцияланган тебранишларнинг юксак частотаси *элтувчи частота* деб аталади.

Модуляцияланган юксак частотали тебранишлардан махсус усул билан қабул қилгичда яна паст частотали тебранишлар ҳосил қилинади. Сигнални ўзгартиришнинг бундай жараёни *демодуляция* ёки *детекторлаш* деб аталади. Тебранишларни детекторлаш бир томонлама ўтказувчанликка эга бўлган махсус қурилмалар ёрдамида амалга оширилади.

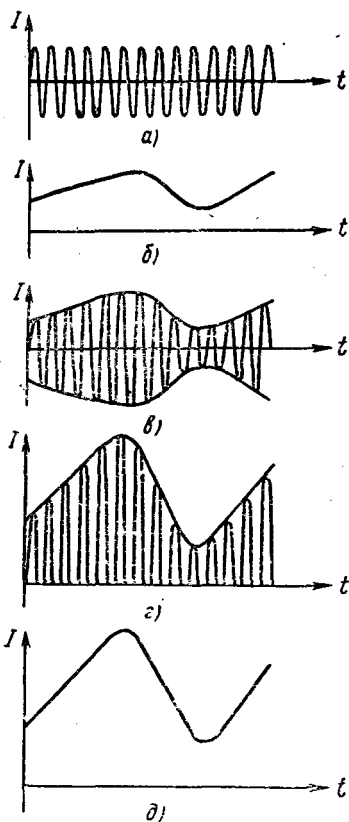


203- расм.

203- расмда радиоузаткич ва қабул қилгичнинг принципиал схемаси кўрсатилган.

Радиоузаткичнинг схемаси (203- *a* расм) автотебра- ниш контурининг схемасига (165- расм) ўхшашдир. Улар орасидаги фарқ фақат шундаки, узаткич лампасининг тўр занжирига  $T_p$  кучайтирувчи трансформаторнинг иккиламчи чулғами уланган, электромагнит тўлқинларни нурлайдиган очиқ контур эса  $A$  антенна ва ерга уланган  $L$  индуктив ғалтаги кўринишида ясалган. Трансформа- торнинг бирламчи чулғамига  $B$  батарея ва  $M$  кўмир кукунли микрофон уланган. Агар  $M$  микрофонга товуш тебранишлари келмаса, у ҳолда узаткичнинг контурида ўзгармас амплитудали одатдаги электромагнит тебра-

нишлар бўлади (204- *a* расм) (расмда:  $I$  — ток кучи,  $t$  — вақт). Агар мик- рофон мембранасига нутқ ёки музикадан ҳосил бў- ладиган товуш тўлқинла- ри тушса, мембрана бу товуш тўлқинларига мос тебрана бошлайди (204- *b* расм). Мембрананинг то- вуш тебранишлари кўмир кукунларига ўзгарувчан босим беради, бунинг на- тижасида микрофоннинг қаршилиги, трансформа- торнинг бирламчи ва де- мак, иккиламчи чулғами- даги ток кучи ҳам шундай тебранади. Натижада электрон лампанинг тўри- да мембрананинг товуш тебранишларига мос ўз- гарувчи қўшимча кучла- ниш юзага келади. Тўр кўчланишнинг тебраниш- лари узаткич контурининг электр тебранишлари амплитудаларини ўзгар- тиради. Шунинг ўзи юк- сак частотали тебраниш- лар амплитудасининг паст



204- расм.

частотали сигнал билан модуляциялашдир (204- в расм).

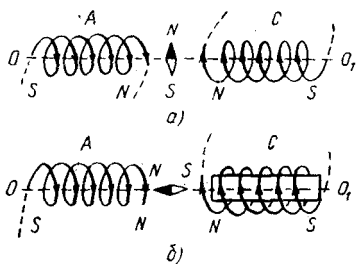
Узаткич тарқатаётган модуляцияланган юқори частотали сигнал қабулқилгичнинг антеннасига етгач (203- б расм),  $L_1$  ғалтакда ва у билан индуктив боғланган  $L_2 C_2$  дан иборат контурда, узаткич контуридаги тебранишларга ўхшаш электромагнит тебранишлар ҳосил қилади, бунинг учун қабулқилгичнинг тебраниш контури  $C_2$  ўзгарувчан конденсатор ёрдамида, узатгичнинг тебраниш контурига резонанс қилиб созланиши керак.  $L_2 C_2$  контур лампанинг тўр занжирига уланган. Шунинг учун унда бўлаётган электр тебранишлар лампанинг анод занжиридаги ток ва кучланишни бошқаради. Натижада анод занжирида тўр занжиридаги тебранишларга ўхшаш, бироқ кучайтирилган ва тўғриланган электр тебранишлар юзага келади (204- г расм). Биз кўраётган қабулқилгичда детектор вазифасини триод ўтайди. Детектор занжирида тўғриланган модуляцияланган юқори частотали тебранишлардан паст частотали тебранишларни ажратиб олиш учун детектор занжирида  $T$  телефонга  $C_3$  конденсатор параллел қилиб уланади. Конденсатордан юқори частотали ток, телефон чулғами орқали эса товуш частотали ток ўтади. Бунинг натижасида телефоннинг мембранаси микрофон мембранаси ҳосил қилган товуш тебранишларини, яъни узаткич микрофонига келаётган товушларни эшиттиради (202- д расм).

Телефон радиоалоқаси жараёнининг умумий хусусиятлари шундан иборат. Қабул қилгич детекторида ҳосил қилинган товуш частотали тебранишлардан радиокарнайларни ишга солиш учун фойдаланиш мумкин. Агар узаткичнинг микрофони иконоскоп билан қабул қилгич телефони эса кинескоп билан алмаштирилса, юқорида келтирилган узаткич ва қабул қилгичнинг принципиал схемалари телевизион радиоалоқа учун ҳам ишлатилиши мумкин.

## Х 606. МОДДАЛАРДА МАГНИТ ҲОДИСАЛАР

### 98- §. Моддаларнинг магнит майдони

Шу вақтгача биз ўрганилаётган магнит майдонни вакуумда (ёки амалда ҳавода ҳам худди шунинг ўзи бўлади) мавжуд деб фараз қилиб келдик. Энди магнит майдонга муҳит (модда) қандай таъсир кўрсатишини кўриб чиқайлик.



205- расм.

Иккита бир хил  $A$  ва  $C$  ғалтакларни олиб, уларни бир-биридан бир оз силжиган ҳолда горизонтал  $OO_1$  ўқ бўйича жойлаштирамиз (205- расм). Ғалтаклар орасига маҳкамланган вертикал ўқ атрофида ҳаракатлана оладиган қилиб магнит стрелкасини жойлаштирамиз. Бутун қурилмани магнит стрелкаси ғал

таклар ўқиға нисбатан перпендикуляр жойлашадиган қилиб ўрнатамиз, сўнг иккала ғалтақдан катталиги бир хил, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган ток ўтказамиз (205-  $a$  расм). Бу вақтда магнит майдониға жойлашатирилган стрелка ҳаракатға келмайди, чунки иккала токнинг ҳосил қилган магнит майдони бир хил миқдорда ва қарама-қарши йўналган бўлгани учун ғалтаклар орасидаги ҳажмда магнит индукцияси нолға тенг бўлади.

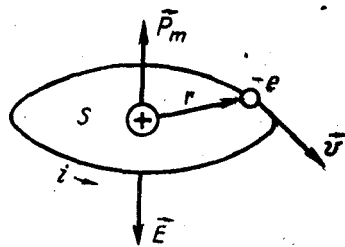
Иккала ғалтақдан ўтаётган ток кучини ўзгартирмаган ҳолда улардан бирининг, масалан,  $C$  ғалтақнинг ичига темир стержень киритамиз (205-  $b$  расм). У ҳолда магнит стрелкаси ўз ҳолатини ўзгартиради.  $C$  ғалтақнинг магнит майдони кучаяди ва ғалтаклар орасидаги натижавий майдон нолдан фарқли бўлади. Бу ҳолда темир стерженнинг  $C$  ғалтақнинг магнит майдонида магнитланиб қолишини кузатамиз. Бундай бўлишини ҳозирги замон физикаси қуйидагича тушунтиради. Магнит майдон фақат ток ўтгандагина ҳосил бўлмасдан, балки атом ва молекулалар таркибидаги зарядли зарраларнинг ҳаракатланиши туйфайли ҳам ҳосил бўлади. Электроннинг ўз ўқи атрофида ҳаракати натижасида ҳосил бўлувчи импульс моменти ўқ ёки спин моменти дейилади. Электрон ҳам, атом ядроси ҳам спинға эға. *Электроннинг ўз ўқи атрофида айланиши спинни, орбита бўйича ядро атрофида айланиши эға орбитал моментни бериб, ички магнит майдонни ҳосил қилади.* Чунки уларнинг ҳаракати туйфайли ток ҳосил бўлади. Бу токни Ампер молекуляр ток деб атаган. Демак, моддаларнинг магнитланиши, ядро атрофида электроннинг айланма ҳаракати натижасида, *орбитал магнит моментига* ( $p_{орб}$ ), *иккинчидан, электроннинг хусусий айланма ҳаракати ёки спини мавжудлигидан*



спин магнит моментига ( $p_s$ ) ва учинчидан, атом ядросининг хусусий айланма ҳаракати ёки спини мавжудлиги натижасида деб тасаввур қилинади. Бу магнит моментлар атомларнинг тузилишига ҳам боғлиқдир. Атомларнинг ядро магнит моментлари электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларидан жуда кичик, чунки ядронинг ҳаракат тезлиги электрон тезлигидан жуда кичик.

Юқорида айтилганидек, электрон орбита (айлана) бўйича  $\nu$  частота билан айланма ҳаракат қилганида айлана бўйича унинг ҳаракатига қарама-қарши йўналишда айланма ток ҳосил бўлишини кейинроқ Эйнштейн ва де-Гааз тажрибасида кўрамыз.

Электрон ҳаракати туйғулари ҳосил бўлувчи ток  $i = e\nu$  бўлиб,



206- расм.

$$p_{\text{орб}} = e \nu S$$

орбитал магнит моментни ҳосил қилади. Бунда  $S$  — орбита юзи. 206- расмда кўрсатилганидек, электрон соат стрелкаси бўйича, ток кучи эса соат стрелкасига тескари йўналишда бўлиб, ҳосил бўлаётган магнит моментнинг йўналишини парма қондасига биноан аниқласак, пастдан юқорига йўналган бўлади.

Орбита бўйича импульс momenti ( $l$ ) эса

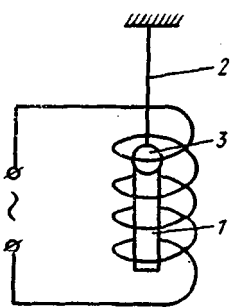
$$l = m\omega r^2 = 2m\nu S,$$

бу ҳам парма қондасига асосан пастга қараб йўналган бўлади. Демак, бу икки вектор ўзаро қарама-қарши йўналган булар экан.

Агар магнит моментнинг импульс моментига нисбатини олсак,

$$\vec{\Gamma} = \frac{\vec{p}_{\text{орб}}}{l} = -\frac{1}{2} \left( \frac{e}{m} \right) \quad (10.1)$$

ҳосил бўлади. Бу ифодага *гиромангнит нисбат* дейилади. Бундаги манфий ишора магнит моментларининг тескари йўналишда бўлишини ифодаласа, ўзи солиштирма заряд-



207- расм.

ни ифодалайди. Бу ифода орбита айланадан иборат бўлганда эмас, эллипс шаклдаги орбита учун ҳам ўринлидир.

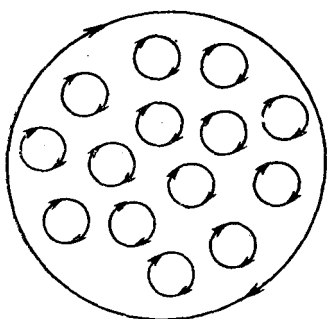
Молекуляр токнинг мавжуд эканлигини аниқлаш учун Эйнштейн ва де-Гааз цилиндр шаклида темир (1) олиб уни ингичка кварц ипига (2) осиб, ўзгарувчан ток манбаига уланган соленоид ичига туширилган (207-расм). Соленоиддан ўзгарувчан ток ўтиши натижасида унда ўзгарувчан магнит майдон ҳосил бўлиб, темир стержень бурилади. Уни ипга

ўрнатилган кўзгу (3) орқали кузатамиз. Бу ерда ток йўналиши ўзгариши билан стержень бурилиши ҳам ўзгаради. Бунга *магнитомеханик ҳодиса* дейилади. Бундай тебранишнинг асосий сабаби темирнинг қайта магнитланишидир. Чунки темирга ташқи магнит майдон таъсир этиши билан ундаги элементар зарраларнинг магнит моментлари майдонга параллел равишда ориентацияланиб, айлантирувчи механик момент ҳосил бўлади. Системада импульс моментининг сақланиш қонуни мавжуд бўлгани учун электронлар ҳосил қилган натижавий моментга тенг ва унга тескари йўналишда цилиндрни айлантирувчи момент ҳосил бўлиб, ипга осилган цилиндрни буралма ҳаракатга келтиради. (10.1) дан кўринадики, магнит momenti импульс моментидан катта бўлишининг сабаби темирда магнитланиш ҳодисаси импульс momenti орқали эмас, балки электроннинг спин ҳаракати туфайли ҳосил бўлувчи спин магнит momenti таъсирида бўлар экан.

Атом ёки молекуланинг умумий магнит momenti улар таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит momentларининг йиғиндисидан иборат

$$\vec{p}_A = \sum \vec{p}_{\text{орб}} + \sum \vec{p}_c \quad (10.2)$$

бўлади. Демак, магнит майдонга жойлаштирилган барча моддалар магнитланиш хоссаларига эга бўлади, яъни магнитланади, шунинг учун (дастлабки) майдонни маълум даражада ўзгартиради. Магнит майдонга таъсир кўрсатадиган бундай моддаларни *магнетиклар* дейилади. Модданинг магнитланишини характерловчи физик катталиклардан бири *ҳажм бирлигидаги атом ёки молекула-*



208- расм.

ларнинг магнит momenti орқали ифодаланувчи магнитланганлик векторидир:

$$\vec{T} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_{\text{орб}} \quad (10.3)$$

Индукция билан магнитланувчанликларнинг ўзаро боғланишини аниқлайлик. Бунинг учун молекулалардаги электрон тоқларнинг ички магнит майдон кучланганлиги ( $H'$ ) ни ҳисоблайлик.

Ампер бўйича модданинг ҳар бир молекуласи айлана ток бўлиб ҳисобланади. Цилиндр шаклидаги (208-расм) бир жинсли магнетикни кўз олдимишга келтирайлик. Бу магнитланган цилиндрнинг молекуляр тоқлари цилиндрнинг ўқиға тик текисликларда жойлашади. Фараз этайлик, молекуляр тоқларнинг йўналиши соат стрелкасининг йўналиши бўйича бўлсин, бунда магнетик кесимининг ички қисмларидаги қўшни молекуляр тоқларнинг йўналиши бир-бириға қарама-қарши бўлиб, мувозанатға келади, мувозанатланмаган қисмиға магнетикнинг ташқи сиртида бўлади. Бу тоқларнинг чизиқли зичлиги, яъни цилиндрнинг узунлиги бирлигида ток  $\eta = \frac{i}{l}$  бўлсин, цилиндрни ҳамма узунлигидаги ток  $i = \eta l$ , бу токнинг магнит momenti  $p = \eta l S \mu_0 = \mu_0 \eta V$ ,  $V$  — магнетикнинг ҳажми, бунда  $\mu_0 \eta = \frac{p}{V}$  — ҳажм бирлигининг магнит momenti, бу эса (10.2) нинг таърифига мувофиқ магнетикнинг магнитланганлигини беради.

Шундай қилиб,

$$\eta \mu_0 = I \quad (10.4)$$

экан. Иккинчидан, магнетикдан иборат цилиндрни бир ўрамли ( $n = 1$ ) соленоид деб қарасак, ундан ўтувчи ток зичлиги  $\eta = \frac{I}{\mu_0}$  бўлиб, соленоид ичидаги майдон  $H' = \frac{I}{\mu_0}$  бўлади. Магнетикдаги магнит майдон индукция эса

$$B = \mu_0 (H_0 + H') = \mu_0 H_0 + I. \quad (10.5)$$

Бунда  $H_0$  ва  $\mu_0$  мос равишда вакуумдаги магнит майдон кучланганлиги ва вакуумнинг магнит доимийси. Магнетикнинг магнитланганлик вектори майдон кучланганлигига тўғри пропорционалдир.

$$I = \chi \mu_0 H_0 \quad (10.6)$$

$\chi$  — модданинг магнит қабул қилувчанлиги.

(10.6) нъ (10.5) га қўйсак,

$$B = \mu_0 H_0 + \chi \mu_0 H_0 = \mu_0 H_0 (1 + \chi) = \mu_0 \mu H \quad (10.7)$$

бунда

$$(10.8)$$

$\mu$  — модданинг магнит сингдирувчанлиги.

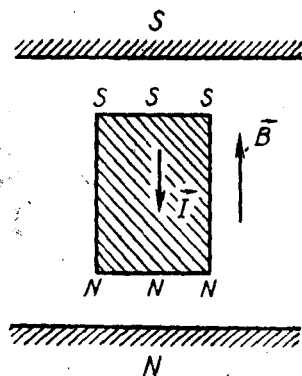
### 99- §. Диамагнетик ва парамагнетиклар

Олдинги параграфда моддаларнинг магнит хусусиятларини ўрганишда (10.7) ва (10.8) формулалардан кўринадики, магнетикларнинг магнит индукциялари уларнинг магнит қабул қилувчанлик ва сингдирувчанлик коэффициентларига боғлиқ эди.

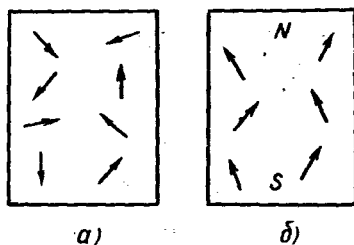
*Моддаларнинг магнит сингдирувчанлик коэффициенти ( $\mu$ ) бир қатлам ўралган соленоид ҳосил қилаётган магнит оқими зичлигидан магнетикнинг магнит оқимининг ўртача зичлиги неча марта катта эканлигини кўрсатади.*

Бу магнит қабул қилувчанлигига қараб магнетикларни қуйидаги группаларга бўлғемиз. Агар  $\mu < 1$  бўлса, бундай моддаларни *диамагнетиклар*, бунда  $\chi < 0$ ;  $\mu > 1$  бўлса,  $\chi > 0$  бўлиб, бундай моддаларни *парамагнетиклар*,  $\mu \gg 1$  бўлса,  $\chi \gg 0$  ва  $B = f(\mu)$  бўлса, бундай моддаларни *ферромагнетиклар* дейлади.

Диамагнетикларда қабул қилувчанликнинг манфий бўлишига асосий сабаб магнитланганлик векторининг магнитловчи ташқи магнит майдон индукция векторига қарама-қарши йўналишидадир (209- расм). Ташқи магнит майдон таъсирида диамагнитни ташкил этувчи диполларнинг жойлашиши тескари бўлади, яъни бир жинсли магнит қутблари (диполь ва ташқи майдондаги) улар ўзаро итаришиш ўрнига ўзаро тортишади. Ташқи магнит майдон таъсирида электрон ҳаракати ўзгаради. Бу вақтда атомларнинг магнит моментлари кичик бўлгани учун моддаларнинг диамагнетик хоссалари кучли бўлади. Деярли барча инерт газлар диамагнит хусуси-



209- расм.



210- расм.

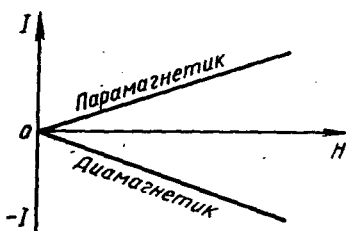
ятига эга. *Диаманитларда ташқи майдон таъсир этмаганда атомнинг магнит моменти нолга тенг бўлади.*

*Парамагнит жисмларга ташқи магнит майдон таъсир этмаганда ҳам атомнинг магнит моменти нолдан фарқлидир.* Ташқи магнит майдон таъсирида атомларнинг магнит моментлари майдон йўналишига ориентацияланади. Аммо ориентацияланишга атомларнинг хаотик ҳаракатлари қаршилик кўрсатади (210- а расм). Шунинг учун ҳаракат ортиши билан парамагнит моддаларнинг қабул қилувчанлиги камаяди.

Модда ташқи магнит майдонга киритилганда атомларни майдон бўйича ориентациялаш учун жуфт кучлар таъсир этади. Натижада модда ичида атомларнинг тартибли жойлашиши содир бўлиб, магнитланиш нолга тенг бўлмайди (210- б расм). Парамагнитларга хос бўлган магнитланганлик вектори ташқи магнит майдон индукция вектори йўналишида жойлашади.

Парамагнетик ва диаманетикларнинг магнитланганлик векторини ташқи магнит майдон кучланганлигига боғлиқлиги 211- расмда келтирилган.

Агар координата системасининг бир ўқиға парамагнетикнинг қабулчанлигини, иккинчи ўқиға  $\frac{1}{T}$  қўйсак, тўғри чи-



211- расм.

зиқ ҳосил бўлади, баъзи парамагнетиклар учун бу чизиқ координата бошидан ўтмайди. Чунки Кюри аниқлаган қабул қилувчанликни  $\chi = \frac{C}{T}$  қонуни ўрнида

$$\chi = \frac{C}{T - Q_K} \quad (10.9) \quad C = \frac{n\mu^2 c p^2}{3\mu_0 k}$$

Кюри — Вейс қонуни ўринли бўлади. Бу қонундаги  $C$  — донийлик,  $T$  — абсолют температура,  $Q_K$  — Кюри нуқтаси, бу температурада моддалар ўзларининг магнит хусусиятини йўқотадилар,  $n$  — атом концентрацияси.

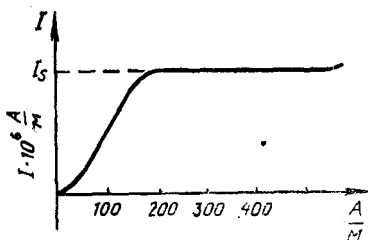
Қуйидаги 10-жадвалда баъзи диамагнетик ва парамагнетик моддаларнинг қабул қилувчанлиги келтирилган.

10-жадвал

Диамагнетик	$\chi \cdot 10^6$	Парамагнетик	$\chi \cdot 10^6$
Азот	— 0,0062	Кислород	1,8
Сув	— 9	Алюминий	21
Кумуш	— 26	Платина	300
Висмут	— 170	Хлорли темир	2500

### 100- §. Ферромагнетиклар хоссаси ва тузилиши

Ферромагнетиклар диа- ва парамагнетик моддалардан ўзларининг қабул қилувчанлик ва сингдирувчанлик коэффицентлари ва уларнинг ташқи магнит майдонга боғлиқлиги билан фарқ қилади. Шу каби индукция, магнитланганлик векторлари ҳам магнит майдон кучланганлигига боғлиқ.



212-расм.

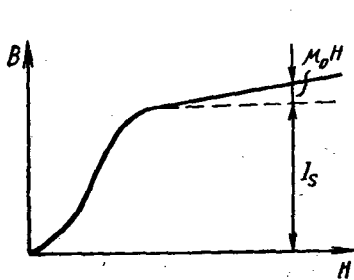
Ферромагнетиклар кучли магнитланувчи моддалардир. Ҳатто унинг магнитланиши диа- ва парамагнетикларга нисбатан бир неча ўн минг ( $10^{10}$ ) марта катта бўлади. Эйнштейн ва де-Гааз тажрибасидан кўринадики, ферромагнетизмни электронларнинг спин моментлари ҳосил

қилади. Магнит майдон бўлмаган ҳолда магнитланиш, яъни спонтан магнитланиш хоссасига эга бўлган қаттиқ жисмлар *ферромагнетиклар* дейилади.

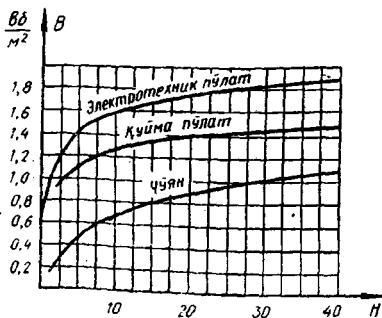
Бошланғич ҳолатда магнит моменти нол бўлган ферромагнетикнинг магнитланганлик векторини ташқи магнит майдонга боғлиқлиги 212-расмда келтирилган. Графикдан кўринадики, магнитланганлик магнит майдон кучланганлиги ортиши билан (10.6) формуладан ҳам кўринадики, нолдан бошлаб тез орта боради, маълум қийматга етгандан кейин майдон кучланганлиги ортса ҳам у ўзгармайди, яъни *магнитланганлик вектори тўйиниш ҳолатига етади*. Демак, *бу вақтда моддалардаги магнит моменти ва спин момент векторлари деярли тўла ориентацияланган бўлади*.

(10.5) орқали ифодаланган магнит майдон индукция векторининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқлиги мураккабдир. Магнитланганлик вектори тўйинганда ҳам магнит майдон кучланганлиги ҳисобига магнит майдон индукция вектори орта бориши 213-расмда, моддаларнинг табиатига боғлиқлиги 214-расмда келтирилган.

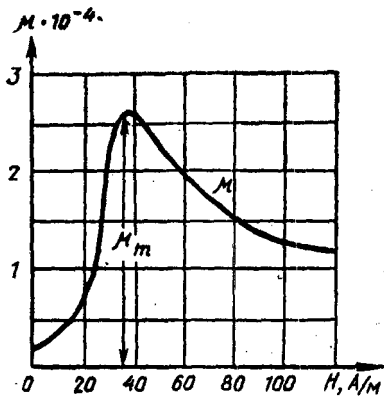
Ферромагнетикларни характерловчи зарур эгрилик бу сингдирувчанликни ташқи магнит майдон кучланганлигига 
$$\mu = \frac{B}{-\mu_0 H}$$
 боғлиқлиги. Бунини биринчи марта юмшоқ темир билан ўтказилган тажрибада А. С. Столетов аниқлаган бўлиб, 215-расмда график равишда ифодаланган. Демак, бу эгрилик магнит сингдирувчанликнинг маълум бир қийматидан бошланиб, ферромагнит жисмлар ҳам Кюри ва Кюри — Фейс формуласига бўйсунди. Максимум қийматга эришган-



213- расм.



214- расм.



215- расм.

дан сўнг кама я бориб, асимптотик равишда унинг қиймати бирга яқинлашади. Кўпчилик ферромагнетикларда оддий температурада сингдирувчанлик коэффициентининг максимум қиймати бир неча минг birlik, баъзи махсус тайёрланган қотишмаларда эса миллионгача етади.

Ферромагнетикларнинг қабул қилувчанлигини температурага боғлиқлиги мураккабдир. Температура пасайиши билан ферро-

магнетикларнинг қабул қилувчанлиги ва сингдирувчанлиги пасайиб, магнитланганлик векторининг тўйиниш қиймати кама яди. Маълум температурадан сўнг ферромагнетик хусусиятларини йўқотадилар. Температуранинг бу қийматига Кюри нуқтаси дейилади, у (10.9) формула билан ифодаланади. Қуйидаги 11-жадвалда баъзи ферромагнетикларнинг Кюри температураси келтирилган.

11- жадвал

Модда	$T_K \cdot K$	Модда	$T_K \cdot K$
Кобальт	1423	Никель	633
Темир	1043	30 % пермоллой	343
78% ли пермоллой (22% Fe ва 78 % Ni қотишма)	823	Гадолиний	290

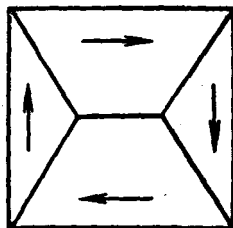
Ферромагнетиклар Кюри ҳароратига кўра жуда юқори ҳароратларда парамагнетикларга айланади.

Ферромагнетикларни Кюри ҳароратларидан паст ҳароратда олинса ўз-ўзидан, яъни спонтан магнитланганликни ва ферромагнетикнинг ҳар бир микрокристали тўйинишгача магнитланган бўлади. Бу ҳол магнит майдон ферромагнетикка таъсир этмаса ҳам унинг магнит-

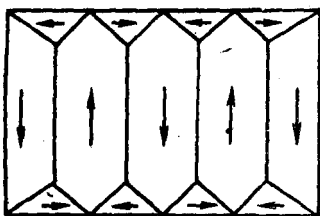


ланиши ўзаро қарама-қарши бўлади. Бу қарама-қаршиликни Б. Гозинг қуйидагича ҳал этади. Ҳар бир микрокристалл спонтан магнитланишда ҳажми  $10^{-18}$  м<sup>3</sup> гача бўлган, магнитланганлик вектори турли йўналишда бўлган майда бўлакчаларга бўлинган бўлади. Бу бўлакчалар *доменлар* дейилади. Уларнинг магнит майдон таъсир этгандаги натижавий магнитланганликлари нолга тенг. Доменлар ҳосил бўлганда кристалл ичида деярли ундан чиқмайдиган магнит оқими ҳосил бўлади. Бу эса спинларнинг ориентацияланишига имкон бериб, ташқи майдон бўлмаганда ҳам ферромагнетиклар магнит хусусиятини сақлаб қолишига олиб келади.

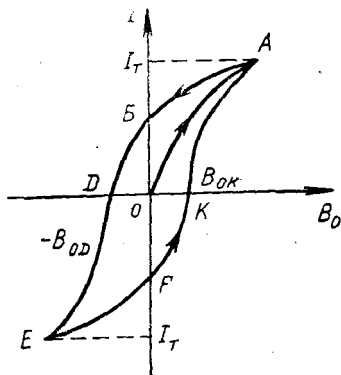
Доменларнинг энг оддий шакли кристаллларнинг куб шаклида тузилишидир. (216- расм). Л. Ландау ва Е. Лифшицлар томонидан домен тузилишини идеал бир ўқли кристалл шаклида қараган (217- расм). 217- расмдан кўринадики, доменларнинг ўзаро чегараси қуйидаги кўринишда бўлиши мумкин: қўшни доменларнинг спинлари ўзаро  $90^\circ$  ёки  $180^\circ$  бурчак ҳосил қилади. Доменлар чегараси 30—40 атом диаметри қалинлигида бўлади. Ферромагнетиклар учун юқорида кўрган ночизиқ боғланишлардан ташқари *гистерезис* ҳодисасининг мавжудлиги янада характерлидир.



216- расм.

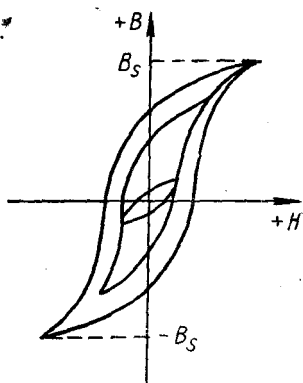


217- расм.



218- расм.

Агар темир намуна олдиндан магнитланмаган бўлса, унга магнит майдон таъсир эта бошлаганда магнит майдон индукцияси майдон кучланганлигининг ортиши билан чизикли боғланишда ортади (расмда  $OA$  чизик) (218- расм). Сўнгра майдон кучланганлигининг ортишига қарамай  $I$  магнитланиш ўзгармай қолаверади ( $A$  нуқтадан кейин). Бу вақтда магнитланиш тўйинади. Тўйиниш юз берганда барча молекуляр токлар бутунлай майдон бўйлаб жойлашади, шунинг учун ташқи майдоннинг янада ортиши билан бу токлар ҳосил қилган майдон бошқа ўзгармай қолади. Тўйиниш ҳолатигача магнитланган ферромагнетикда ташқи магнит майдон кучланганлигини камайтира бошласак, у ҳолда магнитланиш ва унга мос равишда индукция ҳам камаяди; бироқ у энди графикда кўрсатилган  $AO$  чизик билан эмас, балки  $AB$  чизик орқали камаяди. Ташқи магнит майдон нолга тенг бўлганда ферромагнетик тўла магнитсизланмай, яъни магнит индукцияси нолга тенг бўлмайди. Магнит индукциясининг бу қисмига *қолдиқ индукция* дейилади. Бу чизмада  $OB$  кесма бўлиб, қолдиқ магнитланиш сақланиб қолганлигини кўрсатади. Унинг тўла равишда магнитсизланиши учун  $\vec{B}_{ок} = -\vec{B}_{од}$  га тенг қарама-қарши йўналишдаги ташқи майдон бериш зарур. Магнит майдон индукцияси нолга тенг бўлиши учун зарур бўлган майдон кучланганлигига *коэрцитив (тўхта-тувчи)* куч деб аталади. Қарама-қарши майдонни яна кучайтиришда ферромагнетик қайта магнитлана бошлайди ва тўйинишгача магнитланади ( $E$  нуқтагача).



219- расм.

ди ва тўйинишгача магнитланади ( $E$  нуқтагача). Бунда ҳосил бўлган  $ABDE$  эгриликка *гистерезис сиртмоғининг суянчиғи* дейилади. Сўнгра ферромагнетикни яна магнитсизлаш ва қайтадан тўйинишгача магнитлаш мумкин. Магнитланиш ва мос равишда майдон индукцияси ўзгариши магнитловчи ташқи майдон кучланганлиги ўзгаришидан орқада қолар экан. Бу ҳодисага *магнит гистерезиси* деб,  $ABDEFKA$  берк эгри чизик эса *гистерезис сиртмоғи* деб аталади.

Кузтиш жараёнида магнит

майдон индукциясининг ўзгариши, яъни магнитланиш вектори иккала йўналишда ҳам тўйиниш қийматлари оралиғида бўлса, ҳосил бўлган гистерезис сиртмоғига *максимал* дейилади. Агар индукция ўзгариши ундан кичик қийматлар оралиғида бўлса, гистерезис сиртмоғи *максимал сиртмоқ* ичида бўлиб, уни *хусусий сиртмоқ* дейилади (219-расм).

Турли хил ферромагнетикларнинг гистерезис сиртмоғининг шакли турлича бўлади. Сиртмоқнинг шакли материалнинг энг муҳим магнит характеристикаси ҳисобланади.

Ташқи майдон йўқотилганида ферромагнетиклар бутунлай магнитсизланмайди, балки қолдиқ магнит индукциясини сақлайди, чунки иссиқлик ҳаракати бундай кўп атомли тўпламларни — доменларни тезда ориентирсизлай олмайди. Шу сабабли магнит гистерезис ҳосил бўлади. Ферромагнетикни магнитсизлаш учун коэрцитив куч таъсир этиши керак.

Агар магнитни мустаҳкам материалдан цилиндр ёки яси тахтача шаклида олиб, уни магнит майдонга жойлаштириб, модданинг коэрцитив кучидан катта кучгача магнитлаганимизда олинган жисмда модданинг қолдиқ магнит майдон индукцияси намунанинг қолдиқ магнит майдон индукциясидан анча катта бўлгани учун у магнитланади. Шу тарзда олинган магнитланган ферромагнит жисмларга *доимий магнит* дейилади. Улар табиатда магнитланган темир парчалари сифатида учраши мумкин.

## 101- §. Ферритлар

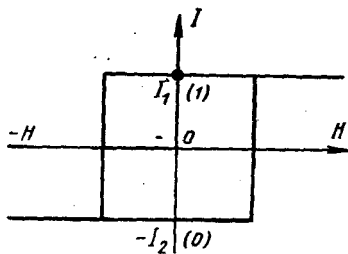
Фан-ва техниканинг ривожланиши натижасида кейинги йилларда ярим ўтказгичли ферромагнетиклар ҳосил қилинди. Буларга *ферритлар ёки ферромагнетиклар* дейилади. Ферритлар асосан бир ёки икки валентли металл оксиди билан темирнинг  $Fe_2O_3$  оксидидан иборат кристалл қаттиқ эритмадир. Ферритнинг кимёвий формуласи умумий ҳолда  $(MeO)_x (Fe_2O_3)_{1-x}$  дан иборат. Бунда  $Me$  — олинган бир ёки икки валентли металл.

Жуда майдаланган оксидларни яхшилаб аралаштириб, 1180—1680 К ҳароратда пишириш орқали ферритлар олинади. Феррит рух, кадмий ва бошқалардан иборат бўлса, ферромагнит бўлмайди, никель, нодир ер

элементлари ва бошқалардан иборат бўлса, ферромагнит бўлади.

Ферритларнинг ферромагнит хусусиятга эга бўлиши Неел қуйидагича тушунтиради. Спинлари қарама-қарши йўналган икки кристалл панжара бир-бирига nisbatan силжиган бўлганлиги учун уларнинг магнитланиши нолдан фарқли бўлади.

Ферритлар таркибини ва термик ишлов беришни ўзгартириш орқали магнит хусусиятларини ўзгартириш мумкин. У ҳолда ферритдаги коэрцитив куч бир неча юздан бир (никель рух ферритида) қийматдан то  $(2 \div 3) \times 10^5$  А/м гача (кобальтли ферритда) ўзгаради. Индуктивлиги эса  $0,30 \div 0,40$  Тл, солиштира қаршилиги  $1 \div 10^7$  Ом·м оралиғида ўзгаради. Бундан кўринадики, ферритларда индуктивлик кичик бўлгани учун уярма тоқлардан ҳолидир.



220- расм.

Кейинги вақтда гистерезис сиртмоғи тўғри тўртбурчакдан (220-расм) иборат бўлган магний-марганецли ферритлар кашф этилди. Булар диаметри  $(0,5-2) \cdot 10^{-3}$  м бўлган тороидлар шаклида тайёрланиб, электрон ҳисоблаш машинасида элементларни хотирада сақлаб қолиш қурилмаларида ишлатилади.

## 102- §. Электромагнит ва унинг кўтариш кучи

Темир ўзакли чекли узунликдаги соленоидни ярим доира ёки тақасимон шаклида эгсак, ҳосил бўлган қурилмага электромагнит дейилади (221-расм). Электромагнит якори деб аталувчи темир пластинкани электромагнит учларига уни тўлиқ ёпадиган қилиб туташтирамиз. Якорни электромагнитда  $dh$  элементар масофага ажратиш учун унга  $F$  куч қўямиз. У вақтда элементар бажарилган иш:

$$dA = \vec{F} \cdot dh. \quad (10.10)$$

Якорь билан электромагнит оралиғи жуда кичик очилган бўлгани учун магнит индукция оқими электро-

магнит ва якорь орқали  
 ʌзлуксиз оқиб ўтади. Бу-  
 нинг натижасида оралиқ-  
 да ҳосил бўлган элемен-  
 тар магнит майдон энер-  
 гияси

$$dW = \omega_m S dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh \quad (10.11)$$

ҳосил бўлади. Бу ҳосил  
 бўлган магнит майдон  
 энергиянинг сақланиш ва айланиш қо-  
 нунига асосан (10.10) ор-  
 қали ифодаланган ишга  
 миқдор жиҳатидан тенг,  
 яъни:

$$F dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh.$$

Бу ифодадан ажратиб олувчи куч (миқдор жиҳатидан элек-  
 тромагнитнинг  $F_k$  кўтариш кучига тенг) ни топсак,

$$F_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0} S \quad (10.12)$$

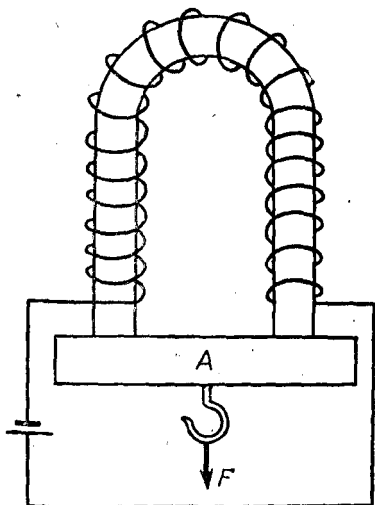
ҳосил бўлади.

Кучнинг механикадаги тушунчасидан фойдалансак,  
 яъни куч энергиянинг координата бўйича олинган бирин-  
 чи тартибли хусусий ҳосиласи (дифференциали) га тенг-  
 лигидан, яъни (10.11) ни дифференциаллаймиз:

$$F = \frac{\partial W}{\partial l} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} S. \quad (10.12^a)$$

(10.12) ва (10.12<sup>a</sup>) иккаласи ҳам кучнинг бир хил ифо-  
 дасидир. Бу (10.12) формулалардан кўринадики, элек-  
 тромагнитнинг тортиш кучи майдон индукциясининг  
 квадратига тўғри пропорционал бўлар экан.

(10.12) да ифодаланган кучнинг ифодаси якорь элек-  
 тромагнитга ёпишиб турганда ҳам ўринли. Электромаг-  
 нитдаги ток кучи ўзгармаган ҳолда якорь билан электро-  
 магнит орасидаги масофа чекли бўлганда ҳам магнит  
 майдон индукцияси камайиб, тортиш кучини ҳисоблаш  
 мураккаблашади. Шунинг учун электромагнитлар кўта-



221- расм.

раётган жисм ферромагнит бўлиши керак. Агар ферромагнит бўлмаган жисмларни кўтариш керак бўлса, бу жисмларни ферромагнит якорь остига осилади.

Электромагнитлар электротехника ва автоматика, электромагнит реле, электромуфта, юк кўтаргичлар, тиббиётда, илмий текшириш ишларида ва бошқа жойларда ишлатилади.

## ИСМ ВА АТАМАЛАР КЎРСАТКИЧИ

- Аккумуляторнинг қайнаши 117  
Ампер қонуни 161, 163  
Бпо — Савар — Лаплас қонуни 152  
Ваттметр 72  
Ваттсиз ток 228  
Вакуум 13  
Вольта элементи 113  
Вольт-ампер характе-  
ристикаси 142  
Генератор 209  
Генератор, лампали 209  
Генератор, магнитогидродина-  
мик 190  
Гиромангнит нисбат 261  
Гистерезис 269  
Демодуляция 257  
Динамик мувозанат 104  
Диполь 33  
Диполь моменти 36  
Доменлар 269  
Диссоциация 103  
Диссоциация даражаси 103  
Диэлектрик 38  
Диэлектрикнинг қутбланиши 38  
Диэлектрик қутбланиш векто-  
ри 41  
Жоуль-Ленц қонуни 73, 74  
Заряд, сирт зичлиги 18  
Заряд, чизиқли зичлиги 19  
Заряд, ҳажмий зичлиги 19  
Заряд, солиштира 40  
Зона, асосий 93  
Зона, валентли 94  
Зона, рухсат этилган 93  
Зона, тақиқланган 94  
Зона, энергетик 93  
Зона, ўтказувчан-94  
Индукцион ток 172  
Индукцион ток, ЭЮК 172  
Ионларнинг ҳаракатчанлиги 107  
Квазистационар ток 213  
Кирхгоф қонуни 78, 79  
Кенотрон 140, 232  
Ковалент боғланиш 94  
Конденсатор 53  
Контакт потенциаллар айрма-  
си 131, 136  
Кулон қонуни 10, 12  
Кюри — Вейс қонуни 266  
Лекланше элементи 114  
Ленц қонуни 175  
Лампанинг кучайтириш коэф-  
фициенти 142  
Магнит майдон кучланганлиги 155  
Магнит кучлар 145  
Магнит майдон 145  
Магнит майдон индукция век-  
тори 146, 148  
Магнит майдон индукция век-  
тори уюрмаллиги 152, 157,  
159  
Магнит майдон энергияси 241  
Магнит моменти 144  
Максвелл қонуни 246  
Максвеллнинг асосий тенглама-  
лари 246  
Молизация 104  
Модуляция 257  
Молекуляр ток 260  
Ом қонуни 67, 85, 106  
Остроградский-Гаусс теоремаси,  
электр майдон учун 49  
Остроградский-Гаусс теорема-  
си, диэлектриклар учун 50  
Рикке тажрибаси 81  
Ричардсон-Дэшмен формуласи 137  
Резонанс ҳодисаси 204  
Резонанс, кучланиш 206  
Силжиш токи 242, 247  
Солиштира қаршилик 67  
Солиштира электр ўтказув-  
чанлик, металлларда 85, 88  
Спин моменти 261  
Сўнишнинг логарифмик декре-  
менти 203  
Термоэлектрон эмиссия 135  
Ток кучи бирлиги — Ампер 164,  
165  
Токнинг эффектив қиймати 214  
Ток ўқи 217  
Тольмен-Стюарт тажрибаси 82  
Томсон формуласи 200  
Трансформатор 233, 234  
Трансформаторнинг ФИҚи 236

Трансформация коэффициенти 235  
Триоднинг тўр характеристикаси 141  
Тўйиниш токи 139  
Тўғрилагич 232  
Узилиш экстратоки 179  
Уланиш экстратоки 178  
Фарадей қонуни 105  
Фойдали қувват коэффициенти 228  
Ферромагнетиклар 266  
Холл коэффициенти 189  
Циклотрон 191  
Чап қўл қондаси 185  
Шунт 169  
Эйнштейн — де-Гааз тажрибаси 262  
Эквипотенциал сирт 28  
Электр майдон кучланганлиги 16  
Электр майдон энергияси 59  
Электр сизгим 51  
Электростатика 6  
Электролиз 105, 109  
Электролит 102  
Электромметр, абсолют 9, 62  
Электроннинг чиқиш иши 129  
Электрон эмиссия 136  
Электрофор машина 43  
Электромагнит майдон назарияси 238

Электромагнит индукция 272  
Электромагнит тўлқини 240  
Электромагнит тебраниш 194  
Электромагнит тебраниш контури 194  
Электромагнит тебраниш аслиги 204  
Электромагнит тебраниш, аперодик 204  
Электромагнит тебраниш, мажбурий 204  
Электромагнит тебраниш, сўнувчи 202  
Электромагнит тебраниш, эркин 194  
Электр майдон энергия зичлиги 61  
Электр юритувчи куч 70  
Ярим ўтказгичлар 91  
Ута ўтказувчанлик 88  
Ўтказгич 91  
Ўнг қўл қондаси 176  
Ўзгарувчан (синусоидал) ток 211  
Ўзиндукция 178  
Қаршилиқ, актив 224  
Қаршилиқ, ички 69  
Қаршилиқ, индуктив 221  
Қаршилиқ, реактив 219, 223  
Қаршилиқ, сизгим 218  
Қаршилиқ, тўла 223  
Қаршилиқ, қўшимча 168  
Қаршилиқнинг термик коэффициенти 75

## ҲОИДАЛАНИЛГАН АДАБИЕТ РЎИХАТИ

1. Е. М. Гершензон, Н. Н. Малов. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. «Просвещение», М., 1980.
2. Р. В. Телеснин, В. Ф. Яковлев. Курс физики. Электричество. «Просвещение», М., 1970.
3. Д. В. Сивухин. Общий курс физики. Т. 3, Электричество. «Наука», М., 1977.
4. С. Г. Калашников. Электричество. «Наука», М., 1977.
5. И. В. Савельев. Курс общей физики. Т. 2. «Наука», М., 1970.
64. под ред. А. С. Ахматова. Физика. Часть IV. «Электричество и строение атома». «Наука», М., 1974.
7. Р. Г. Геворкян, В. В. Шапель. Курс общей физики. «Высшая школа», М., 1972.



## МУНДАРИЖА

Сўз боши	3
Кириш	4

### I б о б. Электростатика

1- §. Жисмларнинг электрланиши. Заряднинг сақланиш қонуни	6
2- §. Кулон қонуни	10
3- §. Электр майдон. Майдон кучланганлиги. Майдон қўшилиши (суперпозицияси)	14
4- §. Остроградский — Гаусс теоремаси	18
5- §. Остроградский — Гаусс теоремасининг татбиқи	21
6- §. Электр майдоннинг бажарган иши. Электр майдон потенциаллари	25
7- §. Эквипотенциал сиртлар. Потенциал градиенти	28
8- §. Электр майдонда ўтказгичлар	30
9- §. Диполь ва унинг электр майдони	33
10- §. Электр майдонда диполь	35
11- §. Диэлектрикнинг хоссалари ва қўтбланиши	38
12- §. Электр индукция оқими	41
13- §. Электрофор машина	43
14- §. Диэлектриклар учун Остроградский — Гаусс теоремаси, унинг интеграл ва дифференциал шакллари	49
15- §. Электр сигим	51
16- §. Конденсаторлар ва уларнинг сигими	52
17- §. Конденсаторларни параллел ва кетма-кет улашлар	57
18- §. Нуқтавий зарядлар системасининг энергияси. Электр майдон энергиясининг зичлиги	59
19- §. Электростатик асбоблар	62

### II б о б. Ўзгармас ток

20- §. Ток тўғрисида тушунча	63
21- §. Токнинг зичлиги. Ўта ўтказувчанлик	65
22- §. Ом қонунининг интеграл ифодаси	67
23- §. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати	71
24- §. Жоуль-Ленц қонуни	73
25- §. Қаршилиқнинг температурага боғлиқлиги	74
26- §. Реостат (қаршилиқлар)	76
27- §. Қаршилиқларни кетма-кет улаш	77
28- §. Қирхгоф қонуллари	78
29- §. Қаршилиқларни параллел улаш	80

### III б о б. Электр ўтказувчанликнинг табиати

30- §. Металларда электр тоқининг табиати	81
---	----

31-§. Металларнинг электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси . . . . .	8
32-§. Классик назариянинг қийинчилиги ва камчилиги . . . . .	8
33-§. Ута ўтказувчанлик ҳақида тушунча . . . . .	9
34-§. Металларнинг квант назарияси ҳақида тушунча . . . . .	9
35-§. Металлар ва ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги . . . . .	9
36-§. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва киришмали электр ўтказувчанлиги . . . . .	9 <sub>2</sub>
37-§. Ярим ўтказгичларда контакт ҳодисалари . . . . .	97
38-§. Ярим ўтказгичли диод ва транзистор . . . . .	98
39-§. Электродитларда электр токи. Электролиз учун Фарадей қонунлари . . . . .	102
40-§. Электродитлар учун Ом қонуни . . . . .	106
41-§. Электролизнинг техникада қўлланилиши . . . . .	109
42-§. Кимёвий ток манбалари . . . . .	111
43-§. Аккумуляторлар . . . . .	115
44-§. Газларда электр токи . . . . .	117
45-§. Газларда мустақил ток ва унинг турлари . . . . .	120
46-§. Плазма тўғрисида тушунча . . . . .	127
47-§. Электроннинг чиқиш иши . . . . .	129
48-§. Контакт потенциаллар айирмаси . . . . .	131
49-§. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия . . . . .	135
50-§. Электрон лампалар. Диод ва триод. . . . .	137

#### IV б о б. Ўзгармас токнинг магнит майдони

51-§. Токнинг магнит майдони . . . . .	143
52-§. Магнит майдон индукция вектори . . . . .	146
53-§. Био-Совар-Лаплас қонуни ва унинг қўлланиши . . . . .	152
54-§. Магнит майдон кучланганлиги. Тўла ток қонуни . . . . .	155
55-§. Магнит майдон индукция векторининг уярма характери . . . . .	157
56-§. Магнит индукция оқими. Гаусс теоремаси . . . . .	160
57-§. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер қонуни . . . . .	161
58-§. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири. Ток кучининг бирлиги — Ампер . . . . .	164
59-§. Магнит майдонга киритилган токли рамка . . . . .	165
60-§. Магнит майдонда токли контур . . . . .	169
61-§. Токли ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланганда ба- жарилган иш . . . . .	175

#### V б о б. Электромагнит индукция

62-§. Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей ишлари . . . . .	171
63-§. Ленцнинг индукция қонуни . . . . .	173
64-§. Ўзиндукция ҳодисаси. Экстратоклар. Индуктивлик . . . . .	178
65-§. Ўзаро индукция ҳодисаси . . . . .	180
66-§. Магнит майдон энергияси ва унинг зичлиги . . . . .	181

#### VI б о б. Электр ва магнит майдонда зарядли зарралар ҳаракати

67-§. Лорентц кучи . . . . .	183
68-§. Электр ва магнит майдонда зарядли зарралар ҳаракати . . . . .	185
69-§. Холл эффекти ва унинг қўлланиши . . . . .	188
70-§. Электромагнит майдонда плазма. Магнитогидродина- мика . . . . .	188

	мик (МГД) генераторнинг ишлаш принципи . . . . .	190
71- §.	Циклотрон . . . . .	191

### VII б о б. Электромагнит тебранишлар

72- §.	Эркин электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш . . . . .	194
73- §.	Эркин электромагнит тебранишлар даври ва частотаси . . . . .	199
74- §.	Сўнувчи электромагнит тебранишлар . . . . .	200
75- §.	Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс . . . . .	204
76- §.	Лампали генератор ердамида сўнмас электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш . . . . .	209

### VIII б о б. Узгарувчан электр токи

77- §.	Узгарувчан токни ҳосил қилиш . . . . .	211
78- §.	Ток ва кучланишнинг таъсир этувчи қиймати . . . . .	214
79- §.	Узгарувчан ток занжирида қаршилиқ . . . . .	216
80- §.	Узгарувчан ток занжирида сифим . . . . .	217
81- §.	Узгарувчан ток занжирида индуктивлик . . . . .	220
82- §.	Узгарувчан ток учун Ом қонуни . . . . .	221
83- §.	Узгарувчан ток занжирида резонанс ҳодисаси . . . . .	223
84- §.	Узгарувчан токнинг иши, қуввати ва унинг фойдали иш коэффициенти . . . . .	224
85- §.	Узгарувчан ток генератори . . . . .	228
86- §.	Узгармас ток генератори . . . . .	230
87- §.	Узгарувчан токни тўғрилаш . . . . .	232
88- §.	Трансформатор . . . . .	233
89- §.	Электр энергиясини олисга узатиш . . . . .	236

### IX б о б. Электромагнит тўлқинлар

90- §.	Электромагнит тўлқинлар ва электромагнит майдон . . . . .	238
91- §.	Силжиш токи . . . . .	242
92- §.	Максвелл тенгламалари . . . . .	245
93- §.	Эркин фазодаги электромагнит майдон учун тўлқин тенгламаси . . . . .	247
94- §.	Электромагнит тўлқин энергияси. Умов-Пойнтинг вектори . . . . .	250
95- §.	Электромагнит тўлқинлар шкаласи . . . . .	253
96- §.	Электромагнит тўлқинларни қайд этиш. А. Попов томонидан радионинг кашф этилиши . . . . .	254
97- §.	Ҳозирги замон радиоалоқасининг принциплари . . . . .	256

### X б о б. Моддаларда магнит ҳодисалар

98- §.	Моддаларнинг магнит майдони . . . . .	258
99- §.	Диамагнетик ва парамагнетиклар . . . . .	264
100- §.	Ферромагнетиклар хоссаси ва тузилиши . . . . .	266
101- §.	Ферритлар . . . . .	271
102- §.	Электромагнит ва унинг кўтариш кучи . . . . .	272
	Исм ва атамалар кўрсаткичи . . . . .	274
	Фойдаланилган адабиёт рўйхати . . . . .	276

ЖАЛОЛ КАМОЛОВ  
[САМАД ТУРСУНОВ]

**УМУМИЯ ФИЗИКА КУРСИ**  
**ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ**

*Тошкент «Ўқитувчи» 1996*

Муҳаррир *М. Пулатов*  
Кичик муҳаррир *Х. Зоиржонова*  
Техмуҳаррир *Т. Грешникова*  
Расмлар муҳаррири *Т. Қаноатов*  
Мусахҳиҳа *З. Содиқова*

ИБ № 6311

Теринга берилди 10.06.93. Боснига рухсат этилди 9.04.96. Ҷормати  $84 \times 108^{1/2}$ .  
Литературная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шартли  
6. л. 14,70. Шартли кр.-отт. 14,85. Нашр. л. 13,51. 3000 нусхада босилди.  
Буюртма № 2778.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 09—78—93.

Ўзбекистон Давлат матбуот қўмитасининг Ташполиграфкомбинати. Тошкент, На-  
воий кўчаси, 30, 1996.