

22.3  
А-98

О. АХМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ

ЭЛЕКТР  
ВА МАГНЕТИЗМ



22.3  
A98

О. АҲМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ

## ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги  
томонидан олий ўқув юрларининг инженер-техник  
ихтисоси буйича ўқувчи студентлари учун дарслик  
сифатида рухсат этилган

34642

ЎЗБЕК ИСТИҚЛОҚ ҚИЗМАТЛАРИ  
НАЗАРКАТАБИ ҚИТЎБА ҚИТАБХОНА  
Китоб № 12595  
2006

Ўзбекистон Республикаси  
Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги  
И. Г. Г. Г.

ТОШКЕНТ „ЎҚИТУВЧИ“ 1981

Рецензентлар: физика-математика фанлари кандидатлари, доцентлар:  
Ф. Н. Мухтасимов, Ф. А. Абдуллаев, С. С. Собиров, Қ. Т. Тешабоев

Физика-математика фанлари доктори, профессор Р.Б. БЕКЖОНОВ  
жамоатчилик асосида таҳрир қилган

© „Ўқитувчи“ нашриёти, Т., 1981 й.

А  $\frac{20-197 - 203}{333 (04) - 81}$  149—81 1704070000

## СЎЗ БОШИ

Ўзбекистон Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги олий ўқув юртларнинг инженер-техник ихтисосликлари бўйича таҳсил кўраётган студентлар учун дарслик сифатида тавсия этган қўлингиздаги китоб СССР Педагогика Фанлари Академиясининг муҳим педагогик тадқиқотлар планига киритилган «Ўзбекистон олий техника ўқув юртларида физика ўқитиш самарадорлигини ошириш муаммолари» темаси бўйича Омил Аҳмаджонов олиб борган илмий-методик изланишларнинг маҳсули сифатида вужудга келган. Муаллиф ўтказган текширишлар натижасида ўқув материалининг айрим қисмлари, айниқса абстракт тушунчалар ва табиий сезги органлари билан кузатиб бўлмайдиган микродунё ҳодисалари билан боғлиқ бўлган мавзулар студентлар томонидан қийинроқ ўзлаштирилиши аниқланди. Бундай мавзуларни баён қилишда муаллиф бир қатор оригинал усуллар қўллаган. Бундан ташқари муаллиф ўқитишнинг проблем усулининг баъзи элементларидан усталик билан фойдаланиб ўқув материални қизиқарли, содда ва раво тилда баён этишга муваффақ бўлган.

Бу методик изланишлар Ўзбекистон телевидениеси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун ва Абу Райҳон Беруний номидаги Тошкент политехника институти студентлари учун муаллиф ўқиган лекцияларда синовдан ўтган.

Барча материал Халқаро бирликлар системаси (СИ)да баён қилинган, лекин зарурат туфайли баъзи материалларни баён қилишда бирликларнинг Гаусс системасидан ҳам фойдаланилган. Дарслик физика курси бўйича амалдаги ўқув программасига мувофиқ ёзилган бўлиб, унда электр ва магнетизмга оид материаллар тўлиқ ёритилган.

Фикримча мазкур китоб фақат бўлажак инженерлар учунгина эмас, балки педагогика институтларининг студентлари ва физика ўқитувчилари учун ҳам фойдали бўлади.

*Махсус муҳаррир*



## МУАЛЛИФ ДАН

Китоб қўлёзмаси билан танишиб ўзларининг қимматли фикр ва мулоҳазалари билан дарслик сифатини яхшилашга қўшган ҳиссалари учун махсус муҳаррир Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан арбоби ЎзССР ФА нинг мухбир-аъзоси Р. Б. Бекжонова, Тошкент политехника институти физика кафедрасининг мудирини Д. М. Миркомилонга ва доцент Х. Ризаевга, шунингдек Самарқанд Давлат архитектура ва қурилиш институтининг доценти А. Жўрақуловга муаллиф ўзининг самимий ташаккурини билдиради.

Мазкур иш физика курси бўйича ўзбек тилида биринчи дарслик бўлганлиги туфайли уни баъзи камчиликлардан холи деб бўлмайди. Шунинг учун дарсликнинг янада яхшиланишига қаратилган барча мулоҳазаларни муаллиф мамнуният билан қабул қилади.

Дарслик ҳақидаги барча таклиф ва мулоҳазаларингизни қўйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: 700129, Тошкент. Навоий кўчаси, 30. «Ўқитувчи» нашриёти, физика-математика адабиёти редакцияси,

Биринчи боб  
ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

1-§. Электр заряди ва унинг сақланиш қонуни

Кундалик турмушимизда жисмлар бир-бири билан ишқаланиши натижасида электрланиш ҳодисаси рўй беришини кўп кузатганмиз. Масалан, гилам ёки линолеум тўшалган хонада бироз юриб, сўнг бирор металл жисмга қўлингизни теккизсангиз баданингизда кескин нохуш титраш пайдо бўлади ёки ишқаланувчи синтетик материалларнинг турли қисмлари бир-бирига тегиши натижасида вужудга келадиган учқунларни кузатиш мумкин. Бу ҳодисаларга сабаб ишқаланаётган жисмларнинг *зарядланиши* ва бу зарядларнинг ўзаро таъсирлашувидир.

Жисмларда зарядлар мавжуд эдими ёки улар ишқаланиш натижасида пайдо бўлдими?

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

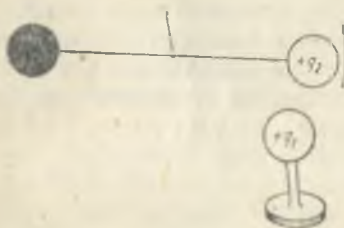
Икки жисмнинг ўзаро бир-бири билан таъсирлашуви туфайли бир жисмда маълум миқдорда манфий заряд вужудга келса, иккинчи жисмда худди шунча миқдорда мусбат заряд вужудга келади. Масалан, икки хил жисм-

нинг бир-бирига тегиши (контакти) натижасида биринчи жисм атомларининг валент электронлари иккинчи жисмга ўтади. Лекин иккала жисмдаги барча манфий зарядлар ва барча мусбат зарядларнинг миқдорлари ўзгармайди.

Демак, зарядлар янгидан пайдо бўлмайди ҳам, йуқолмайди ҳам. Улар жисмларда мавжуд, фақат бир жисмдан иккинчи жисмга ёки жисмнинг бир қисмидан иккинчи қисмига кучади, холос. Бу ҳулоса зарядларнинг сақланиш қонуни дейилади. Бу қонунни яна бундай ҳам таърифлаш мумкин. *Изоляцияланган системада электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармайди.* Заряднинг сақланиш қонуни табиатнинг асосий қонунларидан бири ҳисобланади.

## 2-§. Кулон қонуни

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир хил ишорали зарядланган жисмлар ўзаро یتаришишади, қарама-қарши ишорали зарядланган жисмлар эса ўзаро бир-бири билан тортишади. Нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи катталигини француз физиги Шарль Кулон тажрибалар асосида аниқлади. Нуқтавий



1.1- расм

зарядлар деганда шундай зарядланган жисмлар тушуниладики, бу жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан анча кичик. Кулон тажрибасининг моҳияти қуйидагидан иборат. Ингичка симга шиша шайин осилган. Шайиннинг бир учига металл шарча, иккинчи учига эса посанги ўрнатилган (1.1- расм).

Шайиннинг учигади металл шарчани зарядлаб, унга иккинчи зарядланган металл шарчани яқинлаштирсак, зарядланган жисмлар (шарчалар) орасида таъсир этувчи электр кучи туфайли шайин бирор бурчакка бурилади. Шайиннинг бурилиш бурчаги орқали электр таъсир кучини аниқлаш мумкин. Кулон зарядланган шарчалар орасидаги таъсир кучининг шарчалардаги заряд миқдорларига ва улар орасидаги масофага боғлиқлигини текширди. Натижада у физикада Кулон қонуни номи билан машҳур бўлган қуйидаги қонунни аниқлади.

*Вакуумдаги икки нуқтавий электр зарядининг ўз-*



аро таъсир кучи таъсирлашаётган ҳар бир заряд катталиклари кўпайтмасига тўғри ва зарядлар орасидаги масофанинг квадратиغا тесқари пропорционалдир, яъни

$$F_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}, \quad (1.1)$$

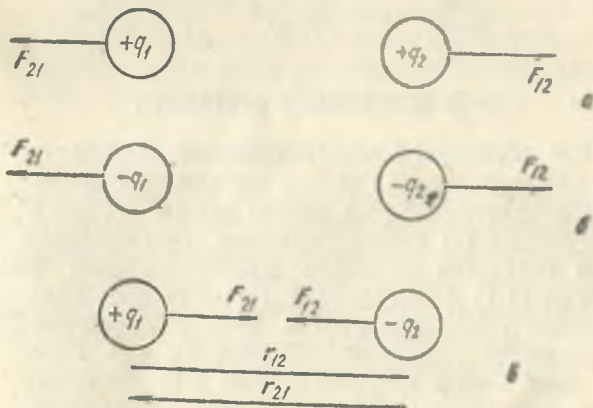
бу ифодада  $q_1$  ва  $q_2$  — мос равишда биринчи ва иккинчи нуқтавий зарядларнинг катталиклари,  $r_{12}$  — зарядлар орасидаги масофа,  $k$  — формулага кирувчи катталиклар ўлчов бирликларининг қандай бирликлар системасида олинётганлигига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициентини.

(1.1) ифода Кулон кучининг фақат миқдорини аниқлайди. Лекин куч — вектор катталиқ, шунинг учун Кулон қонунининг вектор кўриниши қуйидагича бўлади:

$$F_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{r_{12}}{r_{12}}, \quad (1.2)$$

бу ифодада  $r_{12}$  — биринчи нуқтавий заряддан иккинчи нуқтавий заряд томон ўтказилган радиус-вектор,  $\frac{r_{12}}{r_{12}^2}$  — радиус-вектор бўйича йўналган бирлик вектордир.

$q_2$  зарядга  $q_1$  заряд томонидан таъсир этувчи  $F_{12}$  куч (1.2- расм) зарядлар бир хил ишорали бўлганда  $r_{12}$  йўналишида, аксинча зарядлар турли ишорали бўлганда  $r_{12}$  йў-

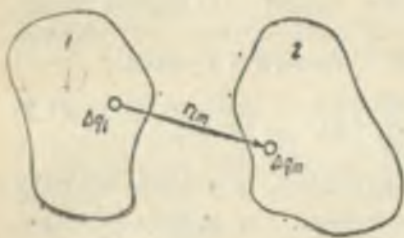


1.2- расм.



налишига тескари йуналган булади.  $q_1$  зарядга  $q_2$  заряд гомонидан таъсир этувчи куч  $F_{21}$  миқдоран  $F_{12}$  га тенг. Лекин уларнинг йуналишлари қарама-қарши, чунки  $r_{21}$  ва  $r_{12}$  лар антипараллел. Шунинг учун бир хил ишорали зарядлар итаришишади (1.2 - а ва б расмлар), қарама-қарши ишоралилари тортишади (1.2 - в расм). Агар зарядланган жисмларни нуқтавий деб ҳисоблаш мумкин бўлмаса, уларни элементар  $\Delta q$  зарядларга ажратамиз (1.3- расм) ва ҳар бир элементар зарядга Кулон қонунини татбиқ эта- миз:

$$F_{im} = k \frac{\Delta q_i \Delta q_m}{r_{im}^2} \frac{r_{im}}{r_{im}}, \quad (1.3)$$



1.3- расм.

бу ерда  $\Delta q_i$  — биринчи зарядланган жисм  $i$ - элементар заррасининг заряди,  $\Delta q_m$  — иккинчи зарядланган жисм  $m$ - элементар заррасининг заряди,  $r_{im}$  — бу икки элементар зарра орасидаги радиус-вектор. (1.3) ифодадаги  $i$  ва  $m$  нинг барча қийматлари бўйича вектор йи-

гинди нуқтавий деб бўлмайдиган 1 ва 2 зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини ифодалайди:

$$F_{12} = \sum_i \sum_m F_{im} = \sum_i \sum_m k \frac{\Delta q_i \Delta q_m}{r_{im}^2} \frac{r_{im}}{r_{im}}. \quad (1.4)$$

### 3- §. Бирликлар системаси

1. *СГСЭ абсолют электростатик бирликлар системаси.* СГСЭ системада асосий бирликлар сифатида узунлик бирлиги—сантиметр (см), масса бирлиги—грамм (г)—вақт бирлиги—секунд (с) қабул қилинган. Бу системада заряд бирлигини танлашда қуйидаги мулоҳазалардан фойдаланилган: агар (1.1) формулада  $F$  ни дина ҳисобида,  $r_{12}$  ни сантиметр ҳисобида ифодаланса,  $k$  нинг қиймати зарядлар қандай бирликда ўлчанишига боғлиқ бўлади, холос.  $q_1 = q_2 = q$  нинг бирор қийматида  $k = 1$  бўлиб қолади. Заряднинг бу катталиги СГСЭ системада заряднинг ўлчов бирлиги сифатида қабул қилинган ва уни абсолют электростатик заряд бирлиги (қисқача — СГСЭ<sub>з</sub>) дейилади.

Демак, СГСЭ системада Кулон қонунининг формуласи қуйидагича қуринашда ёзилади:

$$F_{12} = \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \quad (1.5)$$

Бундан фойдаланиб, СГСЭ системадаги заряднинг ўлчов бирлиги — 1 СГСЭ<sub>q</sub> га қуйидагича таъриф бериш мумкин: 1 СГСЭ<sub>q</sub> — шундай нуқтавий заряднинг катталигики, бу заряд 1 см масофадаги ўзига тенг зарядга вакуумда 1 дина куч билан таъсир қилади.

2. *Халқаро бирликлар системаси* (СИ). Бу система ҳозирги вақтда асосий система бўлиб қолди. Биз ҳам мулоҳазаларни шу системада баён қиламиз.

СИ системасида асосий ўлчов бирликлари сифатида узунлик бирлиги — метр (м), масса бирлиги — килограмм (кг), вақт бирлиги секунд (с), температура бирлиги — кельвин (К), ток кучининг бирлиги — ампер (А) ва ёруғлик кучи бирлиги — кандела (кд) қабул қилинган. Қолган физик катталикларнинг ўлчов бирликлари асосий ўлчов бирликлари орқали ҳосил қилинади, шунинг учун улар ҳосилавий бирликлар деб ҳам аталади. Хусусан, электр зарядининг *кулон* (Кл) деб аталадиган ўлчов бирлиги сифатида *ток кучи 1 А бўлган ўзгармас электр токи ўтаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 секунд давомида оқиб ўтадиган заряд миқдори қабул қилинган*, яъни 1 Кл = 1 А·1 с.

Ток кучининг ўлчов бирлиги (А) токли ўтказгичларнинг узаро таъсири асосида қабул қилинган. Бу бирлик билан электромагнетизм ҳодисаларини ўрганаётганда танишамиз. Юқорида қайд қилинган иккала системадаги заряднинг ўлчов бирликлари орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

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

Тажрибалар асосида элементар заряд катталиги  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл  $\approx 4,8 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ<sub>q</sub> эканлиги аниқланган.

Юқоридаги муносабатлардан фойдаланиб Кулон қонунининг СИ системадаги ифодасини топиш мумкин. Агар (1.1) ифодада  $q_1, q_2$  ва  $r_{12}$  ларнинг ҳар бири бир бирликка тенг бўлса,  $F_{12} = k$  бўлади. Ҳақиқатан,  $q_1 = q_2 = 1$  Кл  $= 3 \cdot 10^9$  СГСЭ<sub>q</sub> ва  $r_{12} = 1$  м = 100 см бўлганда

$$F_{12} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} \text{ СГСЭ}_F = 9 \cdot 10^{14} \text{ дина} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н}.$$

Демак, СИ системада  $k$  нинг қиймати  $9 \cdot 10^9$  га тенг

экан, яъни Кулон қонуни СИ системада қуйидагича ёзилиши керак:

$$F_{12} = 9 \cdot 10^9 \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}. \quad (1.6)$$

Аммо электродинамика формулаларида  $4\pi$  купайтувчи куп учраб, у ҳисоблашларни мураккаблаштириб юборади. Инглиз инженери Хэвисайд энг кўп ишлатиладиган формулалардан  $4\pi$  купайтувчини йўқотиш учун Кулон қонунининг махражида  $4\pi$  қатнашиши лозимлигини кўрсатди. (1.6) ифоданинг сурат ва махражини  $4\pi$  га кўпайтирайлик. У ҳолда

$$F_{12} = 9 \cdot 10^9 \frac{4\pi}{4\pi} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}. \quad (1.7)$$

Агар  $4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 = \frac{1}{8,85 \cdot 10^{-12}} = \frac{1}{\epsilon_0}$  деб белгиласак, (1.7) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}. \quad (1.8)$$

Бу ифода Кулон қонунининг СИ системадаги ёзилишидир. Бундаги  $\epsilon_0$  электр доимийси деб аталади, унинг ўлчов бирлигини (1.8) дан фойдаланиб топиш мумкин:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{q_1 q_2}{F_{12} \cdot r_{12}^2},$$

бундан

$$[\epsilon_0] = \frac{[q^2]}{[F][r^2]} = \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Демак, электр доимийси  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$  га тенг.

#### 4- §. Электр майдон ва унинг кучланганлиги

Зарядларнинг ўзаро таъсирлашуви тўғрисида фикр юртганимизда „бу таъсирлашувнинг моҳияти нимада,“ — деган савол туғилади, албатта.

Шу вақтгача бизга маълум бўлган таъсирларни узатиш учун воситачи вазифасини бажарувчи — моддий муҳит мавжуд бўлиши шарт эди. Масалан, товушнинг муҳитда (ҳавода) тарқалиш процессини кўрайлик. Агар товуш майдон ва қабул қилгич (приёмник) оралиғидаги муҳит ҳаво-



сиз бушлиқдан иборат бўлса, товуш манбадан приёмникка етиб бормаган булар эди.

Электр зарядларининг узаро таъсирлашуви учун эса зарядлар орасида моддий муҳитнинг бу иши шарт эмас. Масалан, икки электр заряди ҳавосиз бушлиқда ҳам таъсирлашаверади. Жисмларнинг таъсири ҳавосиз бушлиқда ҳам амалга ошадиган ҳолларда бу таъсирни узатувчи муҳитни *майдон* деб аталади. Хусусан, ҳар қандай электр заряди атрофида электр майдон вужудга келади. Электр майдон электр заряди атрофида бизнинг онгимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд бўлиб, у бошқа зарядларга таъсир кўрсатади. Электр майдон фақат электр зарядларига таъсир кўрсатади. Шунинг учун электр майдон мавжудлигини инсоннинг табиий сезги органлари бевосита сеза олмайди. Электр майдон бор ёки йўқлиги туғрисида бирор хулосага келишда бизнинг сезги органларимизга ёрдамчилик вазифасини ўтайдиган асбоблардан фойдаланамиз. Хусусан, қўзғалмас электр заряди атрофида вужудга келувчи электростатик майдонни ёки оддийгина қилиб айтганда, электр майдонни сезиш учун бу майдонга „синов заряди“ киритиш лозим. „Синов заряди“ турган нуқтада электр майдон мавжуд бўлса, „синов заряди“га электр кучи таъсир этади. Агар майдон бўлмаса, „синов заряди“га ҳеч қандай электр кучи таъсир этмайди. „Синов заряди“ сифатида шундай мусбат заряддан фойдаланиш лозимки, унинг миқдори майдонни вужудга келтираётган заряднинг миқдорига нисбатан ниҳоятда кичик бўлиши керак. Фақат шу ҳолдагина „синов заряди“ текшириётган майдоннинг хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартира олмайди.

q заряд туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг ихтиёрий бирор нуқтасини танлаб олайлик. Бу нуқтага миқдори  $q'_c$  бўлган „синов заряди“ олиб кирайлик. „Синов заряди“га майдон томонидан таъсир этувчи куч  $q$  ва  $q'_c$  зарядлар орасида Кулон қонунига асосан таъсир этувчи кучдир, яъни

$$F' = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q q'_c}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.9 \text{ а})$$

Агар майдоннинг текшириляётган нуқтасига катталиклари  $q''_c, q'''_c, \dots$  бўлган „синов зарядлари“ни навбатма-навбат олиб кирсак, уларга майдон томонидан таъсир этувчи кучлар

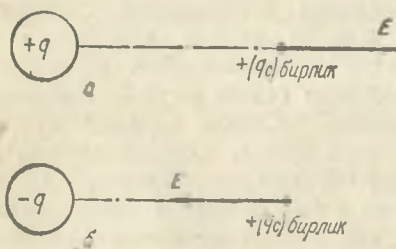


$$F'' = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q q_c}{r^2} \frac{r}{r}, \quad (1.9 \text{ б})$$

$$F''' = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q q_c}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.9 \text{ в})$$

булади. Таъсир этувчи кучларнинг ифодаларидан куришиб турибдики, майдоннинг айни бир нуқтасида турли „синов зарядлари“га майдон томонидан таъсир этувчи кучлар „синов зарядлари“ катталикларига тўғри пропорционал, лекин кучларнинг мос равишда „синов зарядлари“ катталикларига бўлган нисбатлари текшириляётган нуқта учун ўзгармас катталиқдир:

$$\frac{F'}{q_c} = \frac{F''}{q_c} = \frac{F'''}{q_c} = \dots \quad (1.10)$$



1.4- расм.

Бу катталик электр майдоннинг текшириляётган нуқтасининг кучланганлиги деб аталади ва  $E$  билан белгиланади. Демак, электр майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги майдон кучланганлиги деганда шу нуқтага олиб кирилган бирлик зарядга таъсир этувчи куч (1.4- расм) билан характерланувчи физик

катталик тушунилади. Электр майдон кучланганлиги вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текшири аётган нуқтасига олиб кирилган бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи кучнинг йўналиши билан аниқланади.

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

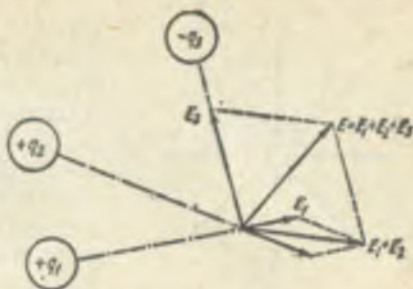
$$E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.11)$$

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

(1.11) дан фойдаланиб, электр майдон кучланганлигининг бирлиги сифатида шундай нуқтанинг кучланганлиги

олинадики, бу нуқтадаги бир бирлик зарядга майдон томонидан бир бирлик куч таъсир қилиши лозим.

Шунинг учун кучланганликнинг ўлчов бирлиги СИ системада  $\frac{Н}{Кл}$ , СГСЭ системада эса  $\frac{дина}{Ст СЭ}$  бўлади.



1.5- расм.

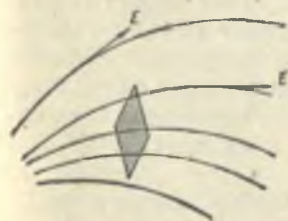
Агар электр майдонни бир неча заряд вужудга келтираётган бўлса (1.5- расм), натижавий майдоннинг кучланганлиги алоҳида зарядлар туфали вужудга келаётган электр майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i \quad (1.12)$$

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

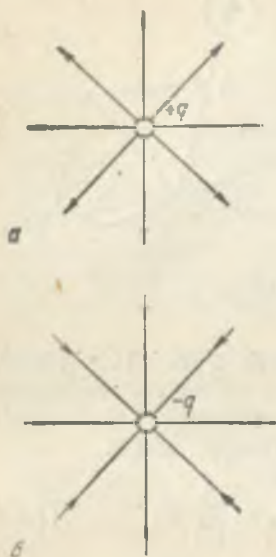
## 5- §. Кучланганлик чизиқлари. Гаусс теоремаси

Электр майдоннинг ҳар бир нуқтасида майдонни характерловчи кучланганлик вектори  $E$  аниқ қийматларга ва йуналишларга эга бўлади. Шунинг учун электр майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсак, бирор масштабга асосланиб турли нуқталар учун  $E$  векторларни ўтказиш лозим бўларди. Лекин бунда векторлар бир-бирлари билан кесишиб, ниҳоятда чалкаш манзара вужудга келади. Шу сабабли электр майдонни кучланганлик векторлари билан эмас, балки *кучланганлик чизиқлари* билан ифодалаш одат бўлган (1.6- расм). Кучланганлик чизиқлари электр майдонни тасвирлашда қўлланиладиган тушунча бўлиб, уни қуйидаги икки шартга асосланиб ўтказилади:



1.6- расм.

1) Кучланганлик чизиғининг ихтиёрий нуқтасига ўтказилган



1.7-расм.

уринма электр майдоннинг шу нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналиши билан мос тушиши керак;

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

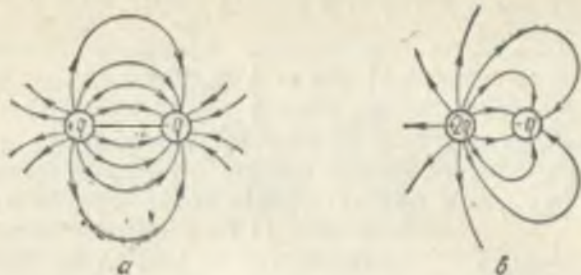
Бу икки шартга риоя қилиб кучланганлик чизиқлари утказилганда электр майдоннинг ихтиёрый нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналиши (1-шарт асосида) ва қиймати (2-шарт асосида) аниқ тасвирланган бўлади. 1.7-а ва б расмларда мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар туфайли вужудга келган электр

майдоннинг график манзаралари тасвирланган. Нуқтавий заряддан бир хил масофадаги нуқталарда  $E$  лар бир хил қийматларга эга бўлиб, заряд ва нуқтани бирлаштирувчи чизиқ бўйлаб йўналган бўлади. Шунинг учун нуқтавий зарядларнинг кучланганлик чизиқлари радиал туғри чизиқлардан иборат бўлиб, улар ё зарядланган жисм сиртидан бошланиб чексизликка давом этади (заряд мусбат бўлган ҳолда), ё чексизликдан бошланиб зарядланган жисм сиртида тугалланади (заряд манфий бўлган ҳолда). Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келаётган бўлса, манзара мураккаброқ бўлади.

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

Энди кучланганлик чизиқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган  $dS$  элементар юзчани олайлик (1.9-а расм). Бу юзчани кесиб ўтаётган кучлан-

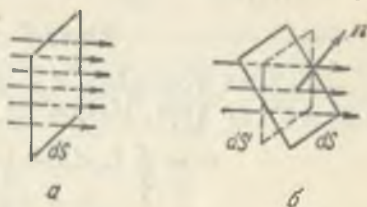




1.8- расм.

ганлик чизиқларининг сони  $EdS$  га тенг бўлиб, уни  $ds$  юзчадан ўтаётган кучланганлик векторининг оқими дейлади. Умумий ҳолда юзча кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлмаслиги мумкин. Бу ҳолда  $ds$  юзчага ўтказилган нормаль  $n$  билан кучланганлик чизиқлари орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик.

1.9- б расмдан кўринишича,  $E$  векторнинг  $dS$  юзча орқали оқими кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган  $dS' = dS \cos \alpha$  юзча (бу юзча расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган) орқали оқимга, яъни  $EdS \cos \alpha$  га тенг. Лекин



1.9- расм.

$E \cos \alpha$  ифода  $E$  векторнинг  $dS$  га ўтказилган нормаль  $n$  йўналишидаги проекциясини ифодалайди. Натижада  $E$  векторнинг кучланганлик чизиқлари билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилиб ўтказилган элементар юзча орқали оқими

$$d\Phi = E_n dS \quad (1.13)$$

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

Агар  $E$  векторнинг ихтиёрий сирт орқали оқимини топиш лозим бўлса,  $S$  сиртни  $dS$  элементар юзчаларга ажратиб, бу юзчалар орқали ўтаётган  $d\Phi$  оқимларнинг йи-



ғиндисини олиш керек. Бу масала интеграллаш амалига келтирилади:

$$\Phi = \int_s d\Phi = \int_s E_n dS. \quad (1.14)$$

Заряд миқдори  $+q$  бўлган нуқтавий заряд туфайли вужудга келаётган электр майдон кучланганлик вектори  $E$  нинг радиуси  $r$  бўлган сферик сирт орқали оқимини топайлик (1.10- расм). Масалани янада содалаштириш мақсадида сферанинг марказини заряд жойлашган нуқтада деб фараз қилайлик. Бу мисолда кучланганлик чизиқлари радиал туғри чизиқлардан иборат бўлгани учун  $E$  вектор ва сферик сиртнинг элементар бўлакчаси  $dS$  юзга ўтказилган нормаль орасидаги бурчак  $\alpha$  нолга тенг бўлади. Шунинг учун



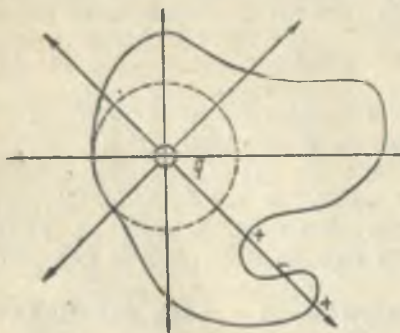
1.10- расм.

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

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

$$\Phi = \oint_s E_n dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.15)$$

Бу ифода фақат сферик сирт учунгина эмас, балки нуқтавий зарядни ўраб турган ихтиёрий берк сирт орқали ўтувчи  $E$  векторнинг оқимини топиш учун ҳам қўлланилиши мумкин. Ҳақиқатан, электр майдон кучланганлик чизиқларининг ҳар бири (1.11- расмга қаранг) сферик сиртни



1.11- расм.

ҳам, ихтиёрий берк сиртнинг „ажинсиз“ қисмларини ҳам фақат бир мартадан кесиб ўтяпти. Ихтиёрий сиртнинг „ажинли“ қисмларини эса тоқ марта кесади. Аммо  $E$  векторнинг оқими алгебраик катталиқ бўлиб у сиртдан ташқарига чиқаётганда мусбат қийматга эга бўлади (чунки  $E_n > 0$ ) аксинча, сиртни тешиб ичкарига

кираётганда манфий қийматга эга бўлади (чунки  $E_n < 0$ ). Шунинг учун ихтиёрий сиртнинг „ажинли“ қисмини кесиб ўтаётган кучланганлик чизиғи оқимга навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий ҳисса қўшади. Натижада сиртни тоқ марта кесиб ўтаётган бундай кучланганлик чизиғининг оқимга қўшган натижавий ҳиссаси худди сиртни фақат бир мартагина кесиб ўтган кучланганлик чизиғининг оқимга қўшган хиссасидек бўлади. Биз юқорида фақат битта нуқтавий заряд учун мулоҳазалар юритгандик. Агар ихтиёрий берк сирт ичида бир эмас, балки  $k$  та нуқтавий зарядлар жойлашган бўлса, у ҳолда электр майдонларнинг суперпозиция принципига асосан:

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} \quad (1.16)$$

(1.16) ни (1.14) га қўйсақ:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^k E_{ni} \cdot dS = \sum_{i=1}^k \oint_S E_{ni} \cdot dS. \quad (1.17)$$

Бу ифодадаги охириги интеграл  $i$  нуқтавий заряд туйфайли вужудга келган электр майдон кучланганлиги векторининг шу зарядни ўраб турувчи ихтиёрий берк  $S$  сирт орқали оқимини характерлайди. Бу катталиқ (1.15) ифодада асосан

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

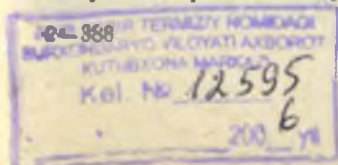
Шунинг учун (1.17) ифода қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^k q_i. \quad (1.18)$$

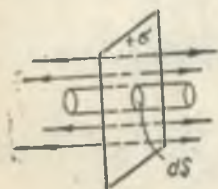
Бу ифода Гаусс теоремасининг аналитик кўринишидир. Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади:

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

Гаусс теоремасидан фойдаланиб, оддий мулоҳазалар асосида баъзи электр майдонларнинг кучланганлигини топиш мумкин. Масалан, текис зарядланган чексиз текислик берилган бўлсин. Бу текисликнинг бирлик юзига тўғри келувчи заряд миқдори, яъни заряднинг сирт зичлиги  $+\sigma$



бўлсин. Шу зарядланган текислик туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлигини топиш лозим бўлсин. Бу майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсак, кучланганлик чизиқлари текисликка перпендикуляр бўлган узаро параллел туғри чизиқлардан иборат бўлади (1.12- расм). Бу чизиқлар текисликдан бошланиб иккала томонга чексиз давом этади. Текисликдан  $dS$  юзчани аж-



1.12- расм.

ратиб олайлик ва уни асос қилиб олиб, текисликнинг икки томонига давом этувчи цилиндрни шундай ўтказайликки, бу цилиндрнинг ён томонлари текисликка перпендикуляр бўлсин. Бу цилиндрик берк сиртга Гаусс теоремасини қўллайлик. Сирт ичидаги заряд миқдори зарядланган текисликнинг цилиндр ичидаги  $dS$  бўлакчасида мужасамланган заряд миқдорига, яъни  $\sigma dS$  га тенг. Сирт орқали оқим цилиндрнинг икки асоси орқали оқимдан иборат, чунки цилиндрнинг ён томонлари  $E$  векторга параллелдир. Ҳар бир асос орқали оқим  $E dS$  га тенг бўлгани учун цилиндрик сирт орқали натижавий оқим  $2EdS$  га тенг. Натижада Гаусс теоремаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

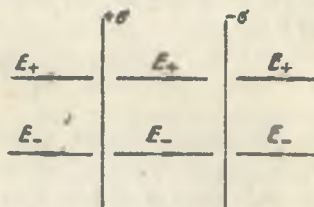
$$2EdS = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0}.$$

Демак,

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (1.19)$$

бўлади.

Энди иккита чексиз параллел текисликларни олайлик. Улардаги зарядларнинг сирт зичликлари миқдоран бир хил, ишоралари эса қарама-қарши бўлсин. Бу ҳолда (1.13- расм) натижавий майдон иккала зарядланган текислик туфайли вужудга келаётган майдонларнинг йиғиндисидан иборат, хусусан, икки текислик оралиғидаги электр майдон кучланганлиги



1.13- расм.

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.20)$$

бўлади. Мусбат зарядланган текисликдан чапда ва манфий зарядланган текисликдан ўнгда қўшилувчи майдонлар



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

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

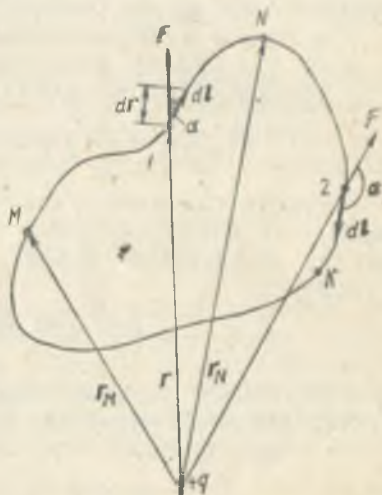
Нуқтавий  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг  $M$  нуқтасидан  $N$  нуқтасига  $q'$  заряд кўчирилаётган бўлсин (1.14-расм). Бу кўчирилишда майдон кучларининг бажарган ишини ҳисоблаёлик.  $M$  нуқтанинг  $q$  заряддан узоқлигини  $r_M$  билан,  $N$  нуқтанинг узоқлигини эса  $r_N$  билан белгилайлик.  $q'$  зарядни кўчирилиш йўли  $MN$  ихтиёрий шаклдаги эгри чизиқдан иборат бўлсин.  $MN$  йўлни кичик  $dl$  элементар бўлакчаларга ажратамиз. Шу элементар масофада бажарилган иш қуйидагича аниқланади:

$$dA = F \cdot dl \cos \alpha. \quad (1.21)$$

Бу ифодада  $F$  —  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдонда  $q'$  зарядга таъсир этувчи куч, унинг катталиги  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$  га тенг.  $\alpha$  —  $F$  куч билан элементар кўчирилиш  $dl$  орасидаги бурчак. Шунинг учун  $dl \cos \alpha = dr$  бўлади. Натижада (1.21) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr. \quad (1.22)$$

$MN$  кўчирилишда бажарилган иш  $A_{MN}$  эса барча эле-



1.14-расм.



ментар кўчирилишларда бажарилган  $dA$  ишларнинг йиғиндисига тенгдир. Бу йиғинди қуйидаги интеграллашга келтирилади:

$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \int \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}. \quad (1.23)$$

Бу ифодадан кўришиб турибдики, электр майдонда  $q'$  зарядни кўчиришда бажарилган иш кўчириладиган заряднинг бошланғич ва охирига вазиятларига боғлиқ, холос. Бундай хусусиятга эга бўлган майдонни потенциал майдон деб аталади. Потенциал майдонда берк контур бўйича кўчирилиш иши нолга тенг бўлиши лозим. Ҳақиқатан  $MNKM$  йўл бўйича  $q'$  зарядни кўчиришда бажарилган иш (1.23) ифодага асосан нолга тенг, чунки  $q'$  заряднинг бошланғич ҳолатдаги ўрни ҳам, охирига ҳолатдаги ўрни ҳам  $M$  нуқтада жойлашгандир.  $MNKM$  берк йўлда бажарилган иш нолга тенг бўлиши учун бу йўлнинг баъзи булакчаларида бажарилган иш мусбат, баъзи бўлакларида эса манфий бўлиши керак. Ҳақиқатан, 1 вазиятда  $F$  ва  $dl$  лар орасидаги  $\alpha$  бурчак ўткир, 2 вазиятда эса бурчак ўтмас. Шунинг учун 1 вазиятда бажарилган  $dA$  элементар иш (1.21) ифодага асосан мусбат, 2 вазиятда эса манфийдир. Демак, 1 вазиятда  $q'$  зарядни майдон кучлари таъсирида кўчирилса, 2 вазиятда  $q'$  зарядни кўчириш учун майдон кучларига қарши иш бажарилади.

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

$$A_{MNKM} = \oint dA = \oint F dl \cos \alpha = 0. \quad (1.24)$$

Иккинчи томондан,  $q'$  зарядга кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда таъсир этувчи куч  $F = q'E$  га тенг. Бундан фойдаланиб (1.24) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

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

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

$$\oint E_t dl = 0. \quad (1.25)$$

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

*MN* кучирилишда бажарилган иш *M* ва *N* вазиятлардаги заряднинг потенциал энергиялари фарқига тенг, яъни

$$A_{MN} = -\Delta W_{\Pi} = W_{\Pi M} - W_{\Pi N}. \quad (1.26)$$

Бу ифодани (1.23) билан таққослаш натижасида *q* заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг *M* ва *N* нуқталарида жойлашган *q'* заряднинг потенциал энергиялари

$$W_{\Pi M} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M}, \quad W_{\Pi N} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}$$

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

$$W_{\Pi} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} \quad (1.27)$$

булиши керак. Электр майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган турлича катталиқдаги „синов зарядлари“нинг потенциал энергиялари ҳам турлича бўлади, лекин потенциал энергиянинг „синов заряди“ катталигига нисбати айни нуқта учун ўзгармас катталиқдир. Бу катталиқни *потенциал* деб аталади ва  $\varphi$  ҳарфи билан белгиланади:

$$\varphi = \frac{W_{\Pi}}{q'}. \quad (1.28)$$

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

(1.27) ифода асосида нуқтавий заряднинг потенциали қуйидагича аниқланади:

$$\varphi = \frac{W_{\Pi}}{q'} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (1.29)$$

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

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots = \sum \varphi_i. \quad (1.30)$$

Бу ифодада  $i$  — заряднинг номери. Агар нуқтавий зарядлар системаси туфайли вужудга келадиган майдон потенциални топиш лозим бўлса, (1.29) дан фойдаланиб (1.30) қуйидагича ёзилади:

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} R \quad (1.31)$$

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

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

$$A_{MN} = W_{\Pi M} - W_{\Pi N} = q' (\varphi_M - \varphi_N)$$

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

$$A_{\infty} = q' \varphi_M \quad (1.32)$$

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



(1.32) ифода асосида потенциални қуйидагича таъриф-  
лаш ҳам мумкин: *Электр майдон ихтиёрий нуқтаси-  
нинг потенциали деганда шу нуқтадан бирлик мусбат  
зарядни чексизликка кучириш учун лозим бўладиган  
иш билан характерланувчи катталик тушунилади.*

(1.32) дан фойдаланиб потенциалнинг ўлчов бирлиги-  
ни келтириб чиқариш мумкин. СИ системасида потен-  
циалнинг ўлчов бирлиги сифатида электр майдон шун-  
дай нуқтасининг потенциали қабул қилинганки, бу нуқ-  
тадан 1 Кл зарядни чексизликка кўчириш учун 1 Ж иш  
бажариш керак. Электр майдон бундай нуқтасининг по-  
тенциалини 1 вольт (В) дейилади.

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

СГСЭ системада, 1 СГСЭ<sub>φ</sub> деб белгиланадиган потенциалнинг  
ўлчов бирлиги сифатида шундай нуқтанинг потенциали қабул қилин-  
ганки, бу нуқтадан +1 СГСЭ<sub>q</sub> зарядни чексизликка кўчириш учун  
1 эрг иш бажариш керак. У ҳолда

$$1В = \frac{1 Ж}{1 Кл} = \frac{10^7 \text{эрг}}{3 \cdot 10^9 \text{СГСЭ}_q} = \frac{1}{300} \text{СГСЭ}_\varphi. \quad (1.33)$$

Демак,

$$1 \text{ СГСЭ}_\varphi = 300 \text{ В.}$$

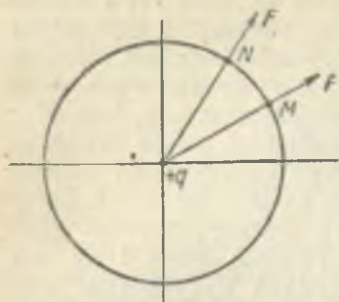
## 7-§. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш

Тенг потенциалли нуқталарнинг геометрик уринлари-  
дан ташкил топган сирт эквипотенциал сирт дейи-  
лади. („Экви“ — латинча сўз бўлиб, „тенг“ деган  
маънони англатади.) Демак, эквипотенциал сирт нуқталари  
учун

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

Масалан, нуқтавий заряд учун эквипотенциал сиртлар  
марказлари зарядда жойлашган сферик сиртлардан ибор-  
ратдир. Электр майдонни эквипотенциал сиртлар ёрдамида  
график усулда (1.15- расмга қаранг) тасвирлаш мумкин.  
q' зарядни эквипотенциал сиртнинг M нуқтасидан N нуқ-





1.15- расм.

$q$  заряд туфайли вужудга келган майдонда  $q'$  зарядни  $MN$  йўл бўйича кўчиришда бажарилган иш кўчирилиш йўналиши билан таъсир этувчи куч йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлгандагина нолга тенг бўлади. Шунинг учун зарядга таъсир этувчи куч ва кучланганлик вектори ( $F$  ва  $E$  ларнинг йўналишлари бир хил эканлигини эсланг) доимо эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади, деган хулосага келамиз. Миқдори  $+q$  бўлган нуқтавий заряднинг электр майдонда  $q'$  заряд бир эквипотенциал сиртдан иккинчи эквипотенциал сиртга кўчириляётган бўлсин. Бу икки эквипотенциал сиртларнинг (1.16-рasm) потенциалларини мос равишда  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  деб белгилайлик.

Электр майдонда мусбат заряд майдон кучлари таъсирида потенциали юқорироқ нуқтадан потенциали пастроқ нуқтага кўчади. Биз текширяётган ҳолда  $\varphi_1 > \varphi_2$  бўлгани учун  $q'$  зарядни кўчиришда бажарилган иш

$$dA = q' (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (1.35)$$

бўлади. Бу ишни таъсир этувчи  $F$  куч билан кўчиш  $dr$  нинг купайтмаси шаклида ифодалаш мумкин:  $dA = F \cdot dr$  ёки  $F = q'E$  бўлгани учун

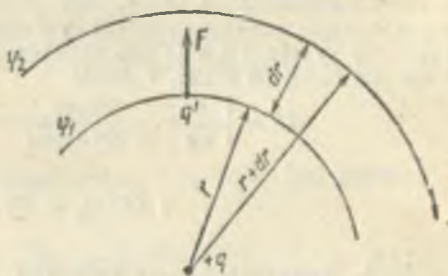
$$dA = q' E dr. \quad (1.36)$$

тасига кўчиришда бажарилган иш қуйидагича аниқланади:

$$A_{MN} = q' (\varphi_M - \varphi_N). \quad (1.34)$$

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

$$A_{MN} = 0.$$



1.16- расм.

(1.35) ва (1.36) ифодаларни тенглаб ва  $q'$  га қисқиртириб

$$Edr = \varphi_1 - \varphi_2 = -(\varphi_2 - \varphi_1)$$

ни оламиз. Бундан

$$E = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{dr} = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (1.37)$$

бу ерда  $\frac{d\varphi}{dr}$  — электр майдон кучланганлик чизиги йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодалайди, унинг қиймати бир-биридан кучланганлик чизигининг бир узунлик бирлиги қадар масофада жойлашган икки нуқта потенциалларининг фарқига тенгдир. Бу катталиқ вектор анализда потенциалнинг градиенти ( $\text{grad } \varphi$ ) дейилади. (1.37) ифодадаги минус ишора  $E$  векторнинг потенциал энг тез камайиб борадиган томонга қараб йўналганлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, (1.37) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = -\text{grad } \varphi. \quad (1.38)$$

Бу ифодадан *электр майдон ихтиёрий нуқтасининг кучланганлиги миқдор жиҳатидан шу нуқтадаги потенциал градиентига тенг бўлиб, йўналиши эса қарама-қарши бўлади*, деган хулосага келамиз. (1.37) ифода асосида электр майдон кучланганлигининг СИ системасидаги ўлчов бирлигини келтириб чиқариш мумкин:

$$[E] = \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$

Демак,

$$1 \frac{\text{В}}{\text{м}} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{Кл} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}.$$

Иккинчи боб

## ДИЭЛЕКТРИКЛАРДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

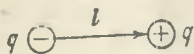
### 1-§. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши

Шу вақтгача вакуумдаги электр майдон тўғрисида мулоҳазалар юритилган эди. Агар электр заряди вакуумда эмас, балки бирор диэлектрик муҳитда жойлашган бўлса, вужудга келган электр майдонни вакуумдаги электр

майдондан фарқи бўладими, агар фарқи бўлса, нима учун, — деган саволлар туғилиши табиий, албатта.

Бу саволларга жавоб бериш учун модда тузилиши тўғрисидаги таълимотга асосан, атом диаметри  $10^{-15}$  м бўлган ядро ва диаметри  $10^{-10}$  м бўлган электрон қобиқдан иборат эканлигини эслайлик. Ядронинг ўлчами электрон қобиқнинг ўлчамидан  $10^5$  марта кичик. Шунинг учун ядрони электрон қобиқнинг марказида жойлашган нуқта деб қараш мумкин.

Электрон қобиқнинг ўзи эса берк орбиталар буйича ниҳоят катта тезликлар билан ҳаракатланувчи манфий зарядланган электронлардан иборат. Бу электронларнинг таъсири худди уларнинг барчасини қандайдир бир нуқтага туплагандаги таъсирга эквивалент бўлади. Бу хаёлий нуқтани манфий зарядларнинг маркази дейилади. Диэлектрикнинг атом ёки молекуласидаги барча мусбат зарядлар манфий зарядларга миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Бу ҳолда молекулани электронейтрал система деб қараш мумкин. Агар мусбат зарядларнинг маркази манфий зарядларнинг маркази билан устма-уст тушса, молекулани қутбсиз, аксинча, зарядларнинг марказлари бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган бўлса, бундай молекулани қутбли молекула дейилади. Умуман миқдоран тенг, лекин қарама-қарши ишорали, бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган  $+q$  ва  $-q$  зарядлардан иборат системани (2.1- расм) *электр диполи* дейилади. Иккала заряд орқали ўтадиган тўғри чизиқ диполь ўқи,  $l$  — диполь елкаси,  $p_e = ql$  катталиқни эса *диполнинг электр моменти* деб аталади. Диполнинг электр моменти диполь ўқи буйлаб манфий заряддан мусбат зарядга томон йўналган вектордир.



2.1- расм.

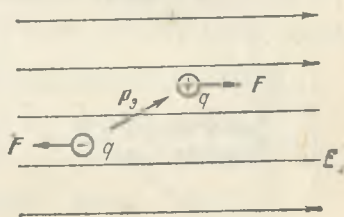
Қутбсиз молекула электр майдон таъсир этмагунча электр моментига эга бўлмайди (чунки  $l = 0$ ). Лекин ташқи электр майдон таъсирида қутбсиз молекула мусбат зарядларининг маркази майдон йўналишида, манфий зарядларининг маркази эса майдонга қарама-қарши йўналишида силжийди. Демак, ташқи майдон таъсирида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



учун деформацион қутбланиш ёки электрон қутбланиш деб аталади. Бу қутбланишнинг характерли хусусияти унинг температурага боғлиқ эмаслигидир.

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

Қутбли молекулалардан иборат диэлектрикни ташқи электр майдонга жойлаштирилса, ташқи майдон томонидан қутбли молекулага жуфт куч таъсир қилади (2.2-расм).



2.2- расм.

Натижада қутбли молекулалар (диполлар) ташқи майдон бўйлаб йўналади. Шунинг учун диэлектрикнинг бундай қутбланишини *ориентацияцион қутбланиш* ёки *дипол қутбланиш* дейилади.

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

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

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

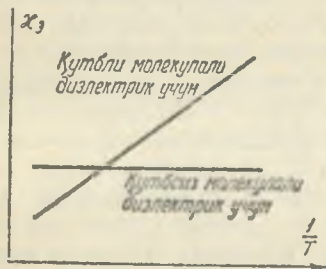
$$P = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_i}{\Delta V} \quad (2.1)$$

диэлектрикнинг айна нуқтасидаги қутбланиш векторини ифодалайди. (2.1) даги  $p_{21}$  —  $i$ -диполнинг электр моменти.

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

$$P = \epsilon_3 \epsilon_0 E. \quad (2.2)$$

Бу ифодада  $\epsilon_3$  — диэлектрик қабул қилувчанлик. У майдон кучланганлиги  $E$  га боғлиқ эмас. Қутбсиз молекулалардан иборат диэлектрик учун (2.3-расм)  $\epsilon_3$  температурага боғлиқ эмас. Лекин диэлектрик қутбли молекулалардан иборат бўлганда температура ортиши билан



2.3-расм.

(расмда  $\frac{1}{T}$  нинг камаювигга мос келади) иссиқлик ҳаракати молекулаларни электр майдон бўйлаб йўналишига тўсқинлик қилади. Шунинг учун бу ҳолда  $\epsilon_3$  нинг қиймати  $T$  га тескари пропорционал экан.  $\epsilon_3$  нинг ўлчов бирлиги тўғрисида ахборот олиш учун (2.2) ифоданинг чап томонидаги  $P$  нинг

ва ўнг томонидаги  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликларини солиштири-йлик. Қутбланиш векторининг СИ системасидаги ўлчов бирлиги (2.1) ифодага асосан

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

Иккинчи томондан,  $q$  заряднинг электр майдон кучланганлиги

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

бундан

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

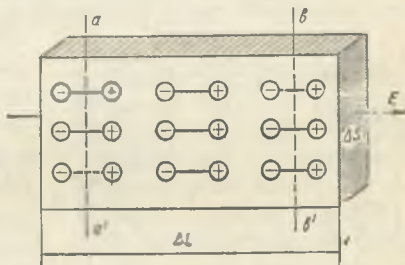
Шунинг учун

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

Шундай қилиб,  $P$  нинг ва  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликлари бир хил бўлганлиги учун  $\epsilon_3$  — ўлчамсиз катталиқ, деган хулосага келамиз.

### 3-§. Боғланган зарядлар

Параллелепипед шаклидаги бир жинсли диэлектрик бўлагини электр майдонга жойлаштирайлик, Диэлектрикнинг қутбланиши натижасида диполлар майдон бўйлаб йуналади. 2.4-расмдан кўринишича, диэлектрик парчасининг ички қатламларида майдон йуналишидаги қўшни диполларнинг қарама-қарши зарядлари бир-бирини нейтраллайди. Лекин диэлектрикнинг чап томонидаги сиртида жойлашган диполларнинг манфий заряди ва унғ томонидаги сиртида жойлашган ди-



2.4-расм.

полларнинг мусбат заряди компенсацияланмай қолади. Бошқача айтганда, диэлектрикнинг ташқи майдон кучланганлик чизиқлари кирадиган сиртида манфий зарядлар ва кучланганлик чизиқлари чиқадиган сиртида эса мусбат зарядлар вужудга келар экан. Бу зарядлар диэлектрикнинг қутбланиши туфайли вужудга келгани учун *поляризациян (қутбланувчи) зарядлар* дейилади. Иккинчи томондан, бу зарядлар диэлектрик молекулалари билан боғланган бўлиб, бу молекуладан ташқарига кўча олмайди. Шунинг учун уларни *боғланган зарядлар* деб атайлик ва  $q'$  ҳарфи билан белгилайлик. Икки жисм бир-бирга тегизилганда бир жисмдан иккинчи жисмга ўта оладиган зарядларни, боғланган зарядлардан фарқ қилиш мақсадида *эркин зарядлар* деб атаймиз. Боғланган зарядларнинг сирт зичлигини  $\sigma'$ , зарядлар вужудга келаётган сирт юзини  $\Delta S$  ва диэлектрикнинг узунлигини  $\Delta L$  деб белгилайлик.  $U$  ҳолда қутбланган бир жинсли диэлектрикни елқасининг узунлиги  $\Delta L$ , зарядлари  $\sigma' \Delta S$  бўлган катта диполь деб қараш мумкин. Бу катта диполнинг электр momenti  $\sigma' \Delta S \Delta L$  га тенг бўлади. Диэлектрикнинг ҳажми  $\Delta V = \Delta S \cdot \Delta L$  бўлгани учун қутбланиш векторининг қиймати (2.1) ифодага асосан

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

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



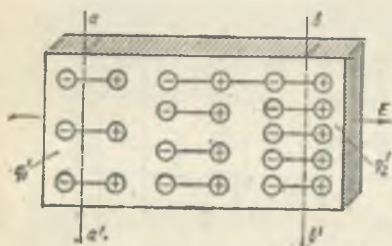
$$P = \frac{q'}{\Delta S}.$$

бундан

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

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

Энди бир жинсли бўлмаган диэлектрик парчасини (2.5-расм) электр майдонга киритайлик. Диэлектрик молекулаларининг концентрацияси майдон йўналишида ор-тиб борса,  $P_2 > P_1$  бўлади



2.5- расм.

(бунда  $P_1$  ва  $P_2$  лар мос равишда диэлектрикни чап ва ўнг сиртидаги  $l$ -нинг қий-матлари). Шуниң учун (2.4) ифодага асосан  $q'_2 > q'_1$ , яъни диэлектрикнинг чап сирти-даги манфий зарядлар миқ-дорига қараганда ўнг сир-тидаги мусбат зарядлар миқ-дори ортиқ бўлади. Бундан

бир жинсли бўлмаган диэлектрик ичида (ҳажмида) мусбат зарядлар етишмайди ёки манфий зарядлар ортиқча, деган хулосага келамиз. Ҳажмий боғланган зарядлар деб атала-диган диэлектрик ҳажмида вужудга келувчи бу ортиқча зарядларнинг миқдори

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

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

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

(2.5) ва (2.6) ларни таққослаш натижасида

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

Ихтиёрий берк сирт билан чегараланган диэлектрик ҳаж-мидаги ортиқча заряд шу ҳажмдаги боғланган зарядлар-нинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$q'_{\text{ҳажм}} = \sum q'.$$

Натижада (2.7) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

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

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

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

Диэлектрикдаги электр майдон эркин ва боғланган зарядлар туфайли вужудга келади. Лекин боғланган зарядлар вужудга келиши учун эркин зарядлар туфайли мавжуд бўладиган электр майдон бўлиши шарт. Шунинг учун диэлектрикдаги электр майдоннинг бирламчи манбаи эркин зарядлардир.

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

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

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

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

ёки бу ифодани қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

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

Бу ифодани (2.8) ифодага ҳадма-ҳад қўшайлик:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P &= \oint_S (\epsilon_0 E + P)_n dS = \\ &= \sum q + \sum q' - \sum q' - \sum q. \end{aligned} \quad (2.12)$$

(2.12) да қуйидаги белгилаш киритайлик:

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

$D$  электр индукция (электр силжиши) вектори деб аталади. Изотроп муҳитларда  $D$  нинг йўналиши  $E$  ва  $P$  ларнинг йўналиши билан бир хил. Электр майдонни график тасвирлашда электр индукция чизиқларидан фойдаланилади. Бу чизиқларни ҳам кучланганлик чизиқларини ўтказишда фойдаланилган шартлар асосида ўтказилади. Юқоридаги белгилашдан фойдаланиб, (2.12) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

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

Бу ифода электр индукция вектори учун Гаусс теоремаси бўлиб, қуйидагича таърифланади: *Электр индукция векторининг ихтиёрий ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичида жойлашган эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг*. Демак, электр индукцияси фақат эркин зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдонни ифодалайди. (2.2) ни ҳисобга олиб, (2.13) ифодани ўзгартириб ёзамиз:

$$D = \epsilon_0 E + \epsilon_3, \quad \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \epsilon_3) E = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (2.15)$$

Бу ифодада  $1 + \epsilon_3 = \epsilon$  белгилаш киритдик.  $\epsilon$  ни муҳитнинг *диэлектрик сингдирувчанлиги* деб аталади.  $\epsilon_3$  каби  $\epsilon$  ҳам ўлчамсиз катталиқ.  $\epsilon$  нинг қиймати турлича, лекин бирдан катта. Фақат вакуумда  $\epsilon = 1$ , чунки вакуумда  $\epsilon_3 = 0$ . Натижада вакуум учун (2.15) ифода

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

кўринишга келади. Бу ифодани (2.15) га бўлсак

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

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

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



бўлади. Шунингдек, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган муҳитда бир-биридан  $r_{12}$  масофада жойлашган  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар узаро

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

куч билан, яъни вакуумдагига нисбатан (1.8 формулага қаранг)  $\epsilon$  марта кичик куч билан таъсирлашади.

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

Шундай қилиб, электр майдонни характерлашда кучланганлик вектори  $E$  ҳуд  $D$  индукция (силжиш) векторидан фойдаланилади.

Электр индукция векторидан фойдаланишнинг боиси нимада?

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



2.6- расм.

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

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

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

$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{E_0}{\epsilon_2} = \epsilon_0 E_0, \quad D_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 E_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 \frac{E_0}{\epsilon_3} = \epsilon_0 E_0$$

ларга тенг бўлади. Демак, электр майдон кучланганлиги турли диэлектрикларда турлича қийматларга эга бўлса, электр индукция эса турли диэлектрикларда ҳам, вакуумда ҳам бир хил қийматга эга. Шунинг учун электр майдонни график усулда тасвирлаганда диэлектрик сингдирувчанликлари турлича бўлган муҳитлар чегараларида кучланганлик чизиқларининг зичлиги ўзгаради, индукция чизиқларининг зичлиги эса ўзгармайди. Демак, электр индукция вектори вакуумдаги электр майдон кучланганлик вектори  $E_0$  дан  $\epsilon_0$  марта катта бўлиб, ундан фойдаланиш турли муҳитдаги электр майдонларни ҳисоблашда қулайлик туғдиради. Хусусан, нуқтавий  $q$  заряд майдонининг заряддан  $r$  узоқликдаги нуқтасида электр индукция вектори

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

бўлади.

## 5-§. Сегнетоэлектриклар. Пьезоэлектрик эффект

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

Сегнетоэлектриклар учун характерли бўлган хусусиятлар қуйидагилардан иборат:

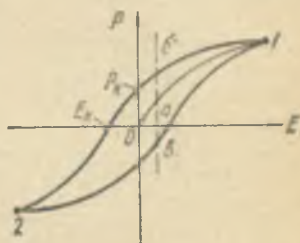
1. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ниҳоятда катта қийматларга эга бўлади. Масалан, сегнет тузи учун  $\epsilon = 10000$ , барий титанати учун  $\epsilon = 7000$ .

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

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

Сегнетоэлектрикларнинг бу характерли хусусиятлари

уларда *доменлар* деб аталувчи спонтан (уз-ўзидан) қутбланиш соҳалари мавжудлиги билан тушунтирилади. Ташқи электр майдон таъсир этмаганда ҳам доменлар таркибидagi барча диполлар бир томонга йуналган бўлади. Лекин турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йуналганлиги (ориентацияланганлиги) учун бир-бирини компенсациялайди. Шунинг учун сегнетоэлектрик парчаси қутбланмаган бўлади. Ташқи электр майдон таъсирида ҳар бир домендаги барча диполлар худди яхлит диполдек майдон йуналлишига мос равишда жойлашади. Ташқи электр майдоннинг бирор қийматида барча доменлар майдон йуналишига мослашади, натижада қутбланиш векторининг тўйиниши содир бўлади. Агар электр майдонни камайтириб борсак,  $P$  нинг камайиши  $1/2$  эгри чизиқ буйича рўй беради.  $E=0$  да сегнетоэлектрикда қутбланиш  $P_k$  га тенг бўлади. Бу қиймат қолдиқ қутбланиш деб аталади. Қолдиқ қутбланишни бутунлай йўқотиш учун сегнетоэлектрикка тескари йуналишдаги  $E_k$  майдон таъсир этиши керак. Майдоннинг бу қиймати ( $E_k$ ) коэрцатив куч деб аталади.  $E$  ни даврий равишда узгартирсак, сегнетоэлектрикдаги  $P$  нинг ўзгариш графиги *гистерезис сиртмоғи* (*16 2a1*) деб аталадиган берк эгри чизиқдан иборат бўлади („гистерезис“ грекча сўз бўлиб, „кечкиш“ деган маънони англатади).



2.7- расм.

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

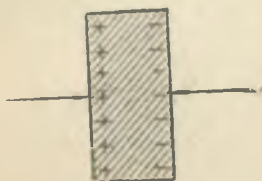
Бошқача қилиб айтганда, сегнет тузининг 258 К дан 298 К гача бўлган температуралар оралиғидагина сегнетоэлектрикларга хос хусусиятлари содир бўлади.

Сегнетоэлектрикларни ва баъзи симметрия марказига эга бўлмаган кристалларни механик таъсир туфайли деформацияласак (2.8-раем), улар қутбланади. Вужудга келган заряд миқдори механик таъсирга пропорционал бўлади. Бу ҳодиса *тўғри пьезоэлектрик эффект* деб аталади. Аксинча, кристалл пластинкасига қарама-қарши



нишорали зарядлар берилганда, уларнинг деформацияланишига *тескари пьезоэлектрик эффект* дейилади.

Пьезоэлектрик эффектни қуйдагича тушунтириш мумкин: Пьезокристаллар мусбат ва манфий ионлардан иборат бўлади. Барча мусбат ионлар бирор кристалл панжара тугунида жойлашган бўлсин. Барча манфий ионлар ҳам худди мусбат ионларнинг кристалл панжарасига ўхшаган панжарани тугуниларида жойлашган. Бу икки панжара бир-бирининг орасига жойлашган дейлик. Вужудга келган панжара пьезокристалларда ионларнинг жойлашувини ифодалайди. Шунинг учун деформация таъсирида пьезокристаллдаги мусбат ва манфий ионларнинг панжаралари бир-бирига нисбатан силжиб кристаллнинг бир сирти мусбат



2.8- расм.

зарядланса, иккинчи сирти эса манфий зарядланиб қолади.

Пьезоэффект ҳодисаларидан техникада, хусусан, ультратовуш тебранишларини уйғотиш ва урганишда кенг фойдаланилади.

Ташқи электр майдон диэлектрик таркибдаги зарядларга таъсир этиб, бу диэлектрикни деформациялайди. Бу ҳодисани *электрострикция* деб аталади. Уни тескари пьезоэффектдан фарқ қилмоқ лозим; электрострикция ҳодисаси барча диэлектрикларда (газсимон, суюқ, қаттиқ ҳолатлардаги), тескари пьезоэффект эса фақат баъзи кристалларда содир бўлади.

## Учинчи боб

### ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ ЎТКАЗГИЧЛАР

#### 1- §. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши

Аввало, зарядланган қаттиқ металл ўтказгичларнинг хусусиятлари билан танишайлик. Ўтказгичларнинг диэлектриклардан асосий фарқи уларда заряд ташувчилар вазифасини бажарувчи эркин электронларнинг мавжудлигидир. Ўтказгичнинг таркибдаги мусбат ва манфий зарядлар тенг бўлса, бундай ўтказгични зарядланмаган дейилади. Зарядланган ўтказгичда эса, зарядлаш усулидан қатъи

назар, мусбат ва манфий зарядларнинг тенглиги бузилган бўлади. Турли шаклдаги металл ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланишини текшириш асосида қуйидаги хулосаларга келинган (3.1- расм).

1. Ўтказгичлардаги ортиқча заряд унинг ташқи сиртлари бўйлаб шундай тақсимланадики, бунда ўтказгич ташқи сиртининг эгрилиги каттароқ бўлган қисмларида зарядларнинг сирт зичлиги  $\sigma$  каттароқ ва, аксинча, кичикроқ бўлган қисмларда эса кичикроқ бўлади.

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

Юқоридаги хулосаларни бундай тушунса ҳам бўлади: ўтказгичдаги ортиқча заряд зичлиги  $\sigma_1$  айниқса, ўтказгич сиртининг бўртиб чиққан жойларида, учликларида катта қийматларга эга бўлади.

Чуқурчалар яқинида эса  $\sigma$  нинг қиймати камайиб бориб, чуқурчанинг ичида нолга тенг бўлади. Шунинг учун ортиқча заряд фақат сферик сирт бўйлабгина текис тарқалган бўлади.

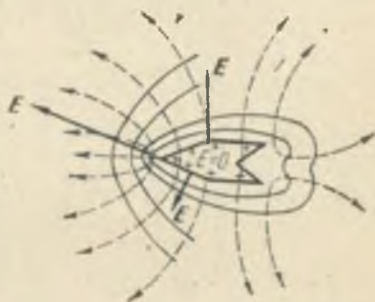
Ўтказувчи жисмга бирор  $q$  заряд берилса, бу заряд ниҳоят қисқа вақт ичида ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланиб бўладик, натижада зарядларнинг мувозанати вужудга келади. Ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда қуйидаги шартлар бажарилади:

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

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

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

3. Ўтказгичнинг ичидаги ва сиртидаги барча нуқталар-

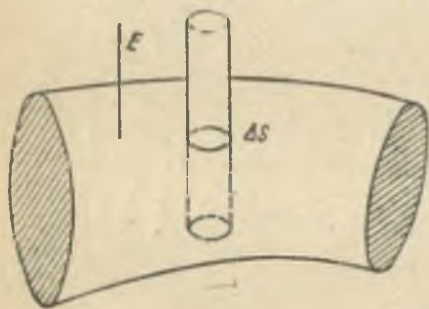


3.1- расм.

нинг потенциаллари бир хил бўлади. Агар ўтказгичдаги турли нуқталарнинг потенциаллари бир-биридан фарқ қилса, зарядлар потенциали юқорироқ нуқтадан потенциали пастроқ нуқта томон ҳаракатланар, натижада ўтказгичдаги зарядлар мувозанати бузилган бўларди.

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

Ўтказгич сирти яқинидаги электр майдон кучланганлиги билан зарядларнинг сирт зичлиги орасидаги боғланишни



3.2- расм.

топайлик. Бунинг учун ўтказгич сиртидан, хаёлан, доирача шаклидаги  $\Delta S$  юзчани ажратиб оламиз (3.2- расм) ва асослари шу юзчага тенг бўлган ён томонлари эса ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлган ихтиёрий  $\Delta l$  узунликдаги цилиндрчани шундай ўтказайликки, бу цилиндрчанинг бир қисми ўтказгич ичида, иккинчи қисми

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

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

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

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

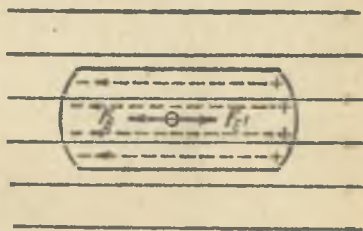


$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.2)$$

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

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

Бирор металл ўтказгични кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонга олиб қирайлик (3.3- расм). Ўтказгич таркибидаги эркин электронларга майдон томонидан  $F_E = -eE$  куч таъсир қилади. Бу кучнинг йўналиши майдон йўналишига қарама-қарши, чунки электрон манфий зарядли заррачадир. Бу куч таъсирида электрон  $E$  га қарши йўналишда силжийди ва ўтказгичнинг чап томонида ортиқча манфий заряд, унг томонида эса ортиқча мусбат зярда вужудга келади. Натижада ўтказгич ичида ички электр майдон вужудга келади. Ички электр майдоннинг кучланганлиги  $E'$  ( $E'$  чизиқлари пунктир билан ифодаланган) ташқи электр майдон кучланганлиги  $E$  га қарама-қарши йўналгандир. Шунинг учун ўтказгичнинг ичидаги эркин электронга  $F_{E'} = -eE'$  куч таъсир қилади,  $F_{E'}$  ва  $F_E$  кучлар антипараллел.  $F_E > F_{E'}$  тенгсизлик бажарилганда ўтказгичнинг икки четида қарама-қарши ишорали ортиқча зарядларнинг тўпланishi давом этаверади, бу эса ўз навбатида ички майдоннинг кучайишига ва бу майдон томонидан эркин электронга таъсир этаётган  $F_{E'}$  кучнинг ортиб боришига сабаб бўлади.



3.3- расм.

Бирор муддатдан сўнг ташқи ва ички майдон кучланганликлари ҳамда мос равишда  $F_E$  ва  $F_{E'}$  кучлар тенглашади. Натижада ўтказгич ичида натижавий майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, яъни ташқи электр

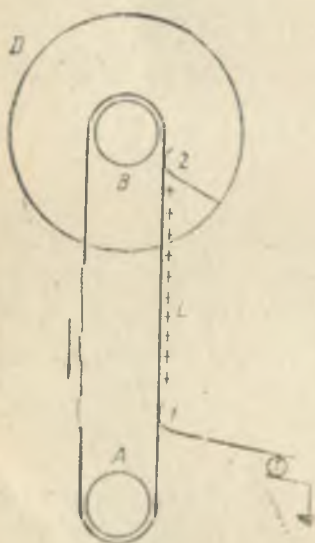
майдонга киритилган ўтказгичда зарядларнинг қайта тақсимланиши (фақат ўтказгич таркибидаги зарядларгина қайта тақсимланипти) тугалланади ва зарядлар мувозанати вужудга келади. Юқорида қайд қилинган ҳодиса, яъни ташқи электр майдонга киритилган ўтказгичнинг учларида қарама-қарши ишорали зарядларнинг вужудга келиши *электростатик индукция ҳодисаси* дейилади. Вужудга келган зарядларни эса индукцияланган зарядлар дейилади. Электростатик индукция ҳодисаси асосида тушунтириш мумкин бўлган қуйидаги мисол билан танишайлик:

Ер тахминан ярим миллион кулонга тенг манфий зарядга эга. Бу зарядга тенг мусбат ҳажмий заряд Ер сиртидан бир неча ўн километр баландликдаги атмосферада мавжуд. Бу зарядлар туфайли биз яшаб ва ишлаб турган фазода электр майдон мавжуд бўлиб, унинг кучланганлиги Ер сиртига яқин фазо соҳаларида  $130 \frac{В}{м}$  га тенг.

Бундай электр майдонда вертикал ҳолатда турган буйи 1,8 метр бўлган одамнинг боши ва оёғи турган нуқталарнинг потенциаллар фарқи 230 В га тенг. У ҳолда нима учун бундай кучланиш туфайли „ток уриши“ деб аталадиган, одам организми учун хавфли бўлган ҳодиса сезилмайди? Бунинг сабаби — одам организми ўтказгич эканлигида экан.

Электростатик индукция ҳодисаси туфайли Ернинг электр майдонидаги одамнинг сирти эквипотенциал сирт бўлади, яъни бош ва оёқ жойлашган нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келмайди.

Биринчи марта Ван-де-Грааф томонидан қурилгани учун, одатда Ван-де-Грааф генератори деб аталадиган электростатик генераторда ичи ҳавол ўтказгичга берилган ортиқча заряд бу ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб жойлашиш ҳодисаси ўз аксини топган. Бу генераторнинг ишлаш принципи 3.4-расмда кўрсатилган. Бирор диэлектрик материалдан ясалган *В* лента



3.4-расм.

икки  $A$  ва  $B$  роликлар ёрдамида ҳаракатланиб туради (роликлар эса бирор электромотор ёрдамида айлантирилади). Лентанинг бир қисми ( $B$  роликни айланиб ўтаётгани)  $D$  металл шар ичига киради. Лентанинг иккинчи учи электр машина ёрдамида зарядланади. Лента ҳаракат жараёнида металл шар ичига кириб боради ва лентадаги заряд тароқ 2 орқали шарга берилади. Бу заряд шу заҳотиёқ шарнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланади. Шу тариқа шарга узлуксиз равишда заряд узатилаверади.

Шардаги заряд миқдорининг кўпайиши унинг потенциалининг ортишига сабаб бўлади. Шарнинг потенциалининг ортиши шарни ўраб турган ҳавода электр разряди вужудга келиши туфайли оқиб кетадиган заряд миқдори билан оқиб келаётган заряд миқдори тенглашгунча давом этади. Шундай усул билан шар ва Ер орасида бир неча миллион вольт потенциаллар фарқини вужудга келтириш мумкин. Ван-де-Грааф генератори зарядли заррачаларни тезлатишда кенг қўлланилади.

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

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

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

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

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

шаклида ўзгартириб ёзиш мумкин. Бундан электр сиғимнинг физик маъноси келиб чиқади: *яккаланган ўтказ-*



гичнинг электр сифими шу ўтказгичнинг потенциални бир бирликка ошириш учун лозим бўладиган заряд миқдори билан характерланувчи физик катталикдир. (3.4) ифодадан фойдаланиб СИ системасида электр сифимнинг ўлчов бирлигини ҳосил қилиш мумкин:

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

Бу бирлик фарада деб аталади. Демак, 1 фарада шундай ўтказгичнинг электр сифими эканки, бу ўтказгичга 1 Кл заряд берилганда унинг потенциали 1 В га ортади.

Агар ўтказгич мунтазам геометрик шаклга эга бўлса, унинг электр сифимини назарий йўл билан ҳисоблаш мумкин. Масалан, радиуси  $R$  бўлган шар шаклидаги ўтказгични олайлик. Бу шарни ўраб турган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлсин. Агар бу шарсимон ўтказгичга  $q$  заряд берилса, унинг потенциали

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

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

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

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

(3.6) ифодадан  $\epsilon_0 = \frac{C}{4\pi R}$ . Шунинг учун электр доимийси  $\frac{\Phi}{M}$  ларда ҳам ўлчаниши мумкин.

СГСЭ бирликлар системасида (3.6) ифода қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$C_{\text{шар}} = 4\pi R. \quad (3.7)$$

Бундан СГСЭ системада электр сифимнинг ўлчов бирлиги узунликнинг ўлчов бирлиги билан ифодаланиши лозим, яъни СГСЭ системада электр сифимнинг ўлчов бирлиги см бўлади, деган хулоса келиб чиқади. СИ ва СГСЭ системаларидаги электр сифимнинг ўлчов бирликларини орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_\varphi}{\frac{1}{300} \text{ СГСЭ}_\varphi} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.}$$

Демак, вакуумда жойлашган радиуси  $9 \cdot 10^{11}$  см булган шарнинг электр сифими 1Ф булар экан. Ер шарининг радиуси  $6,4 \cdot 10^8$  см, яъни Ер шарининг сифими  $0,7 \cdot 10^{-3}$  Ф га тенг. Шунинг учун, одатда электр сифимларни фараданинг улушларида ифодаланади:

- 1 микрофарада (мкФ) =  $10^{-6}$  Ф
- 1 нанофарада (нФ) =  $10^{-9}$  Ф,
- 1 пикофарада (пФ) =  $10^{-12}$  Ф.

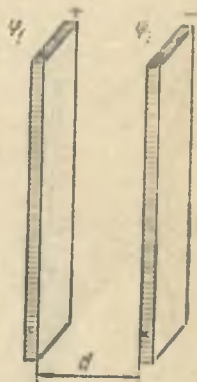
Энди бир-биридан диэлектрик билан ажратилган, ишоралари қарама-қарши, аммо миқдорлари тенг заряд ( $q$ ) билан зарядланган икки ясси параллел пластинкадан иборат системани кўрайлик (3.5- расм). Бундай қурилма электротехникада кенг қўлланадиган конденсатордир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, конденсаторнинг электр сифими унинг қопламаси (конденсатор пластинкасини қоплама деб ҳам аталади) даги заряд миқдорининг қопламалар орасидаги потенциаллар фарқига булган нисбатига тенг, яъни

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

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

$$U = Ed. \quad (3.9)$$



3.5- расм.

Иккинчи томондан, қопламалар орасидаги майдон кучланганлиги

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

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

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

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

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

Бу ифодадан ясси конденсаторнинг электр сиғими каттароқ бўлиши учун, қопламаларининг юзини каттароқ олиш, қопламаларни мумкин қадар яқинроқ жойлаштириш ва қопламалар орасига диэлектрик сингдирувчанлиги каттароқ бўлган диэлектрик жойлаштириш лозим, деган хулосага келамиз. Қопламалар орасидаги диэлектрик иккита вазифани бажаради. Биринчидан, диэлектрик қутбланади ва хусусий электр майдон вужудга келтиради. Шунинг учун қопламалар орасидаги электр майдон сусаяди. Натижавий майдоннинг сусайиши эса ўз навбатида қопламалар орасидаги потенциаллар фарқини камайтиради (чунки  $U = E \cdot d$ ) ва конденсаторнинг электр сиғимининг ошишига сабаб бўлади. Иккинчидан, диэлектрик зарядларни бир қопламадан иккинчисига ўтишига тўсқинлик қилади, яъни ўзининг изоляцион хусусиятларини намоён қилади. Лекин конденсаторларда қўлланиладиган диэлектриклар учун шундай бир чегаравий кучланиш мавжудки, агар конденсатор қопламалари бу чегаравий қийматдан ортиқ кучланишгача зарядланса, бир қопламадаги заряд диэлектрикни тешиб иккинчи қопламага ўтиши мумкин, яъни конденсаторнинг диэлектрик орқали разрядланиши кузатилади. Бундай конденсаторларни бошқа ишлатиб бўлмайди.

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



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

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

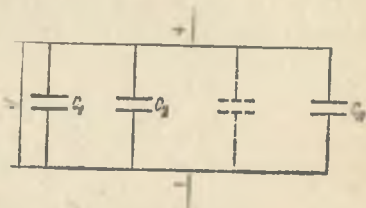
Бу ифодадан фойдаланиб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг умумий сифимини топамиз:

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

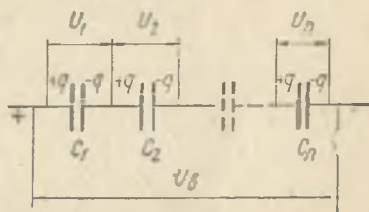
Конденсаторлар кетма-кет уланганда (3.7- расм) алоҳида конденсаторлардаги заряд миқдорлари тенг бўлади. Ҳақиқатан, биринчи конденсаторнинг биринчи қопламасига  $+q$  заряд берайлик. Бу заряд таъсирида биринчи конденсаторнинг иккинчи қопламасида ва иккинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида (уларни ягона ўтказгич деб қараш мумкин, чунки улар сим орқали туташтирилган) мос равишда  $-q$  ва  $+q$  индукцион зарядлар вужудга келади. Иккинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида  $+q$  заряднинг мавжудлиги уз навбатида иккинчи конденсаторнинг иккинчи қопламаси ва учинчи конденсаторнинг биринчи қопламасида (энди буларни ягона ўтказгич деб қараш керак) мос равишда  $-q$  ва  $+q$  индукцион зарядларни вужудга келтиради. Демак, кетма-кет уланган ҳар бир конденсаторнинг заряди  $q$  га тенг. Лекин ҳар бир конденсатордаги кучланиш ушбу конденсаторнинг электр сифимига боғлиқ, яъни

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

Батареянинг кучланиши (биринчи конденсаторнинг биринчи қопламаси билан охириги конденсаторнинг иккинчи қопла-



3.6- расм.



3.7 расм.

маси орасидаги потенциаллар фарқи) эса алоҳида конденсаторлардаги кучланишларнинг йиғиндисига тенг:

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

Бу ифодани қўйидагича ҳам ёзиш мумкин:

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

(3.17) нинг чап томонидаги ифода конденсаторлар батареяси электр сифимининг тескари қийматидир. Ҳақиқатан:

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

Шунинг учун (3.17) ни қўйидаги кўринишда ёзамиз:

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

#### 4-§. Электр майдон энергияси

Олдинги параграфда конденсаторлар туғрисида мулоҳаза юргиздик. Конденсаторни зарядлаш деганда унинг бир қопламасидан  $q$  зарядни иккинчи қопламасига кўчириш тушунилади. Натижада эркин электронларини йўқотган қоплама мусбат зарядланиб қолади. Иккинчи қопламада эса эркин электронлар ортиқча, шунинг учун у манфий зарядланган бўлади. Зарядланган конденсатор қопламалари орасида  $U$  кучланиш мавжуд бўлган ҳолда бир қопламадан иккинчи қопламага  $dq$  зарядни кўчиришда бажарилган иш:

$$dA = Udq \quad (3.19)$$

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

$$dA = \frac{q}{C} dq \quad (3.20)$$

Бу иш конденсатор қопламалари оралиғида мужассамлашган электр майдоннинг энергиясини оширади. Шунинг учун (3.20) ифодани интегралласак, электр майдон энергияси учун қўйидагини ёзиш мумкин:

$$W_0 = \int \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} \quad (3.21)$$

(3.9) ва (3.12) ларни ҳисобга олиб (3.21) ни қуйидаги кў-ринишга келтирамиз:

$$W_2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S}{d} E^2 d^2 = \frac{\epsilon_0 S}{2} E^2 S d. \quad (3.22)$$

Электр майдон фақат қопламалар орасида мужассам-лашган. Қопламалар орасидаги ҳажм  $V = S \cdot d$ . Шунинг учун (3.22) ифода  $V$  ҳажмдаги электр майдон энергиясини характерлайди. Агар (3.22) ифодани  $V$  га бўлсак, бирлик ҳажмга тўғри келувчи электр майдон энергиясини топа-миз. Бу катталиқ *электр майдон энергиясининг зичлиги* дейилади:

$$w_2 = \frac{W_2}{V} = \frac{W_2}{S \cdot d} = \frac{\epsilon_0}{2} E^2. \quad (3.23)$$

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

$$w_2 = \frac{ED}{2} \quad (3.24)$$

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

$$w_2 = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}. \quad (3.25)$$

Бу ифодадаги  $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$  ҳад электростатик майдоннинг вакуум-даги энергия зичлигини,  $\frac{EP}{2}$  ҳад эса диэлектрик муҳит-нинг бирлик ҳажмини қутбланиш учун сарфланадиган энер-гияни характерлайди.

Электростатик майдон энергияси учун чиқарилган юқо-ридаги формулалар фақат конденсатор пластинкалари орасидаги бир жинсли майдон учунгина эмас, балки ҳар қандай қўзғалмас зарядланган жисм ёки зарядлар систе-масининг электр майдони учун ҳам ўринли.

Масалан, ёлғиз ўтказгичга ортиқча  $q$  заряд бе-рилган бўлсин. Унинг атрофида электростатик майдон мавжуд бўлади. Ўтказгичнинг электр сифимини  $C$  деб белгиласак, ўтказгич сиртининг потенциали

$$\varphi = \frac{q}{C} \quad (3.26)$$



булади. Чексизликдан ўтказгич сиртига  $dq$  зарядни кўчириб келиш учун

$$dA = dq (\varphi - \varphi_{\infty})$$

иш бажариш керак. Лекин зарядланган ўтказгич майдонининг чексиз узоқликдаги нуқталарининг потенциаллари нолга тенг, яъни  $\varphi_{\infty} = 0$ . Шунинг учун

$$dA = \varphi \cdot dq = \frac{q}{C} dq$$

булади. Бу иш зарядланган ўтказгич электростатик майдонининг энергиясини

$$dW_s = dA = \frac{q}{C} dq$$

га орттиради. Бу ифодани интеграллаб, ёлғиз зарядланган ўтказгич электростатик майдонининг энергияси учун қуйидагини оламиз:

$$W_s = \int dW_s = \int \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.27)$$

(3.26) ифодадан фойдалансак, (3.27) ифода

$$W_s = \frac{1}{2} q \varphi \quad (3.28)$$

кўринишга келади.

Қўзғалмас нуқтавий зарядлар системаси туфайли вужудга келган электростатик майдон энергияси эса

$$W_s = \frac{1}{2} \sum q_i \varphi \quad (3.29)$$

булади. Бундаги  $\varphi_i$  — системага кирувчи, лекин  $i$ -заряддан бошқа барча нуқтавий зарядлар туфайли вужудга келган майдоннинг  $q_i$  заряд жойлашган нуқтасининг потенциаллари.

(3.28) ва (3.29) ифодаларни (3.21) билан солиштирсак, бу ифодалардаги умумийлик яққол кўзга ташланади.

Шундай қилиб, конденсатор пластинкалари орасидаги майдон фақат пластинкалар билан чегараланган ҳажмда, зарядланган ўтказгич ёки қўзғалмас нуқтавий зарядлар системасининг майдонлари эса зарядлардан чексизликкача давом этадиган фазода мужассамлашган. Лекин барча ҳолларда ҳам электростатик майдон энергиясининг зичлиги (3.23), (3.24) ёки (3.25) ифодалар билан характерланади.

Ҳақиқатан, конденсатор пластинкалари орасидаги майдон бир жинслидир. Шунинг учун бу майдон энергиясининг зичлиги ҳам майдоннинг турли соҳаларида доимий қийматга эга. Электростатик майдон зарядланган ўтказгич ёки қўзғалмас нуқтавий зарядлар системаси туфайли вужудга келган ҳолларда эса майдоннинг турли соҳаларида энергия зичлиги ҳам турлича, чунки заряддан узоқ бўлган соҳаларда майдон кучсизроқ, яқинроқ бўлган соҳаларда эса майдон кучлироқ-да.

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

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

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

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

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

Ясси конденсатор оралигидаги электростатик майдон энергияси эса ( $q = \text{const}$  ҳол учун), (3.21) ва (3.12) ифодалар асосида

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

бўлади. Бундан электростатик майдон энергиясининг камаюви

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

га тенг.

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

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

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

„Таъсирлашади“, „таъсирлашув“ сўзларидан куп фойдаландик, лекин таъсирлашувнинг ўзи нима?

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

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

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

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

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

Фаннинг ривожланиши олисдан таъсир тўғрисидаги фикр асоссиз эканлигини кўрсатди. Майдонлар тўғрисидаги тасаввурларни фанга киритилиши яқиндан таъсир қилиш назарияси томон кескин бурилиш ясади. Бу тасаввурларга асосан, бутун олам тортишиш қонунинда акс этган, икки жисм орасидаги таъсирлашувни узатувчи майдонни тортишиш майдони дейилади. Кулон қонунинда ўз аксини топган, бир қўзғалмас электр зарядининг иккинчи қўзғалмас электр зарядига таъсирини узатувчи майдонни элек-



тростатик майдон, баъзан эса оддийгина электр майдон, деб аталади.

Юқорида электростатик майдон энергияси билан танишдик. Бу эса ўз навбатида электростатик майдон—объектив борлиқ эканлигини тасдиқловчи далиллардан бирidir. Ахир, йуқ нарса энергияга эга була олмайди-да!

## Тўртинчи боб

### ЭЛЕКТР ТОКИНИНГ ҚОНУНЛАРИ

#### 1-§. Электр токи ва унинг асосий характеристикалари

Электр токи деганда зарядланган заррачаларнинг тартибли ҳаракати тушунилади. „Ток“ сўзининг ўзбек тилига айнан таржимаси „оқим“ дир. Демак, электр токи — электр зарядларининг оқимидир. Электр токининг асосий белгиси — ҳаракатдаги зарядлар туфайли пайдо бўлувчи магнит майдоннинг мавжудлигидир. Бундан ташқари электр токи модда орқали ўтганда иссиқлик, оптик ва химиявий ҳодисалар кузатилади.

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

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

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

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

$$j = \frac{I}{S}. \quad (4.2)$$

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

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

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

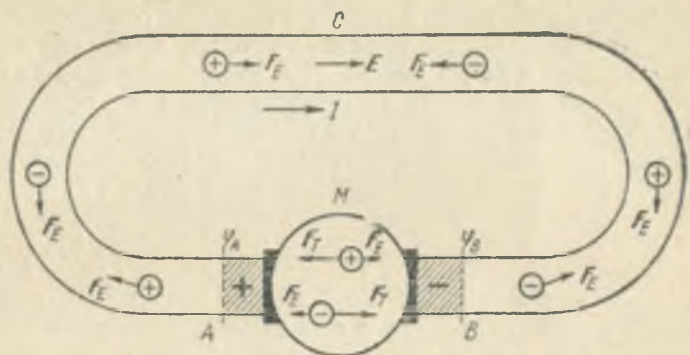
СИ системасида ток кучининг ўлчов бирлиги — ампер (А) бўлиб, у асосий бирлик сифатида қабул қилинган. Бу бирлик тўғрисида тоқларнинг ўзаро таъсири билан танишганда тухталамиз.

СГСЭ системада ток кучининг ўлчов бирлиги сифатида 1 СГСЭ ток кучи бирлиги (1СГСЭ<sub>I</sub>) ишлатилади:

$$1\text{СГСЭ}_I = \frac{1\text{СГСЭ}_q}{1\text{с}}, \quad (4.4)$$

$$1\text{ А} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_I. \quad (4.5)$$

Энди ўтказгичлардаги электр токи (ўтказувчанлик токи) тўғрисида мулоҳазалар юритайлик. Бирор ўтказгичнинг (4.1-расм)  $A$  учида ортиқча мусбат заряд,  $B$  учида эса ортиқча манфий заряд мавжуд бўлса, бу ўтказгич ичида унинг потенциали юқорироқ ( $\varphi_A$ ) қисмидан потенциали пастроқ ( $\varphi_B$ ) қисми томон йўналган электр майдон вужудга келади. Бу майдон кучлари таъсирида мусбат зарядлар  $A$  дан  $B$  га қараб, манфий зарядлар эса  $B$  дан  $A$  га қараб тартибли ҳаракатга келади, яъни ўтказгич бўйлаб электр токи ўтади. Натижада қарама-қарши ишорали зарядларнинг бирлашуви ва ўтказгич барча нуқталари потенциалларининг тенглашуви содир бўлади. Бу эса



4.1- расм.

Ўтказгичда электр майдоннинг йўқолишига ва электр токининг тўхташига сабаб бўлади. Ўтказгичда узлуксиз равишда электр тоқи мавжуд бўлиши учун бу ўтказгични ўз ичига олган берк занжирда шундай махсус қурилма (4.1- расмда  $M$  деб белгиланган) ишлаб туриши керакки, бу қурилма мунтазам равишда қарама-қарши ишорали зарядларни ажратиб туриши ва улар билан ўтказгичнинг  $A$  ва  $B$  учларини доимий равишда таъминлаб туриши керак. Натижада, ўтказгич учларида ҳар доим потенциаллар фарқи мавжуд бўлиб, узлуксиз электр тоқи вужудга келишига шароит яратилган бўлади. Бундай қурилмани *электр тоқининг манбаи* дейилади. Ток манбаида зарядларнинг ажралиши бирор куч таъсирида содир бўлади, албатта. Лекин бу куч электростатик характерга эга эмас, чунки электростатик куч таъсирида зарядлар ажралмайди, аксинча бирлашади (масалан, 4.1- расмдаги ток занжирининг  $ACB$  қисмида). Бу кучни ташқи куч деб аташ одат бўлган. Электр зарядларини ажратиш ва кўчириш учун ташқи кучлар бажарган иш тоқ манбаи энергиясининг сарфланиши ҳисобига (масалан, генератор роторни айлантириш учун сарф бўлаётган механик иш ҳисобига ёки аккумулятор ва гальваник элементларда электродларнинг электролитларда эриши жараёнида ажралиб чиқадиган энергия ҳисобига ва ҳоказо) содир бўлади.

Демак, берк занжирнинг  $BMA$  қисмида, яъни ток манбаи ( $M$ ) нинг ичида бошқа турдаги энергиялар (масалан, механик ёки химиявий) ҳисобига электр энергия олинади. Занжирнинг  $ACB$  қисмида эса электр энергияси сарфланади, яъни бошқа турдаги энергияларга айланади.



Берк занжирда зарядга ҳам ташқи кучлар, ҳам электр майдон кучлари таъсир этади. Аммо электр майдоннинг  $q$  зарядни берк занжир буйлаб кучиришда бажарган умумий иши нолга тенг. Шунинг учун берк занжирда бажарилган умумий иш фақат ташқи кучлар манбаининг энергияси ҳисобига ток манбаи ичида содир бўлади. 4.1-расмдаги берк занжир буйлаб  $q$  зарядни кучиришда ташқи кучлар  $A_T$  иш бажарган бўлса, у ҳолда

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

катталик ток манбаининг электр юритувчи кучи дейилади. Бошқача қилиб айтганда, ток манбаининг электр юритувчи кучи ташқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядни электр манбаини ўз ичига олган берк занжир буйлаб кучиришда бажарилган иш билан характерланади. (4-6) ифодадан электр юритувчи куч (қисқача э. ю. к.) потенциал ўлчов бирликларида ўлчанади, деган хулосага келамиз, чунки потенциал ҳам бирлик зарядни кучиришда бажарилган иш билан характерланар эди. СИ системасида э. ю. к. нинг ўлчов бирлиги вольт (В). Агар занжирдаги ток манбаининг э. ю. к. 1 В бўлса, занжирдан миқдори 1 Кл бўлган заряд ўтганда ташқи кучлар 1 Ж иш бажарар экан.

Агар занжирни узсак, яъни  $ACB$  ўтказгични олиб ташлаб очиқ занжир ҳосил қилсак, ташқи кучлар таъсирида  $BMA$  қисмда зарядларнинг кучиши туфайли  $A$  нуқтада мусбат,  $B$  нуқтада эса манфий зарядлар йиғилиб, бу нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келади.  $A$  ва  $B$  нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи зарядларга таъсир этувчи электр ва ташқи кучлар тенглашгунча ортиб боради. Бу кучлар тенглашганда  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$  максимал қийматга эришади. Очиқ занжирдаги ток манбаининг э. ю. к. манбаининг қутбларидаги потенциаллар фарқига тенг:

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

Энди кучланиш тушунчаси билан танишайлик. Электростатикада  $A$  ва  $B$  нуқталар орасидаги кучланиш деганда  $A$  ва  $B$  нуқталардаги электр майдон потенциаллари фарқи тушунилар эди. Занжирнинг  $BMA$  қисмидаги кучланишнинг тушиши ёки оддийгина кучланиш ( $U_{AB}$ ) деганда ташқи кучлар ва Кулон (электр) кучлари таъсирида

бирлик мусбат зарядни занжир бўйлаб  $A$  нуқтадан  $B$  нуқтага кўчиришда бажарилиши лозим бўладиган иш билан характерланувчи физик катталик тушунилади. Кулон кучлари таъсирида бирлик мусбат зарядни  $BMA$  бўйлаб кўчиришда бажариладиган иш  $A$  ва  $B$  нуқталар потенциалларининг фарқи  $\varphi_A - \varphi_B$  га тенг. Ташқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядни занжирнинг текширилаётган қисмида кўчиришда бажарилган иш занжирнинг шу қисмидаги манбанинг э. ю. к.  $\mathcal{E}_{AB}$  га тенг. Шунинг учун

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

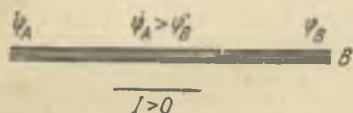
Демак, занжирнинг текширилаётган қисмида э. ю. к. таъсир этмайдиган хусусий ҳолда (яъни  $\mathcal{E}_{AB} = 0$  бўлганда)

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

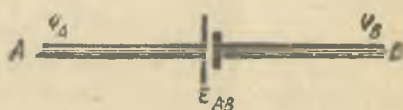
бўлади.

## 2- §. Ом ва Жоуль — Ленц қонунлари

Ом қонуни занжирнинг бир қисмидан ўтаётган ток кучини шу қисмининг учларидаги кучланишга боғлиқлигини ифодалайди. Агар занжирнинг текширилаётган қисмида э. ю. к. таъсир этмаса (4.2-расм), бир жинсли занжир қисми билан, аксинча, э. ю.к. таъсир этса (4.3- расм),



4.2- расм.



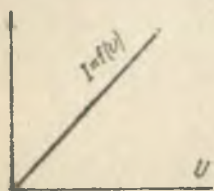
4.3- расм.

бир жинсли бўлмаган занжир қисми билан иш тутаётган бўламиз. Ом қонуни тажрибалар асосида кашф этилган қонундир. Унинг туғрилиги кўпгина тажрибалар асосида исботланади. Бу қонуннинг моҳияти қуйидагидан иборат: бир жинсли металл ўтказгич орқали ўтаётган электр тоқининг кучи ушбу ўтказгичнинг учларидаги кучланишга туғри пропорционал:

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

Ток кучининг кучланишга боғлиқлик  $I = f(U)$  графиги металл ўтказгичлар учун (4.4- расм) координата бошидан

Ўтувчи тўғри чизиқдан иборат бўлар экан. Бу тўғри чи-  
зиқнинг  $U$  ўқи билан ҳосил қилган бурчаги (4.9) ифода-  
даги  $R$  га боғлиқ.  $R$  — ўтказгичнинг электр қаршилиги,  
у зарядларнинг тартибли ҳаракатига ўтказгич курсатади-  
ган қаршиликни характерлайди. Ўтказгичнинг қаршилиги  
ундан бир бирлик ток ўтаётгандаги кучланиш билан ўлча-  
нади:



4.4-расм.

$$R = \frac{U}{I}. \quad (4.10)$$

СИ системасида электр қаршиликнинг  
ўлчов бирлиги 1 Ом.

$$[R] = \frac{1В}{1А} = 1 \text{ Ом}. \quad (4.11)$$

СГСЭ бирликлар системасида қаршиликнинг  
ўлчов бирлиги СГСЭ<sub>R</sub>:

$$1 \text{ Ом} = \frac{1В}{1А} = \frac{1}{300} \frac{\text{СГСЭ}_\varphi}{\text{СГСЭ}_I} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ СГСЭ}_R, \quad (4.12)$$

$$1 \text{ СГСЭ}_R = 9 \cdot 10^{11} \text{ Ом}. \quad (4.13)$$

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

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (4.14)$$

бу ерда  $\rho$  — солиштирма электр қаршилик. У ўтказгич  
материалининг ички хусусиятларига ва ташқи шароит-  
ларга боғлиқ. СИ да  $\rho$  нинг ўлчов бирлиги Ом·м.

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

$$I = \frac{U_{AB}}{R_{\text{ум}}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \mathcal{E}_{AB}}{R + r} \quad (4.15)$$

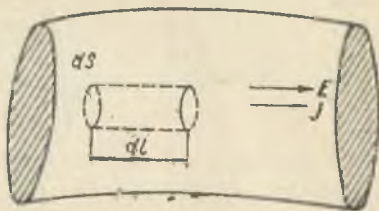
(4.15) ифодада ток кучи  $I$  ва э. ю. к.  $\mathcal{E}_{AB}$  алгебраик кат-  
талиқлар экаплигини назарда тутишимиз керак. Текши-



рилаётган занжир қисмида (4.3- расм)  $\varphi_A > \varphi_B$  бўлсин. У ҳолда токнинг  $A$  дан  $B$  томон йўналишини мусбат деб,  $B$  дан  $A$  томон йўналишини эса манфий деб қабул қиламиз. Шунга ўхшаш  $A \rightarrow B$  йўналишда таъсир этувчи э. ю. к. ни мусбат,  $B \rightarrow A$  йўналишдагини эса манфий деб оламиз.

Ом қонунини дифференциал кўринишда ёзиш мумкин. Бунинг учун ўтказгич ичида бирор нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтадаги ток зичлиги  $j$  ва электр майдон кучланганлиги  $E$  бўлсин.

Бу нуқта атрофида асоси  $dS$ , ясовчисининг узунлиги  $dl$  бўлган хаёлий элементар цилиндрни шундай ажратайликки (4.5- расм), бу цилиндрчанинг ясовчилари  $j$  га параллел бўлсин. Бу цилиндрчанинг икки асоси орасидаги кучланиш  $U = Edl$ , асосидан ўтаётган токнинг



4.5- расм.

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

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl. \quad (4.16)$$

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

$$j = \frac{1}{\rho} E. \quad (4.17)$$

бўлади. Ўтказгич материалнинг солиштирма қаршилиги  $\rho$  га тескари бўлган катталикини, яъни  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  ни материалнинг электр ўтказувчанлиги деб атаймиз. У ҳолда (4.17) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$j = \sigma E. \quad (4.18)$$

Бу ифода занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўринишидир. Агар занжирнинг текширилаётган қисми бир жинсли бўлмаса, у ҳолда занжирда Кулон кучлари билан бир қаторда ташқи кучлар ҳам таъсир этаётган бўлади. Шунинг учун ташқи кучлар майдонининг кучланганлигини  $E_r$  орқали белги-

ласак, занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$j = \sigma (E + E_T). \quad (4.19)$$

Ўтказгичда зарядлар электр майдон таъсирида тартибли ҳаракат қилиб, ўтказгичнинг қаршилигини енгиш учун иш бажаради. Бу иш қўзғалмас металл ўтказгичларда шу ўтказгичнинг ички энергиясининг ортишига, яъни иссиқлик энергиясига айланади. Жоуль ва Ленц аниқлаган қонунга асосан, ўтказгичда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ўтказгичнинг қаршилигига, ток кучининг квадрати ва вақтга пропорционал экан, яъни:

$$Q = RI^2t. \quad (4.20)$$

Бу қонуниятдан фойдаланиб, 4.5-расмда ифодаланган элементар цилиндрда  $dt$  вақтда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдорини топайлик:

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

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

$$dQ = \rho j^2 dV dt. \quad (4.21)$$

Бу ифода ўтказгичнинг  $dV$  ҳажмида  $dt$  вақт ичида ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини ифодалайди. Шунинг учун (4.21) ни  $dV dt$  га бўлсак, ўтказгичнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини характерловчи катталикни топамиз. Бу катталик *ток иссиқлик қувватининг зичлиги* деб аталади:

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2. \quad (4.22)$$

(4.17) ва (4.18) ифодалардан фойдаланиб (4.22) ни қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$w = jE = \sigma E^2. \quad (4.23)$$

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир.

### 3-§. Кирхгоф қоидалари

Кирхгоф қоидалари тармоқланган мураккаб занжир қисмларини ҳисоблашда қўлланилади.

Электр занжирининг камида учта ўтказгич туташган

нуқтаси тугун дейлади. Одатда, тугунга келаётган тоқларни мусбат ишора билан, кетувчи тоқларни эса манфий ишора билан олинади. Кирхгофнинг биринчи қондасига асосан, тугунда учрашувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндисини нолга тенг, ёки тугунга келувчи тоқларнинг арифметик йиғиндисини тугундан кетувчи тоқларнинг арифметик йиғиндисига тенг бўлади.



4.6- расм.

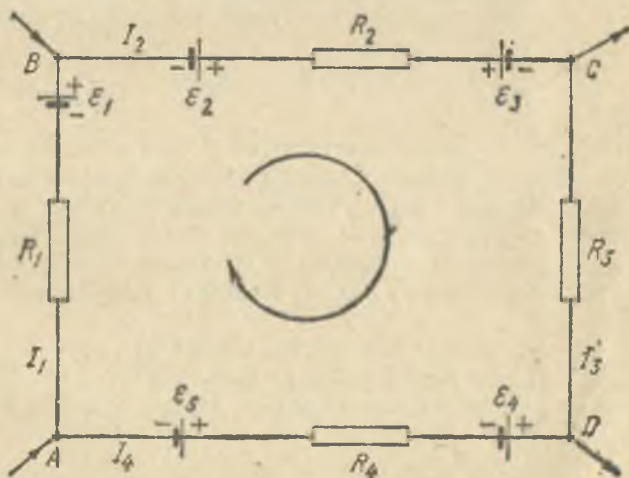
4.6- расмдаги электр тугуни учун Кирхгофнинг биринчи қондаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\sum_{i=1}^5 I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (4.24)$$

ёки

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

Кирхгофнинг иккинчи қондасини аналитик кўринишини келтириб чиқариш учун бирор мураккаб тармоқланган электр занжиридан ихтиёрий *ABCD* берк контурни ажратиб олайлик (4.7- расм). Бу контурни ихтиёрий йўналишда айланганда қўшни тугунлар орасидаги занжир қисмлари



4.7- расм.



учун Ом қонуни (4.15) ни қўлаймиз. Бунда қуйидаги шартларга риоя қилиш керак:

1) занжирнинг ҳар бир қисмининг қаршилиги ( $R$ ) деганда шу қисмдаги барча ташқи қаршилиқлар ва ток манбалари ички қаршилиқларининг йиғиндиси тушуналади;

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

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

Шундай қилиб,

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

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

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

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

Бу тенгламаларни қўшсак,

$$\begin{aligned} I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 &= \\ &= \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5 \end{aligned} \quad (4.25)$$

ёки  $I$  ва  $\mathcal{E}$  лар алгебраик катталиқлар эканлигини ҳисобга олиб, (4.25) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$\sum I_i R_i = \sum \mathcal{E}_i. \quad (4.26)$$

Бу ифода Кирхгофнинг иккинчи қонидасининг аналитик кўринишидир: *тармоқланган электр занжиридаги ихтиёрый берк контур учун бу контур айрим қисмларидаги ток кучларининг мос қисмларидаги қаршилиқларга қўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси ушбу контурдаги барча э. ю. к. ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.*

(4.26) тенгламалар системасидан ва тугунлар учун ёзилган (4.24) тенгламалардан фойдаланиб ҳар қандай мурраккаб электр занжир параметрларини ҳисоблаш мумкин.

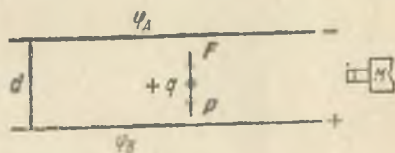
## ЭЛЕКТР ҲТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ ЭЛЕКТРОН НАЗАРИЯСИ

### 1-§. Электроннинг заряди. Металлардаги ток ташувчилар — электронлардир

Бирор жисмдаги барча мусбат зарядлар манфий зарядларга тенг бўлса, бундай жисмни электронейтрал, яъни зарядланмаган жисм дейилади. Агар мусбат зарядлар манфий зарядлардан ортиқча бўлса, жисм мусбат зарядланган, аксинча, агар манфий зарядлар мусбат зарядлардан ортиқ бўлса, жисм манфий зарядланган бўлади. Зарядланган жисмларнинг заряди энг элементар заряд — электроннинг зарядига каррали бўлади, яъни:

$$q = \pm Ne. \quad (5.1)$$

Бу фикр ҳозирги вақтда барча электр ҳодисаларини тушунтиришдаги асосий заминлардан биридир. 1911 йилда Р. Милликен тажрибада электроннинг зарядини аниқлади. Бу тажрибанинг



5.1- расм.

моҳияти қуйидагидан иборат. Ясси конденсатор қопламалари орасида  $+q$  зарядли томчини муаллақ туриши учун (5.1- расм) томчининг огирлик кучи  $P = mg$  ва электр майдонда томчига таъсир этувчи электр кучи  $F = qE$  нинг абсолют қийматлари тенг булиши керак:

$$P = qE. \quad (5.2)$$

Ясси конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон кучланганлиги  $E = \frac{\varphi_A - \varphi_B}{d}$  эканлигини ҳисобга олсак (5.2) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$P = q \frac{\varphi_A - \varphi_B}{d}. \quad (5.3)$$

Бундан

$$q = \frac{P \cdot d}{\varphi_A - \varphi_B}. \quad (5.4)$$

(5.4) ифоданинг ўнг томонидаги  $d$  ва  $(\varphi_A - \varphi_B)$  мос равишда ясси конденсатор қопламалари орасидаги масофа ва потенциаллар фарқи. Уларнинг қийматлари бевосита тажрибада аниқланади. Томчининг оғирлиги  $P$  ни эса қўйидаги мулоҳазалар асосида топиш мумкин. Электр майдон бўлмаган тақдирда томчи пастга қараб ўзгармас деб ҳисобласа бўладиган бирор  $v$  тезлик билан ҳаракат қилар эди. Бу ҳаракат томчининг оғирлик кучи, муҳитнинг қаршилик кучи ва Архимед кучининг йиғиндиси таъсирида содир бўлади. Шунинг учун томчининг ҳаракат тезлигини микроскоп ( $M$ ) орқали кузатиб, томчининг оғирлиги  $P$  ни топиш ва унинг қийматини (5.4) ифодага қўйиш мумкин. Натижада томчининг заряд миқдори тўғрисида ахборот олинади. Милликен тажрибасида томчиларнинг заряд миқдорлари қандайдир бирор  $e = 4,77 \times 10^{-10}$  СГСЭ<sub>q</sub> катталиқка каррала эканлиги аниқланган. Бу заряд электрон зарядидир.

Ҳозирги вақтда аниқ тажрибалар асосида электроннинг заряди

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}_q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

ва массаси

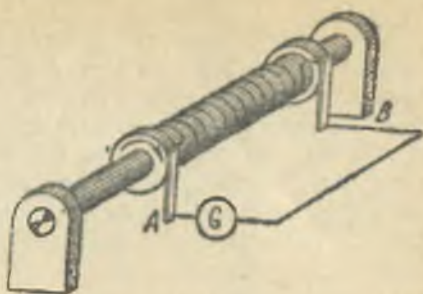
$$m = 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

деб қабул қилинган.

Милликен тажрибасидан бир неча йил кейин Мандельштам ва Папалекси (1913 йилда) ҳамда Толмен ва Стюарт (1916 йилда) тажрибаларида металлларда ток ташувчилар вазифасини электронлар бажариши аниқланди. Бу тажрибалар қўйидаги фикрга асосланган эди. Агар металл ўтказгичларда ток ташувчилар вазифасини металл бўйлаб енгил куча оладиган эркин зарядлар бажарса, бу эркин зарядлар инерция қонунига бўйсунуши керак. Бошқача айтганда, тез ҳаракатланаётган металл ўтказгични кескин (бирданига) тўхтатсак, эркин зарядлар бир оз вақт инерцион ҳаракатини давом эттириши керак. Шунинг учун металл ўтказгич бирданига тўхтатилгандан кейин ундан қисқа вақт давомида бир томонга қараб эркин зарядлар ўтиши, яъни қисқа муддатли электр токи кузатилиши лозим. Бу токнинг йўналиши эркин зарядларнинг ишораси ҳақида, токнинг миқдори (кучи) эса эркин зарядларнинг бирлик массага мос келувчи заряд миқдори (солиштирама заряд)  $\frac{q}{m}$  ҳақида ахборот беради. Тажрибалар



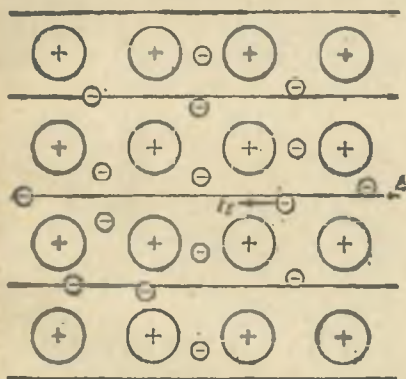
қуйидагича амалга оширилди. Цилиндрик диэлектрикка узун металл сим ўралган (5.2-расм). Бу симнинг икки учи металл ҳалқача (А ва В) ларга уланган. Бу ҳалқачаларга тегиб турган графит пластинкалар сезгир гальванометрга уланган. Сим ғалтаги электродвигатель ёрдамида айланма ҳаракатга келтирилади ва бирданига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



5.2- расм.

## 2-§. Металлларнинг классик электрон назарияси

Друдье томонидан яратилган металлларнинг классик электрон назарияси билан танишишни бир бўлак металлнинг тузилишини эслашдан бошлайлик. Металллар кристалл панжарасининг тугунларида (5.3-расм) валент электронларидан ажралган атомлар (ионлар) жойлашади. Валент электронлар бирор атомга тегишли эмас, балки



5.3- расм.

металл парчасидаги барча  $N$  та атомга тааллуқлидир. Шунинг учун бу электронларни *эркин электронлар* деб аталади. Абсолют нолдан фарқли температураларда металллардаги ионлар ҳам, эркин электронлар ҳам тўхтовсиз иссиқлик ҳаракатида қатнашади. Ионларнинг иссиқлик ҳаракати мувозанат вазияти атрофидаги тебранма ҳаракатлардан иборатдир.

Эркин электронлар эса металл парчасининг сирти билан чегараланган ҳажмда эркин ҳаракатланади. Агар металл ичида электр майдон бўлмаса, эркин электронлар турли йўналишлар бўйича турлича тезликларда ҳаракат қилади. Уларнинг бу хаотик ҳаракати идеал газни эслатади. Шунинг учун ҳам эркин электронларни „электрон газ“ деб, уларга бир атомли идеал газ молекулалари учун ўринли бўлган тушунчаларни ва формулаларни қўллаш мумкин. Эркин электронлар идеал газ молекулаларидан шу билан фарқланадики, улар ўзаро эмас, балки кўпроқ кристалл панжаранинг тугунида жойлашган ионлар билан тўқнашади. Идеал газ молекуласининг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлиги формуласидан фойдаланиб, уй температурасида ( $T \sim 300 \text{ K}$ ) металлдаги эркин электронларнинг ўртача тезлиги  $v_{\text{ур}} \sim 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  эканлигини аниқлаш мумкин.

Эркин электронларнинг бундай катта тезликлар билан ҳаракатланиши бутунлай тартибсиз бўлганлиги учун ихтиёрий йўналишда ҳаракатланаётган электронлар сони, қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётган электронлар сонига тенг бўлади. Математик тил билан айтганда электронларнинг иссиқлик ҳаракати тамоман хаотик бўлганлиги учун барча йўналишлар тенг эҳтимоллидир. Шунинг учун металл ўтказгичнинг ихтиёрий кўндаланг кесими орқали кўчаётган заряд миқдори нолга тенг бўлади. Демак, эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли ўтказгичда электр токи вужудга келмайди.

Ўтказгичнинг икки учига бирор  $\Delta\phi$  потенциаллар фарқини қўйиш натижасида металл ичида кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдон вужудга келтирайлик. Бу майдон ҳар бир электронга миқдори  $eE$ , йўналиши эса майдон йўналишига қарама-қарши бўлган (чунки электроннинг заряди манфий) куч билан таъсир этади. Бу куч таъсирида „электрон газ молекулаларининг“ электр майдонга қарама-қарши йўналишдаги тартибли ҳаракати вужудга келади, яъни металл ўтказгичда электр токи пайдо бўлади. Лекин электр майдон таъсирида эркин электронлар фақат тартибли ҳаракат қилади, деб тушуниш керак эмас. Электронлар худди электр майдон бўлмаган вақтдагидек катта тезликлар билан турли йўналишларда ҳаракат қилаверади. Лекин бу ҳаракатга металл ичидаги электр майдон туфайли ўтказгич бўйлаб йўналган тартибли ҳаракат тезлиги қўшилади.

Эркин электронларнинг ҳатто етарлича катта ток зич-

ликларнда ҳам ( $j = 10 \frac{\text{A}}{\text{мм}^2}$ ) тартибли ҳаракат ўртача тезлиги ( $u_{\text{тп}} \approx 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}}$ ) иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигига қараганда ниҳоят кичик:  $v_{\text{тп}}/u_{\text{тп}} \approx 10^8$  марта.

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

Энди металлларнинг классик электрон назариясидан фойдаланиб Ом қонунини чиқарайлик. Кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда электронга

$$F = eE \quad (5.5)$$

куч таъсир этади. Бу куч таъсирида  $m$  массали электрон, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (5.6)$$

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

$$\tau = \frac{\lambda}{v}. \quad (5.7)$$

Электрон ион билан тўқнашгач, бир лаҳза тўхтаб қолади, яъни унинг тартибли ҳаракат тезлиги нолга тенг бўлади. Шунинг учун электр майдон таъсирида бу электрон навбатдаги ион билан тўқнашгунча текис тезланувчан ҳаракат қилади. Бу ҳаракатнинг тезланиши (5.6) ифода билан аниқланади. Навбатдаги тўқнашиш олдидан электроннинг тартибли ҳаракат тезлиги максимал қийматга эришади, яъни

$$u_{\text{max}} = a\tau = \frac{e\lambda}{mv} E. \quad (5.8)$$



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

$$u_{\text{фр}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{e\lambda}{2mv} E \quad (5.9) \quad ]$$

қиймат келиб чиқади. Иккинчи томондан ўтказгич орқали ўтаётган ток зичлиги

$$j = enu_{\text{фр}} \quad (5.10)$$

Бу ифодада  $e$  — электроннинг заряди,  $n$  — металл ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони. (5.10) даги  $u_{\text{фр}}$  ўрнига унинг (5.9) ифодадаги қийматини қўйсақ

$$j = \frac{e^2 n \lambda}{2mv} E \quad (5.11)$$

Бу ифодани Ом қонунининг  $j = \sigma E$  кўриниши билан солиштириб

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2mv} \quad (5.12)$$

ни оламиз. Шундай қилиб, *металлнинг электр ўтказувчанлиги металлнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони  $n$  га, бу электронларнинг кристалл панжара тугунларида жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашуви орасида босиб ўтган масофаси  $\lambda$  га пропорционал бўлади.* Демак, электронларнинг ионлар билан тўқнашуви — худди электронлар ҳаракатини тормозлашга интилувчи бирор ишқаланиш кучидек таъсир курсатади.

Металлларнинг классик электрон назариясидан фойдаланиб Жоуль – Ленц қонунини ҳам чиқариш мумкин. Ҳақиқатан, навбатдаги тўқнашишдан олдин электроннинг тартибли ҳаракати туфайли эришган қўшимча кинетик энергияси қуйидагига тенг:

$$\epsilon_k = \frac{1}{2} m u_{\max}^2 = \frac{1}{2} m e^2 \lambda^2 E^2 = \frac{e^2 \lambda^2}{2mv^2} E^2 \quad (5.13)$$

Урилиш вақтида ионга бериладиган бу энергия металл парчасининг ички энергиясини орттиради, натижада металлнинг температураси ортади. (5.13) ифода билан характерланувчи энергия фақат бир донга электрон томонидан битта тўқнашиш туфайли металлга узатиладиган энергиядир. Агар металлдаги эркин электронларнинг кон-

центрацияси  $n$  ва бирлик вақтдаги тўқнашишлар сони  $\frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda}$  эканлигини ҳисобга олсак, металлнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда ажраладиган иссиқлик миқдори, яъни электр токи иссиқлик қувватининг зичлиги учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\omega = n \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \epsilon_k = n \cdot \frac{v}{\lambda} \cdot \frac{e^2 \lambda^2}{2mv} E^2 = \frac{e^2 n \lambda}{2mv} E^2. \quad (5.14)$$

Классик электрон назария яна бир қонунни тушунтириши мумкин. Бу Видеман — Франц қонуни бўлиб, унинг моҳияти қуйидагидан иборат: барча металллар учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти  $\alpha$  нинг электр ўтказувчанлик коэффициенти  $\sigma$  га булган нисбати тахминан бир хил, агар металлнинг температураси ўзгарса, унга монанд равишда  $\frac{\alpha}{\sigma}$  нисбат ҳам ўзгаради.

Классик электрон назарияда эркин электронлар бир атомли идеал газ молекулаларига ўхшатирилганлиги учун „электрон газ“нинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти қуйидаги ифода билан аниқланиши керак:

$$\alpha = \frac{1}{3} \rho v \lambda c_v = \frac{1}{3} n m v \lambda c_v \quad (5.15)$$

бу ерда  $\rho$  „электрон газ“нинг зичлиги,  $n$  — эркин электронларнинг концентрацияси ва  $m$  электроннинг массаси бўлиб, улар  $\rho = n \cdot m$  муносабатда бўлган.  $c_v$  — бир атомли идеал газнинг ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сифими, у  $\frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m}$  га тенг (бунда  $k$  — Больцман доимийси). Натижада (5.15) қуйидаги кўринишга келади

$$\alpha = \frac{1}{3} n m v \lambda \frac{3}{2} \frac{k}{m} = \frac{1}{2} n k v \lambda \quad (5.16)$$

Энди,  $\sigma$  нинг (5.12) орқали ифодаланган қийматидан фойдаланиб,  $\frac{\alpha}{\sigma}$  нисбатни топайлик:

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{1}{2} n k v \lambda \cdot \frac{2 m v \lambda}{e^2 n \lambda} = \frac{k m v^2}{e^2} \quad (5.17)$$

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

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \cdot \frac{m v^2}{2} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \cdot \frac{3}{2} k T = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T \quad (5.18)$$

Бу ифодадаги  $k$  ва  $e$  узгармас катталиклар бўлганлиги учун, узгармас температурада ( $T = \text{const}$ )  $\frac{\rho}{\rho_0}$  ҳам ўзгармас бўлади, яъни металлнинг турига боғлиқ бўлмайди. Агар металлнинг температураси ўзгарса  $\frac{\rho}{\rho_0}$  ҳам унга тўғри пропорционал равишда ўзгарар экан. Демак, металлларда иссиқлик ўтказувчанлик эркин электронлар ҳисобига содир бўлади.

### 3-§. Металлар қаршилигининг температурага боғлиқлиги. Ута ўтказувчанлик ҳодисаси

Металларнинг қаршилиги тўғрисидаги мулоҳазаларни бирлик кўндаланг кесим ва бирлик узунликка эга бўлган цилиндрча шаклидаги металл бўлагининг қаршилиги устида, яъни металлларнинг солиштира қаршилиги устида олиб бораёлик.

Тажрибалар асосида металлларнинг солиштира қаршилиги температурага пропорционал равишда ортиши аниқланган:]

$$\rho_t = \rho_0 (1 + \alpha t) \quad (5.19)$$

бу ифодада  $\rho_0$  ва  $\rho_t$  мос равишда  $0^\circ\text{C}$  ва  $t^\circ\text{C}$  температура-лардаги солиштира қаршилиқ.  $\alpha$  эса қаршилиқнинг температура коэффициентини деб аталиб, у металл  $1^\circ\text{C}$  га қиздирилганда солиштира қаршилиқ ўзининг  $0^\circ\text{C}$  даги қийматининг қандай улушига ўзгаришини кўрсатади. Умуман  $\alpha$  нинг ўзи температурага боғлиқ, яъни металлнинг температураси  $20^\circ\text{C}$  дан  $21^\circ\text{C}$  гача қиздирилганда  $\alpha$  бир қийматга эга бўлса, металл  $160^\circ\text{C}$  дан  $161^\circ\text{C}$  гача қиздирилганда  $\alpha$  иккинчи хил қийматга эга бўлади. Лекин бу фарқ кўпчилик ҳолларда унчалик катта эмас. Шунинг учун етарлича катта температуралар интервалида  $\alpha$  нинг қийматини ўзгармас деб қабул қилиш мумкин.

Металларнинг солиштира қаршилиги температура пайиши билан (5.19) формулага асосан 5.4-расмдаги  $I$  эгри чизиқ бўйича камайиши лозим эди. Лекин тажрибалар  $\rho$  нинг  $T$  га боғлиқлиги 2 эгри чизиқ бўйлаб содир бўлишини кўрсатди, яъни  $0\text{ K}$  да ҳам бирор қолдиқ қиймат  $\rho_k$  га эга бўлар экан.

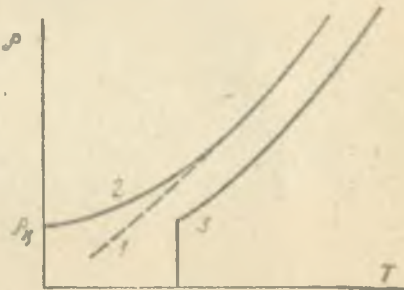
Умуман, металлларнинг солиштира қаршилигини икки ҳад йиғиндиси сифатида ифодалаш мумкин:

$$\rho = \rho_{\text{ид}} + \rho_k \quad (5.20)$$



Бу ифодадаги биринчи ҳад идеал кристалл панжарага эга бўлган абсолют тоза металлнинг солиштирма қаршилигини ифодалайди.  $T \rightarrow 0 \text{ K}$  да  $\rho_{\text{ид}}$  ҳам нолга интилиши лозим. Иккинчи ҳад қолдиқ солиштирма қаршилик деб аталади. Бу ҳад металлдаги аралашма атомлар ва кристалл панжарадаги дефектлар туфайли вужудга келади. Металлнинг температурасини абсолют ноль температурага яқинлаштирганда унинг солиштирма қаршилиги  $\rho$  қийматга яқинлашади.

Абсолют нолга яқин температураларда ажойиб бир ҳодиса кузатилади. Температурани пайсайтеганимиз сари қандайдир „критик“ температурада кўпчилик тоза металлларнинг қаршилиги бирданга миллиард мартагача камайиб кетади (5.4-расмдаги 3 эгри чизиқ). Турли металллар учун критик температура



5.4-расм.

( $T_c$ ) нинг қийматлари турлича, масалан, симоб учун 4,1 К, қурғошин учун 7,3 К. Бу ҳодиса ута ўтказувчанлик деб ном олган. Металлнинг ута ўтказувчанлик ҳолатдаги қаршилигини деярли нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Демак, ута ўтказувчанлик ҳолатидаги металлда зарядларнинг тартибли ҳаракатига тўсқинлик қилувчи кучлар ҳам деярли бўлмас экан. Шунинг учун ута ўтказгичда бирор йул билан электр токи вужудга келтирилса, токни вужудга келтирган таъсир тўхтагандан сунг ҳам етарлича узоқ муддат электр токи давом этиб туриши керак. Хақиқатан, ута ўтказувчанлик ҳодисасини биринчи булиб пайқаган Камерлинг-Оннес 7 К температурадаги қурғошинда э. ю. к. таъсири тўхтагандан сунг 4 сутка давомида электр токи ўтиб турганлигини кузатган.

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

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

кат тезликлари турлича қийматларга эга бўлиб, у Максвеллнинг тезликлар тақсимоти қонунига бўйсунди. Лоренц бу қонунни „электрон газ“ га татбиқ этиб, металлларнинг классик электрон назариясини такомиллаштирди. Натижада Лоренц металлларнинг электр ўтказувчанлик коэффициентини учун қуйидаги ифодани келтириб чиқарди:

$$\sigma = \frac{2}{3} \frac{n e^2 \lambda}{m} \left( \frac{1}{v} \right)_{\text{ур}}, \quad (5.21)$$

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

Видеман — Франц қонуни эса такомиллаштирилган Лоренц назарияси асосида қуйидаги кўринишга келди:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 2 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (5.22)$$

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

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1,47 \cdot 10^{-8} T \quad (5.23)$$

ифодани ҳосил қиламиз.  $T = 300 \text{ К}$  учун  $\frac{\sigma}{\sigma_0} = 4,4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Ж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$  бўлади. Хона температурасида ( $T \sim 300 \text{ К}$ )

ўтказилган тажрибаларда  $\frac{\sigma}{\sigma_0}$  нинг қийматлари қўрғошин учун  $7,0 \cdot 10^{-4}$ ; мис учун  $6,4 \cdot 10^{-6}$ ; алюминий учун  $5,8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Ж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$  деб топилди. Демак,  $\frac{\sigma}{\sigma_0}$  нинг тажриба ва назарий қийматлари 1,5 марта фарқ қилади. Бу мос келмаслик классик назария камчиликлардан холи эмаслигини кўрсатди. Бундан ташқари классик назария тажрибаларда аниқланган бир қатор ҳодисаларни тушунтиришда қийинчиликларга дуч келди. Бу қийинчиликларни асосийлари иккита. *Биринчи қийинчилик* қуйидагидан иборат: Назарияга кўра [(5.12) ва (5.21) ифодаларга асосан] металлларнинг электр ўтказувчанлиги  $\sqrt{T}$  га пропорционал бўлиши керак, чунки  $v \propto \sqrt{T}$  га пропорционалдир. Тажрибалар эса, олдинги параграфда айтилганидек, электр ўтказувчанлик температуранинг биринчи даражасига тескари пропорционал эканлигини кўрсатди. Бундан ташқари, ниҳоят паст температураларда  $\sigma$  нинг кескин ўзгарувини ҳам (ўтаўт-

казувчанлик ҳодисаси) классик назария тушунтириб беришга қодир эмас.

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

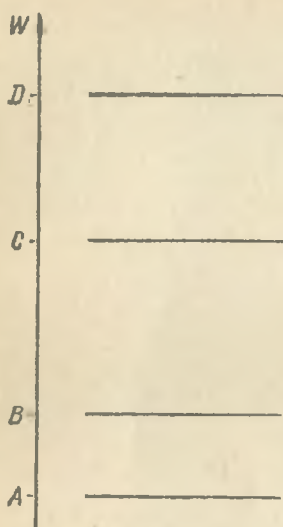
## Олтипчи боб

### МЕТАЛЛАР КВАНТ НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСЛАРИ

#### 1- §. Қаттиқ жисм зоналар назариясининг элементлари

Текширилаётган кристалл булакчаси  $N$  дона атомдан ташкил топган бўлсин. Бу кристаллнинг хусусиятларини ўрганишдан олдин унинг битта атоми билан танишайлик. Квант назариясига асосан, бу атомдаги электронлар ихтиёрий узлуксиз энергетик қийматларга эмас, балки аниқ *дискрет* (узлукли) *энергетик қийматларга* эга бўлади. Одатда, электрон эга бўлиши мумкин бўлган энергияларнинг қийматларини рухсат этилган энергетик қийматлар дейилади. 6.1-расмда электронларнинг *рухсат этилган энергетик қийматлари* бирор масштаб бўйича бир-биридан маълум узоқликларда утказиладиган горизонтал чизиклар билан ифодаланади. Бу горизонтал чизиклар *энергетик сатҳлар* деб аталади. Энергетик сатҳлар оралигидаги энергетик қийматлар ушбу атомдаги электронлар учун *энергияларнинг тақиқланган қийматларидир*. Демак, атомдаги электронларнинг энергиялари  $A, B, C$  қийматларга (6.1-расмга қаранг) эга бўла олади. Лекин  $A$  дан  $B$  гача,  $B$  дан  $C$  гача ёки  $C$  дан  $D$  гача бўлган қийматларга эга бўлиши мумкин эмас. Агар электрон бирор





6.1- расм.

рухсат этилган энергияга (масалан,  $B$  энергияга) эга бўлса, электрон шу энергетик сатҳни ишғол этган, ёки электрон шу энергетик сатҳда жойлашган дейиш одат бўлган. Биз ҳам бундан кейинги мулоҳазаларимизда шу одатга амал қиламиз.

Энергетик сатҳларни электронлар томонидан ишғол этилишида *Паулининг тақиқлаш принципи* бажарилиши керак. Квант механикасининг асосий қондаларидан бири булган бу принципга асосан *ихтиёрый квант система* (масалан, атом) нинг ҳар бир энергетик сатҳида бир хил квант характеристикали иккитадан ортиқ электрон жойлашиши мумкин эмас. Агар энергетик сатҳ икки электрон томонидан ишғол этилган

бўлса, бу электронлар спинлари (хусусий механик моментлари) нинг йўналишлари қарама-қарши бўлиши шарт. Спин барча элементар заррачаларни характерлашда ишлатиладиган асосий катталиклардан (худди масса, заряд каби) биридир.

Энди  $N$  дона атом тўғрисидаги фикримизни давом эттирайлик. Агар бу атомлар бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган даражадаги узоқликда жойлашган бўлса (яъни изоляцияланган бўлса), барча атомлардаги энергетик сатҳлар ва бу сатҳларнинг электронлар томонидан ишғол этилиши бир хил бўлади.

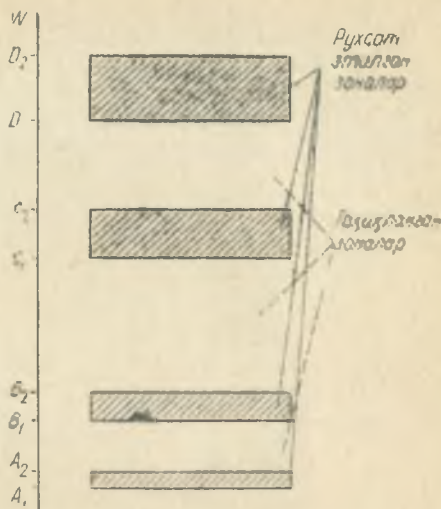
Энди, бу  $N$  дона атом кристалл парчасини ташкил этган ҳолни текширайлик. Кристаллда атомлар  $d < 10^{-9}$  м масофаларда жойлашади. Шунинг учун қаттиқ жисмдаги электронлар фақат ўз атомининг ядроси билангина эмас, балки кристаллни ташкил этувчи барча атомлар билан ҳам таъсирлашади. Бошқача айтганда, изоляцияланган атомдаги электронга фақат шу атомнинг электр майдони таъсир этса, қаттиқ жисмдаги электронга эса бутун кристалл парчасининг электр майдони таъсир этади. Натижада изоляцияланган атомдаги битта энергетик сатҳ урнига қаттиқ жисмда бир-бирига яқин жойлашган  $N$  дона энергетик

сатҳлар группаси вужудга келади. Бу сатҳлар группаси *энергетик зона* деб аталади. Демак, изоляцияланган атомдаги рухсат этилган энергетик сатҳ ўрнига кристаллда рухсат этилган энергетик зона вужудга келар экан. Рухсат этилган зоналар тақиқланган зоналар билан ажратилган бўлади (6.2- расм).

Кристалл электр майдонининг шу кристаллни ташкил этувчи атомлар ички қобиғидаги электронларга таъсири кучсизроқ, ташқи қобиғидаги электрон-

ларга таъсири эса кучлироқ бўлади. Шунинг учун изоляцияланган атомда ядрога яқин жойлашган электрон банд этган сатҳ  $A$  ва ядродан узоқ жойлашган электрон банд этган сатҳ  $D$  лар ўрнига кристаллда мос рўйишда вужудга келаётган зоналарнинг энергетик кенгликлари турлича бўлади, яъни  $A_1, A_2 < D_1, D_2$ . Умуман, зоналарнинг энергетик кенглиги кристаллнинг ўлчамларига, ундаги атомлар сонига эмас, балки кристаллнинг табиатига боғлиқдир. Лекин рухсат этилган ҳар бир зонадаги сатҳлар сони кристаллдаги атомлар сони  $N$  га тенг. Шунинг учун кристаллдаги атомлар сони қанчалик кўп бўлса, рухсат этилган зонадаги сатҳлар шунчалик зичроқ жойлашади. Одатда энергетик зонанинг кенглиги бир неча электрон-вольт бўлади. Агар кристалл, масалан,  $10^{23}$  атомдан иборат бўлса, зонадаги сатҳлар оралиғи  $\sim 10^{-23}$  эВ бўлар экан. Қаттиқ жисмдаги кўпчилик жараёнлар валент электронларнинг ҳолатига боғлиқ бўлганлиги учун, одатда кристаллдаги энергетик зоналарни ифодалашда соддалаштирилган энергетик схемадан фойдаланилади.

*Соддалаштирилган энергетик схемада валент электронлар томонидан ишғол этилган зона (валент зона) ва бу зонага энг яқин бўлган рухсат этилган зона (буш зона) ифодаланади, холос.*

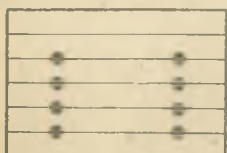


6.2- расм.



Буш зона

Тақиқланган зона



Валент зона  
(ушказубчанлик зонаси)

Металлар

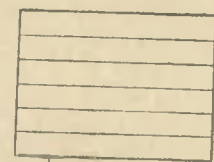
6.3- расм.

Албатта бу икки зона тақиқланган зона билан ажратилган бўлади. Валент зонадаги энергетик сатҳлар электронлар томонидан қапчалик ишғол этилганлиги ва тақиқланган зонанинг энергетик кенглигига қараб барча қаттиқ жисмлар уч сифга бўлинади.

Агар валент зонадаги энергетик сатҳларнинг бир қисмигина электронлар томонидан ишғол этилган бўлса, электронлар қуйироқ энергетик сатҳдан юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиш имкониятига эга бўлади. Ҳақиқатан, зона ичидаги энергетик сатҳлар оралиги шу қадар кичикки ( $\sim 10^{-23}$  эВ), ҳатто ниҳоят кучсиз электр майдон ҳам электронларни юқори энергетик сатҳга кўтарилиш имконини берадиган даражада тезлатиши мумкин. Металлар шундай хусусиятга эга булар экан (6.3- расм).

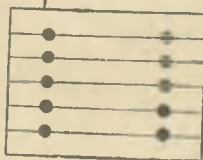
Металл бўлмаган аксарият қаттиқ жисмларда валент зонадаги барча энергетик сатҳларни электронлар банд этган бўлади. Шунинг учун электрон юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиши лозим бўлса, фақат буш зонадаги энергетик сатҳга кўтарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган қўшимча энергия тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги  $\Delta W$  дан катта бўлиши керак. Демак бу ҳолда қаттиқ жисмнинг хоссалари тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги билан аниқланади:

1) агар  $\Delta W$  етарлича катта бўлса, электр майдон таъсирида электронлар банд этган бўлади. Шунинг учун электрон юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиши лозим бўлса, фақат буш зонадаги энергетик сатҳга кўтарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган қўшимча энергия тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги  $\Delta W$  дан катта бўлиши керак. Демак бу ҳолда қаттиқ жисмнинг хоссалари тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги билан аниқланади:



Буш зона

Тақиқланган зона



Тўлдирилган валент зона

Диэлектриклар

6.4- расм.



рида ёки иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли электронлар валент зонадан буш зонага ўта олмайдилар, яъни электронлар валент зонадаги „ўз уринларидан“ қўзғалмайдилар. Бундай жисмларни изоляторлар ёки *диэлектриклар* деб аталади (6.4- расм).

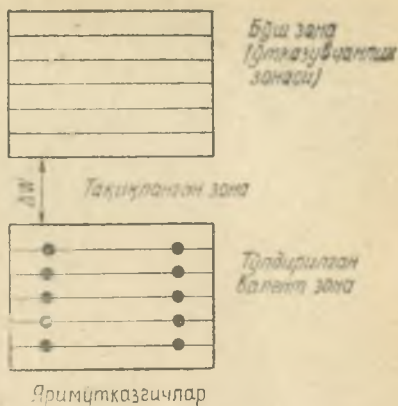
2) агар  $\Delta W$  унчалик катта бўлмаса, қаттиқ жисмнинг температураси етарлича юқори бўлганда (0 К дан анча юқори температуралар масалан, хона температураси назарда тутиляпти)

иссиқлик ҳаракати энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир қисми буш зонадаги энергетик сатҳларга кўтарилишга қодир бўлади. Бу электронлар электр майдон таъсирида ҳам буш зонанинг юқорироқ энергетик сатҳларига кўтарилиш мумкин. Шунинг учун бу ҳолда буш зонани ўтказувчанлик зонаси деб аташ мақсадга мувофиқдир. Бундай жисмлар *яримўтказгичлар* деб аталади (6.5- расм).

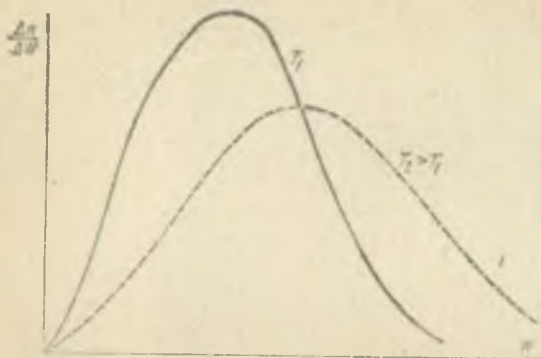
Шартли равишда, валент зонаси электронлар билан бутунлай тулган жисмлар тақиқланган зонасининг энергетик кенглиги  $\Delta W < 3$  эВ бўлганларини яримўтказгичлар деб, аксинча  $\Delta W > 3$  эВ бўлганларини диэлектриклар деб аташ мумкин.

## 2- §. Ферми—Дирак тақсимоти. Айниган газ

Классик тасаввурларга асосан металллардаги „электрон газ“ молекулалар бўлмиш электронлар энергияси узлуксиз қийматларга эга бўлиши мумкин эди ва электронларнинг энергиялари бўйича тақсимоти *Максвелл — Больцман тақсимоти* билан ифодаланар эди. Максвелл тақсимотида энергиялари  $W$  дан  $W + \Delta W$  гача бўлган электронлар сони  $\Delta n$  нинг энергетик интервал  $\Delta W$  га нисбати  $\left(\frac{\Delta n}{\Delta W}\right)$  электронлар энергиясига боғлиқ равишда 6.6- расмда тасвирланган эгри чизиқ бўйлаб ўзгаради. Агар металлнинг температураси оширилса, бу эгри чизиқ пасаяди ва катта



6.5- расм.



66-расм.

энергиялар соҳасига чўзилади (расмдаги пунктир эгри чизиқ). Демак, температура ошган сари катта энергияли электронлар сони ошиб борар экан. Аксинча, металлнинг температураси камайиши билан электронларнинг энергиялари ҳам камайиб боради. 0 К да эса: „электрон газ“ деб қаралаётган барча электронларнинг энергияси нолга тенг бўлади.

Квант назариясида-чи? Квант назариясида, олдинги на-  
раграфда танишиб ўтганимиздек, металлдаги эркин элек-  
тронлар валеит зонанинг энергетик сатҳларида Паулининг  
тақиқлаш принципига риоя қилган ҳолда жойлашади.  
Квант назариясида *Ферми — Диракнинг квант статисти-*  
*тикаси* методлари қўлланилади.

Квант статистикасига асосан,  $W$  энергияли сатҳнинг  
электрон томонидан ишғол этилиш эҳтимоллиги *ферми*  
*функцияси* деб аталадиган қуйидаги ифода билан аниқ-  
ланади:

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{W - W_{\Phi}}{kT}} + 1} \quad (6.1)$$

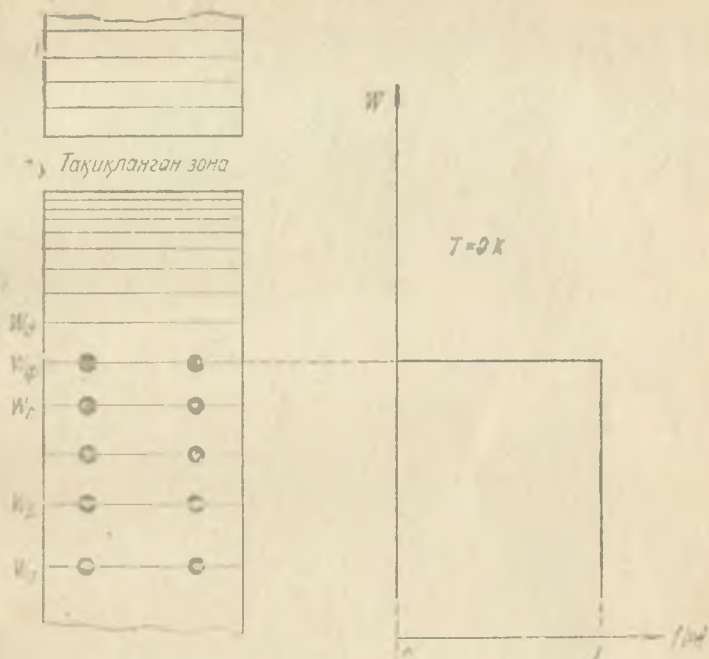
Бу ифодада  $T$  — абсолют температура,  $k$  — Больцман дои-  
мийси,  $W_{\Phi}$  — *Ферми энергияси* (ёки *Ферми сатҳи*).

Ферми сатҳининг физик маъноси билан танишайлик.  
Агар металлнинг температураси абсолют нолга интилса  
( $T \rightarrow 0$  К),

$W > W_{\Phi}$  бўлган ҳоллар учун  $f(W) \rightarrow 0$

$W < W_{\Phi}$  бўлган ҳоллар учун  $f(W) \rightarrow 1$ .

Бошқача айтганда, температураси абсолют нолга тенг бўл-  
ган металлда Ферми сатҳидан юқорироқдаги энергетик



6.7- расм.

сатҳлар бўш бўлади. Аксинча, Ферми сатҳидан пастроқ бўлган энергетик сатҳлар электронлар томонидан, албатта, тўла ишғол этилган бўлади. Сатҳ тўла ишғол этилиши учун унда 2 та электрон бўлиши керак (6.7- расм). Демак, Ферми энергияси 0 K температурали металлдаги эркин электронлар энергиясининг максимал қийматидир. Ферми энергиясига мос энергетик сатҳ, яъни 0 K температурали металлдаги эркин электрон томонидан ишғол этилган энг юқори энергетик сатҳ Ферми сатҳи деб аталади.

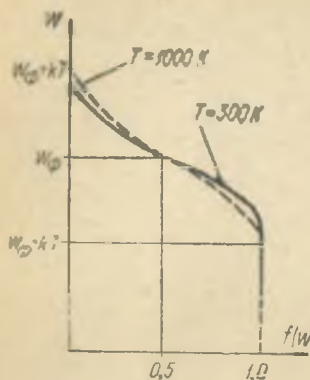
Энди 0 K дан фарқли бўлган ихтиёрий температурадаги ( $T > 0 K$ ) металлни кўрайлик. Бунда (6.1) га асосан,

$$W = W_F \text{ бўлганда } f(W) = \frac{1}{2},$$

$$W > W_F \text{ бўлганда } f(W) < \frac{1}{2},$$

$$W < W_F \text{ бўлганда } f(W) > \frac{1}{2}.$$





6.8- расм.

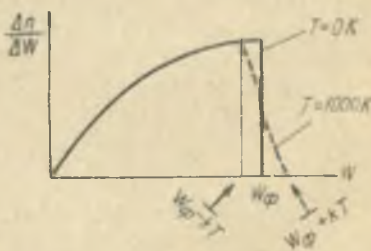
Демак, Ферми сатҳи  $T > 0$  К температурадаги металлда электрон томонидан ишғол этилиш эҳтимоллиги  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлган энергетик сатҳ экан. Бу сатҳда албатта битта электрон бўлади. Металлр учун Ферми сатҳи, одатда, бир неча электронвольтларга тенг бўлади. Металлнинг температураси ошиши билан Ферми сатҳининг қиймати бир оз камаяди.

6.8- расмда  $f(W)$  нинг  $W$  га боғлиқлик графиги  $T=300$  К ва  $T=1000$  К булган ҳоллар учун тасвирланган. Ҳисоблашларнинг

кўрсатишича,  $f(W)$  нинг 1 дан 0 гача ўзгарувига мос келувчи энергетик сатҳлар қийматларининг айирмаси металлнинг температурасига боғлиқ бўлса-да, лекин унчалик катта қийматга эга бўлмайди.

Ферми-Дирак статистикасига мосан металлрдаги эркин электронларнинг энергия бўйича тақсимоти 6.9- расмда тасвирланган. Бу шаклда ордината ўқи бўйлаб энергиялари  $W$  дан  $W + \Delta W$  гача бўлган электронлар сони  $\Delta n$  нинг энергетик интервал  $\Delta W$  га нисбати  $(\frac{\Delta n}{\Delta W})$  қўйилган.

Расмдан кўринишича, бу нисбат электронларнинг энергияси  $W$  га монанд равишда ошиб борапти. Бунинг сабаби Ферми сатҳи яқинида энергетик сатҳлар зонанинг тубидигига нисбатан зичроқ жойлашувида экан. Расмда  $T=0$  К (узлуксиз чизиқ) ва  $T=1000$  К (пунктир чизиқ) температурали металлрдаги электронларнинг энергиялари бўйича тақсимоти ифодаланган.  $T=1000$  К температурадаги тақсимот фақат энергиялар Ферми энергияси  $W_0$  дан иссиқлик ҳаракат энергияси



6.9- расм.

$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}} \cdot 10^3 \text{ К} = 1,38 \cdot 10^{-20} \text{ Ж} \approx 0,1 \text{ эВ}$$

қадар фарқ қиладиган электронлар учунгина  $T=0$  К даги тақсимотдан фарқланади. Буни қуйидагича тушунтириш мумкин.  $T=0$  К да валент зонанинг Ферми сатҳигача бўлган барча энергетик сатҳлари электронлар томонидан Паулининг тақиқлаш принципига риоя қилинган ҳолда банд этилган (6.7- расмга қаранг). Металлни 1000 К гача қиздирганимизда кристалл панжаранинг иссиқлик тебраниш энергияси  $kT \sim 0,1$  эВ бўлади. Бунда,  $T=1000$  К температурага чата киздирилган металлда эркин электрон кристалл панжарадан кўпи билан  $W_{\text{қўшимча}} \leq 0,1$  эВ энергия олиши мумкин, деган хулосага келамиз. Натижада бу электрон ўзи ишғол этиб турган энергетик сатҳдан юқорироқ энергетик сатҳга кўчиши лозим. Масалан, кристалл панжара қўшимча энергияни Ферми сатҳига яқин жойлашган  $W_c$  сатҳдаги электронга берса (6.7- расмга қаранг), бу электроннинг энергияси  $W_c + W_{\text{қўшимча}} = W_d$  бўлади.  $W_d$  энергияли сатҳ бўш эди. Шунинг учун  $W_c$  сатҳдаги электрон  $W_d$  сатҳга кўтарилиши мумкин. Агар Ферми сатҳидан узокроқ жойлашган  $W_a$  сатҳдаги электронга қўшимча энергия бериладиган бўлса, бу электроннинг энергияси  $W_a + W_{\text{қўшимча}} = W_b$  бўлиши лозим. Лекин  $W_b$  энергияли сатҳ бўш эмас. Шунинг учун  $W_a$  сатҳдаги электронга қўшимча энергия берилиши мумкин эмас.

Шундай қилиб, металлнинг температураси оширилганда металлдаги эркин электронларнинг фақат бир қисмигина (Ферми сатҳидан узоғи билан  $kT$  қадар пастки энергетик сатҳларда жойлашганлари) кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан қўшимча энергия олиб юқори-роқ энергетик сатҳларга кўтарилиши мумкин. Металлдаги электрон газ ўзининг бу хусусияти билан классик идеал газдан кескин-фарқ қилади. Шунинг учун квант назариясида металлдаги электрон газни классик тасавурларга бўйсунмаганлиги сабабли айниган газ деб аташ одат бўлган.

Айниган газ молекулалари бўлмиш эркин электронлар учун Ферми — Дирак статистикаси ўринли бўлганлиги туфайли, баъзан, уни Ферми газини деб ҳам аталади. Агар металл ниҳоят юқори температурага чата қиздирилсаки, натижада кристалл панжаранинг тебранишларининг энергияси Ферми энергиясидан катта бўлса, яъни

$$kT \geq W_{\phi} \quad (6.2)$$

шарт бажарилса, ихтиёрий эркин электрон кристалл панжара билан энергия алмашилиш имкониятига эга бўлади.

Бу ҳолда электрон газни *айнимаган газ* дейилади. (6.2) дан фойдаланиб, газ айниган ҳолатдан айнимаган ҳолатга ўтадиган температуранинг қийматини топиш мумкин:

$$T_{\phi} = \frac{W_{\phi}}{k}. \quad (6.3)$$

Температуранинг бу қиймати *айниш температураси*, ёхуд *Ферми температураси* дейилади. Айнаш температурасининг қиймати Na учун 37000 К, Li учун 55000 К, Al учун 138000 К ни ташкил қилар экан. Одатда кўпи билан бир неча минг градусли температурадаги металллар билан иш тутилади. Шунинг учун, эмалда, металллардаги электрон газ айниган ҳолатда бўлади.

### 3- §. Квант назариясида иссиқлик ўтказувчанлик ва электр ўтказувчанлик

Бирор қаттиқ жисм икки учининг температуралари турлича бўлса, бу жисмнинг иссиқроқ учидан совуқроқ учига иссиқлик узатилиши кузатилади. Газлар ва суюқликларда молекулаларнинг кўчиши натижасида улар билан биргаликда иссиқлик миқдори ҳам кўчар эди. Қаттиқ жисмда эса молекулалар ёхуд жисм бўлакчаларининг кўчиши кузатилмайди. Демак, қаттиқ жисмларда иссиқлик миқдорининг узатилиши фақат иссиқлик ўтказувчанлик туфайлигина кузатилади. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги квант назариясида қуйидагича тушунтирилади. Кристалл панжаранинг тугунида жойлашган заррачалар иссиқлик ҳаракатида қатнашиб ўз мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қилади. Жисмнинг иссиқроқ ( $T_1$ ) учида жойлашган заррача совуқроқ ( $T_2$ ) учида жойлашган заррачага нисбатан каттароқ амплитуда билан тебранади. Кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган заррачалар бир-бирлари билан боғланган. Шунинг учун каттароқ амплитудалар билан тебранаётган заррача қўшни тугунларда жойлашган заррачаларнинг тебраниш амплитудаларини оширади. Шундай қилиб, иссиқлик тебраниш энергиялари кристалл панжаранинг бир тугунидан иккинчи тугунига тўлқин процесси туфайли узатилади. Иссиқлик энергиясининг юқорида қайд қилинган йўл билан узатилишини панжарага оид иссиқлик ўтказувчанлик дейилади. Бундай иссиқлик ўтказувчанлик металл бўлмаган қаттиқ жисмлар учун хосдир.

Металлларда эса иссиқлик энергиясини ташувчилар ва-



зифасини, асосан, айниган газ (олдинги параграфга қаранг) молекулалари бўлмиш валент электронлар бажаради.

Иссиқлик ўтказувчанликда барча валент электронлар эмас, балки уларнинг бир қисми, аниқроғи Ферми сатҳидан узоғи билан  $\sim kT$  қадар пастки энергетик сатҳларни эгаллаганларигина қатнашади. Бу электронлар кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан қўшимча энергия олиб юқориқ энергетик сатҳларга кўтарилади. Агар бу электронлар кристалл панжаранинг тугунидаги заррачалар билан тўқнаша, уларга ўз энергияларининг бир қисмини бериб, қуйроқ энергетик сатҳларни эгаллайди. Шу тахлитда валент электронлар ёрдамида иссиқлик энергияси металлнинг температураси юқориқ учидан температураси пастроқ учига узатилади. Бу жараёни электронли иссиқлик ўтказувчанлик деб аталади. Етарлича юқориқ температуралардаги соф металлларда панжарага оид иссиқлик ўтказувчанлик электронли иссиқлик ўтказувчанликдан бир неча юз (ҳатто минг) марта кичик бўлади. Масалан, металл бўлмаган эбонитнинг иссиқлик ўтказувчанлиги  $\alpha = 0,17 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$  га тенг бўлса, миснинг иссиқлик ўтказувчанлиги  $\alpha = 390 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$  га тенг.

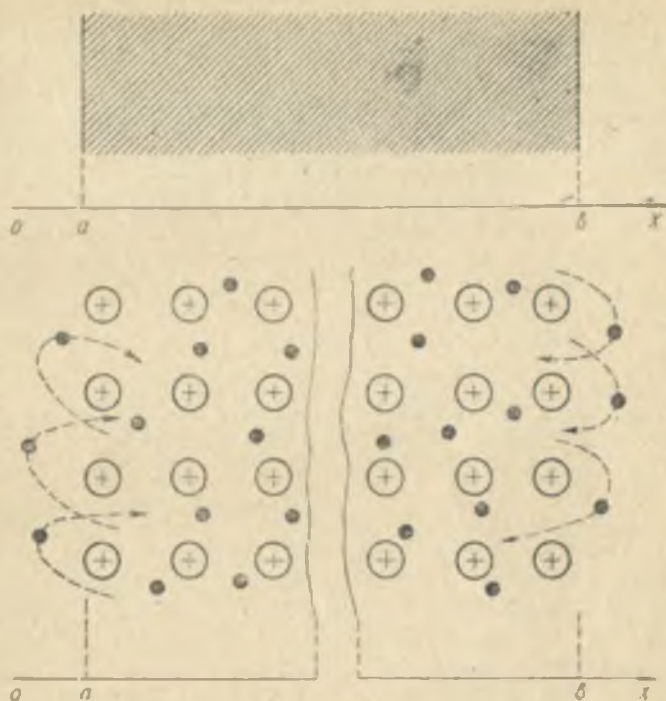
Энди, квант назарияси асосида электр ўтказувчанлик қандай тушунтирилиши билан танишайлик. Ташқи электр майдон таъсирида металллардаги валент электронлардан бирортаси қўшимча энергия олиб юқориқ энергетик сатҳга кўтарилсин. Бу электрон бушатган „ўрин“га — энергетик сатҳга ундан қуйроқ энергетик сатҳдаги электрон кўтарилиши мумкин. Бу иккинчи электрон бушатган энергетик сатҳга янада қуйроқ энергетик сатҳдаги учинчи электрон кўтарилади ва ҳоказо. Шундай қилиб, металлларда электр токининг вужудга келишида айниган газ молекулалари деб қаралаётган валент электронларнинг барчаси қатнашади. У ҳолда нима учун уч валентли алюминийнинг электр ўтказувчанлиги бир валентли миснинг электр ўтказувчанлигидан икки мартаба кичик? Бошқача айтганда, нима учун бир атомга мос келувчи валент электронларнинг ошиши электр ўтказувчанликни ошишига сабаб бўлмайди? Бу саволга назария қуйидагича жавоб беради. Қаттиқ жисмнинг электр ўтказувчанлиги валент электронларнинг сонига эмас, балки энг юқори валент зонадаги энергетик сатҳларнинг қандай қисми электронлар томонидан ишғол этилганлигига боғлиқ. Хусусан, зонадаги барча сатҳлар электронлар томонидан банд этилган бўлса,

бундай қаттиқ жисм электр токини ўтказмайди. Мис кристаллида энг юқори тўлдирилмаган валент зонадаги бўш энергетик сатҳларнинг шу зонадаги барча энергетик сатҳларга нисбати алюминийдаги худди шундай нисбатдан тахминан икки марта катта. Шунинг учун миснинг электр ўтказувчанлиги алюминийнинг электр ўтказувчанлигидан икки марта катта.

Энди, металлларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги квант назария асосида қандай тushунтирилиши билан танишайлик. Квант назарияда ҳаракатланувчи электронни тўлқин деб қаралади ва одатда электрон тўлқин деб аталади. Электрон тўлқин кристалл панжаранинг тугунларидаги заррачалардан сочилади. Электрон тўлқин сочилмасдан босиб ўтадиган масофани электрон тўлқиннинг эркин югуриш масофаси ( $\lambda$ ) дейилади. Кристаллнинг температураси ортган сари панжаранинг тугунларидаги заррачаларнинг иссиқлик тебранишлари кучаяди. Бу эса электрон тўлқиннинг сочилиш эҳтимоллигини оширади. Бошқача айтганда, электрон тўлқиннинг эркин югуриш масофаси температура ортган сари камаяди. Шунинг учун металл температурасининг ортиши унинг электр ўтказувчанлигининг камайишига, солиштирма қаршилиқнинг эса ортишига сабаб бўлади. Аксинча, металл температурасини пасайтирганимиз сари унинг солиштирма қаршилиги камайиб боради. Лекин  $T=0$  К да ҳам  $\rho(T)$  нолга тенглашмайди. Бунинг сабабини квант назарияси қуйидагича тushунтиради. Металлдаги аралашма атомлари ва панжаранинг дефектлари ниҳоят даражада камайтирилганда кристалл панжарани идеал деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда металлнинг солиштирма қаршилиги фақат панжара тугунларидаги заррачаларнинг иссиқлик тебранишлари туфайлигина вужудга келади. Лекин квант механикасининг таъкидлашича, ҳатто абсолют нолда ҳам заррачаларнинг иссиқлик тебранишлари тухтамайди. Шунинг учун электрон тўлқиннинг бу тебранишларда сочилиши ва бунинг натижасида электр қаршилиқнинг вужудга келиши содир бўлади.

#### 4- §. Электроннинг металлдан чиқиш иши. Контакт ҳодисалари.

Бирор идишдаги газ молекулаларининг идишдан ташқарига чиқишига шу идишнинг деворлари тўсқинлик қилади. Ер атмосфераси эса Ернинг тортиш майдони туфайли



6.10- расм.

ушлаб турилади. Агар бир парча металл булакчаси билан иш тутадиган бўлсак, бу металлдаги электронлар ўз-ўзидан металл ташқарисига чиқиб кета олмайди. Бунинг сабаби нимада?

6.10- расмда тасвирланган металл булакчасининг ён сиртларига перпендикуляр қилиб  $Ox$  ўқини утказайлик. Металл ичида, яъни  $x$  нинг қийматлари  $a$  дан  $b$  гача ўзгарганда электронларга панжаранинг тугунларидаги мусбат ионлар томонидан тортишиш кучлари таъсир этади. Бу куч электронлар орасидаги ўзаро итаришиш кучлари билан мувозанатлашиб туради. Шунинг учун  $x$  ўқига перпендикуляр бўлган ихтиёрий қатламни текширсак, бу қатламдаги ионларнинг мусбат заряди айни вақтда шу қатламда жойлашган эркин электронларнинг манфий зарядларига миқдоран тенгдир. Яъни металл ичидаги ( $a < x < b$ ) қатламлар электронейтралдир. Энди металл сиртига ниҳоят



яқин бўлган ( $x = a$  ёки  $x = b$ ) қатламларни текширайлик. Агар сирт қатламдаги электронларнинг бир қисми металлдан ташқарига чиқса, бу сирт қатлам мусбат зарядланиб қолади. Металл ташқарисига чиққан электронларни бу сирт қатлам узоққа қўйиб юбормайди, уларни ўзи томонга тортади. Натижада электронлар сирт қатламдан ташқарига чиқадилар, лекин ундан унчалик узоқлашмай яна ичкарига қайтади. Шунинг учун металл сирти доимо *электронлар булути* билан қопланган бўлади. Демак, металлдан ташқарига чиқаётган электронга сирт қатлам томонидан тортиш кучи таъсир қилади. Бу иккала куч ҳам металл ичкарисига қараб йўналган бўлиб, электроннинг металлдан чиқишига *тўсиқ (барьер)* бўлади. Шунинг учун металл ичидаги эркин электрон металл сиртларида вужудга келган тўсиқлар (барьерлар) билан ўралган *чуқурликда (ўрада)* жойлашган экан, дейиш мумкин. Одатда тўсиқ (барьер) нинг қалинлиги бир неча атомлараро масофадан (тахминан  $10^{-9}$  м) ортмайди.

Натижада металлдаги электроннинг потенциал энергиясини 6.11-расмдагидек тасвирлаш имконияти туғилади. Расмдаги потенциал ўраининг чуқурлиги  $W_{\text{по}}$  металл ичкарисид ва ташқарисид ва валеит электрон эга бўлиши мумкин бўлган потенциал энергиялар фарқининг максимал қийматини ифодалайди.

Металлдаги электронлар эга бўлиши мумкин бўлган энергетик қийматлар (энергетик сатҳлар) ни потенциал ўра ичига чизайлик. Бунда  $W_{\text{ф}} = 0$  К да электрон томонидан ишғол этилган энг юқориги энергетик сатҳдир (Ферми сатҳи). Албатта, қуйироқ энергетик сатҳда жойлашган электрон потенциал ўрадан чиқиши учун кўпроқ иш бажа-



6.11- расм.

риши лозим. Масалан, потенциал ўранинг энг тубида жойлашган электрон учун бу ишнинг қиймати  $W_{\text{но}}$  га тенг булади. Ферми сатҳида жойлашган электрон учун эса бу иш минимал қийматга, яъни  $W_{\text{но}} - W_{\text{ф}}$  булиши керак. Бу катталиқ, яъни Ферми сатҳидаги электроннинг металлдан чиқиши учун сарфланадиган иш билан ифодаланувчи катталиқ *электроннинг металлдан чиқиш иши* деб аталади:

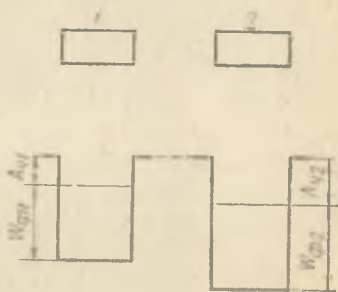
$$A_{\text{ч}} = W_{\text{но}} - W_{\text{ф}}. \quad (6.4)$$

Чиқиш иши  $A_{\text{ч}}$ , чиқиш потенциали  $\varphi$  билан

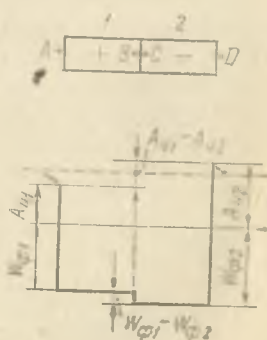
$$A_{\text{ч}} = e \varphi \quad (6.5)$$

ифода орқали боғланган. Чиқиш потенциали деганда металл ичкарасидаги нуқта ва металл сиртига ниҳоят яқин булган ташқи нуқта потенциалларининг айирмаси тушунилади. Чиқиш ишининг қиймати турли металлларда турлича бўлиб, одатда бир неча электрвольтга тенг.

Энди чиқиш ишлари  $A_{\text{ч1}} = e \varphi_1$  ва  $A_{\text{ч2}} = e \varphi_2$  булган зарядланмаган икки металлни кўрайлик (6.12- расм). Бу металлларда Ферми сатҳлари мос равишда  $W_{\text{ф1}}$  ва  $W_{\text{ф2}}$  булсин. Металлар бир-биридан бирор масофа узоқликда жойлашган тақдирда улар орасида ҳеч қандай электр майдон вужудга келмайди. Агар бу металлларни бир-бирига тегизсак (6.13- расм) электронлар биринчи металлдан иккинчи металлга ўта бошлайди. Натижада биринчи металл электронларининг бир қисмини йўқотганлиги учун мусбат зарядланади, иккинчи металл эса манфий зарядланади. Шу тариқа бу икки металл орасида потенциаллар фарқи вужудга келади. Бу потенциаллар фарқи икки металлнинг бир-бирига тегизилиши, яъни контакти



6.12- расм.



6.13- расм.

туфайли вужудга келганлиги учун *контакт потенциаллар фарқи* дейилади.

Электронларнинг бир металлдан иккинчи металлга ўтиши ниҳоят тез ( $\sim 10^{-16}$ с) тугалланади ва мувозанат вужудга келади. Мувозанат вазиятида иккала металлнинг Ферми сатҳлари тенг бўлади.

*Бир-бирига тегиб турган металлларнинг икки нуқталари (В ва С нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқи икки контакт потенциаллар фарқи дейилади.* Унинг қиймати контактдаги металллар Ферми сатҳларининг айирмаси билан характерланади:

$$U_k = \frac{W_{\phi_1} - W_{\phi_2}}{e} \quad (6.6)$$

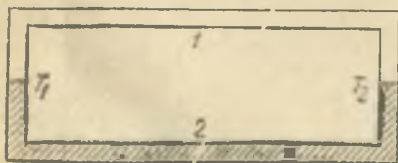
Одатда тажрибаларда ўлчанадиган контакт потенциаллар фарқи металлларнинг сиртига ниҳоят яқин бўлган ташқи нуқталар (А ва D нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқидир. Шунинг учун уни *ташқи контакт потенциаллар фарқи* деб аталади. Расмдан кўринишича, унинг қиймати металллардан электронларнинг чиқиш ишларининг фарқи билан характерланиши лозим:

$$U_k = \frac{A_{01} - A_{02}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (6.7)$$

бу ифодада  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  — мос равишда биринчи ва иккинчи металлдан электронларнинг чиқиш потенциаллари.

Икки металлнинг бир-бирига тегиши туфайли вужудга келадиган контакт потенциаллар фарқи металлларнинг химиявий таркибига ва температурасига боғлиқ. Буни биринчи бўлиб Вольта аниқлаган. Шунинг учун Вольтанинг биринчи қонуни деб аталади. Вольтанинг иккинчи қонуни ҳам мавжуд. Бу қонунга асосан, бир хил температурадаги бир неча металл бир-бирига кетма-кет уланса, бундай занжирнинг энг четки нуқталарида вужудга келадиган потенциаллар фарқи фақат четки металлларнинг, яъни биринчи ва охириги металлларнинг бир-бирига тегиши натижасида вужудга келадиган потенциаллар фарқига тенг бўлади.

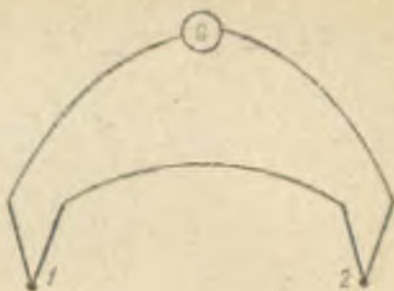
Икки металлдан берк занжир тузайлик (6.14-расм). Бу занжирда икки контакт мавжуд. Агар бу контактларнинг темпера-



6.14- расм.



туралари бир хил ( $T_1 = T_2$ ) бўлса, занжирда электр токи вужудга келмайди. Аксинча, агар контактларнинг температуралари турлича бўлса ( $T_1 \neq T_2$ ) занжирда термоэлектр юритувчи куч вужудга келади ва натижада электр токи пайдо бўлади. Бу ҳодиса биринчи марта Зеебек томонидан аниқланган ва унинг номи билан аталади.



6.15- расм.

Вужудга келувчи термо э.ю.к. контактлардаги температуралар фарқига пропорционал экан. Бу эса контакт ҳодисаларнинг кенг қўлланилишига имкон беради:

1. Термопара ёки термоэлемент деб аталувчи қурилмаларда икки турли металллардан тузилган занжирнинг бир контакти температураси аниқ ва ўзгармас бўлган муҳитда (масалан, эриётган муз ичида) сақланади, иккинчи контакти эса температураси аниқланиши лозим бўлган жисмга (муҳитга) жойлаштирилади (6.15- расм). Занжирдаги гальванометр 1 ва 2 контактлар орасидаги температуралар фарқига мослаб даражаланилади. Бундай қурилма (термопара) ёрдамида жуда паст ва жуда юқори температураларни аниқ ўлчаш мумкин (0,01 градусгача).

2. Термобатареяларда иссиқлик энергиясини туғридан-туғри электр энергиясига айлантириш мумкин. Ҳозирги вақтда ярим ўтказгичли термоэлектрогенераторларнинг фойдали иш коэффиценти  $\sim 15\%$  га етади.

Пельте ҳодисаси Зеебек ҳодисасига тесқари бўлиб, унинг моҳияти қуйидагича: контактларидаги температуралари бир хил ( $T_1 = T_2$ ) бўлган турли металллардан ташкил топган занжир орқали электр токи ўтказайлик. Бундай занжирда Жоуль — Ленц қонунига асосан ажраладиган иссиқликдан ташқари, контактларнинг бирида қушимча иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқлик миқдори занжирдан ўтаётган ток кучига ва токнинг ўтиш вақтига пропорционал. Иккинчи контактда эса, аксинча, иссиқлик ютилади. Бу иссиқлик миқдори биринчи контактда ажралиб чиққан иссиқликка тенг.

Пельте ҳодисасидан совиткич машиналарида (холодильникларда) фойдаланилади.

Томсон ҳодисаси эса қуйидагидан иборат: бир жинсли ўтказгич бўйлаб температуралар фарқи мавжуд бўлсин. Бундай ўтказгич орқали электр токи утиш жараёнида, Жоуль иссиқлигидан ташқари, токнинг йуналишига боғлиқ равишда қўшимча иссиқлик миқдори ажралади ёки ютилади.

Томсон ҳодисасини Пельте ҳодисасининг хусусий ҳоли деб қараш мумкин: Пельте ҳодисасида занжирдаги бир жинслимаслик икки бир-бири билан контактда бўлган ўтказгичнинг химиявий таркибидаги фарқ туфайли вужудга келади. Томсон ҳодисасида эса занжирдаги ўтказгич барча қисмларининг химиявий таркиблари бир хил, лекин температуралари фарқ қилади. Шунинг учун ўтказгичнинг иссиқроқ қисмидаги электронларнинг энергияси совуқроқ қисмидаги электронларнинг энергиясидан каттароқ бўлади. Демак, бир жинсли ўтказгич потекис қиздирилганда бу ўтказгичда бир жинслимаслик вужудга келар экан. Бу бир жинслимаслик юқорида баён қилинган эффектини вужудга келтиради.

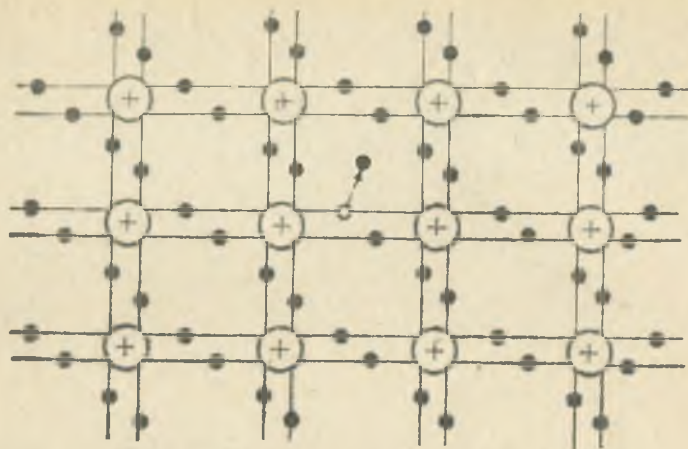
## Еттинчи боб

### ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

#### 1- §. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги

Электр ўтказувчанлиги бўйича металллар билан диэлектриклар оралиғидаги жисмлар группаси мавжудки, уларни ярим ўтказгичлар деб аталади. Ярим ўтказгичларни икки группага ажратилади. Таркиби фақат бир хил атомлардан иборат бўлган ярим ўтказгичларни элементар ярим ўтказгичлар дейилади. Бунга В, С, Si, Ge, Sn, P, As, Sb, S, Se, Tl, J лар киради. Иккинчи группа яримўтказгичларга икки ёки ундан кўпроқ хил атомлардан тузилган бирикмалар киради. Бу группанинг типик вакиллари сифатида Д. И. Менделеев жадвалининг учинчи ва бешинчи группа элементларининг бирикмалари InAs, GaP, GaSb, AlSb ва бошқаларни кўрсатиш мумкин.

Замонавий техникада энг кўп қўлланиладиган яримўтказгичлар германий ва кремнийдир. Бу элементлар даврий жадвалнинг IV группасига оид, яъни бу элементлар атомларининг энг четки (валент) қобиғида тўрттадан электрон



7.1- расм.

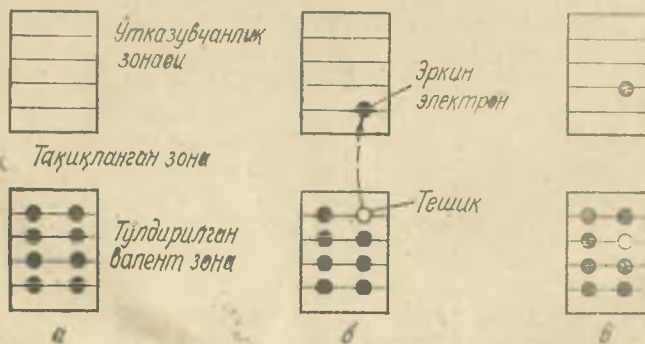
бор. Бу элементларнинг кристаллари *ковалент боғланишга* эга. Ковалент боғланиш шундай химиявий боғланишки, бунда кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган ҳар икки қўшни атомнинг биттадан валент электрони биргаликда бу икки қўшни атом учун умумий бўлган электрон жуфтни вужудга келтиради. 7. 1-расмда IV группа элементларига оид бўлган жисм атомларининг ковалент боғланиш схемаси тасвирланган. Барча валент электронлари ковалент боғланишда қатнашган соф яримўтказгич кристали изолятор бўлади, яъни электр токини ўтказмайди. Лекин бирор таъсир натижасида кристаллнинг айрим қисмларидаги ковалент боғланиш бузилиши мумкин. Масалан, кристаллни қиздирганда ёки уни ёритганда яримўтказгич атомнинг ковалент боғланишдаги электронларининг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Электроннинг иссиқлик ҳаракат энергияси соф яримўтказгичдаги ковалент боғланишни бузишга етарли бўлиб қолганда, бу электрон ўз ўрнини ташлаб кристалл бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Одатда энергиянинг бу қийматини *активлаш энергияси* деб аталади. Электрон бушатган жойни тешик дейилади. Тешик атрофида кристаллнинг электронейтраллиги бузилган бўлади. Бу ерда манфий зарядли электрон етишмаганлиги учун тешикнинг зарядини мусбат деб қабул қилиш керак, албатта. Шундай қилиб, *соф яримўтказгичнинг бирор жойида ковалент боғланишнинг бузилиши натижасида эркин электрон ва тешик вужудга келади.*



Буни, одатда, электрон-тешик вужудга келди дейлади. Агар эркин электрон тешик билан учрашса, у тешик атропофидаги мусбат зарядни нейтраллайди. Натижада электрон эркинлигини йўқотиб ковалент боғланиш иштирокчисига айланиб қолади. Бу процесда (бундай процесс *рекомбинация* дейлади) электрон ва тешик йўқолади. Демак, соф ярим ўтказгичда электрон ва тешиклар биргаликда, яъни жуфт булиб вужудга келади ёки йўқолади. Бошқача қилиб айтганда, фақат эркин электроннинг ёки фақат тешикнинг вужудга келиши ва йўқолиши мумкин эмас. Энергетик сатҳлар схемасида электрон-тешик жуфтнинг вужудга келишига тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги ( $\Delta W$ ) дан каттароқ қўшимча энергия олган валент зонадаги бирор электроннинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин келади (7.2- б расмга қ.) Рекомбинация процессида эса, аксинча, ўтказувчанлик зонасидаги электрон валент зонадаги буш энергетик сатҳни эгаллайди.

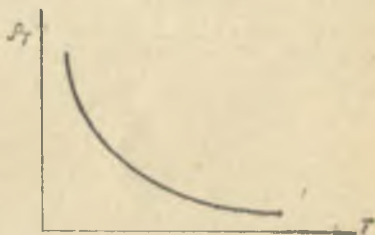
Электр майдон таъсирида бутун кристалл бўйлаб электронлар майдон кучланганлигига тескари, тешиклар эса майдон кучланганлиги йўналишида (тешикнинг заряди мусбат эканлигини унутманг!) ҳаракатга келади. Бу процесга сатҳлар схемасидаги қуйидаги манзарани мумкин келади. Ўтказувчанлик зонасидаги электрон (7.2- в расм) электр майдон таъсирида қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳга кўчади. Тешик эса, аксинча, қуйироқ сатҳга кўчади.

Электр майдон таъсирида валент зонадаги электрон ҳам юқорироқ буш энергетик сатҳга кўтарилади, натижада шу электроннинг ўрни буш қолади. Бу буш сатҳга янада



7.2- расм.

қуйроқ энергетик сатҳдаги электрон кутарилиши туфайли „буш ўрин“ — тешик қуйроқ сатҳлар томон кўчади. Юқорида баён этилган электр ўтказувчанлик механизми фақат соф ярим ўтказгичлар учун хос бўлиб, уни *хусусий электр ўтказувчанлик* дейилади. Табиийки, электр ўтказувчанликнинг қиймати соф ярим ўтказгичларда ток ташувчилар вазифасини бажарувчи электронлар ва тешикларнинг концентрациясига боғлиқ бўлади. Уларнинг концентрацияси эса кристаллнинг температурасига ниҳоят даражада боғлиқдир. Масалан, активлаш энергияси 1 эВ булган соф ярим ўтказгичда 300 К температурада электрон-тешик жуфтларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  бўлар экан. Агар шу ярим ўтказгичнинг температурасини 200 К гача пасайтирсак  $n \sim (10 : 20) \text{ см}^{-3}$  бўлади. Шунинг учун, бундай паст температураларда соф ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги жуда кичик бўлиб, диэлектрикларга яқин бўлади. Аксинча, худди шу ярим ўтказгични 1100 К гача қиздирганимизда электрон-тешик жуфтларининг концентрацияси  $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$  гача ортади. (Солиштириш мақсадида металллардаги эркин электронларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$  эканлигини эсланг). Шундай қилиб, *ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги температурага пропорционал равишда орта боради*. Қаршилиқ эса, аксинча (чунки  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ) камайиб боради (7.3- расм). Қаршилиқнинг температурага боғлиқлиги



7.3- расм.

$$\rho_T = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (7.1)$$

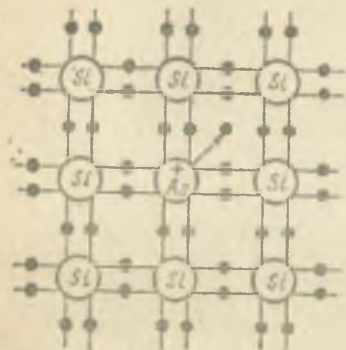
қонун буйича ўзгаради. Бу ифодада  $\Delta W$  — тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги,  $\rho_0$  ва  $\rho_T$  лар эса мос равишда 0 ва  $T$  даги солиштирма қаршилиқ.

Одатда, металлларнинг температураси 1 градусга ўзгарганда уларнинг қаршилиги тахминан 0,3% га ўзгаради. Ярим ўтказгичларда эса бу ўзгариш 3 ÷ 6% ни ташкил этади, яъни металлларникига қараганда 10—20 марта катта. (Лекин металллар қаршилигининг температура коэффиц ен-

ти мусбат булса, ярим ўтказгичлар учун бу коэффициент манфий бўлишини унутманг.) Ярим ўтказгичларнинг бу хусусияти, яъни улар қаршилигининг температура коэффициенти ниҳоят катта қийматларга эга бўлиши, *термоқаршилиқлар* (ёки оддийгина, *термисторлар*) деб аталадиган қурилмаларда ишлатилади.

## 2- §. Ярим ўтказгичларнинг аралашмали электр ўтказувчанлиги

Олдинги параграфда идеал соф ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигининг механизми билан танишдик. Лекин, одатда, идеал соф ярим ўтказгич бўлмайди. Ҳар қандай ярим ўтказгичга бир оз миқдорда ўзга элемент атомлари аралашган бўлади. Умуман, ҳар қандай жисмдаги *аралашма* ҳам шу жисмнинг электр хусусиятига таъсир этади. Масалан, металллардаги аралашма уларнинг қаршилигини орттиради. Диэлектрикларда аралашма туфайли ток ташувчилар вужудга келади. Бу эса диэлектрикнинг ниҳоят заиф электр ўтказувчанлигига сабаб бўлади. Ярим ўтказгичларда-чи?



7.4- расм.

Бу саволга жавоб топиш учун қуйидаги ҳолларни кўрайлик:

1. Тўрт валентли германий ёки кремний атомларидан тuzилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атомлар, масалан, фосфор ёки мишьяк жойлашган бўлсин (7.4- расм). Бу ҳолда аралашма атомининг тўртта валент электрони қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Бешинчи

электрон эса атом билан шунчалик заиф боғланган бўладик, ҳатто иссиқлик ҳаракат энергияси ҳам бу электронни атомдан ажралиб озод бўлишига етарли бўлади. Шу тариқа ҳар бир аралашма атомидан биттадан электрон ажралиб чиқади ва бу электронлар ярим ўтказгичда ток ташувчи вазифасини бажаради. Ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги механизмидан фарқли равишда, кўрилайтган ҳолда фақат электронлар вужудга келади, яъни электрон билан биргаликда тешик вужудга



шаклида ёзиш мумкин. Бунда  $R_{\text{кир}}$  — узгарувчи кучланиш занжиридаги (занжирнинг кириш қисмидаги) қаршиллик.

(7.4) нинг (7.5) га нисбатини олсак, кучланиш буйича қучайтириш коэффиценти  $K_u$  ни топган бўламиз:

$$K_u = \frac{U_{\text{чик}}}{U_{\text{кир}}} = \frac{I_k R_n}{I_p R_{\text{кир}}} \approx \frac{R_n}{R_{\text{кир}}} \quad (7.6)$$

Ҳозирги вақтда  $K_u \sim 10000$  бўлган германий транзисторлари мавжуд.

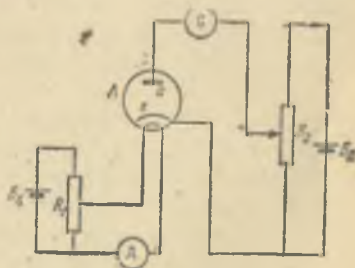
Туннель диодлари деб номланган диодларнинг ишлани принципи  $p-n$ -утиш соҳасидаги потенциал тусиқдан электронларнинг туннель эффекти туфайли утишига асосланган. Бу диодлар ниҳоят кам қувват сарфлайди. Улар ҳисоблаш машиналарида, учиряш аппаратларидаги электрон қурилмаларида кенг қўлланилади.

## Саккизинчи боб

### ВАКУУМДА ВА ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

#### 1-§. Термоэлектрон эмиссия. Вакуумда электр токи

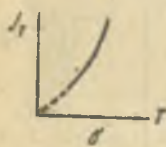
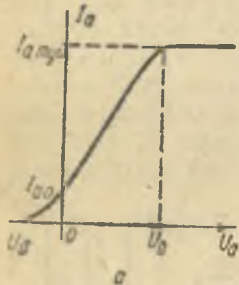
Қиздирилган металлдан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади. Бу ҳодисани биринчи бўлиб 1883 йилда Эдисон аниқлаган. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси билан схемаси 8.1-расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланиб танишайлик. Ҳавоси сўриб олинган идиш ( $L$ ) ичига икки электрод киритилган. Электродларнинг бири  $B_a$  батареянинг манфий қутби билан, иккинчиси эса батареянинг мусбат қутби билан уланган. Одатда, биринчи электродни катод ( $k$ ) деб, иккинчисини эса анод ( $a$ ) деб аталади. Катод ва анод оралиғи ҳавосиз бушлиқ (вакуум) дан иборат бўлганлиги учун занжирга (бу занжирни анод занжири дейилади) уланган гальванометр занжирдан электр токи ўтмаётганлиги-



8.1-расм.

ни кўрсатади. Бошқача қилиб айтганда, катод билан анод оралиғида электр занжири узилган. Шунинг учун катод билан анод оралиғига сунъий равишда заряд ташувчилар киритилса, анод занжири орқали электр токи оқа бошлайди, яъни вакуумда электр токи кузатилади. Заряд ташувчиларни эса термоэлектрон эмиссия ҳодисасидан фойдаланиб вужудга келтириш мумкин. Бунинг учун катодни қиздириш керак, яъни катод остида жойлаштирилган қиздиргич спиралидан электр токи утказиш керак. Бу вазифани қиздиргич батареяси ( $B_k$ ), амперметр ( $A$ ) ва қиздиргич спиралидан иборат бўлган қиздиргич занжири бажаради. Бу занжирдаги қаршилик ( $R_1$ ) ёрдамида қиздиргич спиралидан ўтаётган токни ўзгартириш мумкин. Натижада катод температурасини ўзгартириб туриш (бошқариш) имконияти туғилади. Катод қиздирилмаган вақтда (қиздиргич занжирдан электр токи ўтмаганда, яъни  $I_k = 0$ ) анод занжирида ҳеч қандай электр токи қайд қилинмайди. Бундан, хона температурасидаги металлларда кинетик энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар деярли бўлмас экан, деган хулоса чиқарилади.

Катод температураси оширилган сари электронларнинг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар катод материалидан ажралиб чиқа олади. Бир қисм электронларини йўқотган катод сирти эса мусбат зарядланиб қолади. Бу



8.2-расм.

заряд катод сиртидан ажралиб чиқаётган электронларни узоққа қуйиб юбормайди. Натижада катод ва анод оралиғидаги ҳажмда электрон булут ҳосил бўлади. Бу электрон булутни ҳажмий зарядлар деб ҳам аталади. Ҳажмий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон  $E_{\text{ҳажмий}}$  катоддан чиқиб келаётган электронларга тормозловчи таъсир кўрсатса, электрон булутни ёриб ўтиб анод томон ҳаракат қилаётган электронларга эса тезлатувчи таъсир кўрсатади. Катоднинг муайян температурасида ажралиб чиқаётган термоэлектронлар ичида анча катта кинетик энергияга эга бўлганлари ҳам етарлича эканки, бу тер-

моэлектронларнинг анодга етиб келиши туфайли катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи  $U_a = 0$  бўлганда ҳам анод занжирида бирор  $I_{a0}$  ток қайд қилинади. 8.2-а расмда анод токининг катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи  $U_a$  га боғлиқлик графиги (вольтампер характеристикаси) тасвирланган. Агар анодга анод батареясининг манфий қутбини, катодга эса мусбат қутбини улаб катод ва анод оралиғида электр майдон ( $E_{\kappa-a}$ ) ни ҳосил қилсак, бу майдоннинг йуналиши ҳажмий электр майдоннинг йуналиши билан бир хил бўлади. Шунинг учун натижавий электр майдон ( $E_{\kappa-a} + E_{\text{ҳажмий}}$ ) нинг катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларга тормозловчи таъсири янада кучаяди.  $U_a$  нинг бирор қийматида ҳатто энг катта кинетик энергияли термоэлектронлар ҳам анодга етиб кела олмайди. Шунинг учун  $I_a$  нолга тенг бўлади.  $U_a$  нинг бу қийматини беркитувчи потенциаллар фарқи ( $U_0$ ) дейилади. 8.2-а расмдаги графикнинг  $U_0 \leq U_a \leq 0$  интервалга тегишли қисмини вольтампер характеристиканинг беркитувчи қисми дейилади.

Энди анод батареясининг манфий қутбини катодга, мусбат қутбини эса анодга улайлик. Электродлар оралиғида вужудга келадиган электр майдон ( $E_{\kappa-a}$ ) электронларнинг кўпроқ қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эса катод яқинидаги электрон булутнинг сийраклашувига сабабчи бўлади. Демак, катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқини оширганимиз сари ҳажмий электр майдон ( $E_{\text{ҳажмий}}$ ) сусайиб боради, анод занжиридан оқаётган токнинг қиймати эса ортиб боради. Унчалик катта бўлмаган  $U_a$  лар учун

$$I_a = \alpha U_a^2 \quad (9.1)$$

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

Агар электродлар оралиғидаги потенциаллар фарқини янада ошириб борсак, потенциаллар фарқининг бирор ( $U_a = U_0$ ) қийматида катод яқинидаги натижавий электр майдон ( $E_{\kappa-a} + E_{\text{ҳажмий}}$ ) нолга тенг бўлиб қолади. Натижада катоддан ажралиб чиқаётган барча электронлар ҳеч қандай тўсқинликка учрамай анодга етиб боради. Шунинг учун анод токи максимал қийматга эришади.  $U_a$  нинг янада ошиши анод токига ҳеч қандай таъсир қилмайди,



албатта. Анод токининг бу қийматини, одатда, тўйиниш токи деб аталади. Демак, тўйиниш токи катоддан бярлик вақтда ажралиб чиқаётган барча термоэлектронларнинг зарядига тенг, дейиш мумкин. Юқоридаги мулоҳазалар катоднинг бирор ўзгармас температураси учун уринли эди. Тажрибалар асосида, катод температураси ортиши натижасида тўйиниш токи қийматининг ниҳоят тез ўсиши аниқланди (8.2- б расмга қ.). Тўйиниш токи зичлигининг температурага боғлиқлиги квант назариясида қуйидаги ифода билан аниқланади.

$$J_{\text{тўй}} = BT^2 e^{-\frac{A_{\text{ч}}}{kT}}, \quad (8.2)$$

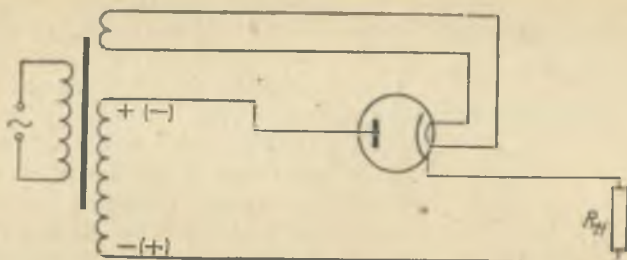
бу ифодада  $B$  — катод материалига боғлиқ бўлган константа,  $T$  — катоднинг абсолют температураси,  $A_{\text{ч}}$  — катоддан электроннинг чиқиш иши,  $k$  — Больцман доимийси. 8.2- ифодани Ричардсон-Дэшман формуласи дейилади. Бу формуладан кўриниб турибдики, катод температураси қанчалик юқори бўлса ва катоддан электроннинг чиқиш иши қанчалик кичик бўлса, тўйиниш токининг зичлиги шунчалик катта бўлади. Ҳақиқатан, соф вольфрамдан ясалган катод температурасини 1000 К дан 3000 К гача кўтарилиши натижасида тўйиниш токининг зичлиги деярли  $10^{16}$  марта ортади.

Агар вольфрам сиртини цезий билан қопласак, катоддан электроннинг чиқиш ишини уч марта камайтириш мумкин. Бу эса катод температураси 1000 К бўлган ҳолда тўйиниш токи зичлигини тахминан  $10^{14}$  марта ошириш имконини беради.

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

## 2- §. Термоэлектрон эмиссиянинг қўлланиши

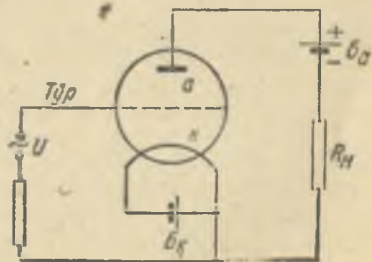
Термоэлектрон эмиссия радиоэлектроника қурилмаларининг энг асосий элементлари бўлмиш электрон лампаларда кенг қўлланилади. Электрон лампалар ҳавоси сўриб олинган колбадан иборат бўлиб, колбанинг ичига электродлар жойлаштирилади. Ҳар қандай электрон лампанинг асосий электродларидан бири — катоддир. Катодлар бевосита ва билвосита чуғланувчи катод-



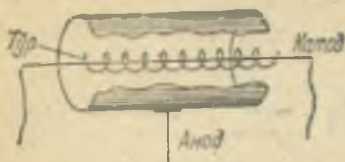
8.3- расм.

ларга булинади. 8.1- расмда схемаси тасвирланган электрон лампадаги катод билвосита чўгланувчи катоддир. Бевосита чўгланувчи катодларда эса катод бўлиб хизмат қилувчи симнинг ўзидан электр токи ўтиши натижасида у қизийди. Олдинги параграфда текширилган қурилма — энг оддий икки электродли электрон лампадир. Одатда, уни диод деб аталади. Диоднинг асосий хусусияти — электр токини фақат бир йўналишда утказишидир. Диодда анод катодга нисбатан мусбат потенциалга эга бўлгандагина катоддан анод томон электронлар оқими ўтади. Токнинг йўналиши эса электронлар оқимининг йўналишига тесқаридир (токнинг йўналиши сифатида мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинганлигини эсланг). Шунинг учун диоддан ўзгарувчан тоқларни туғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. 8.3- расмда диодли туғрилагичнинг схемаси тасвирланган. Тоқ ярим даврларда аноднинг потенциали мусбат, катодники эса манфий бўлади. Шунинг учун лампа орқали электр токи ўтади. Жуфт ярим даврларда эса аноднинг потенциали манфий, катодники мусбат бўлганлиги учун лампа берк бўлади, яъни электр токини утказмайди. Демак, диод орқали фақат бир йўналишдаги электр токи ўтади.

Учта электроди бўлган лампани триод деб аталади. Учинчи электрод (8.4- расм) катод билан анод орасида (катодга яқин масофа-



8.4- расм.



8.5-расм.

да) жойлаштирилган тўрдан иборат бўлади. 8.5-расмда триоднинг энг кўп қўлланиладиган конструкцияси тасвирланган.

Бу лампада бевосита қиздириладиган катод қўлланилган. Катод атрофидаги спирал тўр вазифасини ўтайди. Катод ва тўрни ўраб

турган металл цилиндр эса анод бўлиб хизмат қилади.

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

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

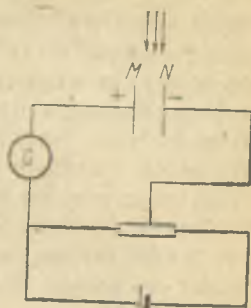
Радиолампалардан ташқари термоэлектрон эмиссия электрон-нурли трубкалар (кинескоплар) да ва, умуман, электронлар оқими ҳосил қилиш лозим бўлган қурилмаларда кенг қўлланилади.

### 3-§. Газларда электр токи

Газлар орқали электр токининг ўтишини текшириш учун 8.6-расмда тасвирланган схема асосида электр занжири тузайлик. Бу занжирнинг бир қисми, яъни  $M$  ва  $N$  пластиналар (электродлар) орасидаги қисми бирор газдан иборат бўлсин. Схепадаги гальванометр занжир бўйлаб электр токи оқмаётганлигини курсатади, чунки оддий



шароитларда газда заряд ташувчилар бўлмади. Демак, занжир  $M$  ва  $N$  электродлар орасида узилган бўлади. Шунинг учун занжир орқали электр токи оқшини таъминламоқчи бўлсак, электродлар ораллигига заряд ташувчилар киритиш ёки бирор усул билан электродлар орасидаги газда заряд ташувчилар вужудга келтириш керак. Газда заряд ташувчилар вужудга келтиришнинг барча усулларини икки гуруппага ажратиш мумкин:



86 расм.

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

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

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

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

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

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик

вақтда  $n_+$  дона мусбат ва  $n_-$  дона манфий заряд ташувчилар вужудга келаётган бўлсин. Одатда  $n_+ = n_-$  бўлганлиги учун, оддийгина қиляб,  $n$  жуфт заряд ташувчилар вужудга келяпти, дейлик.

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

$$\Delta n = \Delta n' + \Delta n'' \quad (8.3)$$

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

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

$$\left. \begin{aligned} v_+ &= u_+ E, \\ v_- &= u_- E, \end{aligned} \right\} \quad (8.4)$$

бу ифодаларда  $E$  — электр майдон кучланганлиги,  $u_+$  ва  $u_-$  лар эса мос равишда мусбат ва манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанликлари. Ионнинг ҳаракатчанлиги — кучланганлиги 1 В бўлган электр майдон таъсирида ион эришган тезлик билан характерланиб, турли газлар учун турлича қийматларга эга бўлади.

(8.4) ифода билан аниқланувчи тезликлар билан тартибли ҳаракат қилувчи ионлар  $\Delta t$  вақт ичида пластиналарга қуйидаги зарядларни еткази:

$$\left. \begin{aligned} Q_+ &= qnv_+ S\Delta t = qnu_+ ES\Delta t, \\ Q_- &= qnv_- S\Delta t = qnu_- ES\Delta t, \end{aligned} \right\} \quad (8.5)$$

бунда  $Q_+$  ва  $Q_-$  — мос равишда манфий ва мусбат зарядлаган электродларга ионлар ташиб етказаетган заряд миқдорлари,  $q$  — ионнинг заряди,  $S$  — электроднинг юзи.

Электр майдон томонидан кўчирилган умумий заряд миқдори

$$Q = Q_+ + Q_- = qn (u_+ + u_-) ES\Delta t \quad (8.6)$$

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

$$j = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qn (u_+ + u_-) E, \quad (8.7)$$

бу ифодадаги  $q$ ,  $u_+$ ,  $u_-$  лар айни тажриба шароити учун доимий катталиклардир.  $n$  эса унчалик катта булмаган электр майдонлари учун ўзгармас ҳисобланади. Демак кучсиз электр майдонларида (8.7) ифодадаги  $qn (u_+ + u_-) = \sigma$  кўпайтувчини ўзгармас катталик деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда (8.7) ифода газлар орқали ўтувчи электр токи учун Ом қонунини ифодалайди:

$$j = \sigma E. \quad (8.8)$$

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

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

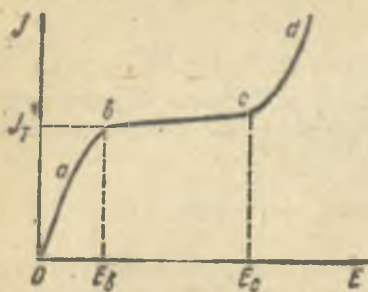
$$Q = qnSl \Delta t \quad (8.9)$$

булган ионлар вужудга келади. Бу ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашаётганлиги учун газ орқали ўтаётган электр токининг қиймати тўйиниш токи дейилади ва бу тўйиниш токининг зичлиги учун қуйидаги ифода ўринлидир:

$$j_{\text{тўй}} = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qnl. \quad (8.10)$$

8.7-расмда номустақил газ разрядида электр майдон кучланганлиги қийматига боғлиқ равишда ток зичлигининг ўзгаришини тасвирловчи график чизилган. Графикнинг  $Oa$  қисми кучсиз электр майдонга мос келади. Бун-





8.7-расм.

бўйсунди.  $ab$  қисмда эса  $j$  нинг  $E$  га чизиқли боғлиқлиги бузилади. Графикнинг бу қисмини оралиқ соҳа ёки ўтиш соҳаси дейилади.  $bc$  қисми тўйиниш токига мос келади. Майдон кучланганлиги  $E_b \leq E \leq E_c$  бўлганда ионизатор таъсирида вужудга келган ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашади. Лекин майдон кучланганлиги  $E_c$  дан ортганда зарбдан ионланиш туфайли ток кескин ортиб кетади (расмдаги  $cd$  қисм).

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

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

$$W_k = qE\lambda \quad (8.11)$$

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

$$W_k \geq A_n \quad (8.12)$$

шарт бажарилса, ток ташувчининг нейтрал молекула билан тўқнашиши натижасида молекула икки қисмга — эр-

кин электронга ва мусбат зарядланган ионга ажралади. Бу процессни зарбдан ионланиш дейилади. Янги вужудга келган ток ташувчилар ҳам ўз навбатида электр майдон томонидан тезлатилади. Шунинг учун улар яна ионланишга сабабчи булиши мумкин. Шу тариқа газда ионланиш ниҳоят катта қийматларга эришади. Бу ҳодиса тоғлардаги қор кўчкисини эслатади. Маълумки, қор кўчкисининг вужудга келишига бир сиқимгина қор сабабчи бўла олади. Шунинг учун юқорида баён этилган процесс ионлар кўчкиси (қуюни) дейилади.

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

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

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

5. *Термоэлектрон эмиссия.* Манфий электрод температураси етарлича юқори бўлган ҳолларда термоэлектрон эмиссия туфайли анчагина электронлар вужудга келади (8 — боб, 1-§. га қаранг).

#### 4-§. Разряд турлари

Мустқил газ разрядларининг баъзи турлари билан танишайлик. Олдин оддий атмосфера босимларидаги газларда рўй берадиган разрядларни текширамиз.

1. *Тож разряд.* Разряднинг бу тури вужудга келганда электродлар яқинида худди қуёш тожига ухшаган нурланиш кузатилади. Тож разряд вужудга келиши учун ниҳоят кучли нотекис электр майдон мавжуд бўлиши шарт. Масалан, катта кучланишли электр тоқларини утказувчи симларни курайлик. Сим ва ерни конденсаторнинг икки қопламаси деб қараш мумкин. Бу конденсатор-

даги электр майдон нотекис бўлиб, майдон кучланганлиги сим яқинида жуда катта қийматга эришади. Бу соҳадаги газ электр майдон таъсирида ниҳоят интенсив равишда ионлашади. Шунинг учун бу соҳада симни ҳар томондан ўраб олган нурланиш, яъни мустақил газ разряди кузатилади. Бу эса электр энергиясининг исроф бўлишига сабаб бўлади. Тож разряд фақат симлар атрофидагина эмас, балки кучли ва нотекис электр майдон вужудга келган электродлар атрофида ҳам вужудга келади. Масалан, электроднинг бирор қисми эгрилик радиуси кичик бўлган учликка эга булса, бу соҳада (учликда) электр зарядининг концентрацияси жуда ортиб кетади. Шунинг учун бу учлик атрофида нурланиш кузатилади. Тож разряд кема мачталарининг, дарахтларнинг учларида ҳам кузатилади. Қадим вақтларда бу ҳодисаларни „авлиё Эльма чироқлари“ деб аташган.

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

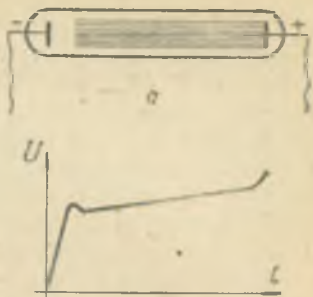
3. *Ёй разряд (электр ёйи).* Агар 8.8- расмда тасвирланган электродларни бир-бирига тегизсак ва электр токи ўтказсак, электродларнинг бир-бирига тегиб турган учлари қизийди. Сунг уларни бир-биридан бир оз узоқлаштирайлик. Катод бўлиб хизмат қилувчи электрод жуда кўп термоэлектронлар чиқаради. Бу термоэлектронлар электродлар оралигидаги газни ионлаштиради. Натижада электродлар орасида ёй шаклидаги кучли (кузни қамаштирадиган даражада ёруғ) шуъла пайдо бўлади. Буни электр ёйи ёки Петров ёйи дейилади. Электр



8.8- расм.



ёйи учқундан фарқли ўлароқ, узлуксиз давом этади. Тажирибалар асосида ёй разряд унчалик катта бўлмаган кучланишларда (тахминан 40 В) содир бўлиши аниқланди. Лекин ток кучи катта (тахминан 3000 А) бўлиши мумкин. Электродларнинг температуралари 2500 — 4000°С гача кутарилади. Температуранинг бу қадар кутарилиши металлларни электр пайвандлашда, кучли ёруғлик тарқатилиши эса ёй лампаларида фойдаланилади.



8.9- расм.

Энди сийраклаштирилган газларда кузатиладиган разряд билан танишайлик. 8.9-а расмда тасвирланган шиша найчанинг икки томонига металл электродлар кавшарланган. Бу найча ичидаги газ босими 0,1 мм симоб устунига, электродларга берилган кучланиш бир неча юз вольтга тенг бўлганда найчадаги газда мустақил разряд кузатилади. Разряд тузилишининг майда тафсилотлари билан қизиқмай, уни икки қисмдан иборат деб кўришимиз мумкин. Катодга яқин жойлашган нурланиш содир бўлмаётган соҳани катод қоронғи фазоси дейилади. Разряднинг қолган (анодгача давом этган) қисмида мийтиллаган нурланиш кузатилади. Разряднинг бу қисмини нурланувчи анод устуниси дейилади. *Ёлқин разряд* деб номланган бу разрядда катод ҳамма вақт совуқлигича қолади. У ҳолда ионлар қандай вужудга келади? Бу саволга жавоб бериш учун катод билан анод оралиғидаги нуқталарда потенциалнинг ўзгариши билан танишайлик. 8.9-б расмда катод ва найча-ичидаги текшириладиган нуқта орасидаги кучланиш  $U$  ни катоддан ушбу нуқтагача бўлган масофа  $l$  га боғлиқлик графиги тасвирланган. Бу графикдан кўринишича, потенциалнинг асосий тушуви катод қоронғи фазосига туғри келади. Шунинг учун ҳам уни катод потенциал тушуви деб аталади. Катод томон тортиладиган мусбат ионлар бу соҳада катта энергияларга эришади ва катодга урилгач, ундан бир неча электрон ажралиб чиқишига сабабчи бўлади. Бу электронлар уз навбатига катод потенциали таъсирида тезлашиб газ молекулалари билан тўқнашганда зарбдан ионланишни вужудга келтиради. Вужудга келган янги ионлар яна катод томон интилади, катод потенциали таъсирида яна тезлашади, ка-

тоддан электронларни уриб чиқаради ва ҳоказо. Демак, электродлар оралиғида кучланиш мавжуд бўлса, разряд узлуксиз давом этаверади. Шуни ҳам қайд қилиб ўтайликки, фанда электронлар билан биринчи танишув — юқорида баён этилган тажрибадаги катоддан ажралиб чиқётган электронлар оқимини текшириш натижасида рўй берган. Шунинг учун бу электронлар оқими катод нурлари деб аталган. Катоддан электронларни уриб чиқарётган мусбат ионлар эса анод нурлари деб аталган.

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

## 5- §. Плазма

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

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

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

Ернинг ионосферасидаги плазма Қуёш нурланиши туфайли атмосферадаги газ молекулаларининг фотоионлашуви натижасида вужудга келади. Шунинг учун плазманинг бу тури газ разрядли плазмадан фарқ қилади.

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

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

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

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = - \frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (8.13)$$

га тенг бўлади. Бу майдонда электронга

$$F = eE = - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (8.14)$$

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

$$\omega_{\text{пз}} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (8.15)$$

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



тўқнашуви натижасида электронларнинг тебранма ҳаракати сунади.

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

$$A = F \cdot x = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad [8.16.]$$

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

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

Бундан

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

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

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (8.17)$$

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

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

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

эканлигини топамиз. Шунинг учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^\pi \frac{r_0^2 d\alpha \cdot \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot \frac{r_0}{\sin \alpha}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (9.13)$$

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

2. Радиуси  $R$  булган айлана шаклидаги ўтказгичдан  $I$  ток ўтаётган бўлсин (9.9- расм). Башқача қилиб айтганда, айлана шаклидаги токли контур мавжуд. Шу айлананинг марказидаги магнит майдон индукциясини аниқлайлик. Айлананинг ҳар бир  $dl$  элементи ва радиуси  $R$  орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганлиги учун Био-Савар-Лаплас қонунига асосан:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{R^2} \quad (9.14)$$



9.9- расм.

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

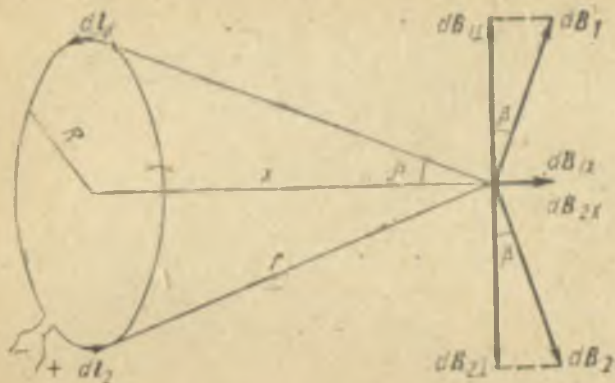
$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (9.15)$$

булади. Айлана шаклидаги токли контурнинг магнит моменти

$$P_m = I \cdot S = I \pi R^2 \quad (9.16)$$

булганлиги учун (9.15) ни қуйидагича ўзгартириб ёзиш мумкин:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2R} \cdot \frac{\pi R^2}{\pi R^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2P_m}{R^2}$$



9.10- расм.

$B$  ва  $P_m$  векторлар контурга ўтказилган мусбат нормаль  $n$  бўйлаб йўналганлиги учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2P_m}{R^3} \quad (9.17)$$

булади. Энди айланма ток ўқининг ихтиёрий нуқтасидаги магнит майдон индукциясини ҳисоблайлик (9.10- расм). Магнит индукцияси аниқланаётган нуқта контур текислигидан  $x$  масофа узоқликда жойлашган бўлсин. Бу нуқтада турли ток элементлари туфайли вужудга келган  $dB$  ларнинг йўналишлари бир хил бўлмайди, чунки  $dB$  векторнинг йўналиши  $dl$  ва  $r$  векторлар ётган текисликка перпендикулярдир. 9.10- расмда айлана токнинг диаметрал қарама-қарши жойлашган икки элементи туфайли текширилаётган нуқтада вужудга келган  $dB_1$  ва  $dB_2$  лар тасвирланган. Расмдан кўришиб турибдики бу икки векторнинг вектор йигиндиси ушбу векторларнинг  $x$  ўқига параллел ташкил этувчилари ( $dB_x = dB \cdot \sin \beta$ ) нинг йигиндисига тенг. Шунинг учун текширилаётган нуқтадаги айланма ток туфайли вужудга келаётган натижавий майдон магнит индукцияси  $x$  ўқи бўйлаб йўналади, унинг модули эса барча  $dB_x$  ларнинг йигиндисига тенг бўлади:

$$\begin{aligned} B &= \int dB_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r^2} \sin \beta \int dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r^2} 2\pi R \sin \beta = \\ &= \frac{\mu_0}{2} \frac{IR}{r^2} \sin \beta \end{aligned} \quad (9.18)$$

(9.10) расмда тасвирланган чизмада

$$r^2 = R^2 + x^2; \quad \sin \beta = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}$$



Бўлганлиги учун (9.18) ни қўйидагича ёзамиз:

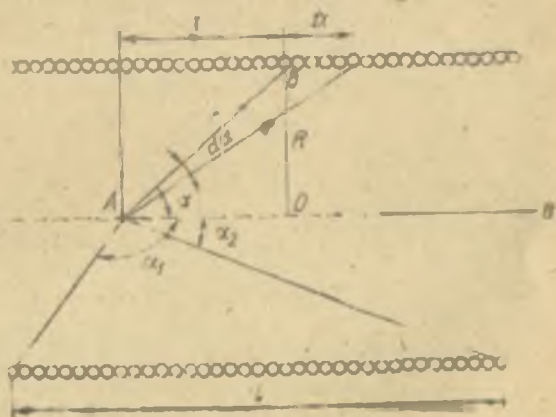
$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{IR}{R^2 + x^2} \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}} = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (9.19)$$

Айланма токнинг магнит моменти  $P_m = I \cdot \pi R^2$  эканлигини ҳисобга олиб (9.19) ни

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 P_m}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (9.20)$$

қўринишга келтириш мумкин.

3. Узунлиги  $l$ , ўрамларининг радиуси  $R$  бўлган соленоид берилган бўлсин. 9.11-расмда бу соленоиднинг ўқидан ўтувчи вертикал текислик билан кесишиши натижасида вужудга келган бўйлама қирқими тасвирланган. Соленоид — марказлари умумий ўқда ётувчи бир-бири билан кетма-кет уланган  $n$  дона айланма токнинг йиғиндисидир. Шу соленоиднинг ўқда ётувчи ихтиёрий  $A$  нуқтадаги магнит индукцияси  $B$  ни ҳисоблайлик.  $B$  нинг йўналиши-ни ўнг винт қоидаси асосида топамиз: биз текшираётган ҳолда у соленоид ўқи бўйлаб чапдан ўнгга томон йўналган  $B$  нинг қийматини ҳисоблашда айланма токнинг магнит майдонини ифодаловчи (9.19) формуладан фойдаланамиз: маркази  $A$  дан  $x$  масофа узоқликда жойлашган битта ўрам туфайли вужудга келган майдоннинг текшириляётган нуқтадаги магнит индукцияси  $\frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}$  га тенг бўлади. Соленоиднинг  $dx$  узунлигида  $\frac{n}{l} dx$  дона ўрам жойлашган. Шунинг учун соленоиднинг  $dx$  узунлигидаги ўрам-



9.11-расм.

ларидан электр токи ўтиши натижасида вужудга келган майдоннинг  $A$  нуқтадаги магнит индукциясининг қиймати қуйидагича ифодаланеди:

$$dB = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{I R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \cdot \frac{n}{l} dx. \quad (9.21)$$

9.11- расмдаги  $ABO$  тўғри учбурчакда

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{x}{R} \text{ ёки } x = R \cdot \operatorname{ctg} \alpha$$

эканлигидан фойдалансак:

$$R^2 + x^2 = R^2 (1 + \operatorname{ctg}^2 \alpha) = \frac{R^2}{\sin^2 \alpha}; \quad (9.22)$$

$$dx = -R \frac{d\alpha}{\sin^2 \alpha}. \quad (9.23)$$

(9.22) ва (9.23) ларни (9.21) га қўяйлик:

$$dB = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{I R^2}{(R^2/\sin^2 \alpha)^{3/2}} \cdot \frac{n}{l} \left( -\frac{R}{\sin^2 \alpha} d\alpha \right) = -\mu_0 \frac{In}{2l} \sin \alpha d\alpha. \quad (9.24)$$

Бу ифодадаги ўзгарувчи  $\alpha$  — соленоиднинг ўқи ва  $r$  орасидаги бурчак. У соленоиднинг биринчи ва охири урамлари учун мос равишда  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  қийматларга эга бўлади. Шунинг учун (9.24) ни чегаралари  $\alpha_1$  дан  $\alpha_2$  гача булган интервалда интегралласак, соленоиднинг барча ўрамлари орқали ток ўтиши натижасида вужудга келган майдоннинг  $A$  нуқтадаги магнит индукциясини топган бўламиз:

$$\begin{aligned} B &= \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dB = -\mu_0 \frac{In}{2l} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\alpha = \\ &= \mu_0 \frac{In}{2l} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \end{aligned} \quad (9.25)$$

Агар, соленоиднинг узунлиги унинг радиусидан анча катта, яъни  $l \gg R$  бўлса,  $\alpha_1 \rightarrow \pi$  ва  $\alpha_2 \rightarrow 0$ . Натижада бу хусусий ҳол учун (9.25) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$B = \mu_0 I \cdot \frac{n}{l}. \quad (9.26)$$

Бу нуқта соленоиднинг учларидан бирида жойлашган бўлса,  $\alpha_1 \rightarrow \frac{\pi}{2}$  ва  $\alpha_2 \rightarrow 0$  (чап учига яқин нуқталар учун)

ёки  $\alpha_1 \rightarrow 0$  ва  $\alpha_2 \rightarrow \frac{\pi}{2}$  (ўнг учига яқин нуқталар учун). Бу хусусий ҳолда (9.25) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$B = \mu_0 I \cdot \frac{n}{2l} \quad (9.27)$$

### 5-§. Магнит индукция векторининг контур бўйлаб циркуляцияси ва сирт орқали оқими

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

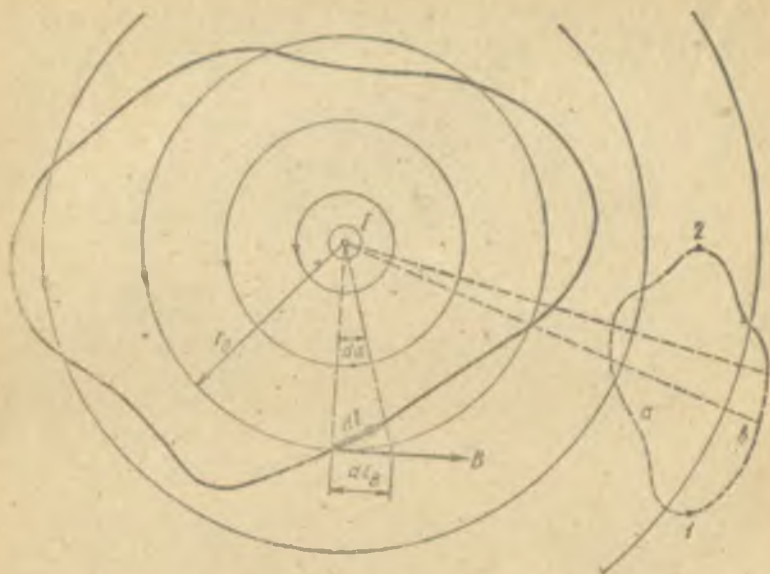
Магнит майдонни график тасвирлашда фойдаланиладиган магнит индукция чизиқлари эса ҳамма вақт берк эканлиги билан олдинги параграфларда танишдик. Берк чизиқлар ҳеч қаерда бошланмайди ва ҳеч қаерда тугалланмайди. Ўзларининг бу хусусияти билан  $B$  векторнинг чизиқлари  $E$  векторнинг чизиқларидан бутунлай фарқ қилади. Шунинг учун ҳам табиатда электр зарядларига ухшаш магнит зарядлари бўлмайди. Демак, магнит майдонни вужудга келтирувчи электр тоқлар уюрмасимон берк магнит индукция чизиқлари билан ўралган булар экан. Шунинг учун, магнит майдонни уюрмавий майдон ёки уюрмалар майдони деб, бу майдонни вужудга келтирувчи электр тоқини эса уюрма деб аташ мумкин.

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

$$\oint E_i dl = 0. \quad (9.28)$$

Магнит майдон бу хусусиятга эгами? Бу саволга жавоб бириш учун чексиз узун тўғри ток майдонидаги ихтиёрий ясси берк контур бўйича  $B$  векторнинг циркуляциясини, яъни  $\oint B_i dl$  нинг қийматини ҳисоблайлик. Бунинг учун контурни  $dl$  элементларга ажратамиз. Контур элементи жойлашган нуқтадаги  $B$  векторнинг  $dl$  йўналишига бўл-





9.12- расм.

ган проекциясини  $B_l$  деб белгилаймиз ва векторларнинг скаляр кўпайтмасининг хусусиятларидан фойдаланамиз:

$$B_l dl = B dl = B dl \cos(B dl) = B dl_B, \quad (9.29)$$

бунда  $dl_B$  — контур элементи ( $dl$ ) нинг  $B$  йуналишига бўлган проекцияси,  $u$  —  $r_0$  радиусли айланага уринма равишда йўналган. Лекин 9.12- расмдан кўринишича, унинг қийматини шу айлананинг ёйи билан алмаштира с ҳам булади, яъни:

$$dl_B = r_0 da, \quad (9.30)$$

бунда  $da$  — контур элементи ( $dl$ ) га тиралган ва учи тўғри ток билан контур текислиги кесишган нуқтада жойлашган марказий бурчак. (9.29) ва (9.30) лардан фойдаланиб, ҳамда тўғри токнинг магнит майдон индукцияси  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$  эканлигини ҳисобга олсак,

$$\oint B_l dl = \oint B dl_B = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} r_0 da = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint da \quad (9.31)$$

булади. Биз кураётган хусусий ҳолда, яъни контур токни қамраб олган ҳолда, (9.31) даги интеграл  $2\pi$  га тенг бўлади. Худди шу 9.12- расмда токни қамраб олмаган контур пунктир чизиқ билан тасвирланган. Бу ҳолда контурнинг  $1a2$  қисмидаги контур элементларига тиралган марказий бурчакларни мусбат десак,  $2b1$  қисмидаги контур элементларига тиралган марказий бурчаклар манфий деб ҳисобланиши керак. Шунинг учун бу контур учун (9.31) даги интеграл нолга тенг булади. Демак,  $\mathbf{B}$  векторнинг тўғри токни қамраб олган ихтиёрий шаклдаги ясси контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли бўлиб, у ўтказгичдан ўтаётган ток кучига боғлиқ, яъни  $\oint \mathbf{B}_t \, dl = \mu_0 I$ .

Бу ифода турли шаклдаги тоқлар ва контур бир текисликда ётмаган ҳоллар учун ҳам ўринли эканлигини исботлаш мумкин: Бу исботларни тафсилоти устида тўхталмаймиз.

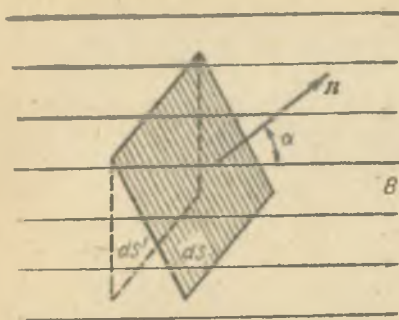
Агар контур бир неча токни қамраб олган бўлса,  $\mathbf{B}$  нинг шу контур бўйича циркуляцияси контур ичидаги барча тоқлар алгебраик йиғиндисининг магнит доимийси  $\mu_0$  га қўпайтмасига тенг булади:

$$\oint \mathbf{B}_t \, dl = \mu_0 \sum I. \quad (9.32)$$

Тоқнинг ишорасини аниқлашда ўнг винт қонидасидан фойдаланилади, яъни ўнг винт дастасини контурни айланиш йўналишида бураганимизда винтнинг илгариланма ҳаракати мусбат тоқларнинг йўналишини кўрсатади. Тескари йўналишдаги ток эса манфий ишора билан олинади.

(9.32) ифода вакуумдаги магнит майдон учун тўла ток қонуни деб ҳам аталади. Юқорида қайд қилинган фикр ва мулоҳазалардан магнит майдонни, электростатик майдондагига ўхшаш, потенциал орқали характерлаб бўлмайди, деган хулосага келамиз: агар магнит майдонни характерловчи потенциал тушунчасидан фойдаланмоқчи бўлсак, майдоннинг ихтиёрий нуқтасининг потенциали токни ураб турувчи контур бўйлаб бир марта тулиқ айланиб яна шу нуқтага қайтиб келинганда  $\mu_0 I$  қийматга ортиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, бундай потенциал бир қийматли бўлмас экан.

Энди  $\mathbf{B}$  векторнинг сирт орқали оқими билан танишайлик. 9.13- расмдаги  $d\mathbf{S}$  юз орқали ўтувчи магнит индукция чизиқларининг сони шу  $d\mathbf{S}$  юз орқали магнит индукция векторининг оқими ёки магнит оқими дейилади. Бу расмда  $\alpha$  — юзга ўтказилган нормаль билан  $\mathbf{B}$  орасидаги



9.13- расм.

бурчак. Расмдан кўриниб турибдики,  $dS$  юз орқали магнит оқими

$$d\Phi = BdS' = BdS \times \cos \alpha = B_n dS$$

булади. Бунда  $B_n$  — магнит индукция векторининг юзга ўтказилган мусбат нормаль йўналишидаги проекцияси.

Магнит оқимининг СИ системасидаги ўлчов бирлигини вебер (Вб) деб аталади:

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2. \quad (9.34)$$

Демак, магнит индукцияси 1 тесла бўлган бир жинсли магнит майдонда майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган  $1 \text{ м}^2$  юзни тешиб ўтувчи магнит индукция чизиқларининг сонини 1 вебер деб қабул қилинган.

СГСМ системада эса магнит оқимининг ўлчов бирлиги максвелл (Мкс) деб номланади:

$$1 \text{ Мкс} = 1 \text{ Гс} \cdot 1 \text{ см}^2 \quad (9.35)$$

Ихтиёрий берк сирт орқали  $B$  векторининг оқими нолга тенг:

$$\oint B_n dS = 0, \quad (9.36)$$

чунки магнит индукция чизиқлари берк бўлиб, уларнинг ҳар бири берк сирт ичига киргандан сўнг, албатта, ундан чиқиши ҳам керак. Бошқача қилиб айтганда, бу чизиқ  $B$  векторининг берк сирт орқали оқимига бир марта мусбат ҳисса қўша, иккинчи марта манфий ҳисса қўшади. (9.36) магнит майдон учун Гаусс теоремасининг ифодасидир.

Ўнинчи боб

## МАГНИТ МАЙДОННИНГ ТАЪСИРЛАРИ

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

Магнит майдонда жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси  $B$  га, ўтказгичнинг геометрик ўлчамларига ва



ундан утаётган ток кучи  $I$  га боғлиқ. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли булмаган магнит майдон ( $B$  вектор ўзгармас булмаган) да жойлашган бўлса, ўтказгични хаёлан кичик элемент ( $dl$ ) ларга ажратамиз. Ҳар бир элемент жойлашган соҳадаги магнит майдон индукциясини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг  $dl$  элементига таъсир этувчи кучни

$$dF = k I [dl B] \quad (10.1)$$

ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = k I B dl \sin \alpha \quad (10.2)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди. (10.1) ва (10.2) ларда  $B$  — майдоннинг  $dl$  элемент жойлашган соҳасидаги магнит индукцияси,  $\alpha$  —  $dl$  ва  $B$  векторлар орасидаги бурчак (10.1-расм),  $k$  — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, юқоридаги формулаларда  $I$ ,  $B$ ,  $dl$  катталикларнинг ҳаммаси битта бирликлар системасида ифодаланса, унинг қиймати бирга тенг бўлади (ҳозирча вакуумдаги магнит майдон билан иш тутаётганимизни унутмайлик). Шунинг учун СИ система-сида Ампер қонунини ифодаловчи (10.1) ва (10.2) лар қуйидаги

$$dF = I [dl B], \quad (10.3)$$

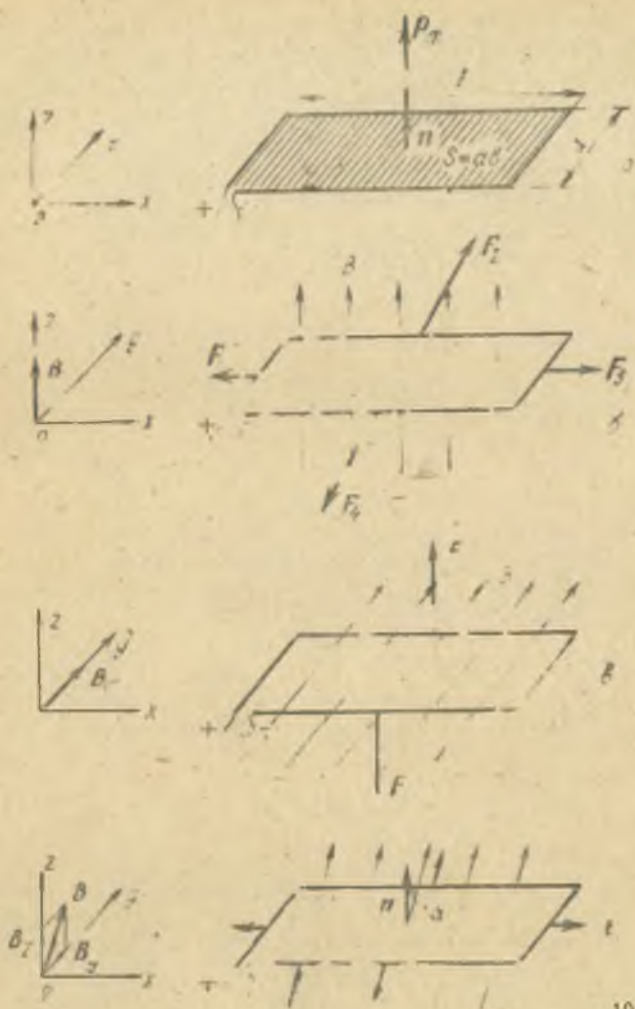
$$dF = IB dl \sin \alpha \quad (10.4)$$

кўринишда ёзилади. Таъсир этувчи кучнинг (одатда бу кучни *Ампер кучи* деб ҳам аталади) йўналиши *чап қўлда соида*си бўйича топилади. Бунинг учун чап қўлимизни шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда  $B$  вектор каф-тимизга тик ҳолда кирсин, узатилган тўртта бармоғимиз токнинг йўналиши билан мос тушсин. У ҳолда очилган бош бармоғимиз Ампер кучининг йўналишини курсатади.

Магнит майдоннинг характеристикаси бўлмиш  $B$  ни аниқлашда майдоннинг текшириляётган нуқтасига киритилган токли „синов контур“ дан фойдаланган эдик ва майдон томонидан унга таъсир этувчи айланма моментларнинг қийматлари тўғрисида мулоҳазалар юритган эдик. Энди Ампер қонунига асосланиб, магнит майдонга турли вазиятларда жойлаштирилган токли контурларга



10.1-расм.



10.2- расм.

майдоннинг таъсири билан батафсилроқ танишишимиз мумкин. Томонларининг узунликлари  $a$  ва  $b$  булган тўғри тўртбурчак шаклидаги токли контур билан иш кўрайлик. Контур  $xOy$  текисликда ётган бўлсин (10.2-  $a$  расм).  $\mathbf{B}$  вектор контур текислигига перпендикуляр равишда ( $\mathbf{B} \parallel Oz$ ) йўналган хусусий ҳолни кўрайлик (10.2-  $b$  расм). Бу ҳолда, Ампер қонунига асосан, контурнинг қарама қарши

томонларига узаро тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган  $F_1 = F_3 = I B a$  ва  $F_2 = F_4 = I B b$  кучлар таъсир этади. Бу кучларнинг ҳаммаси  $xOy$  текислигида ётибди. Шунинг учун улар контурни чузишга (кенгайтиришга) ҳаракат қилади, холос. Агар магнит майдоннинг йўналиши тескарисига ўзгарса ёки контур орқали ўтувчи ток йўналиши тескарисига ўзгарса, контур томонларига таъсир этувчи кучлар ҳам ўз йўналишларини тескарисига ўзгариради. Демак, бу ҳолда кучларнинг таъсири контурни сиқишга (торайтиришга) ҳаракат қилишдан иборат бўлади.

Иккинчи хусусий ҳолни кўрайлик (10.2-в расм). Магнит майдоннинг йўналиши  $xOy$  текислигига параллел ( $B \parallel Oy$ ) бўлсин. Бу ҳолда контурнинг  $a$  узунликдаги томонларига майдон томонидан таъсир этувчи куч, (10.4) га асосан, нолга тенг, чунки бу томонлар ва  $B$  орасидаги бурчак синуси нолга тенгдир. Контурнинг  $b$  узунликдаги томонларига эса  $F = F' = I B b$  кучлар таъсир этади. Бу кучлар контур текислигига перпендикуляр бўлиб, улардан бири  $Oz$  билан бир хил йўналган бўлса, иккинчиси унга тескари йўналган бўлади. Бу кучлар бир-биридан  $a$  масофа узоқликда ётувчи нуқталарга қўйилган жуфт кучлар бўлиб, унинг моменти

$$M = F \cdot a = I B b a$$

бўлади. Лекин  $ba$  контур юзи  $S$  га тенг. Шунинг учун, контурнинг магнит моменти  $P_m = I S = I b a$  эканлигини ҳисобга олиб, жуфт куч моментини қуйидаги қурилишда ёза оламиз:

$$M = P_m B. \quad (10.5)$$

Бу момент токли контурни  $Ox$  ўқи атрофида буришга ҳаракат қилади. Юқорида икки чегаравий хусусий ҳолларни кўриб ўтдик. Энди, умумий ҳолда магнит майдоннинг йўналиши контур текислигига перпендикуляр ҳам, параллел ҳам бўлмасин (10.2-г расм). Бу ҳолда  $B$  вектор  $uOz$  текислигига параллел, лекин  $Oz$  ва  $Oy$  ўқларига параллел ҳам эмас, перпендикуляр ҳам эмас. Магнит индукция чизиқлари ва контурга утказилган мусбат нормаль (биз тасвирлаётган расмларда  $Oz$  ўққа параллел) орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик.  $B$  ни  $Oz$  ва  $Oy$  ўқлар бўйлаб йўналган ташкил этувчиларга ажратайлик.  $B_z$  ташкил этувчининг токли контурга таъсири уни кенгайтириш ёки торайтиришга ҳаракат қилишидан иборат



бўлади.  $B$  векторнинг  $B_y$  ташкил этувчиси токли контурга модули

$$M = P_m B_y = P_m B \sin \alpha \quad (10.6)$$

булган айлантирувчи момент билан таъсир этади.  $M$ ,  $P_m$ ,  $B$  векторларнинг йўналишларини ҳисобга олиб (10.6) ифодани вектор кўринишида ёзамиз:

$$M = [P_m B]. \quad (10.7)$$

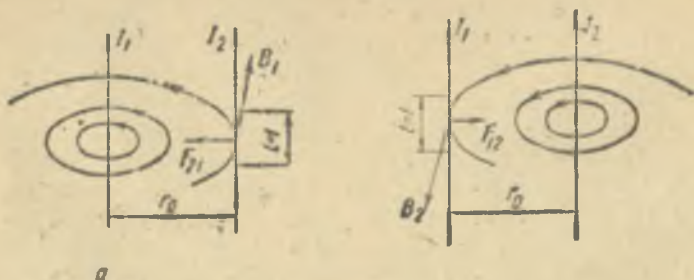
$P_m$  ва  $B$  векторлари параллел булганда айлантирувчи моментнинг қиймати нолга тенг бўлади. Агар  $P_m$  ва  $B$  узаро перпендикуляр бўлса, айлантирувчи момент максимал қийматга эришади. (10.7) ифода ихтиёрий шаклдаги токли контурлар учун ҳам ўринли.

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

Иккита ўзаро параллел тоқлар бир-бири билан таъсирлашади. Бу таъсирлашувнинг сабабини қуйидагича талқин қилиш мумкин: ҳар бир ток ўз атрофидаги фазода магнит майдон вужудга келтиради. Шунинг учун тоқлардан бирининг майдонида жойлашган иккинчи тоқка Ампер кучи таъсир этади. Ҳақиқатан,  $I_1$  ток туйфайли вужудга келган майдоннинг токдан  $r_0$  масофа узоқликда жойлашган нуқталардаги магнит индукцияси (10.3- *a* расм) нинг қиймати

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \quad (10.8)$$

ифода билан аниқланади.  $I_2$  токнинг ҳамма  $dl$  элементларига индукцияси  $B$  бўлган биринчи токнинг магнит майдони таъсир этади. Шунинг учун бундай майдонда



10.3- расм.

жойлашган  $I_2$  токнинг узунлиги  $l$  бўлган қисмига таъсир этувчи кучнинг қиймати (10.4) га асосан, қуйидагича ёзилиши мумкин ( $B_1$  ва  $I_2$  токнинг йуналиши орасидаги бурчак  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  эканлигини ҳисобга олайлик):

$$F_{21} = B_1 I_2 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (10.9)$$

Худди шундай миқдордаги куч билан  $I_2$  ток туфайли вужудга келган магнит майдон ҳам  $I_1$  токнинг узунлиги  $l$  бўлган қисмига таъсир этади (10.3-б расм):

$$F_{12} = B_2 I_1 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_2 I_1}{2\pi r_0} l. \quad (10.10)$$

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

$$F = F_{21} = F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (10.11)$$

Бу ифода асосида ток кучининг ўлчов бирлиги аниқланади. СИ системасида ток кучининг ўлчов бирлиги ампер (А) деб қабул қилинади: *1 ампер шундай ўзгармас токнинг кучидирки, бу ток вакуумдаги бир-биридан 1 м масофада жойлашган икки параллел чексиз узун тўғри ўтказгичлардан ўтганда бу ўтказгичларнинг ҳар бир метр узунлиги ( $l = 1$  м) узаро  $2 \cdot 10^{-7}$  Н куч билан таъсирлашади.*

Ампернинг бу таърифидан фойдаланиб магнит доимийси  $\mu_0$  нинг қийматини аниқлаш мумкин.

Ҳақиқатан  $I_1 = I_2 = 1$  А ва  $r_0 = 1$  м бўлса, (10.11) га асосан, ўтказгичнинг бирлик узунлиги ( $l = 1$  м) га таъсир қилувчи куч  $2 \cdot 10^{-7}$  Н бўлиши керак:

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

бундан

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}. \quad (10.12.)$$

СГСМ ва СИ системаларидаги ток кучининг ўлчов birlikлари орасидаги боғланишни топиш учун (10.11) ни  $I_1 = I_2 = I$  бўлган ҳол учун қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$F = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi r_0} l.$$

Бундан

$$r = \frac{2 \cdot r_0 \cdot F}{\mu_0 I} \quad \text{ёки } I = \sqrt{\frac{2\pi r_0 F}{\mu_0 l}} \quad (10.13)$$

Бу ифодага СГСМ<sub>1</sub> нинг таърифи асосланиб  $r_0 = 2 \text{ см} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ ,  $F = 1 \text{ дина} = 10^{-5} \text{ Н}$  ва  $l = 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$  ларни қуямиз:

$$I \text{ СГСМ}_1 = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 10^{-5} \text{ Н}}{4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2} \cdot 10^{-2} \text{ м}}} = 10 \text{ А} \quad (10.14)$$

(10.14) ифода СИ ва СГСМ системаларидаги магнит индукцияси ва магнит оқимининг ўдчов бирликлари орасидаги боғланишни топишга имкон беради: (9.5) ва (9.6) ларга асосланиб

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}} = \frac{10^5 \text{ дин}}{10^{-1} \text{ СГСМ}_1 \cdot 10^2 \text{ см}} = 10^4 \text{ Гс} \quad (10.15)$$

(9.34) ва (9.35) лар асосида

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 = 10^4 \text{ Гс} \cdot 10^4 \text{ см}^2 = 10^8 \text{ Мкс} \quad (10.16)$$

### 3-§. Лорентц кучи

Юқорида магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир этувчи куч (Ампер кучи) билан танишдик. Бу кучнинг вужудга келишини Лорентц қуйидагича тушунтирди: ўтказгичда ток ташишда қатнашиб тартибли ҳаракат қилаётган зарядларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зарядлар ўтказгич сирти билан чегараланган ҳажм ичида ҳаракат қилаётганликлари учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилаётган кучларнинг йиғиндиси токли ўтказгичга таъсир этувчи куч сифатида намоён бўлади. Шунинг учун Ампер қонунини ифодаловчи (10.3) дан фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказгичдан (10.1-расм) ўтаётган ток кучи

$$I = j \cdot S = q n u S \quad (10.17)$$

эканлигидан фойдаланиб, ток кучи  $I$  нинг ўтказгич элементи  $dl$  га купайтмасини қуйидаги қуринишда ёзамиз:

$$I dl = q n u S dl = q n dV \quad (10.18)$$

(10.17) ва (10.18) ларда  $j$  — ток зичлиги,  $S$  — ўтказгичнинг кўндаланг кесими,  $n$  — ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сони,  $u$  — заряд ташувчининг тартибли ҳаракат тезлиги,  $q$  — унинг заряди,  $dV = S \cdot dl$  ўтказгич элементининг ҳажми. Агар  $n \cdot dV$  ни, яъни ўт-



казгичнинг  $dV$  ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сонини  $dn$  деб белгиласак, (10.18) қуйидаги кўринишга келади:

$$I dl = q u dn. \quad (10.19)$$

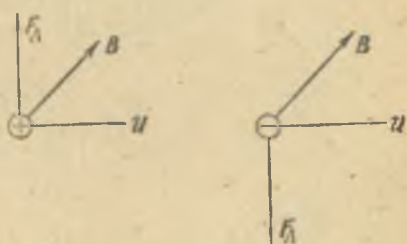
Бу ифодани (10.3) га қўйсак:

$$dF = q [u B] dn. \quad (10.20)$$

(10.20) ифода  $dn$  дона заряд ташувчига магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучни характерлади. Шунинг учун бир дона заряд ташувчига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, *Лорентц кучи* деб аталади):

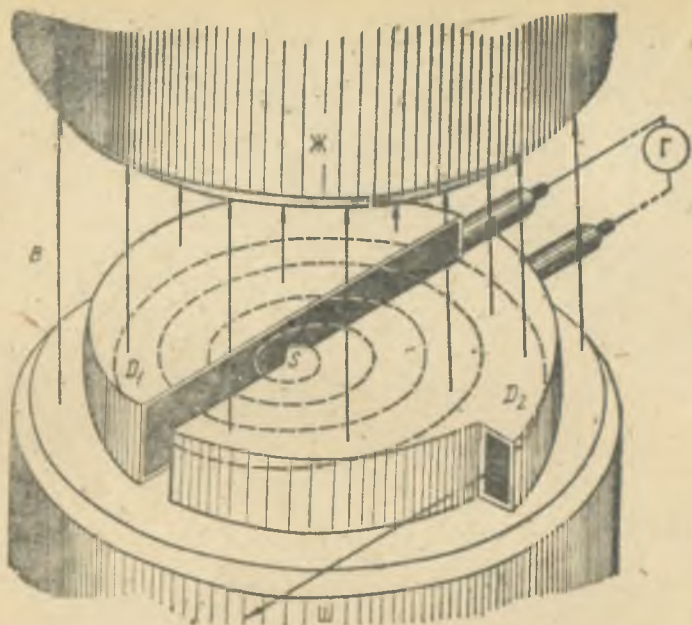
$$F_A = \frac{dF}{dn} = q [u B]. \quad (10.21)$$

Лорентц кучининг йўналиши ҳам чап қўл қоидаси асосида топилади. Лекин бу йўналиш мусбат зарядли ( $q > 0$ ) заррачаларга магнит майдонда таъсир этувчи кучнинг йўналиши бўлади. Манфий зарядли ( $q < 0$ ) заррачага таъсир этувчи кучнинг йўналиши эса қарама-қарши бўлади (10.4- расм). Заррачага таъсир этувчи куч,



10.4- расм.

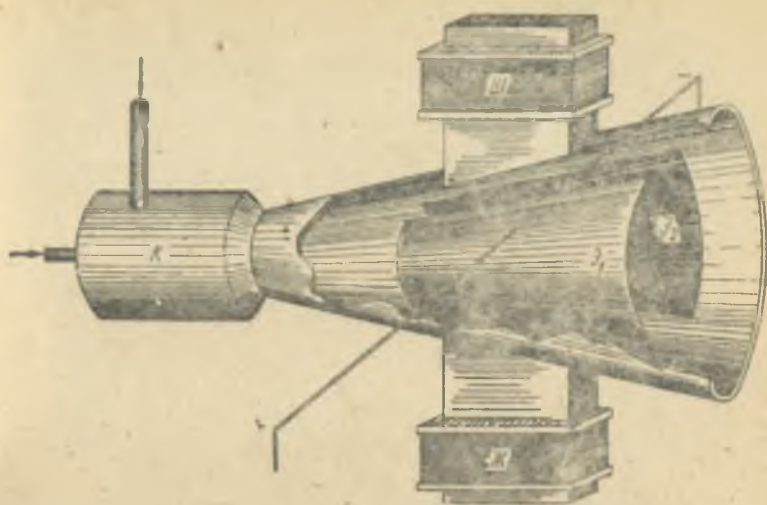
масалан Лорентц кучи шу заррачага тезланиш беради. Лекин Лорентц кучи заррачанинг ҳаракат йўналишига перпендикулярдир. Шунинг учун Лорентц кучи таъсирида заррача нормал тезланиш олади. Бошқача қилиб айтганда, Лорентц кучи таъсирида заррача тезлигининг абсолют қиймати ўзгармайди, фақат унинг йўналиши ўзгаради. холос. Демак, Лорентц кучи ҳеч қандай иш бажармайди. Шунинг учун ҳаракатланаётган заррачанинг кинетик энергиясини магнит майдон таъсири туфайли ўзгартириб бўлмайди. Ҳаракатланаётган заррачаларга магнит майдон кўрсатадиган таъсирдан заррачаларнинг циклик тезлатгичлари (циклотрон, синхротрон, синхрофазотрон) да, магнитогидродинамик генераторларда фойдаланилади. Циклотроннинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишайлик. Циклотроннинг асосий қисми — кучли электромагнитдир (10.5- расм). Бу электромагнитнинг қутблари орасида яси цилиндрик вакуум камераси жойлашган. Камера дуант деб аталади.



10.5- расм.

ган  $D$ -симон икки булак  $D_1$  ва  $D_2$  дан иборат. Дуантлар электродлар вазифасини ҳам утайди. Улар узгарувчан кучланишли юқори частотали генераторнинг қутбларига уланган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядлиб туради. Электр майдон фақат дуантлар оралиғидаги тирқишдагина мавжуд бўлади. Тезлатилиши лозим бўлган зарядли заррачалар камерага махсус қурилма (расмда  $S$  деб белгиланган) орқали киритилади.

Камерага киритилган мусбат зарядли заррачалардан бир донасининг ҳаракатини кузатайлик. Заррача дарҳол манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичида электр майдон бўлмаганлиги учун заррача энди тезлашмайди, балки инерцияси туфайли ҳаракат қила бошлайди. Лекин траекторияга перпендикуляр йўналган магнит майдон заррачани айланма орбита буйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади (чунки бу ерда заррачага Лорентц кучи таъсир қилади). Заррача ярим айланани босиб ўтгач, яна дуантлар оралиғидagi тирқишга етиб келади. Лекин ўтган вақт ичида электр майдон йўналишини ўзгартирган бўлади. Шунинг учун заррача иккинчи дуант томон тортилиб



10.6- расм.

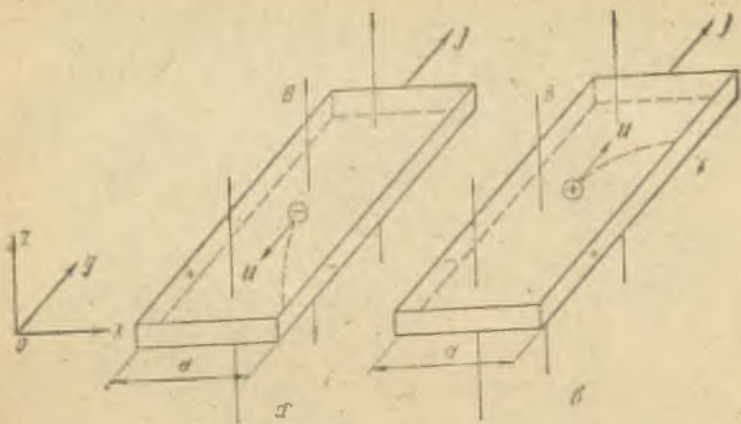
тезлашади. Иккинчи дуант ичида ярим айланани босиб ўтади ва яна тирқишга етиб келади. Бу ерда учинчи марта тезлашади ва ҳоказо. Ҳар сафардан сўнг заррачанинг тезлиги ва орбитасининг радиуси ортиб боради. Заррачанинг траекторияси (расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган) спиралсимон шаклда ёйилиб боради ва ниҳоят заррача камера деворига яқинлашади. Бу ерда махсус қурилма орқали заррачалар ташқарига чиқарилади.

10.6- расмда магнитогидродинамик генератор (МГДГ) нинг схематик тузилиш тасвирланган. Ёниш камераси (К) да юксак даражада ионлашган газ — плазма электродлар ( $\mathcal{E}_1$  ва  $\mathcal{E}_2$ ) оралигида ҳаракатланиши борасида магнит майдоннинг таъсирига учрайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Мусбат ионлар  $\mathcal{E}_1$  электродга, манфий ионлар  $\mathcal{E}_2$  электродга урилиб уларни муқовалида зарядланишига сабабчи булади. Электродларга ташқи нагрузка (бирор  $R$  қаршилиқ) уланса, занжир бўйлаб электр токи оқа бошлайди.

#### 4- §. Холл эффекти

1880 йилда Э. Холл томонидан аниқланган бу эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: металл ёки ярим ўтказгичдан ясалган пластинкани (10.7- расм) магнит май-





10.7-раси.

донга шундай жойлаштирайликки, бунда магнит майдоннинг йуналиши  $Oz$  ўқига, пластинкадан утаётган токнинг йуналиши эса  $Oy$  ўқига мос бўлсин.  $U$  ҳолда ток ҳосил қилаётган зарядларга Лорентц кучи таъсир қилиб, уларни  $Ox$  йуналишида оғдиради. Агар пластинка материалнинг ўтказувчанлиги—электрон ўтказувчанлик бўлса, электронлар  $j$  га тескари йуналишда ҳаракат қилганликлари учун пластинканинг ўнг қирраси томонига қараб оғади. Натижада ўнг қиррада ортиқча манфий заряд вужудга келади. Бу эса ўз навбатида пластинканинг чап қиррасида манфий заряд етишмаслигига, яъни унда мусбат заряднинг вужудга келишига сабабчи бўлади. Агар пластинка материалнинг ўтказувчанлиги — тешик ўтказувчанлик бўлса, тешиклар электр токи ташишда қатнашиб  $j$  йуналиши бўйлаб ҳаракат қилишлари керак. Бу ҳаракат магнит майдонда содир бўлаётганлиги учун Лорентц кучи таъсирида тешиклар пластинканинг ўнг қирраси томон оғади. Натижада пластинканинг ўнг қирраси мусбат, чап қирраси эса манфий зарядланиб қолади. Шу тариқа пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида электр майдон (бу майдон кучланганлиги  $E$  бўлсин) вужудга келади. Бу электр майдонда зарядга таъсир этувчи куч  $qE$  Лорентц кучига тескари йуналган. Шунинг учун бу кучлар миқдоран тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келиб, зарядлар оғмасдан ток ташиш вазифасини бажараверади. Мувозанат вазиятида пластинанинг ўнг ва чап қирралари ора-

сида вужудга келган потенциаллар фарқини Холл потенциаллар фарқи деб аташ одат тусига кирган.

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

$$quB = qE,$$

бундан

$$E = uB$$

эканлигини топамиз.

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

$$\Delta\varphi_x = E \cdot d = uBd \quad (10.22)$$

булади, лекин ток зичлиги ифодаси  $j = qn$  и орқали (10.22) ни қуйидагича ёзамиз:

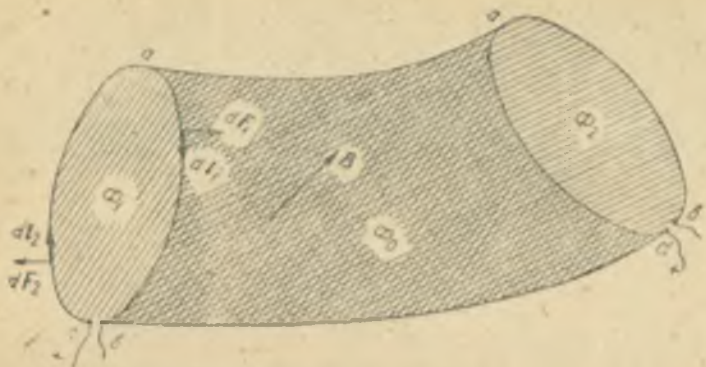
$$\Delta\varphi_x = \frac{1}{qn} jBd. \quad (10.23)$$

Бу ифодадаги  $\frac{1}{qn}$  ни Холл доимийси дейилади ва уни  $R$  ҳарфи билан белгиланади. Натижада:

$$\Delta\varphi_x = \frac{1}{R} jBd. \quad (10.24)$$

### 5-§. Токли контурни магнит майдонда кучиришда бажарилган иш

Магнит майдонда токли контурни (10.8-расм) 1 вазиятдан ( $abca$  вазият) 2 вазиятга ( $a'b'c'a'$  вазият) кучиришда бажарилган ишни топиш лозим. Магнит майдон чизма текислигига нормаль равишда унинг орқа томонига йуналган бўлсин. Бунинг учун токли контурни  $dl$  элементларга ажратамиз. Бу элементлардан бирини магнит майдонда кучиришда бажариладиган иш  $dA$  ни топайлик. Ҳисоблаш қулай бўлиши учун масала шартини озгина узгартирамиз: контурнинг барча қисмлари эмас, балки фақат  $dl$  элементи қўзғалиш имкониятига эга бўлсин. Бундай шартни тажрибада амалга ошириш учун икки металл стержень олиб (10.9-расм) уларни ток манбаига улаймиз. Стерженьлар устида эркин сирпана оладиган  $dl$



10.8- расм.

узунликдаги утказгич тажрибада контурнинг қўзгалувчи элементи бўлиб хизмат қилади. Контурнинг бу элементига чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати

$$dF = IBdl \quad (10.25)$$

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

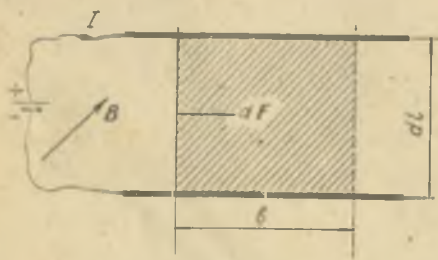
$$dA = dF \cdot b = IBdl \cdot b \quad (10.26)$$

10.9- расмдан кўринишича,  $dl$  элементнинг  $b$  масофага кўчиши туфайли контурнинг юзи  $dS = dl \cdot b$  га ортади. Шунинг учун (10.26) ни қўйдаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = IB dS = Id\Phi \quad (10.27)$$

Бу ифодадаги  $d\Phi$  — контур юзининг  $dS$  ўзгариши туфайли контур юзини тешиб утаётган магнит оқимининг ўзгаришидир. Бошқача қилиб айтганда, контурнинг қўзгалувчи  $dl$  элементи кучиш давомида кесиб ўтган магнит оқимидир.

Энди (10.27) дан фойдаланиб токли контурни бутунлайича кучиришда бажариладиган ишни ҳисоблайлик.



10.9- расм.



Бу иш контурни  $ab$  қисмидаги барча  $dl_1$  элементларни  $I$  вазиятдан 2 вазиятга кучиришда бажариладиган  $A_1$  иш ва контурни  $ca$  қисмидаги барча  $dl_2$  элементларни  $I$  вазиятдан 2 вазиятга кучиришда бажариладиган  $A_2$  ишларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$A = A_1 + A_2. \quad (10.28)$$

Контурнинг  $ab$  қисмидаги ток элементларига таъсир этувчи кучлар ва кучиш йўналишлари орасидаги бурчак ўткир бурчак бўлганлиги учун  $A_1$  иш мусбат бўлиб, унинг қиймати (10.27) га асосан, контурдан ўтаётган ток кучи билан  $aa'b'c'$  юзни (расмда бу юз ўнг томонга оғган чизиқлар билан штрихланган) тешиб ўтаётган магнит оқимининг купайтмасига тенг бўлади. Бу оқимни  $aa'c'$  юз орқали ўтувчи  $\Phi_0$  ва  $a'b'c'a'$  юз орқали ўтувчи  $\Phi_2$  магнит оқимларининг йиғиндиси деб қараш мумкин.

Натижада

$$A_1 = I(\Phi_0 + \Phi_2). \quad (10.29)$$

Контурнинг  $ac$  қисмидаги ток элементларига таъсир этувчи кучлар ва бу элементларнинг кучиш йўналишлари ўтмас бурчак ташкил этганликлари учун  $A_2$  иш манфий бўлади. Унинг қиймати ток кучи билан  $aa'c'bc'a$  юзни (бу юз расмда чап томонга оғган чизиқлар билан штрихланган) тешиб ўтаётган магнит оқимининг купайтмасига тенг бўлади. Расмдан кўринишича, бу оқим  $\Phi_1$  ( $abca$  юзни тешиб ўтувчи оқим) ва  $\Phi_0$  ларнинг йиғиндисидан иборат. Шунинг учун

$$A_2 = -I(\Phi_0 + \Phi_1). \quad (10.30)$$

(10.29) ва (10.30) ларни (10.28) га қўйсақ:

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (10.31)$$

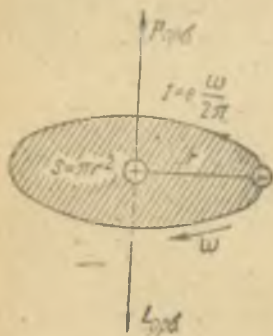
Демак, магнит майдонда токли берк контурни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кучиришда бажарилган ишни топиш учун контурдаги ток кучи билан контурнинг охириги ва бошланғич вазиятларидаги юзлари орқали ўтадиган магнит оқимларининг айирмасини купайтириш керак.

## МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

## 1-§. Модданинг магнитлиниши

Олдинги параграфларда вакуумдаги магнит майдонларни текширган эдик. Агар магнит майдонга бирор модда олиб кирсак, бу модда магнитлиниб хусусий магнит майдон  $B'$  ни вужудга келтиради. Шунинг учун текширилаётган моддадаги натижавий магнит майдон индукцияси  $B$  ташқи майдон индукцияси  $B_0$  ва модданинг хусусий майдон индукцияси  $B'$  нинг вектор йиғиндисидан иборат бўлади:

$$B = B_0 + B'. \quad (11.1)$$



11.1-расм.

Кўпинча,  $B'$  ни ички майдон индукцияси деб ҳам аталади. Ҳозирги вақтда ҳамма моддий жисмлар ташқи магнит майдон таъсирида озроқ ёки кўпроқ магнитлиниши исботланган. Шу сабабли моддаларнинг магнит хусусиятларини ўрганар эканмиз, барча моддалар учун „магнетик“ деган терминни ишлатамиз. Магнетикларнинг хоссалари уларнинг атомлари таркибида мавжуд бўлган элементар заррачалар — электронлар, протонлар

ва нейтронлар билан аниқланиши лозим. Ҳақиқатан, ҳар қандай атом мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида берк орбиталар бўйлаб ҳаракат қилувчи электронлардан иборат. 11.1-расмда  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон тасвирланган. Бу электроннинг бурчак тезлиги  $\omega = \frac{v}{r}$  бўлади. Демак, электрон

1 секунд давомида ядро атрофида  $\frac{\omega}{2\pi}$  марта айланаётган бўлса, электроннинг бу ҳаракати ток кучи

$$I = e \frac{\omega}{2\pi} \quad (11.2)$$

бўлган айланма токка эквивалентдир (токнинг йўналиши электроннинг ҳаракат йўналишига тескарилигини унут-

манг). Бундай микро айланма токнинг магнит моменти қуйидагича топилади:

$$P_{\text{орб}} = I \cdot S = e \frac{v}{2\pi} \cdot \pi r^2 = \frac{e v r^2}{2}. \quad (11.3)$$

Бу магнит момент электроннинг орбита бўйлаб ҳаракати туфайли вужудга келаётганлиги учун *орбитал магнит момент* деб ата миз ва бошқа магнит моментлардан фарқ қилиш учун  $P_{\text{орб}}$ , деб белгилаймиз.

$r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракат қилаётган электрон

$$L_{\text{орб}} = m v r = m \omega r^2 \quad (11.4)$$

га тенг бўлган орбитал механик моментга ҳам эга бўлади. Бу ифодада  $m$  — электроннинг массаси. Орбитал механик моментнинг йўналиши орбита текислигига перпендикуляр бўлиб, электроннинг айланиш йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган. Демак  $P_{\text{орб}}$  ва  $L_{\text{орб}}$  ларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлар экан.

(11.3) нинг (11.4) га нисбати электроннинг орбитал *гиромагнит нисбати* дейилади ва  $\Gamma_{\text{орб}}$  деб белгиланади:

$$\Gamma_{\text{орб}} = \frac{P_{\text{орб}}}{L_{\text{орб}}} = \frac{e}{2m}. \quad (11.5)$$

Орбитал гиромагнит нисбат орбита радиусига боғлиқ эмас. Умуман,  $\Gamma_{\text{орб}}$  эллиптик орбиталар учун ҳам уринлидир.

Орбитал механик моментдан ташқари электрон хусусий механик момент — спин ( $L_{\text{сп}}$ ) га ҳамда унга мос равишда *хусусий магнит моменти* ( $P_{\text{сп}}$ ) га ҳам эга. Электрон спинининг абсолют қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$L_{\text{сп}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (11.6)$$

бу ерда  $\hbar$  — Планк доимийси бўлиб, унинг қиймати  $1,05 \cdot 10^{-34}$  Ж·с га тенг.

Электроннинг хусусий магнит моментининг (одатда, спин магнит момент деб юргизилади) абсолют қиймати эса

$$P_{\text{сп}} = \sqrt{3} \frac{e \hbar}{2m} = \sqrt{3} \mu_B \quad (11.7)$$

ифода билан аниқланади.



Бу ифодадаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Ж}}{\text{Гс}} \quad (11.8)$$

— Бор магнетони деб аталади. Гаусс системасида\*) Бор магнетони

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 0,927 \cdot 10^{-20} \frac{\text{эрг}}{\text{Гс}}$$

булади. Электроннинг спин гиромангнит нисбати

$$g_{\text{сп}} = \frac{P_{\text{сп}}}{L_{\text{сп}}} = \frac{e}{m} \quad (11.9)$$

орбитал гиромангнит нисбатдан икки марта катта. <sup>а</sup>

Шуни ҳам қайд қилиб ўтайликки, спин тушунчасининг киритилишига электрон — ўзининг хусусий уқи атрофида айланувчи шарча деб тасаввур қилиниши сабаб булган. Шунинг учун ҳам электроннинг хусусий механик моменти спин (инглизча „to spin“ — айланмоқ) деб аталган. Электрон зарядланган заррача булганлиги учун унинг айланиши натижасида айланма электр токи вужудга келади. Бу эса спин магнит моментининг вужудга келишига сабабчи булади, деб тушунтирилган. Кейинчалик, спиннинг бундай модели нотўғрилиги аниқланди. Ҳозирги вақтда электрон (11.6) ва (11.7) ифодалар билан аниқланувчи хусусий механик ва магнит моментларга эга эканлиги исбот қилинган. Бу катталиклар, худди электроннинг заряди ва массаси каби унинг ажралмас хусусиятларидир. Бошқача айтганда, заряд, масса, спин ва спин магнит моменти электронни характерловчи катталиклардир. Электрон спинининг ажойиб хусусияти шундан иборатки, у магнит майдонда фақат икки йуналишга эга булади:

1. Магнит индукция вектори  $\mathbf{B}$  га параллел. Бу ҳолда спин ва спин магнит моментларнинг  $\mathbf{B}$  йуналишига проекциялари, мос равишда,

$$(L_{\text{сп}})_B = + \frac{1}{2} \hbar, \quad (11.10)$$

$$(P_{\text{сп}})_B = - \mu_B \quad (11.11)$$

қийматларга эга булади:

\* Гаусс шундай абсолют бирликлар системасини таклиф қилганки, бу системада электр катталиклар СГСЭ бирликлар системасида, магнит катталиклар СГСМ бирликлар системасида улчанади. СССР да ГОСТ 9867 — 61 га асосан, 1963 йилдан бошлаб СИ системасидан фойдаланиш мақсадга мувофиқ эканлиги кўрсатилган булса ҳам, Гаусс системаси, айниқса атом ва ядро физикасига оид адабиётда ханузгача қулланилади.

2. Магнит индукция вектори  $B$  га антипараллел. Бу ҳолда

$$(L_{\text{сп}})_B = -\frac{1}{2} \hbar; \quad (11.12)$$

$$(P_{\text{сп}})_B = + \mu_B. \quad (11.13)$$

Атом ядросининг таркибидаги протон ва нейтронларнинг магнит моментлари электроннинг спин магнит моментидан тахминан минг марта кичик булганлиги учун, *атомнинг магнит моменти атом таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг вектор йиғиндисидан иборат деб ҳисоблаш мумкин*, яъни

$$P_{\text{ат}} = \sum P_{\text{орб}} + \sum P_{\text{сп}}. \quad (11.14)$$

Ташқи магнит майдон таъсирига учрамаган магнетик атомларининг магнит моментлари тартибсиз йўналган булади. Шу сабабли магнетик парчасининг йиғинди магнит моменти нолга тенг бўлади. Ташқи майдон айрим атомлар магнит моментларининг йўналишларини тартибга солади (ташқи майдон таъсирида вужудга келадиган жараёнларнинг тафсилоти билан кейинроқ танишамиз), натижада магнетик бирор натижавий магнит моментга эга булиб қолади, яъни магнитланади. Ташқи майдон таъсирида магнетиклар турлича магнитланадилар. Магнетикларнинг магнитланганлик даражасини характерлаш учун *магнитланиш вектори* —  $J$  дан фойдаланилади: -

$$J = \frac{\sum P_{\text{ат}}}{\Delta V}, \quad (11.15)$$

бунда  $\Delta V$  — магнетикнинг магнитланиш вектори аниқланаётган нуқтаси атрофидаги элементар ҳажм.

Бир жинсли магнитланган магнетик учун магнитланиш вектори бирлик ҳажмдаги атомлар магнит моментларининг вектор йиғиндисига тенг.

СИ системада магнитланиш векторининг улчов бирлиги:

$$[J] = \frac{[P_{\text{ат}}]}{[V]} = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}. \quad (11.16)$$

## 2- §. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси

Магнетиклардаги магнит майдонни ўрганишда икки хил ток билан иш тутамиз. Токларнинг биринчи тури — ўтказувчанлик токидир. Уни макроток деб атайлик. Бу

ток учун одатдаги белгилашни, яъни  $I$  ни сақлаб қоламиз. Иккинчи ток эса микроток деб аталиб, бу ток магнетикнинг атомлари, ионлари ва молекулаларидаги электронларнинг ҳаракати туфайли мавжуддир. Микроток учун  $I_m$  белгини ишлатайлик.

Вакуумда магнит майдон фақат макротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун  $B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси (9.32) ифода билан аниқланиб, у контур ўраб олган барча токларнинг (макротокларнинг) алгебраик йиғиндисини  $\mu_0$  га кўпайтмасига тенг эди. Магнетикдаги магнит майдон эса ҳам макротоклар, ҳам микротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун магнетикдаги натижавий майдон индукцияси  $B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси олинаётганда контур ўраб олган барча макротокларни ҳам, микротокларни ҳам ҳисобга олиш керак, яъни:

$$\oint_l B_l dl = \oint_l (B_0 + B')_l dl = \mu_0 (\sum I + \sum I_m). \quad (11.17)$$

Бу ифодадаги иккинчи йиғинди, яъни микротокларнинг йиғиндисини магнетикнинг магнитланиш вектори билан қуйидагича боғланган:

$$\sum I_m = \oint_l J_l dl. \quad (11.18)$$

(11.17) ифодани  $\mu_0$  га тақсимлаб, (11.18) дан фойдалансак:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_l B_l dl = \sum I + \oint_l J_l dl,$$

ёки

$$\oint_l \left( \frac{B}{\mu_0} - J \right)_l dl = \sum I. \quad (11.19)$$

Бу ифодада

$$\frac{B}{\mu_0} - J = H \quad (11.20)$$

белгилаш киритсак, (11.19) қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint_l H_l dl = \sum I. \quad (11.21)$$



(11.20) ифода билан аниқланувчи  $H$  вектор магнит майдон кучланганлик вектори дейилади. (11.21) дан кўринишича  $H$  векторнинг ихтиёрий берк контур буйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макротокларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Вакуумда  $J=0$  бўлганлиги учун, (11.20) қуйидаги кўринишга келади:

$$H = \frac{B_0}{\mu_0} \quad (11.22)$$

Бундан, вакуумдаги магнит майдоннинг кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналдиган, лекин ундан  $\mu_0$  марта фарқ қиладиган вектордир, деган хулоса келиб чиқади.

(11.22) ифодадан фойдаланиб, (9.5) ва (10.12)ларни ҳисобга олган ҳолда СИ системасида магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигини аниқлаш мумкин:

$$[H] = \frac{[B_0]}{[\mu_0]} = \frac{\frac{A \cdot m}{H}}{\frac{A^2}{m}} = \frac{A}{m} \quad (11.23)$$

$\mu_0$  нинг сон қиймати  $4\pi \cdot 10^{-7}$  га тенг. Шунинг учун магнит майдон кучланганлигининг бирлиги сифатида вакуумдаги магнит майдон шундай нуқтасининг кучланганлиги олиниши керак-ки, бу нуқтада магнит индукция  $B_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Тл бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, вакуумдаги магнит майдон бирор нуқтасининг кучланганлиги  $1 \frac{A}{m}$  бўлса, унинг индукцияси  $B_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Тл бўлади.

СГСМ системада (11.22) ифода

$$H = B_0$$

кўринишга келади. Бундан индукцияси 1 Гс бўлган магнит майдоннинг кучланганлиги бирлик сифатида қабул қилиниши лозим деган хулоса келиб чиқади. СГСМ системада магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигига эрстед (Э) деб ном берилган.

### 3-§. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир жинсли (изотроп) муҳитдан иборат бўлган магнетикнинг ихтиёрий нуқтасидаги  $J$  ва  $H$  векторлар қуйидагича боғланишга эга:

$$J = \alpha \cdot H, \quad (11.24)$$

ток учун одатдаги белгилашни, яъни  $I$  ни сақлаб қоламиз. Иккинчи ток эса микроток деб аталиб, бу ток магнетикнинг атомлари, ионлари ва молекулаларидаги электронларнинг ҳаракати туфайли мавжуддир. Микроток учун  $I_m$  белгини ишлатайлик.

Вакуумда магнит майдон фақат макротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун  $B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси (9.32) ифода билан аниқланиб, у контур ўраб олган барча токларнинг (макротокларнинг) алгебраик йиғиндисини  $\mu_0$  га кўпайтмасиға тенг эди. Магнетикдаги магнит майдон эса ҳам макротоклар, ҳам микротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун магнетикдаги натижавий майдон индукцияси  $B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси олинаётганда контур ўраб олган барча макротокларни ҳам, микротокларни ҳам ҳисобга олиш керак, яъни:

$$\oint_l B_l dl = \oint_l (B_0 + B')_l dl = \mu_0 (\sum I + \sum I_m). \quad (11.17)$$

Бу ифодадаги иккинчи йиғинди, яъни микротокларнинг йиғиндисини магнетикнинг магнитлиниш вектори билан қуйидагича боғланган:

$$\sum I_m = \oint_l J_l dl. \quad (11.18)$$

(11.17) ифодани  $\mu_0$  га тақсимлаб, (11.18) дан фойдалансак:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_l B_l dl = \sum I + \oint_l J_l dl,$$

ёки

$$\oint_l \left( \frac{B}{\mu_0} - J \right)_l dl = \sum I. \quad (11.19)$$

Бу ифодада

$$\frac{B}{\mu_0} - J = H \quad (11.20)$$

белгилаш киритсак, (11.19) қуйидаги кўринишға келади:

$$\oint_l H_l dl = \sum I. \quad (11.21)$$

(11.20) ифода билан аниқланувчи  $H$  вектор магнит майдон кучланганлик вектори дейилади. (11.21) дан кўринишича  $H$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макротокларнинг алгебраик йигиндисига тенг.

Вакуумда  $J=0$  бўлганлиги учун, (11.20) қўйидаги кўри-нишга келади:

$$H = \frac{B_0}{\mu_0}. \quad (11.22)$$

Бундан, вакуумдаги магнит майдоннинг кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналидиган, лекин ундан  $\mu_0$  марта фарқ қиладиган вектордир, деган хулоса келиб чиқади.

(11.22) ифодадан фойдаланиб, (9.5) ва (10.12)ларни ҳисобга олган ҳолда СИ системасида магнит майдон кучланганлигининг улчов бирлигини аниқлаш мумкин:

$$[H] = \frac{[B_0]}{[\mu_0]} = \frac{\frac{H}{A \cdot m}}{A^2} = \frac{A}{m}. \quad (11.23)$$

$\mu_0$  нинг сон қиймати  $4\pi \cdot 10^{-7}$  га тенг. Шунинг учун магнит майдон кучланганлигининг бирлиги сифатида вакуумдаги магнит майдон шундай нуқтасининг кучланганлиги олиниши керак-ки, бу нуқтада магнит индукция  $B_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Тл бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, вакуумдаги магнит майдон бирор нуқтасининг кучланганлиги  $1 \frac{A}{m}$  бўлса, унинг индукцияси  $B_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Тл булади.

СГСМ системада (11.22) ифода

$$H = B_0$$

кўринишга келади. Бундан индукцияси 1 Гс булган магнит майдоннинг кучланганлиги бирлик сифатида қабул қилиниши лозим деган хулоса келиб чиқади. СГСМ системада магнит майдон кучланганлигининг улчов бирлигига *эрстед* (Э) деб ном берилган.

### 3-§. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир жинсли (изотроп) муҳитдан иборат булган магнетикнинг ихтиёрий нуқтасидаги  $J$  ва  $H$  векторлар қўйидагича боғланишга эга:

$$J = \alpha \cdot H, \quad (11.24)$$



бу ифодада  $\epsilon_m$  — магнетикнинг магнит хусусиятларини ифодаловчи катталиқ бўлиб, *магнит қабул қилувчанлик* дейилади.

(11.16) ва (11.23) ларга асосан,  $J$  ва  $H$  ларнинг ўлчов бирликлари бир хил. Шунинг учун  $\epsilon_m$  — ўлчамсиз катталиқдир.  $\epsilon_m$  мусбат ва манфий қийматларга эга бўла олади. Демак, магнитланиш векторининг йуналиши баъзи магнетиклар учун  $H$  нинг йуналишига мос келса, иккинчи хил магнетиклар учун қарама-қарши йуналган бўлади.

(11.24) ни (11.20) га қўйсак:

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

ёки

$$H = \frac{B}{\mu_0 (1 + \epsilon_m)}, \quad (11.25)$$

бундаги

$$1 + \epsilon_m = \mu \quad (11.26)$$

— муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги дейилади. (11.26) белгилаш асосида (11.25) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu}. \quad (11.27)$$

Демак, изотроп муҳитда магнит майдон кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йуналишга эга бўлиб, модул жиҳатдан ундан  $\mu_0 \mu$  марта кичик бўлади. Магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  — ўлчамсиз катталиқ бўлиб, у магнетикдаги магнит майдон вакуумдагига нисбатан неча марта фарқланишини ифодалайди.

Барча магнетиклар ўзларининг магнит қабул қилувчанликларининг ишораси ва қийматларига қараб уч синфга бўлинади:

1) *диамагнетикларда*  $\epsilon_m < 0$  бўлади. Бу синфга оид бўлган моддаларда, масалан, фосфор, олтингугурт, сурьма, углерод, симоб, олтин, кумуш, мис каби элементлар, сув ва кўпчилик органик бирикмаларда магнит майдон бир оз сусаяди ( $\mu = 1 + \epsilon_m < 1$ );

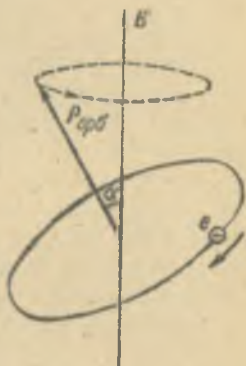
2) *парамагнетикларда*  $\epsilon_m > 0$  бўлади. Бу синфга кирувчи кислород, азот, алюминий, платина, вольфрам каби элементларда магнит майдон бир оз кучаяди ( $\mu = 1 + \epsilon_m > 1$ );

3) ферромагнетикларда  $\chi_m \gg 0$  булади. Бу синфга кирувчи темир, никель, кобальт каби металлларда ва уларнинг қотишмаларида магнит майдон жуда зурайиб кетади.

#### 4-§. Диамагнетизм ва парамагнетизм

Магнетиклар атомларининг таркибидаги электронларга ташқи магнит майдон қандай таъсир кўрсатади? Бу саволга жавоб бериш учун  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $\omega$  бурчак тезлик билан ядро атрофида айланаётган электронга магнит майдоннинг таъсирини текширайлик (11.2-расм). Орбитал электрон токининг магнит моменти ва ташқи майдон йўналишлари орасидаги бурчак  $\alpha$  бўлсин. Электроннинг магнит майдондаги бу ҳаракати, худди Ернинг тортиш майдонида айланаётган пилдироқнинг ҳаракатига ўхшайди. Маълумки, оғирлик кучи

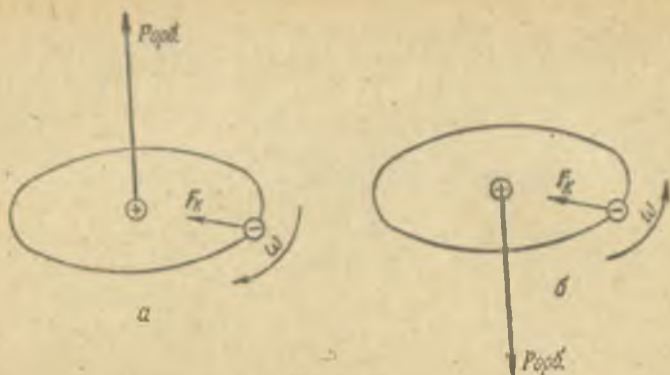
( $mg$ ) таъсирида пилдироқ ўқи (11.3-расм) чизма текислигида паст томонга ҳаракат қилиш ўрнига вертикал йўналиш атрофида айланар эди. Бу ҳаракатни прецессион ҳаракат деб аталган эди. Пилдироқ ўқининг прецессия ҳаракатига сабаб – оғирлик кучи туфайли пилдироққа таъсир этувчи айлантирувчи моментнинг вужудга келиши эди. Худди шунга ўхшаш, индукцияси  $B$  бўлган магнит майдонда орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электронга  $M = [P_{орб} B]$  айлантирувчи момент (10.7-формулага қаранг) таъсир этади. Натижада  $P_{орб}$  векторининг индукция вектори  $B$  атрофида прецессион ҳаракати вужудга келади (11.2-расм). Прецессион ҳаракатнинг йўналиши (расмда стрелка билан курсатилган) электроннинг орбитал ҳаракати йўналишига тескари. Шунинг учун прецессия электрон токининг қийматини бир оз камайтиради. Бу эса ўз навбатида электрон магнит моментининг камайишига сабаб бўлади. Агар электрон расмдагига тескари бўлган йўналишда айланса, унинг магнит моменти  $P_{орб}$



11.2- расм.



11.3- расм.



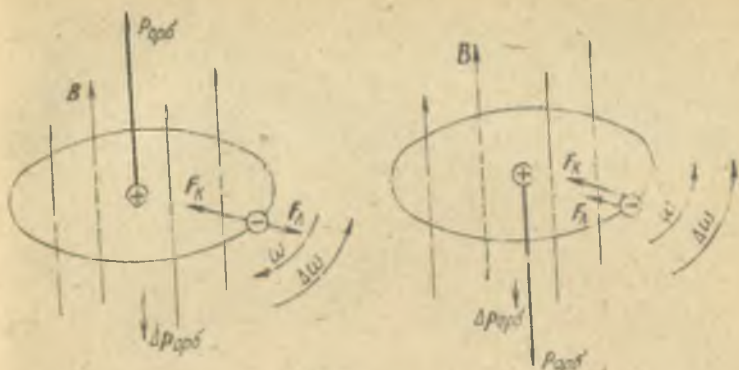
11.4- расм.

магнит майдон йўналишига қарши йўналган бўлади. Бу ҳолда ташқи майдон электроннинг магнит моментини ошишига сабабчи бўлади. Буни қуйидаги хусусий ҳол устидаги мулоҳазалар асосида осонгина тушуниб олиш мумкин. 11.4- *a* расмда  $r$  радиусли орбита буйлаб  $v$  тезлик билан ( $\omega$  бурчак тезлик билан) соат стрелкасининг ҳаракати йўналишида ядро атрофида айланаётган электрон тасвирланган. 11.4- *b* расмда эса барча параметрлари олдинги ҳолдагидек лекин соат стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда айланаётган электрон тасвирланган. Бу расмлардан кўринишича, ташқи магнит майдон таъсир этмаганда (ҳар иккала ҳолда ҳам) электронга таъсир этувчи марказга интилма куч — электроннинг ядрога тортилиш Кулон кучидир, яъни  $F_k$  дан иборатдир.

Орбита текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон туфайли электронга орбита радиуси буйлаб Лорентц кучи таъсир этади. Биринчи ҳолда (11.5- *a*-расм)  $F_L$  нинг йўналиши  $F_k$  га тескари, иккинчи ҳолда эса (11.5- *b* расм)  $F_L$  ва  $F_k$  ларнинг йўналишлари бир хил. Шунинг учун биринчи ҳолда марказга интилма куч камайса (яъни  $F_k - F_L$  га тенг бўлса), иккинчи ҳолда ортади (яъни  $F_k + F_L$  га тенг бўлади).

Иккинчи томондан, марказга интилма кучнинг миқдори электроннинг айланиш частотаси  $\omega$  га тўғри пропорционал. Демак, биринчи ҳолда электроннинг айланиш частотаси  $\Delta\omega$  га камаяди, иккинчи ҳолда  $\Delta\omega$  га ортади. Бошқача қилиб айтганда, соат стрелкасининг ҳаракати йўналишида айланаётган электронга ҳам, унга тескари йўналишда айланаётган электронга ҳам расмда тасвирланган йўналишдаги магнит майдоннинг таъсири — соат стрел-





11.5- расм.

касининг ҳаракатига тескари йуналишда  $\Delta \phi$  айланиш частотаси билан характерланувчи қўшимча ҳаракатни вужудга келтиришдан иборат. Бу қўшимча ҳаракат туфайли электрон қўшимча  $\Delta P_{\text{орб}}$  магнит моментга эришади, унинг йуналиши магнит майдон йуналишига тескари бўлади. Бу ҳулосалар фақат бир хусусий ҳол — магнит майдоннинг йуналиши электрон орбитасининг текислигига перпендикуляр бўлган ҳол учунгина эмас, балки 11.2- расмда тасвирланган умумий ҳол учун ҳам ўринлидир. Шундай қилиб, орбита бўйича айланма ҳаракат қилаётган электрон ташқи магнит майдон таъсирида  $B$  векторга қарама-қарши йуналган қўшимча магнит момент  $\Delta P_{\text{орб}}$  га эришади. Бу ҳодиса *диамагнит эффект* деб аталади.

Диамагнит эффект атомларининг магнит моментлари нолга тенг бўлган моддаларда намоён бўлади. Ташқи магнит майдон бўлмаган тақдирда бундай моддалар атомлари таркибидаги электронларнинг магнит моментлари ўзаро бир-бирини компенсациялайди. Магнит майдон таъсирида эса диамагнит эффект туфайли атом таркибидаги айрим электронлар эришадиган қўшимча магнит моментларнинг қушилиши натижасида атомда ташқи майдонга тескари йуналган магнит момент вужудга келади. Бу магнит момент ўзини вужудга келтираётган ташқи майдонни сусайтиради. Шунинг учун бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги манфий бўлади. Бундай моддалар *диамагнетиклар* деб аталади. Шунинг ҳам қайд қилмоқ лозимки, диамагнетикларда майдоннинг сусайиши ниҳоят даражада кам бўлади. Масалан, энг кучли диамагне-

тик ҳисобланган висмут учун  $\alpha_m = 1,4 \cdot 10^{-6}$  га тенг. Диамагнит эффектдан ташқари ташқи магнит майдон таъсирида *парамагнит эффект* деб аталувчи ҳодиса ҳам рўй беради. Парамагнит эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: ташқи майдон бўлмаган тақдирда модда атомларининг магнит моменти нолдан фарқ қилса, магнит майдон бундай модда атомларининг магнит моментларини майдон бўйлаб йўналтиришга ҳаракат қилади. Иссиқлик ҳаракати эса, аксинча, атомлар магнит моментларининг тартибли жойлашувларини бузишга ҳаракат қилади. Магнетикнинг температураси қанчалик юқори бўлса, атомлар магнит моментларининг ташқи майдон таъсирида тартибга тушиши шунчалик сустроқ бўлади. Демак, парамагнит эффект содир бўладиган моддаларда ташқи магнит майдоннинг кучайиши кузатилади. Лекин бу кучайиш температурага тескари пропорционал бўлади. Бундай моддалар *парамагнетиклар* деб аталади. Парамагнит моддаларда ҳам диамагнит эффект вужудга келади, лекин унинг ҳиссаси парамагнит эффектга нисбатан анча кичик. Шунинг учун парамагнит моддаларда диамагнит эффект унчалик сезиларли бўлмайди. Парамагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги Кюри қонуни деб юритилувчи қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\alpha_m = \frac{C}{T}, \quad (11.28)$$

бунда  $C$  — аини модда учун константа бўлиб, уни Кюри доимийси дейилади. Жуда паст температураларда Кюри қонунидан четга чиқиш содир бўлади.

Металларда атом билан боғлиқ бўлган электронлардан ташқари эркин электронлар ҳам мавжуд. Эркин электронлар магнит майдон таъсирида берк траекториялар бўйича ҳаракат қилади. Бу эса қўшимча диамагнетизмнинг вужудга келишига сабаб бўлади. Бу диамагнетизмни *Ландау диамагнетизми* дейилади. Иккинчи томондан, эркин электронлар спин магнит моментига эга бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида спин магнит моментлари майдон бўйлаб йўналади. Бунинг натижасида вужудга келувчи қўшимча парамагнетизм *Паули парамагнетизми* дейилади.

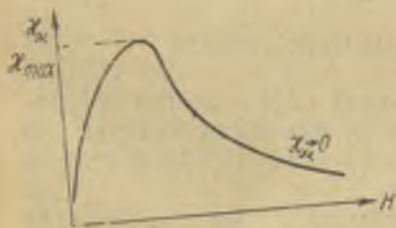
### 5-§. Ферромагнетиклар

Магнетиклар ичида бир группаси ўзларининг магнит хусусиятлари билан бошқа моддалардан кескин ажралиб туради. Бу магнетикларни *ферромагнетиклар* деб аташ

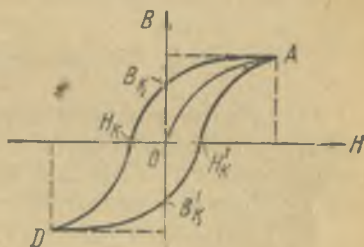
одат бўлган. Бу ном латинча Ferrum (темир) деган сўздан келиб чиққан, чунки ферромагнетиклик хусусиятлари биринчи марта темир ва унинг рудаларида аниқланган. Ферромагнетикларнинг асосий хусусиятлари қуйидагилардан иборат:

1. Ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги  $\epsilon_m$  ташқи магнит майдонга боғлиқ.  $\epsilon_m$  нинг  $H$  га боғлиқлиги шу билан характерланадики (11.6-расм),  $H$  ортиши билан  $\epsilon_m$  дастлаб тез сураёт билан ўсади. Максимумга эришгач,  $H$  нинг янада ортиши билан  $\epsilon_m$  қийматининг камайиши кузатилади. Ташқи майдоннинг ниҳоят катта қийматларида эса  $\epsilon_m$  нолга интилади.

2. Ферромагнетикдаги магнит майдон индукциясининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ равишда ўзгариши 11.7-расмдаги  $OA$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Шундан кейин  $H$  ни камайтира бошласак, ферромагнетикдаги  $B$  нинг қиймати  $AO$  чизиқ бўйлаб камаймасдан, балки янги  $AB_k$  эгри чизиқ бўйлаб камаяди.  $H = 0$  бўлганда ҳам ферромагнетикдаги магнит майдон йўқолмайди,  $OB_k$  кесма билан ифодаланувчи қолдиқ индукция сақланиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, ферромагнетикни магнитловчи ташқи майдон таъсири бутунлай тухтатилганда ҳам ферромагнетикдаги магнитланиш векторининг қиймати нолдан фарқли бўлади. Бу қийматни, одатда, қолдиқ магнитланиш деб ҳам аталади. Қолдиқ индукция  $B_k$  ни йўқотиш учун магнитловчи майдон  $H$  нинг йўналишини тескари томонга ўзгартириш керак.  $H = H_k$  да қолдиқ индукция бутунлай йўқолади.  $H_k$  нинг қиймати (расмда  $OH_k$  кесма билан ифодаланган) коэрцитив куч дейилади.



11.6- расм.



11.7- расм.



тик ҳисобланган висмут учун  $\alpha_m = 1,4 \cdot 10^{-7}$  га тенг. Диамагнит эффектдан ташқари ташқи магнит майдон таъсирида *парамагнит эффект* деб аталувчи ҳодиса ҳам рўй беради. Парамагнит эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: ташқи майдон бўлмаган тақдирда модда атомларининг магнит моменти нолдан фарқ қилса, магнит майдон бундай модда атомларининг магнит моментларини майдон бўйлаб йўналтиришга ҳаракат қилади. Иссиқлик ҳаракати эса, аксинча, атомлар магнит моментларининг тартибли жойлашувларини бузишга ҳаракат қилади. Магнетикнинг температураси қанчалик юқори бўлса, атомлар магнит моментларининг ташқи майдон таъсирида тартибга тушиши шунчалик сустроқ бўлади. Демак, парамагнит эффект содир бўладиган моддаларда ташқи магнит майдоннинг кучайиши қузатилади. Лекин бу кучайиш температурага тескари пропорционал бўлади. Бундай моддалар *парамагнетиклар* деб аталади. Парамагнит моддаларда ҳам диамагнит эффект вужудга келади, лекин унинг ҳиссаси парамагнит эффектга нисбатан анча кичик. Шунинг учун парамагнит моддаларда диамагнит эффект унчалик сезиларли бўлмайди. Парамагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги Кюри қонуни деб юритилувчи қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\alpha_m = \frac{C}{T}, \quad (11.28)$$

бунда  $C$  — айни модда учун константа бўлиб, уни Кюри доимийси дейилади. Жуда паст температураларда Кюри қонунидан четга чиқиш содир бўлади.

Металларда атом билан боғлиқ бўлган электронлардан ташқари эркин электронлар ҳам мавжуд. Эркин электронлар магнит майдон таъсирида берк траекториялар бўйича ҳаракат қилади. Бу эса кўшимча диамагнетизмнинг вужудга келишига сабаб бўлади. Бу диамагнетизмни *Ландау диамагнетизми* дейилади. Иккинчи томондан, эркин электронлар спин магнит моментига эга бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида спин магнит моментлари майдон бўйлаб йўналади. Бунинг натижасида вужудга келувчи қўшимча парамагнетизм *Паули парамагнетизми* дейилади.

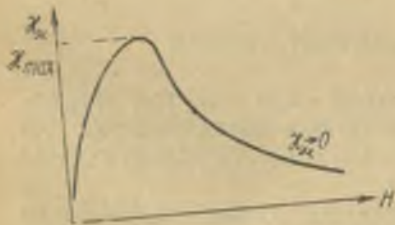
## 5-§. Ферромагнетиклар

Магнетиклар ичида бир группаси ўзларининг магнит хусусиятлари билан бошқа моддалардан кескин ажралиб туради. Бу магнетикларни *ферромагнетиклар* деб аташ

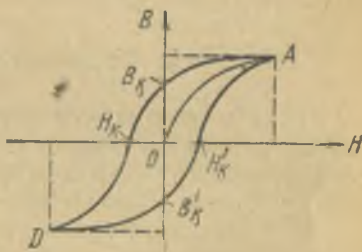
одат бўлган. Бу ном латинча Ferrum (темир) деган сўздан келиб чиққан, чунки ферромагнетиклик хусусиятлари биринчи марта темир ва унинг рудаларида аниқланган. Ферромагнетикларнинг асосий хусусиятлари қуйидагилардан иборат:

1. Ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги  $\epsilon_m$  ташқи магнит майдонга боғлиқ.  $\epsilon_m$  нинг  $H$  га боғлиқлиги шу билан характерланадики (11.6- расм),  $H$  ортиши билан  $\epsilon_m$  дастлаб тез сураёт билан ўсади. Максимумга эришгач,  $H$  нинг янада ортиши билан  $\epsilon_m$  қийматининг камайиши кузатилади. Ташқи майдоннинг ниҳоят катта қийматларида эса  $\epsilon_m$  нолга интилади.

2. Ферромагнетикдаги магнит майдон индукциясининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ равишда ўзгариши 11.7- расмдаги  $OA$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Шундан кейин  $H$  ни камайтира бошласак, ферромагнетикдаги  $B$  нинг қиймати  $AO$  чизиқ бўйлаб камаймасдан, балки янги  $AB_k$  эгри чизиқ бўйлаб камаяди.  $H = 0$  бўлганда ҳам ферромагнетикдаги магнит майдон йўқолмайди,  $OB_k$  кесма билан ифодаланувчи қолдиқ индукция сақланиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, ферромагнетикни магнитловчи ташқи майдон таъсири бутунлай тўхтатилганда ҳам ферромагнетикдаги магнитланиш векторининг қиймати нолдан фарқли бўлади. Бу қийматни, одатда, қолдиқ магнитланиш деб ҳам аталади. Қолдиқ индукция  $B_k$  ни йўқотиш учун магнитловчи майдон  $H$  нинг йўналишини тескари томонга ўзгартириш керак.  $H = H_k$  да қолдиқ индукция бутунлай йўқолади.  $H_k$  нинг қиймати (расмда  $OH_k$  кесма билан ифодаланган) коэрцитив куч дейилади.



11.6- расм.



11.7- расм.

Тескари йуналишдаги магнитловчи майдон  $H$  янада ортира борилганда ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  ҳам ҳам тескари йуналишда  $H_k D$  эгри чизиқ буйлаб ортиб боради. Шундан кейин магнитловчи майдонни янада ўзгартириш натижасида  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлиги  $DB' H'_k A$  эгри чизиқ буйлаб содир бўлади. Бу баён этилган тажриба натижаларидан кўриниб турибдики, ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  нинг қиймати магнитловчи ташқи майдон  $H$  нинг ўзгаришига монанд равишда ўзгармасдан, балки ферромагнетик бундан олдинги пайтларда магнит майдоннинг таъсирига учраганлигига ҳам боғлиқ. Бу ҳодисани *магнит гистерезиси* деб аталади („гистерезис“ — кечикиш, орқада қолиш деган маънони англатади).  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлигини ифодаловчи  $ADA$  ёпиқ чизиқ эса *гистерезис сиртмоғи* деб аталади. Шундай қилиб, ферромагнетиклар қолдиқ магнитланишга эга бўлади.

3. Ҳар бир ферромагнетик *Кюри нуқтаси* ( $T_k$ ) деб аталган аниқ бир температурада ўзининг ферромагнетиклик хусусиятларини йўқотади. Темир учун  $T_k$  нинг қиймати 1043 К, никель учун эса 631 К га тенг.  $T_k$  дан юқори температураларда ферромагнетик оддий парамагнетикка айланади ва магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги

$$\varepsilon_m = \frac{C}{T - T_k} \quad (11.29)$$

формула билан ифодаланади. Бу формуланинг (11.28) га ўхшашлиги бор, фақат „келиб чиқиши ферромагнит бўлган парамагнетик“ учун температура тушунчаси 0 К дан эмас, балки  $T_k$  дан бошланиши лозим.

## 6-§. Ферромагнетизмнинг табиати

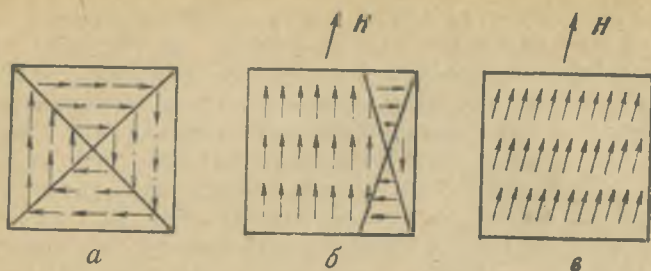
Нима учун олдинги параграфда баён этилган ферромагнетикларнинг хусусиятлари бошқа магнетикларда содир бўлмайди? Бошқача қилиб айтганда, ферромагнетизмнинг табиати нимадан иборат?

Бу саволларга жавоб қидиришда баъзи тажрибалар натижаларига мурожаат этайлик: 1) Ферромагнетикларнинг яққол вакили темирнинг газсимон ҳолатдаги атомларида ферромагнетик хусусиятлари эмас, балки диамагнетик



тиклик ёки кучсизгина парамагнетиклик хусусиятлари кўзатилади. Демак, ферромагнетизм фақат қаттиқ ҳолатдаги темирнинг, яъни темир кристаллининг хусусиятидир; 2) Ферромагнит элементлар атомларининг магнит моментларини ўлчаш натижасида, уларнинг қиймати парамагнит элементлар атомларининг магнит моментларидан деярли фарқ қилмаслиги аниқланди. Ниҳоят кучли майдонларда парамагнетик жуда оз магнитланади, ферромагнетик эса унчалик кучли бўлмаган магнит майдонларда ҳам катта магнитланишга эришади. Демак, ферромагнетизмнинг табиатини парамагнит эффект туфайли тушунтириб бўлмайди; 3) Эйнштейн ва де Гааз ҳамда Иоффе ва Капица томонидан ўтказилган тажрибаларда ферромагнит жисмлар учун механик ва магнит моментлар орасида боғланиш мавжудлиги аниқланди. Бу тажрибаларда топилган гирромагнит нисбатнинг қиймати электроннинг орбитал гирромагнит нисбати  $\Gamma_{орб}$  дан икки марта катта бўлиб чиқди. Тажриба натижасини тушунтириш учун спин тушунчаси киритилди. Ҳақиқатан, тажрибаларда топилган қиймат электроннинг спин гирромагнит нисбати  $\Gamma_{сп}$  га тенг. Бундан, ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари бу моддалар таркибидаги электронларнинг орбитал магнит моменти билан эмас, балки спин магнит моменти билан боғлиқ бўлса керак, деган хулосага келиш мумкин.

Кейинчалик, квант механикасининг ривожланиши натижасида ферромагнетизм табиатини тушунтирувчи назария яратилди. Шу назариянинг асослари билан танишайлик. Ферромагнит кристаллининг панжарасидаги атомлар ўзаро бир-бири билан жуда кучли таъсирлашади. Бу таъсирлашув, асосан, четки қобикдаги электронлар орқали содир бўлади. Кристаллдаги қўшни атомларнинг электрон қобиклари бир-бирининг ичига кириб боради, натижада атомлар бир-бири билан электронлар алмашиш имкониятига эга бўлади. Бу таъсирлашув натижасида вужудга келадиган ўзаро алмашинувчи кучлар туфайли электронларнинг спин магнит моментлари ўзаро параллел жойлашади. Натижада ферромагнетик ичида шундай соҳачалар мавжуд бўладики, бу соҳачалардаги спин магнит моментлар ўз-ўзидан (спонтан равишда) бир томонга йўналган бўлади. Бу соҳачаларни *доменлар* деб аталади. Доменларнинг ўлчамлари  $10^{-3}$  —  $10^{-4}$  см чамасида бўлади. Турли доменларнинг магнит моментлари турлича йўналган бўлиб, ташқи магнит майдон бўлмаган ҳолда ферромагнит парчасидаги барча доменлар магнит моментларининг вектор йиғиндиси нолга



11.8- расм.

тенг бўлади (11.8- *a* расмга қаранг). Шунинг учун ҳар бир домендаги магнитланиш жуда кучли бўлишига қарамасдан ферромагнетик парчаси магнитланмаган бўлади.

Энди ташқи магнит майдоннинг ферромагнетикка таъсири билан танишайлик. Ташқи майдон кучланганлиги унчалик катта бўлмаганда, доменлар чегараларининг силжиши содир бўлади. Бунда магнит моментларининг йўналишлари ташқи майдон йўналишига яқинроқ бўлган доменлар бошқа доменлар ҳисобига катталашади. (11.8-*b* расмга қаранг).

Ташқи магнит майдонни орттирсак, доменлар чегарасининг ўзгаришидан ташқари доменларнинг шундай бурилиши содир бўладик, натижада доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон бўйлаб йўналиб қолади (11.8-*v* расмга қаранг). Бу вазиятни *магнитланишнинг техник тўйиниши* деб аталади. Техник тўйиниш содир бўлгач, магнит майдоннинг янада ортиши натижасида магнитланишнинг бир оз ортиши кузатилади. Бу процессни *парапроцесс* деб аталади. Техник тўйиниш процессида кристаллдаги барча доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон йўналишида жойлашиб қолган бўлса, парапроцесс қандай сабаблар туфайли вужудга келади?

11.8-*v* расмда схематик тарзда тасвирланган техник тўйиниш ҳақиқий манзаранинг биринчи яқинлашишдаги тасвиридир, чунки ҳар бир домендаги барча спин магнит моментларнинг мутлақ бир томонга йўналиши, яъни домендаги спонтан магнитланишнинг максимал қийматга эришиши фақат 0 К дагина содир бўлади. Ҳақиқатан, 0 К дан фарқли температураларда исенқлик ҳаракат энергияси нолга тенг бўлмайди. Шунинг учун исенқлик ҳаракат энергиясининг «бузувчилик» таъсири туфайли доменлар ичидаги

баъзи спин магнит моментлар ташқи майдон йўналишига антипараллел йўналиб қолади (спин магнит момент ташқи магнит майдонда фақат икки йўналишни, яъни параллел ёки антипараллел йўналишни эгаллаши мумкинлигини эсланг). Демак,  $0\text{ K}$  дан фарқли температураларда доменнинг натижавий магнит моменти, яъни спонтан магнитланиши максимал қиймат (тўйиниш)га эришмайди. Температура ортган сари иссиқлик ҳаракатининг «бузувчилик» таъсири янада кучаяди. Температура  $T_K$  (Кюри нуқтаси) га тенг бўлганда доменларнинг спонтан магнитланиши бутунлай йўқолади. Бошқача қилиб айтганда, ҳар бир домен ичидаги параллел ва антипараллел спинлар сони тенглашиб қолади.

Кучли ташқи магнит майдон иссиқлик ҳаракатининг «бузувчилик» таъсирини камайтиради:  $H$  га антипараллел бўлган баъзи спин магнит моментлар параллел йўналишни эгаллайди, бу эса магнитланишнинг янада ортишига сабабчи бўлади. Ташқи магнит майдон сусайганда юқорида қайд қилинган процесслар қисман қайтмас бўлганликлари учун гистерезис ҳодисаси, ташқи майдон таъсири бутунлай тўхтатилганда эса қолдиқ магнитланиш кузатилади.

Магнитланиш жараёнида моддаларнинг шакли ва ўлчамлари ўзгаради. Бу ҳодиса *магнитострикция* деб аталади. Ферромагнетикларда магнитострикция бошқа магнетикларга нисбатан сезиларли даражада бўлади. Жисмнинг нисбий узайиши  $\lambda = \frac{\Delta l}{l}$  магнитострикция доимийси дейилади, унинг қиймати унчалик катта эмас. Масалан, никель учун  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Табиатда бир группа моддалар бор эканки, уларни антиферромагнетиклар деб аталади. Бу моддаларнинг кристалл панжарасини бир-бирининг орасига кирган иккита панжаранинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Ҳар бир панжара таркибидаги ионларнинг спинлари параллел жойлашган бўлади. Лекин биринчи ва иккинчи панжаранинг спинлари қарама-қарши бўлади. Шунинг учун ташқи майдон таъсир этмаган антиферромагнетикнинг умумий магнит моменти нолга тенг. Ташқи майдон таъсирида бир қисм спинлар йўналишини ўзгартириши натижасида антиферромагнетикнинг магнитланиши содир бўлади. Антиферромагнетикларнинг хусусиятлари бирор температурадан юқори температураларда йўқолади. Бу температурани антиферромагнетикнинг Кюри нуқтаси деб аталади. Агар антиферромагнетикнинг айрим (яъни бир-бирининг орасига кирган биринчи ва иккинчи) панжараларининг магнит мо-



ментлари тенг бўлмаса, антиферромагнетикнинг умумий магнит моменти нолдан фарқли бўлиб, унинг қиймати ферромагнетик магнит моментининг қийматига яқинлашиб қолади. Бундай моддаларни ферромагнетиклар ёки оддийгина ферритлар деб аталади. Ферритлар яримўтказгичлар бўлиб, уларнинг солиштирама электр қаршиликлари металл ферромагнетикларникига қараганда анча катта бўлади. Масалан, темирнинг солиштирама қаршилиги  $8,5 \cdot 10^{-8}$  Ом·м бўлса, ферритларнинг солиштирама қаршилиги  $10^4$ дан  $10^7$  Ом·м гача ўзгаради. Ўзларнинг бу хусусиятлари туфайли ферритлар ҳозир техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

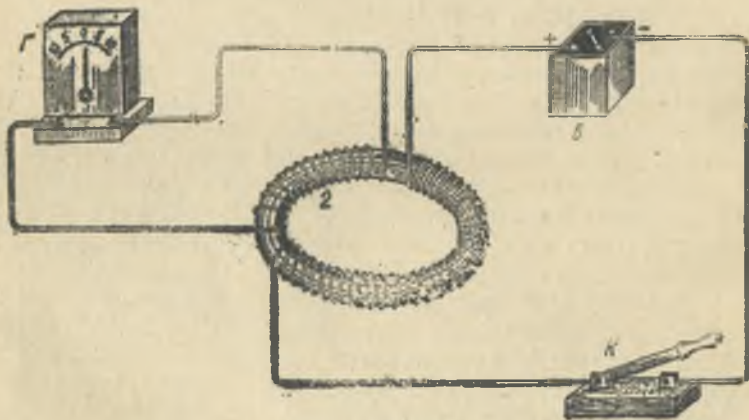
## Ўн иккинчи боб

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

#### 1-§. Электромагнит индукция ҳодисаси

Эрстед электр токи магнит майдонни вужудга келтиришини аниқлагандан сўнг, кўпчилик олимлар „тескари“ эффектни қидира бошлашди, яъни магнит майдон электр токини вужудга келтирмасмикан, деган саволга жавоб қидира бошлашди.

Бу саволга ўн йил давом этган изланишлардан сўнг Фарадей жавоб топди. Фарадей тажрибасида қўлланилган қурilmанинг схемаси 12.1-расмда тасвирланган.

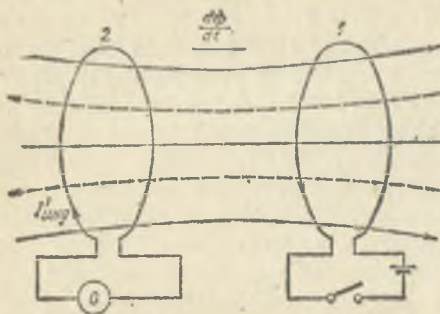


12.1- расм.

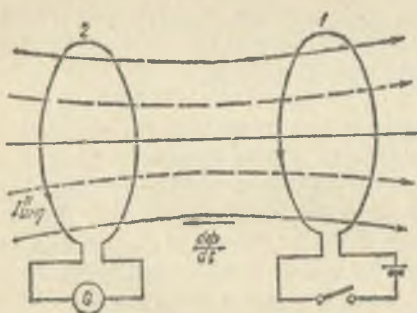
Бир-бирдан изоляцияланган икки ўрам сим олиггаи. Биринчи ўрамни калит ( $K$ ) орқали ўзгармас ток манбаи ( $B$ ) га уланади. Иккинчи ўрамнинг учлари эса гальванометр ( $G$ ) га уланган. Биринчи ўрамдан ўтаётган ток кучи ўзгармаганда икинчи ўрамда ҳеч қандай ток вужудга келмаган. Лекин биринчи ўрамни ток манбаига улаш ва узиш вақтида иккинчи ўрамда қисқа муддатли электр токи қайд қилинган. Фарадей бу токни *индукцион ток* деб атади.

*Электромагнит индукцияси* деб аталган ҳодиса биринчи марта шу усулда кузатилган эди. Кейинчалик, Фарадей электромагнит индукция ҳодисасини турли вариантлардаги тажрибаларда ҳам амалга оширди. Масалан, биринчи ўрамдан ўтаётган ток кучини реостат ёрдамида ўзгартириш, ўрамларни бир-бирига нисбатан ҳаракат қилдириш, ўрамларни бир-бирига нисбатан буриш орқали ҳам электромагнит индукция ҳодисасини кузатиш мумкин бўлди. Бундан ташқари Фарадей биринчи ўрам ўрнига узун стержень шаклидаги доимий магнитдан ҳам фойдаланди. Доимий магнитни ғалтак (ўрам) ичида ҳаракатлантирганда ўрам учларига уланган гальванометр индукцион ток вужудга келганлигини қайд қилган. Фарадей ўз тажрибаларини таҳлил қилиб қуйидаги хулосага келди: *Берк контур билан чегараланган юзни кесиб ўтувчи магнит оқимининг ўзгариши (бу ўзгариш қандай усул билан амалга оширилишидан қатъи назар) натижасида контурда индукцион ток вужудга келади.* Токнинг қиймати магнит оқимининг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ.

Индукцион ток йўналишининг бу токни вужудга келтирувчи сабабга, яъни магнит оқимининг ўзгаришига боғлиқлигини Ленц текширди ва қуйидаги қондани аниқлади: *индукцион ток шундай йўналган бўладики, унинг хусусий магнит оқими бу токни вужудга келтираётган (индукцияловчи) магнит оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади.* Бу қонун *Ленц қондаси* деб аталади. Фарадейнинг тажрибасидаги индукцион ток йўналишини бу қонда асосида таҳлил қилайлик. Биринчи ўрамни манбага улаш жараёнида ток кучининг қиймати нолдан  $I$  гача ортиб боради. (12.2-расмга қаранг). Шунинг учун уланиш вақтида магнит оқимининг ўзгариши 0 дан  $\Phi$  гача ортиб боришдан иборат бўлади. Бу ҳолда магнит оқимининг орттирмаси  $d\Phi$  мусбат қийматга эга бўлганлиги учун, одатда,  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг йўналишини  $\Phi$  нинг йўналиши (расмдаги



12.2- расм.



12.3- расм.

узлуксиз чизиқлар) билан бир хил деб қаралади. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I'_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши шундай бўлар эканки, бу ток туфайли вужудга келаётган магнит оқими ( $\Phi'_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши (расмдаги пунктир чизиқлар) биринчи ўрамдаги ток вужудга келтираётган магнит оқимига қарши йўналган бўлади.

Энди, биринчи ўрамни манбадан узиш жараёнини кўрайлик (12.3-расмга қаранг). Бунда ток кучи  $I$  дан  $0$  гача камаяди. Шунинг учун узилиш вақтида магнит оқими  $\Phi$  дан  $0$  гача камаяди. Бу ҳолда магнит оқимининг орттирмаси

манфий бўлгани учун,  $\frac{d\Phi}{dt}$  ва  $\Phi$  йўналишлари тескаридир. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I''_{\text{инд}}$ ) нинг йўналиши шундай бўладики, бу ток вужудга келтираётган магнит оқими ( $\Phi''_{\text{инд}}$ ) биринчи ўрамдаги ток туфайли вужудга келган магнит оқимининг камайишини тўлдиришга ҳаракат қилади, яъни  $\Phi''_{\text{инд}}$  ва  $\Phi$  бир томонга йўналган бўлади.

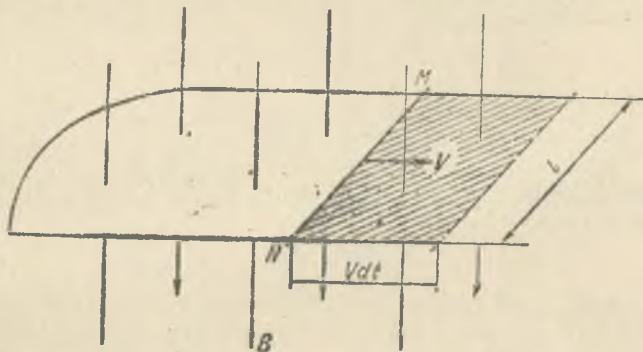
Демак, иккала ҳолда ҳам индукцион ток туфайли вужудга келган хусусий магнит оқимлари ( $\Phi_{\text{инд}}$  ва  $\Phi''_{\text{инд}}$ ) индукцион токнинг вужудга келишига сабабчи бўлаётган  $\frac{d\Phi}{dt}$  ларга қарши йўналган. Шунинг учун Ленц қондасини мазмунан юқоридаги таърифга зид бўлмаган, лекин қуйидаги қулайроқ шаклда таърифлаш ҳам мумкин: *Берк контурда ҳосил бўлган индукцион ток шундай йўналганки, ин-*



дукцияловчи магнит оқими кўпаяётганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришга ва аксинча, камаяётганда уни кўпайтиришга интилади.

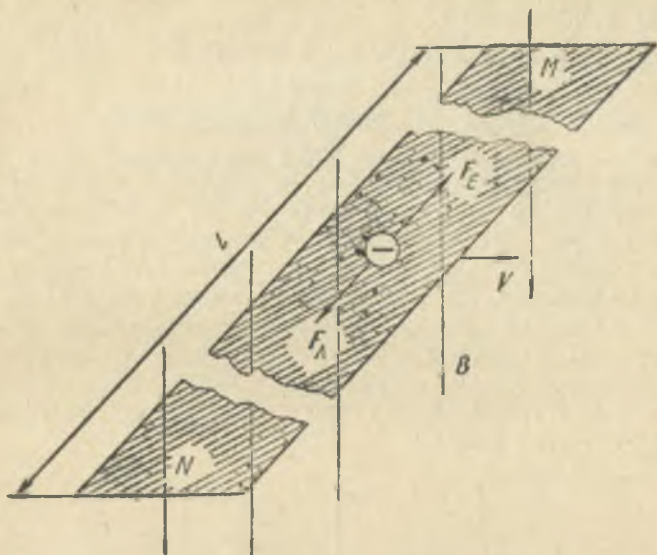
## 2-§. Индукция электр юритувчи кучи

Электромагнит индукция ҳодисаси туфайли бирор берк контурда электр токи қайд қилинаётганлиги, шу контурда индукция электр юритувчи кучи таъсир этаётганлигидан далолат беради. Индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши билан танишайлик. Олдин бир хусусий ҳолни қараб чиқамиз. Йўналиши ва катталиги ўзгармас бўлган магнит майдонда бирор берк контур жойлашган бўлсин (12. 4-рasm). Контурни тешиб ўтувчи магнит оқимининг ўзгариши контур билан чегараланган юзнинг ўзгариши туфайли, яъни контурнинг бирор қисмининг ҳаракати туфайли содир бўлаётган бўлсин.



12.4- расм.

Агар контурнинг қўзғалувчи қисми ҳаракат қилмаса, электромагнит индукция ҳодисаси рўй бермайди. Демак, ушбу текшириляётган ҳолда индукция электр юритувчи кучи контурнинг қўзғалувчи қисмининг ҳаракати туфайли, аниқроқ айтганда, магнит индукция чизиқларини кесиб ўтиши туфайли вужудга келади, дейишимиз мумкин. Шунинг учун узунлиги  $l$  бўлган ўтказгичнинг магнит майдонда  $d$  тезлик билан ҳаракатланишини текширайлик (12. 5-рasm). Магнит майдон ўтказгич ҳаракатланаётган текисликка перпендикуляр бўлсин. Ўтказгич билан биргаликда унинг таркибидаги эркин электронлар ҳам  $v$  тезлик билан ҳаракат-



12.5- расм.

ланади. Шунинг учун бу электронларга Лорентц кучи таъсир этади:

$$F_L = e v B \quad (12.1)$$

Лорентц кучи таъсирида электронлар ўтказгичнинг  $M$  учидан  $N$  учи томон силжийди. Бу эса ўтказгичнинг  $M$  учидан электронларнинг етишмаслигига, яъни мусбат зарядланишига ва  $N$  учидан ортиқча электронларнинг тўпланишига, яъни манфий зарядланишига сабабчи бўлади. Натижада кучланганлиги

$$E = \frac{\varphi_M - \varphi_N}{l} \quad (12.2)$$

булган электр майдон вужудга келади. (12.2) да  $\varphi_M$  ва  $\varphi_N$  лар мос равишда ўтказгичнинг  $M$  ва  $N$  учларининг потенциаллари. Бу майдон туфайли электронларга миқдори

$$F_E = eE \quad (12.3)$$

булган электр кучи таъсир этади. Электр ва Лорентц кучларининг йўналишлари қарама-қарши. Шунинг учун улар-

нинг миқдорлари тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келади, яъни:

$$eE = -evB,$$

бундан

$$E = -vB. \quad (12.4)$$

(12.2) ва (12.4) ларни таққослаш натижасида

$$\varphi_M - \varphi_N = -vBl \quad (12.5)$$

эканлигини топамиз. Демак, магнит майдондаги контурнинг ҳаракатлаувчи қисмини ток манбаи деб қараш мумкин. Бу ток манбаи электромагнит индукция ҳодисаси туфайли вужудга келганлиги учун, унинг электр юритувчи кучини индукция электр юритувчи кучи деб аталади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -vBl. \quad (12.6)$$

Бу ифодани  $dt$  га кўнайтирайлик ва бўлайлик:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -B \frac{lv dt}{dt} = -B \frac{dS}{dt},$$

бунда  $dS = lvdt$  контур билан чегараланган юзнинг  $dt$  вақт ичидаги ўзгариши. Агар  $BdS$  контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимининг ўзгариши  $d\Phi$  эканлигини ҳисобга олсак, индукция электр юритувчи кучи қуйидаги ифода билан аниқланади:

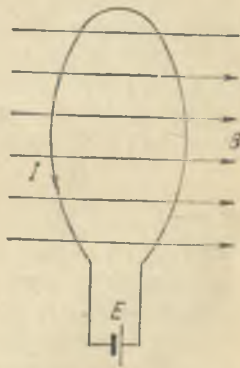
$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.7)$$

Бу ифодадаги минус ишора *индукция электр юритувчи кучи* ва  $\frac{d\Phi}{dt}$

нинг йўналишлари чап винт қоида-си асосида боғланганлигини билдиради. (12.7) ифода Фарадей —

Максвелл қонуни деб аталади. Демак, Фарадей — Максвелл қонунига асосан индукция электр юритувчи кучи контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимининг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ, холос.

Энди, умумийроқ ҳолни кўрайлик. Магнит майдонда жойлашган ихтиёрий шаклдаги контур электр



12.6-расм.



юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўлган манбага уланган бўлсин (12.6-расм.) Бу манбанинг  $dt$  вақт ичида бажарган тўлиқ иши

$$A = \mathcal{E} Idt \quad (12.8)$$

бўлади. Бу ишнинг бир қисми электр қаршилиги  $R$  бўлган контурдан жоуль иссиқлиги ( $Q$ ) сифатида ажралиб чиқади:

$$A_1 = Q = I^2 R dt. \quad (12.9)$$

Қолган қисми эса магнит майдондаги токли контурни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кўчириш учун сарф бўлади. Бунда бажарилган иш (10.31) га асосан:

$$A_2 = Id\Phi. \quad (12.10)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$A = A_1 + A_2$$

ёки

$$\mathcal{E} Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (12.11)$$

Теңгламанинг икки томонини  $Idt$  га бўлсак:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt},$$

бундан

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (12.12)$$

Демак, магнит майдонда токли контур вазиятининг ўзгариши бу контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришига сабабчи бўлаётган бўлса, контурда қўшимча электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу электр юритувчи куч — индукция электр юритувчи кучидир:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.13)$$

Шундай қилиб, Гельмгольц томонидан энергиянинг сақланиш қонуни асосида топилган индукция электр юритувчи кучнинг ифодаси (12.7) ифода билан бир хил бўлиб чиқди. Шунинг учун *Фарадей — Максвелл қонуни контур юзи орқали ўтувчи магнит оқимининг ҳар қандай ўзгариши учун ўринлидир.*

Индукция электр юритувчи кучнинг СИ системадаги ўлчов бирлигини топайлик:

$$[\mathcal{E}_{\text{инд}}] = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{Вб}{с} = \frac{Тл \cdot м^2}{с}. \quad (12.14)$$

Лекин

$$T_{л} = \frac{Н \cdot м}{А \cdot м^2} = \frac{Ж}{А \cdot м^3} = \frac{Л \cdot В \cdot с}{А \cdot м^2} = \frac{В \cdot с}{м^2}.$$

Буни (12.14) га қўйсак:

$$[\mathcal{E}_{\text{инд}}] = \frac{В \cdot с}{м^2} \cdot \frac{м^2}{с} = В \quad (12.15)$$

келиб чиқади. Демак, контур юзи орқали ўтувчи магнит оқими  $I$  Вб/с тезлик билан ўзгарса, контурда вужудга келаётган индукция электр юритувчи кучи  $I$  В га тенг бўлади.

### 3-§. Ўзиндукция ва ўзароиндукция

Контурдан оқаётган ток кучи ўзгарса, бу ток вужудга келтираётган магнит оқими ҳам ўзгаради. Бу ўзгарувчан магнит оқими худди шу контур юзини тешиб ўтяпти. Электромагнит индукция ҳодисасининг асосий қонунига асосан, контур юзи орқали ўтаётган магнит оқими ўзгарган барча ҳолларда индукция электр юритувчи кучи вужудга келиши лозим. Шунинг учун контурдан оқаётган ток кучининг ўзгариши натижасида ҳам, худди шу контурнинг ўзида электромагнит индукцияси рўй беради. Бу ҳодисани ўзиндукция ҳодисаси дейилади.

Масалан, контурни (ғалтакни) ўзгармас ток манбаига улаш ёки узиш вақтида шу контурнинг ўзида ўзиндукция ҳодисаси кузатилади. Ўзгарувчан ток манбаига уланган контурда ҳам ўзиндукция содир бўлади.

Контурдан ўтаётган ток туфайли вужудга келаётган магнит оқими ток кучига пропорционал, яъни:

$$\Phi = LI, \quad (12.16)$$

бу ерда  $L$  — контурнинг индуктивлиги, у контурнинг шакли ва ўлчамлари, ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ катталиқ. Контур жойлашган муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги ўзгармаса, аynи контурнинг индуктивлиги ҳам ўзгармас катталиқ бўлади. СИ системада индуктивликнинг ўлчов бирлиги *генри* (Гн) деб аталади:

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{Вб}{А} = Гн. \quad (12.17)$$

СГСМ системада индуктивлик см ҳисобида ўлчанади. СИ ва СГСМ системаларидаги индуктивликнинг ўлчов бирликлари орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$1 \text{ Гн} = 10^9 \text{ см.} \quad (12.18)$$

Мисол тариқасида, узунлиги  $l$ , ўрамлар сони  $n$  бўлган соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблайлик. Агар соленоид етарлича узун бўлса, унинг ичидаги магнит майдон индукцияси  $B = \mu_0 \mu I \cdot \frac{n}{l}$  га тенг. Соленоиднинг ҳар бир ўрами орқали ўтаётган магнит оқими  $\Phi = B \cdot S$  бўлганлиги учун соленоиднинг барча  $n$  ўрами орқали ўтувчи тўла оқим

$$\Phi_c = n\Phi = n\mu_0 \mu I \frac{n}{l} S = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \cdot I$$

га тенг бўлади. Бу ифодани (12.16) билан таққослаш натижасида соленоиднинг индуктивлиги

$$L_c = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \quad (12.19)$$

ифода билан аниқланишини топамиз.

Ўзиндукция электр юритувчи кучининг қиймагини топиш учун Фарадей — Максвелл қонунига асосан, (12.16) дан вақт бўйича ҳосила олиш керак. Контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлган ҳол учун ўзиндукция электр юритувчи кучи

$$\mathcal{E}_{\text{ўзнд.}} = - \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (12.20)$$

ифода билан аниқланади. *Демак, индуктивлиги 1 генри бўлган контурдан ўтаётган ток кучи 1 секундда 1 амперга ўзгарса, контурда 1 вольт ўзиндукция электр юритувчи кучи вужудга келади.* Бир-биридан унчалик узоқ жойлашмаган икки контурнинг ўзаро индукцияси деганда контурлардан бири орқали ўтаётган ток кучининг ўзгариши натижасида иккинчи контурда индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши тушунилади.

Биринчи контурда оқаётган ток кучининг  $dI_1$  га ўзгаруви иккинчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқимини

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \quad (12.21)$$

га ўзгартиради. Бу эса ўз навбатида иккинчи контурда

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (12.22)$$



индукция электр юритувчи кучини вужудга келтиради. Худди шунингдек, иккинчи контурдан оқаётган ток кучининг  $dI_2$  га ўзгариши туфайли биринчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқими,

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_2 \quad (12.23)$$

га ўзгаради. Натижада биринчи контурда

$$\mathcal{E}_1 = - \frac{d\Phi_{12}}{dt} = - L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (12.24)$$

индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Бу ифодалардаги  $L_{12}$  ва  $L_{21}$  лар контурларнинг ўзаро индуктивлиги деб аталади. Тажрибаларда ҳам, назарий йўл билан ҳам

$$L_{12} = L_{21}$$

эканлиги исбот этилган. Контурларнинг ўзаро индуктивлиги контурларнинг геометрик шакли, ўлчамлари ва уларнинг бир-бирига нисбатан вазиятига, ҳамда контурларни ўраб турган муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлади.

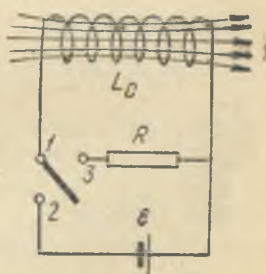
#### 4-§. Магнит майдон энергияси

Магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун схемаси 12.7-расмда тасвирланган занжирдан фойдаланайлик. Қадат билан 1 ва 2 клеммаларни туташтирсак, электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўлган ток манбаи ва индуктивлиги  $L_c$  бўлган соленоиддан иборат занжир вужудга келади. Бу занжирдан ўтаётган ток кучи  $I$  бўлганда соленоид ичидаги магнит майдон индукцияси

$$B = \mu_0 \mu I \frac{n}{l} \quad (12.25)$$

ифода билан аниқланар эди. Бунда  $n$  — соленоиддаги ўрамлар соми,  $l$  — соленоиднинг узунлиги.

Агар 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узиб 1 ва 3 клеммаларни уласак, индуктивлик  $L_c$  ва актив қаршилик  $R$  дан иборат берк контур вужудга келади. Ток манбаи  $\mathcal{E}$  бу контурдан ташқарида қолганлигига қарамасдан занжирдаги ток бирданга йўқолмайди. Бунинг сабаби ток манбаини зан-



12.7-расм.

жирдан ажратиш процессида ( $I$  ва  $2$  контактни узиш) ўзиндукция ҳодисасининг вужудга келишидир. Ўзиндукция электр юритувчи кучи ( $\mathcal{E}_{\text{ўзинд}}$ ) бирор чекли вақт давомида  $L_c$  ва  $R$  дан иборат берк контурда  $I$  дан  $0$  гача камайиб борувчи токнинг оқиб туришини таъминлайди. Бу ток туфайли  $dt$  вақт ичида бажарилган иш

$$dA = \mathcal{E}_{\text{инд.}} \cdot I \cdot dt = - \frac{d\Phi_c}{dt} I dt = - I d\Phi_c \quad (12.26)$$

га тенг. Лекин соленоиддан ўтувчи тўла оқимнинг ўзгариши  $d\Phi_c = L_c dI$  бўлганлиги учун (12.26) ни қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = - L_c I dI. \quad (12.27)$$

Бу ифодани ток кучининг ўзгариш чегараларида, яъни  $I$  дан  $0$  гача бўлган интервалда интегралласак, занжирни узиш вақтида йўқолган магнит майдон энергияси ҳисобига бажарилган ишни, яъни жоуль иссиқлигига айланган энергияни топамиз:

$$A = \int_I^0 dA = - \int_I^0 L_c I dI = \frac{L_c I^2}{2}. \quad (12.28)$$

Бу иш бажарилганда соленоид билан боғлиқ бўлган магнит майдон йўқолади. Демак, магнит майдон энергияси

$$W_M = \frac{L_c I^2}{2} \quad (12.29)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Бу ифодадаги соленоиднинг индуктивлиги  $L_c$  ўрнига унинг (12.19) ифода билан аниқланувчи қийматини ва  $I$  ўрнига (12.25) дан топиладиган

$$I = \frac{BI}{\mu_0 \mu n}$$

қийматни қўйсак:

$$W_M = \mu_0 \mu \frac{n^2 S}{2l} \left( \frac{B \cdot l}{\mu_0 \mu n} \right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} S \cdot l = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \cdot V. \quad (12.30)$$

Етарлича узун соленоиднинг магнит майдони фақат соленоид ичидаги  $V = Sl$  ҳажмда мужассамлашган деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун (12.30) ифодани соленоид ҳажми  $V$  га бўлсак, бирлик ҳажмга мос келувчи магнит майдон энергиясининг ифодаси келиб чиқади:

$$w_M = \frac{W_M}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}. \quad (12.31)$$

Бу ифодани, одатда, магнит майдон энергиясининг зичлиги деб аталади. Магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги ўзаро

$$B = \mu_0 \mu H$$

ифода орқали боғланганлиги учун магнит майдон энергияси зичлигини аниқловчи (12.31) ифода қуйидаги кўринишларда ҳам ёзилиши мумкин:

$$\omega_M = \frac{B \cdot H}{2} \quad (12.32)$$

ёки

$$\omega_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (12.33)$$

### 5-§. Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий тоқлар

Электромагнит индукция ҳодисасининг бир хусусий ҳолини кўрайлик. Контур қўзғалмас бўлсин. Контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгариши вақт давомида ўзгарувчан магнит майдон туфайли содир бўлаётган бўлсин. Умуман, магнит майдон индукцияси  $B$  вақт ва координатанинг функциясидир. Контур қўзғалмас бўлганлиги учун (яъни контурни бирор саноқ системадаги ўрнини белгиловчи координаталар вақт ўтиши билан ўзгармас бўлганлиги учун) магнит майдоннинг ўзгариши магнит индукция векторидан вақт бўйича олинган ҳосила  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали характерланади. Шунинг учун кўрилатган ҳолда контурда вужудга келаётган индукцион электр юритувчи куч ҳам  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали ифодаланиши мумкин. Ҳақиқатан, контур юзи  $S$  орқали ўтувчи  $\Phi$  магнит оқими магнит майдон индукцияси ( $B$ ) орқали

$$\Phi = \int_S B_n dS,$$

шаклда ифодаланишидан фойдаланиб, индукцион электр юритувчи кучнинг ифодасини қуйидагича ёза оламиз:

$$\mathcal{E}_{\text{инд.}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (12.34)$$

Иккинчи томондан, магнит майдон фақат қўзғалувчи зарядларгагина таъсир қилар эди. Биз текшираётган ҳолда

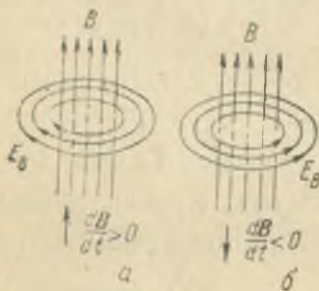


контур қўзғалмас бўлганлиги учун контур таркибидаги ток ташувчиларга (контур ўтказгичдан ясалган ҳолда ток ташувчилар — электронлардир) магнит кучлари таъсир этмайди. Лекин ўтказгичдан ясалган контурда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг ичида унинг эркин электронларини маълум йўналиш бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этувчи куч вужудга келганлигидан далолат беради.

Демак, магнит майдоннинг ўзгариши натижасида фазода индукцион электр майдон вужудга келади ва у ўтказгичдаги эркин электронларни тартибли ҳаракатга келтиради, деган хулосага келамиз. Бу майдон кучланганлик вектори  $E_B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси шу контурда вужудга келаётган индукция электр юритувчи кучига тенг, яъни:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint E_{Bl} dl. \quad (12.35)$$

Бу ифода ўзгарувчан магнит майдон туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари, қўзғалмас заряд электр майдонининг кучланганлик чизиқларидан фарқли равишда, берк экашлигидан далолат беради.



12.8- расм.

ди. Бошқача айтганда, индукцион электр майдон, худди магнит майдон сингари уюрмавий характерга эга бўлади.

$E_B$  чизиқлари  $\frac{\partial B}{\partial t}$  билан чап винт қондаси асосида боғланган (12.8-а ва б расмларга қаранг). Шунинг учун, одатда, бу майдонни уюрмавий электр майдон дейилади. Шуни ҳам қайд қилайликки, уюрмавий электр майдон фазонинг урганилаётган қисмида контур бў-

лиши ёки бўлмаслигидан қатъи назар вужудга келаверади. Лекин бу майдоннинг ҳосил бўлиши учун ўзгарувчи магнит майдон бўлиши шарт. Фазонинг айни қисмида контур жойлашган бўлса, у вужудга келган уюрмавий электр майдоннинг мавжудлигини сезишга ёрдам беради, ҳолос.

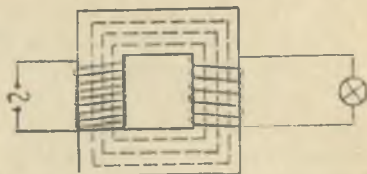
(12.34) ва (12.35) ифодаларни таққослаш натижасида қуйидаги муносабатни оламиз:

$$\oint_l E_{Bl} dl = - \int_s \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS \quad (12.36)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчи магнит майдон туфайли вужудга келган уюрмавий электр майдон кучланганлигининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси магнит индукция векторининг вақт давомида ўзгаришини характерловчи  $\frac{dB}{dt}$  векторнинг шу контурга тиралган ихтиёрий сирт орқали оқимнинг тескари ишора билан олинган қийматига тенг бўлади.

Уюрмавий электр майдон мавжуд бўлган фазо қисмига ўтказгичдан ясалган берк контур жойлаштирилса, майдон кучлари контурдаги эркин электронларни маълум йўналиш бўйлаб ҳаракат қилдиради. Натижада контурда уюрмавий ток вужудга келади. Бу токни индукцион ток деб аташ одат бўлган.

Масалан, ўзгарувчан ток трансформаторининг ишлаш принципи шу ҳодисага асосланган (12.9-рasm). Трансформаторнинг биринчи ўрами орқали ўтувчи ўзгарувчан электр токи ўзакда ўзгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Бу



12.9- рasm.

эса уюрмавий электр майдоннинг ҳосил бўлишига сабабчи бўлади. Трансформаторнинг иккинчи ўрамини ташкил этувчи ўтказгичдаги эркин электронлар уюрмавий электр майдон таъсирида тартибли ҳаракатга келиб, электр токни ҳосил қилади. Фазонинг уюрмавий электр майдон мавжуд бўлган қисмига контур эмас, балки яхлит ўтказгич парчаси жойлаштирилганда ҳам уюрмавий тоқлар пайдо бўлади. Бундай уюрмавий тоқлар уларни текширган олим шарафига *Фуко тоқлари* деб ҳам аталади. Яхлит ўтказгичнинг қаршилиги кичик бўлганлиги учун Фуко тоқлари ниҳоят катта қийматларга эришиши мумкин. Бу эса ўтказгичларнинг қизишига сабабчи бўлади (жоуль иссиқлиги ток кучининг квадратига пропорционал эди!). Фуко тоқларининг иссиқлик таъсиридан электрометаллургияда металлари эритишда фойдаланилади. Бунинг учун индукцион печканинг ўрами юқори частотали ўзгарувчан ток манбаига уланади. Ўрам ичига жойлашган металл ёхуд қотишмада вужудга келган Фуко тоқларининг иссиқлик таъ-

сири, ҳатто қийин эрийдиган қотишмаларни эритиш учун ҳам етарли бўлар экан. Бироқ Фуко тоқлари таъсирида ўтказгичларнинг қизиши кўп ҳолларда зарар келтиради. Масалан, ўрамларидан ўзгарувчан ток ўтадиган ғалтак ичидаги ферромагнетик ўзакларнинг қизиши трансформаторлар, турли хилдаги электромагнит аппаратлар ва механизмларнинг фойдали иш коэффициентининг камайишига сабабчи бўлади. Бу зарарнинг олдини олиш учун ўзаклар бир-биридан Фуко тоқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштириладиган юпқа изоляцияловчи қатламлар билан ажратилган пластинкалардан қатлам-қатлам қилиб ясалади.

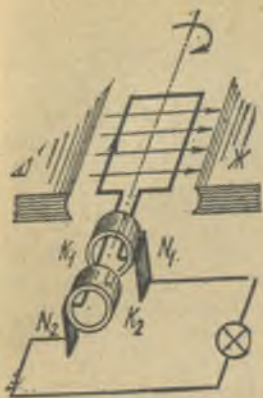
Асримизнинг иккинчи ярмидан бошлаб ферромагнетик ўзаклар ўрнида солиштирма қаршилиги катта бўлган *ферритларнинг* қўлланилиши Фуко тоқларининг иссиқлик таъсирини кескин камайтириш имкониятини берди. Баъзи бир ферритларнинг қаршилиги шу даражада каттаки, уларда Фуко тоқлари деярли вужудга келмайди.

Ленц қондасига асосан, Фуко тоқлари шундай йўналган бўладики, уларнинг хусусий магнит майдони Фуко тоқларини вужудга келтираётган сабабга қаршилик кўрсатади. Масалан, Фуко тоқлари ўзгармас магнит майдонда ҳаракатланаётган яхлит ўтказгичда пайдо бўлаётган бўлсин. Бу ҳолда Фуко тоқларига ташқи магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучлари яхлит ўтказгичнинг ҳаракатига қаршилик қилади.

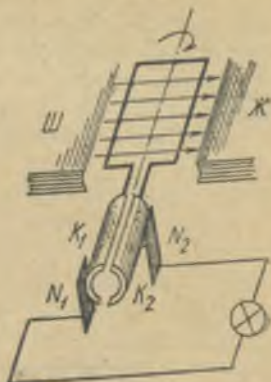
Бу ҳодисадан гальванометр стрелкаларини тезроқ тинчлантириш, яъни мувозанат вазиятига тезроқ қайтариш учун фойдаланилади.

Электромагнит индукцияси ҳодисаси билан танишувимизнинг ниҳоясида кундалик турмушда кенг фойдаланиладиган электр тоқини ҳосил қилувчи *генераторлар* устида қисқача тўхтаб ўтайлик. 12.10-расмда генераторнинг схематик тузилиши тасвирланган. Магнит майдон қўзғалмас магнит ёхуд электромагнит (бу қисмини *статор* деб аталади) туфайли ҳосил қилинади. Генераторнинг қўзғалувчи қисми ўтказгичлар ўрамидан иборат бўлади ва *якорь* деб аталади. Расмда якорь содалаштирилиб контур сифатида тасвирланган. Контур (якорь) магнит майдонда айлантирилса, контур юзидан ўтаётган магнит оқими ўзгариши натижасида контурда индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Электр тоқини ташқи занжирга улаш учун сирпанувчи электр контактини таъминлайдиган ҳалқалар  $K_1$  ва  $K_2$ ) ва чўткалар  $N_1$  ва  $N_2$  дан фойдаланилади. Бу ҳолда





12.10- расм.



12.11- расм.

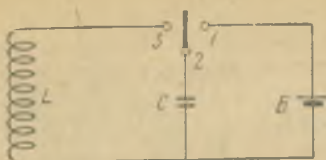
вужудга келаётган токни ўзгарувчан ток дейилади, чунки индукция электр юритувчи кучининг қиймати ва йўналиши ўзгариб туради. Саноатнинг баъзи соҳаларида ўзгармас электр токи талаб этилади. Шу мақсадда ўзгарувчан токни тўғриланади. 12.11- расмда механик тўғрилаш усули кўрсатилган: контур учларини  $K_1$  ва  $K_2$  ярим ҳалқаларга уланади. Контур  $180^\circ$  га бурилганда ток йўналиши тескарисига ўзгаради. Лекин  $N_1$  ва  $N_2$  чўткалар қарама-қарши  $K_2$  ва  $K_1$  ярим ҳалқаларга тегади. Натижада ташқи занжирдаги ток ҳамма вақт бир хил йўналишга эга бўлади.

## Ўн учинчи боб

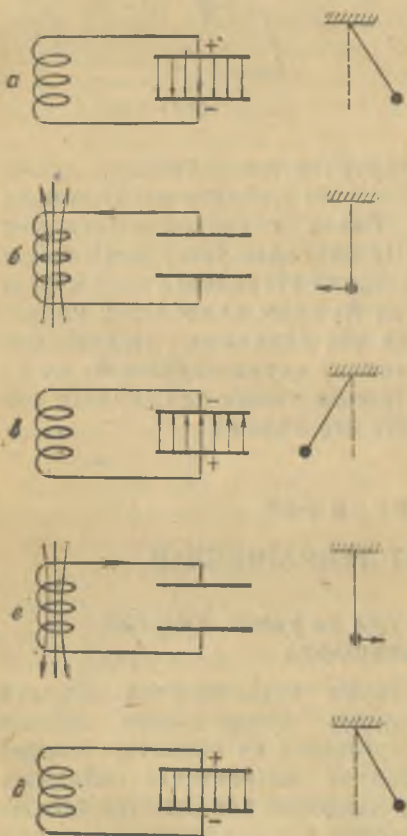
### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР

#### 1-§. Тебраниш контури ва унинг хусусий тебранишлари

Электромагнит тебранишларни кузатиш учун шундай қурилмадан фойдаланиш лозимки, бунда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиш имконига эга бўлсин. Электр майдонни конденсатор қопламалари орасида, магнит майдонни эса соленоид ёрдамида вужудга келтириш қулай. Шунинг учун қурилмани электр сифими  $C$  бўлган конденсатор ва индуктивлиги  $L$  бўлган



13.1- расм.



13.2- расм.

соленоиддан иборат занжир сифатида тузиш мақсадга мувофиқдир. Бундай занжирни *тебра ниш контури* деб аталади.

Электромагнит тебра нишлар содир булишини актив қаршилиги  $R$  нолга тенг бўлган идеал тебра ниш контурида текширайлик. 13.1- расмда тасвирланган занжирдаги 1 ва 2 клеммаларни улаб конденсаторни батарея  $B$  дан зарядлаймиз. Конденсатор қопламаларида  $q_m$  заряд тўплангач (бунда конденсатордаги кучланишнинг қиймати  $U_m$  га етади), калит ричагини чап томонга буриш йўли билан 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узиб (бунда конденсатор батареядан ажратилади) 2 ва 3 клеммалар орасида электр контакти ҳосил қиламиз. Натижада конденсатор соленоид ғалтаги орқали разрядлана бошлайди. 13.2- а расмда конденсаторнинг разрядланиши бошланаётган момент тасвирланган. Бу моментда конденсатор қопламалари орасида электр майдон мавжуд ва унинг энергияси ўзининг максимал қийматига эга, яъни

$$W_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2. \quad (13.1)$$

Соленоид ғалтаги ичида эса айни моментда магнит майдон вужудга келганича йуқ, чунки 2 ва 3 клеммалар энди гина уланди. Шунинг учун бу моментда контурдаги энергия запаси электр майдон энергиясидан иборат булади. Контурнинг бу бошланғич ҳолатини маятникнинг мувозанат вазиятидан максимал четга чиққан ҳолатига ўхшатиш мумкин (бунда маятник максимал потенциал энергияга эга булади).

Конденсатор разрядланиши туфайли ғалтакдан электр токи ўта бошлайди. Натижада ғалтак ичида ва унинг атрофида ўсиб борувчи магнит майдон вужудга кела бошлайди. Магнит майдоннинг ўсиши конденсатор тулиқ разрядлангунга қадар давом этиб, ғалтакда узиндукция электр юритувчи кучини вужудга келишига сабабчи булади. Ўзиндукция электр юритувчи кучи ғалтак орқали оқаётган токнинг ўсишига қаршилик кўрсатади, лекин уни тўхтата олмайди. Конденсатор тўлиқ разрядланган моментда (яъни конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон бутунлай йуқолганда) ток кучи ўзининг максимал қиймати ( $I_m = \frac{dq_m}{dt}$ ) га эришади. Бу моментда (13.2-б расмга қараган) контурдаги энергия запаси фақат ғалтакнинг магнит майдон энергияси сифатида намоён булади ва унинг қиймати

$$W_m = \frac{1}{2} L I_m^2 = \frac{1}{2} L \left( \frac{dq_m}{dt} \right)^2 \quad (13.2)$$

га тенг булади. Контурнинг бу ҳолатини мувозанат вазиятдан ўтаётган маятникнинг ҳолатига ўхшатиш мумкин (бунда маятник максимал кинетик энергияга эга булади).

Шундан сўнг магнит майдон сусая бошлайди. Бу эса ғалтакда узиндукция электр юритувчи кучини вужудга келтиради.

Индукцион ток, Ленц қондасига асосан, магнит майдон камаювини тўлдиришга ҳаракат қилад, яъни узиндукция э. ю. к. нинг йўналиши ғалтакдаги токнинг аввалги йўналиши билан бир хил булади. Натижада конденсаторнинг қайта зарядланиши содир булади. Демак, бу моментда магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиб булади, лекин бу ҳолда электр майдоннинг йўналиши (13.2-в расмга қараган) бошланғич ҳолатдаги электр майдон (13.2-а расмда тасвирланган) йўналишига тескари булади. Контурнинг бу ҳолатини маятникнинг мувозанат



вазиятидан максимал четга чиққан ҳолатига (лекин бошланғич ҳолатдаги йўналишга тескари) ўхшатиш мумкин.

Кейин яна конденсаторнинг разрядланиши ва контурда тескари йўналишда электр токининг оқиши кузатилади. Бу ток ғалтакдан ўтиб унинг ичида магнит майдон ҳосил қилади. Магнит майдоннинг йўналиши бу ҳолда (13.2-г расмга қаранг) олдинги ҳолдагига қарама-қаршидир.

Шундан кейин магнит майдон энергияси ҳисобига ўзиндукция токи вужудга келади ва конденсатор қопламалари орасида бошланғич йўналишдаги электр майдон (13.2-д расмга қаранг) ҳосил бўлади.

Шу тариқа контурда битта тўлиқ тебраниш тугалланди. Кейинги процесслар ҳам шу тахлитда яна такрорланаверади. Агар контурдаги актив қаршилиқ нолга тенг бўлганда эди, контурдаги электромагнит тебранишлар чексиз узоқ вақт давом этган бўлар эди.

Энди, шу чегаравий ( $R=0$ ) ҳол учун электромагнит тебранишларнинг тенгламасини топайлик. Бу чегаравий ҳолдаги тебранишларни контурнинг эркин тебранишлари ёки хусусий тебранишлари дейилади. Демак, контурнинг хусусий тебранишларида даврий равишда электр майдон энергиясининг ҳаммаси магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергиясининг ҳаммаси электр майдон энергиясига айланиши содир бўлади. Тебранишлар вақтида идеал контурда (яъни актив қаршилиги  $R=0$  бўлган, кўпинча, Томсон контури деб аталадиган контурда) электр ёки магнит майдон энергияларини бошқа тур энергияларга айланиши содир бўлмайди. Тебранишлар содир бўлаётган вақтда контурга ташқи кучланиш берилмаганлиги учун конденсатордаги кучланиш тушиши  $U_C = \frac{q}{C}$  ва ғалтакдаги кучланиш тушиши  $U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d^2q}{dt^2}$  нинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши лозим, яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0. \quad (13.3)$$

Бу ифодани  $L$  га бўлсак ва

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (13.4)$$

белгилашни киритсак, (13.3) муносабат қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (13.5)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (13.6)$$

кўринишдаги функция бўлади. Бу тенгламадан кўринишича, конденсатор қопламаларидаги заряд миқдори гармоник қонун бўйича ўзгаради (13.3-расмда тутани эгри чизиқ билан тасвирланган). Конденсатордаги кучланиш эса

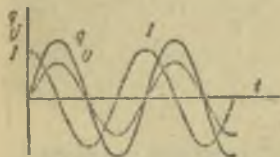
$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (13.7)$$

ифода билан аниқланиб, у қопламалардаги заряд миқдорига монанд равишда ўзгаради.

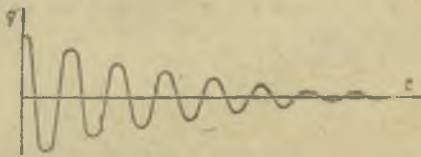
Занжирдаги ток кучи ҳам гармоник қонун бўйича ўзгаради:

$$\begin{aligned} I &= \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= I_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (13.8)$$

Демак, ток кучи заряд ва кучланишдан фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  га фарқ қилади.



13.3-расм.



13.4-расм.

Юқоридаги ифодалардан кўриниб турибдики, контурда заряд, кучланиш ва ток кучининг ўзгариши  $\omega_0$  частота билан содир бўлади. Бу частотани контурнинг хусусий частотаси деб аталади, унинг қиймати (13.4) ифода билан аниқланади. Тебраниш даври учун қуйидаги формула ўринлидир:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (13.9)$$

Бу тенглама Томсон формуласи деб юритилади.

## 2-§. Сўнувчи ва мажбурий тебранишлар

Олдинги параграфдаги мулоҳазалар идеал контур учун, яъни актив қаршилик  $R$  нолга тенг бўлган контур учун ўринли эди. Аслида ҳар қандай реал контур актив қарши-

лиққа эга бўлади. Шунинг учун реал контурда конденсаторнинг разрядланиш процессида электр майдон энергиясининг фақат бир қисми магнит майдон энергиясига айланади, қолган қисми эса актив қаршиликда жоуль иссиқлиги сифатида ажралиб чиқади. Худди шунингдек, конденсаторнинг қайта зарядланишида магнит майдон энергиясининг бир қисми электр майдон энергиясига айланади, қолган қисми актив қаршиликда иссиқлик энергиясига айланади. Демак, реал контурдаги эркин тебранишлар сўнувчи бўлар экан. Сўнувчи тебранишлар тенгламасини ҳосил қилиш

учун сифимдаги кучланиш тушиши  $U_C = \frac{q}{C}$ , ғалтакдаги

кучланиш тушиши  $U_L = L \frac{d^2q}{dt^2}$  ва актив қаршиликдаги куч-

ланиш тушиши  $U_R = RI = R \frac{dq}{dt}$  нинг йиғиндисини нолга тенглаштириш керак, яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (13.10)$$

Бу тенгликни  $L$  га бўламиз ва қуйидаги белгилашдан фойдаланамиз:

$$\beta = \frac{R}{2L}.$$

Натижада (13.10) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (13.11)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (13.12)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда  $\omega$  — сўнувчи электромагнит тебранишлар частотаси бўлиб, унинг қиймати

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (13.13)$$

га тенг бўлади. Бундан сўнувчи тебранишлар частотасининг қиймати  $\omega$  контурнинг актив қаршилиги  $R$  камайган сари хусусий тебранишлар частотаси  $\omega_0$  га яқинлашиб боради, деган хулосага келамиз.  $R=0$  бўлганда эса  $\omega = \omega_0$  бўлиб қолади. Конденсатордаги кучланиш



$$\begin{aligned}
 U &= \frac{q_{mo}}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) = \\
 &= U_{mo} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)
 \end{aligned}
 \quad (13.14)$$

ва контурдаги ток кучи

$$I = \omega_0 q_{mo} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi + \psi) \quad (13.15)$$

ифодалар орқали топилади. Охирги ифодада

$$\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$$

бўлади, яъни реал контурда ( $R \neq 0$ ) ток ва конденсатордаги кучланиш фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  дан каттароқ қийматга фарқ қилади.

Реал контурда конденсатор қопламаларидаги заряд миқдорининг вақтга боғлиқ равишда ўзгаришини характерловчи функциянинг графиги 13.4-расмда тасвирланган.  $U$  ва  $I$  ларнинг вақтга боғлиқлик графиклари ҳам шунга ўхшаш бўлади.

Одатда, сўнувчи тебранишларни, хусусан сўнувчи электромагнит тебранишларни ҳам, сўниш даражаси *сўнишнинг логарифмик декременти*

$$\lambda = \ln \frac{q(t)}{q(t+T)} = \beta T \quad (13.16)$$

**билан** характерланади. Тебраниш контурини, кўпинча, **унинг** асллиги билан характерланади. *Контурнинг асллиги*  $Q$  эса сўнишнинг логарифмик декременти билан қуйидаги муносабат асосида боғланган:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} \quad (13.17)$$

Тебраниш амплитудаси  $e$  марта камайиши учун кетган вақт ичида содир бўлган тебранишлар сони  $N_e$  сўнишнинг логарифмик декрементига тескари катталик:

$$N_e = \frac{1}{\lambda}.$$

Шунинг учун (13.17) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$Q = \pi N_e. \quad (13.18)$$

Демак, реал контурда конденсатор қопламаларидаги заряднинг ёхуд кучланишнинг максимал қиймати  $e$  марта камайгунча контур қанчалик кўпроқ тебранишга улгурса, бу контурнинг аслиги шунчалик юқори бўлади.

Сўнмас тебранишлар мавжуд бўлиши учун контурга электр юритувчи кучи даврий равишда ўзгарувчи манба уланиши керак. Бу манба контурнинг актив қаршилигида иссиқлик энергияси сифатида ажралиб чиқаётган энергия камаювини компенсациялаб туриши туфайли тебраниш контурининг энергияси доимий сақланади. Бу эса, ўз навбатида, тебранишларнинг сўнмаслигига сабабчи бўлади. Бундай тебранишларни, одатда, мажбурий тебранишлар дейилади.

Бу ҳолда контур элементларидаги кучланиш тушишларининг йиғиндиси нолга эмас ((13.10) ифодага қаранг), балки ташқи ўзгарувчан электр юритувчи куч  $\mathcal{E}_m \cos \omega t$  га тенг бўлиши керак, яъни:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \mathcal{E}_m \cos \omega t. \quad (13.19)$$

Бу тенгламанинг ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди. У қуйидаги кўринишга эга:

$$q = q_m \cos (\omega t - \psi), \quad (13.20)$$

бунда

$$q_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (13.21)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (13.22)$$

Конденсатордаги кучланишни топиш учун (13.20) ни  $C$  га бўламиз:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos (\omega t - \psi) = U_m \cos (\omega t - \psi),$$

бунда

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\mathcal{E}_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (13.23)$$

(13. 20) дан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олсак, контурдаги ток кучини топган бўламиз:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right),$$

бунда

$$I_m = \omega q_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (13.24)$$

### 3- §. Кучланиш ва тоқларнинг резонанси. Мажбурий тебранишларни ҳосил қилиш

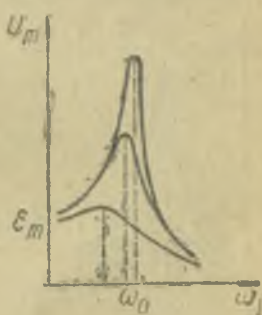
Мажбурий тебранишлар содир бўлаётган контурда конденсатор қопламларидаги кучланишнинг амплитуда қиймати  $U_m$  ва контурдан ўтаётган ток кучининг амплитуда қиймати  $I_m$  (13. 23) ва (13. 24) ифодалардан кўринишича, мажбурий тебранишларни вужудга келтираётган электр юритувчи кучнинг частотасига боғлиқ. Айни тебраниш-контурни учун мажбур этувчи э. ю. к. нинг бирор  $\omega_U$  частотасида  $U_m$  максимал қийматга эришади. Бу ҳодиса кучланиш резонанси деб,  $\omega_U$  эса *резонанс частота* деб аталади. Кучланиш резонанси вақтидаги резонанс частотанинг қиймати контур параметрлари ( $R, L, C$  лар) орқали қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\omega_U = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}. \quad (13.25)$$

Демак, резонанс частота, умуман, контурнинг хусусий частотаси  $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$  дан кичик. Лекин контурнинг актив қарши-

лиги  $L$  қанчалик катта бўлса (бошқача қилиб айтганда  $\beta = \frac{R}{2L}$  қанчалик кичик бўлса), резонанс частота хуеусий частота  $\omega_0$  га шунчалик яқинроқ бўлади. Бундан ташқари  $\beta$  кичикроқ булган контурлар учун  $U_m$  нинг  $\omega$  га боғлиқлик графиги (13.5-расмга қаранг)да резонансдаги максимум баландроқ ва ўткир учлироқ бўлади.

Ток кучининг амплитуда қиймати максимумга эришиши учун



13.5-расм.



(13. 24) ифоданинг махражи минимумга интилишилозим,  
Бу эса

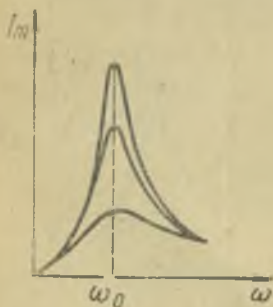
$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

бўлгандагина амалга ошади. Шунинг учун контурда *ток резонанси содир* бўлиши учун мажбур этувчи э. ю. к. нинг частотаси контурнинг хусусий частотасига тенг бўлиши лозим, деган хулосага келамиз,

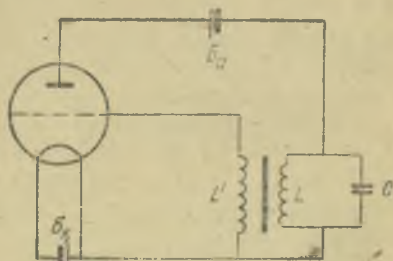
$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (13.26)$$

13.6- расмда актив қаршилиги турлича бўлган контурлар учун  $I_m$  нинг  $\omega$  га боғлиқлигини ифодаловчи функцияларнинг графиклари тасвирланган.

Энди, реал контурда сўнмас электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш усули билан танишайлик. 13. 7-расмда уч электродли электрон лампа ёрдамида сўнмас тебранишларни ҳосил қилувчи ва *лампа генератор* деб аталувчи қурилманинг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Ғалтак ( $L$ ) ва конденсатор ( $C$ ) тебраниш контурини ташкил этадилар.  $L'$  ғалтак  $L'$  ғалтак билан индуктив боғланишга эга. Шунинг учун  $LC$  контурдаги тебранишлар лампанинг турида ўзгарувчан э. ю. к. ни вужудга келтиради. Бунга мос равишда анод токи ўзгаради. Лампанинг анод занжиридаги токнинг ўзгариши  $LC$  контурдаги электромагнит тебранишларга монанд равишда содир бўлаётганлиги учун, контурдаги тебранишлар вақтида энергия камайиши анод батареясининг энергиясини сарфлаш ҳисобига автоматик равишда компенсациялаб турилади. Шу йўсинда  $LC$  контурда сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш



13.6- расм.



13.7- расм.

мумкин. Тебранишлар частотасини контур параметрлари ( $L$  ва  $C$ ) ни мос равишда танлаб олиш йўли билан ўзгартириш мумкин. Бу усулдан юқори частотали ўзгарувчан тоқлар ҳосил қилишда ҳам фойдаланилади.

#### 4-§. Ўзгарувчан ток ҳақида тушунча

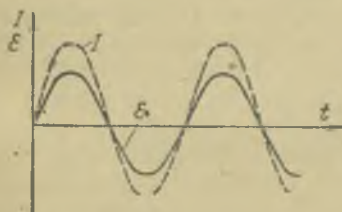
Занжирдан ўтаётган токнинг кучи вақт ўтиши билан ўзгариб туриши мумкин. Масалан, ток манбаининг электр юритувчи кучи даврий равишда гармоник қонунга асосан, яъни

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \cos \omega t. \quad (13.27)$$

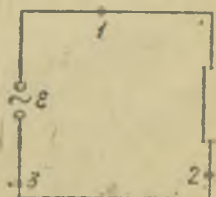
қонун бўйича ўзгарса (13.8-расм), бу манбага уланган қаршиликдан ўтувчи ток кучининг қиймати

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t \quad (13.28)$$

ифода билан аниқланади (бунда ток манбаининг ички қаршилиги  $r \ll R$  бўлганлиги учун ҳисобга олинмади.). Демак, ўзгарувчан электр юритувчи куч таъсирида берк контурда ўзгарувчан ток (13.8-расмдаги пунктир чизиқ)



13.8- расм.



13.9- расм.

ҳосил бўлади. Ўзгарувчан токнинг айна моментдаги қиймати унинг *оний қиймати* дейилади. Агар ўзгарувчан ток занжирининг айрим қисмларидаги (масалан, 13.9-расмда тасвирланган занжирнинг 1,2 ёки 3 нуқталаридаги) ток кучининг *оний қийматлари* амалда бир хил бўлса, бундай ўзгарувчан токни *квazистационар ток* деб аталади. Квazистационар тоқларнинг *оний қийматлари* учун Ом қонуни ва Қирхгоф қоидалари қўлланилиши мумкин.

Даврий ўзгарувчан токни характерловчи асосий катталиклардан бири — даврдир. Ўзгарувчан токнинг даври деганда токнинг қиймати бир марта тўлиқ тебраниб яна

ўзининг аввалги қийматини ва йўналишини олиши учун кетган вақт тушунилади. Даврни, одатда,  $T$  ҳарфи билан белгиланади. Бирлик вақтдаги тебранишлар сони — частота ( $\nu$ ) ёки циклик частота ( $\omega$ ) давр билан қуйидагича боғланган:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (13.29)$$

Иккинчи асосий катталиқ — ўзгарувчан токнинг амплитудаси ( $I_m$ ) дир. Бу катталиқ ўзгарувчан ток эга бўлиши мумкин бўлган максимал оний қийматни ифодалайди. Гармоник қонун бўйича ўзгараётган токнинг иккала йўналишдаги амплитудалари тенг бўлади; албатта (13.8-расмга қаранг). Саноатда қўлланиладиган ток учун  $T = \frac{1}{50}$  с. Ҳар бир давр мобайнида ток ўз йўналишини икки марта ўзгартиради. Демак, саноатдаги ток (кундалиқ турмушимизда ишлатиладиган ток ҳам) 1 секунд давомида ўз йўналишини 100 марта ўзгартиради.

Учинчи асосий катталиқ ток фазаси ( $\omega t$ ) дир. Ўзгарувчан токнинг оний қийматлари полдан максимал қиймат (амплитуда) гача бўлган интервалда даврий равишда ўзгариб туради. Шунинг учун ўзгарувчан токнинг эффектив (ҳақиқий) қиймати тушунчасидан фойдаланилади. Унинг моҳиятини тушуниш учун ҳар қандай токнинг ўтказгичдан ўтиши жараёнида иссиқлик миқдорининг ажралишини эслайлик. Иссиқлик миқдори токнинг йўналишига боғлиқ эмас. Ўзгарувчан ток бир йўналишда ўтганда ҳам, унга тескари йўналишда ўтганда ҳам иссиқлик ажралаверади. Масалан, ўзгарувчан ток бирор  $R$  қаршиликдан ўтганда 1 секундда  $Q$  иссиқлик миқдори ажралаётган бўлсин. Худди шу қаршиликдан 1 секунд давомида ўзгармас ток ўтганда ҳам  $Q$  иссиқлик миқдори ажралса, бу икки токнинг иссиқлик таъсири, яъни эффективлиги бир хил, деган хулосага келамиз. Шунинг учун ўзгармас токнинг кучи ўзгарувчан токнинг эффектив кучини характерлайди. Гармоник қонун бўйича ўзгарувчан токнинг эффектив кучи токнинг амплитуда қиймати билан қуйидагича боғланган:

$$I_{\text{эфф.}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 0.71 I_m. \quad (13.30)$$

Ўзгарувчан ток занжирига уланган, сифими  $C$  бўлган конденсатор ёки индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтақнинг қаршилиги қандай бўлади?



1. Ғалтакдан ўзгарувчан ток ўтиши натижасида қиймати  $L \frac{di}{dt}$  бўлган ўзиндукция э. ю. к. вужудга келади.

Ток частотаси қанчалик катта бўлса,  $\frac{di}{dt}$  ҳам шунчалик катта бўлади. Демак, ғалтакнинг индуктивлиги ( $L$ ) ва ток частотаси ( $\omega$ ) ортган сари ўзиндукция э. ю. к. ҳам ортади. Э. ю. к. нинг йўналиши, Ленц қондасига асосан, бирламчи ток йўналишига тескари. Шунинг учун ўзгарувчан ток занжиридаги индуктивлик ток кучининг камайишига, қаршилиқнинг эса ошишига сабабчи бўлади.

2. Конденсаторнинг сифими қанчалик катта бўлса, зарядланиш процессида унинг қопламаларида шунчалик кўпроқ заряд миқдори туپланади. Ўзгарувчан токнинг частотаси қанчалик катта бўлса, шунчалик қисқа вақт ичида қопламалардаги заряд занжир орқали ўтади. Шунинг учун  $C$  ва  $\omega$  ортган сари ўзгарувчан токнинг эффектив қиймати ортади, занжирнинг қаршилиги эса камаяди.



13.10- расм.

Гармоник қонун бўйича ўзгарувчи ток занжиридаги индуктив қаршилиқнинг қиймати.

$$X_L = \omega L \quad (13.31)$$

ва сифим қаршилиқнинг қиймати

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (13.32)$$

ифодалар билан аниқланади. Бу икки қаршилиқни, одатда, реактив қаршилиқ деб аталади. Актив қаршилиги  $R$ , реактив қаршилиги ( $X_L$  ва  $X_C$ ) бўлган ўзгарувчан ток занжирининг (13.10- расм) умумий қаршилиги

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (13.33)$$

га тенг бўлади.

Реактив қаршилиқлар конденсатор ва ғалтакнинг  $\omega$  частота билан характерланувчи ўзгарувчан токка кўрсатаётган қаршилигидир. Агар ток ўзгармас бўлса (яъни  $\omega=0$  бўлса), (13.31) ва (13.32) ифодаларга асосан

$$X_L = 0, \quad X_C = \infty$$

Ўзининг аввалги қийматини ва йўналишини олиши учун кетган вақт тушунилади. Даврни, одатда,  $T$  ҳарфи билан белгиланади. Бирлик вақтдаги тебранишлар сони — частота ( $\nu$ ) ёки циклик частота ( $\omega$ ) давр билан қуйидагича боғланган:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (13.29)$$

Иккинчи асосий катталиқ — ўзгарувчан токнинг амплитудаси ( $I_m$ ) дир. Бу катталиқ ўзгарувчан ток эга бўлиши мумкин бўлган максимал оний қийматни ифодалайди. Гармоник қонун бўйича ўзгараётган токнинг иккала йўналишдаги амплитудалари тенг бўлади; албатта (13.8-расмга қаранг). Саноатда қўлланиладиган ток учун  $T = \frac{1}{50}$  с. Ҳар бир давр мобайнида ток ўз йўналишини икки марта ўзгартиради. Демак, саноатдаги ток (кундалиқ турмушимизда ишлатиладиган ток ҳам) 1 секунд давомида ўз йўналишини 100 марта ўзгартиради.

Учинчи асосий катталиқ ток фазаси ( $\omega t$ ) дир. Ўзгарувчан токнинг оний қийматлари нолдан максимал қиймат (амплитуда) гача бўлган интервалда даврий равишда ўзгариб туради. Шунинг учун ўзгарувчан токнинг эффектив (ҳақиқий) қиймати тушунчасидан фойдаланилади. Унинг моҳиятини тушуниш учун ҳар қандай токнинг ўтказгичдан ўтиши жараёнида иссиқлик миқдорининг ажралишини эслайлик. Иссиқлик миқдори токнинг йўналишига боғлиқ эмас. Ўзгарувчан ток бир йўналишда ўтганда ҳам, унга тескари йўналишда ўтганда ҳам иссиқлик ажралаверади. Масалан, ўзгарувчан ток бирор  $R$  қаршиликдан ўтганда 1 секундда  $Q$  иссиқлик миқдори ажралаётган бўлсин. Худди шу қаршиликдан 1 секунд давомида ўзгармас ток ўтганда ҳам  $Q$  иссиқлик миқдори ажралса, бу икки токнинг иссиқлик таъсири, яъни эффективлиги бир хил, деган хулосага келамиз. Шунинг учун ўзгармас токнинг кучи ўзгарувчан токнинг эффектив кучини характерлайди. Гармоник қонун бўйича ўзгарувчан токнинг эффектив кучи токнинг амплитуда қиймати билан қуйидагича боғланган:

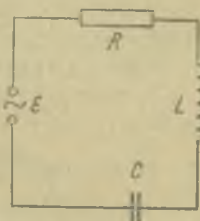
$$I_{\text{эфф}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 0.71 I_m. \quad (13.30)$$

Ўзгарувчан ток занжирига уланган, сифими  $C$  бўлган конденсатор ёки индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтакнинг қаршилиги қандай бўлади?

1. Ғалтакдан ўзгарувчан ток ўтиши натижасида қиймати  $L \frac{di}{dt}$  бўлган ўзиндукция э. ю. к. вужудга келади.

Ток частотаси қанчалик катта бўлса,  $\frac{di}{dt}$  ҳам шунчалик катта бўлади. Демак, ғалтакнинг индуктивлиги ( $L$ ) ва ток частотаси ( $\omega$ ) ортган сари ўзиндукция э. ю. к. ҳам ортади. Э. ю. к. нинг йўналиши, Ленц қондасига асосан, бирламчи ток йўналишига тескарли. Шунинг учун ўзгарувчан ток занжиридаги индуктивлик ток кучининг камайишига, қаршилиқнинг эса ошишига сабабчи бўлади.

2. Конденсаторнинг сифими қанчалик катта бўлса, зарядланиш процессида унинг қопламаларида шунчалик кўпроқ заряд миқдори тупланади. Ўзгарувчан токнинг частотаси қанчалик катта бўлса, шунчалик қисқа вақт ичида қопламалардаги заряд занжир орқали ўтади. Шунинг учун  $C$  ва  $\omega$  ортган сари ўзгарувчан токнинг эффектив қиймати ортади, занжирнинг қаршилиги эса камаяди.



13.10- расм.

Гармоник қонун бўйича ўзгарувчи ток занжиридаги индуктив қаршилиқнинг қиймати,

$$X_L = \omega L \quad (13.31)$$

ва сифим қаршилиқнинг қиймати

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (13.32)$$

ифодалар билан аниқланади. Бу икки қаршилиқни, одатда, реактив қаршилиқ деб аталади. Актив қаршилиги  $R$ , реактив қаршилиги ( $X_L$  ва  $X_C$ ) бўлган ўзгарувчан ток занжирининг (13.10- расм) умумий қаршилиги

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (13.33)$$

га тенг бўлади.

Реактив қаршилиқлар конденсатор ва ғалтакнинг  $\omega$  частота билан характерланувчи ўзгарувчан токка кўрсатилган қаршилигидир. Агар ток ўзгармас бўлса (яъни  $\omega=0$  бўлса), (13.31) ва (13.32) ифодаларга асосан

$$X_L = 0, \quad X_C = \infty$$



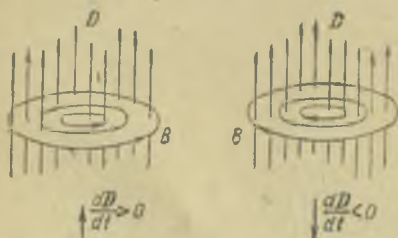
қийматларга эга бўлади. Демак, индуктивлик ўзгармас токка қаршилиқ кўрсатмайди, яъни ўзгармас ток занжирдаги ғалтакнинг қаршилиғи фақат ғалтак симларининг актив қаршилигидан иборат бўлади. Ўзгармас токка сиғимнинг кўрсатадиган қаршилиғи чексиз катта бўлганлиги учун конденсатордан ўзгармас ток ўта олмайди.

### 5-§. Магнитоэлектрик индукция ҳодисаси. Силжиш токи

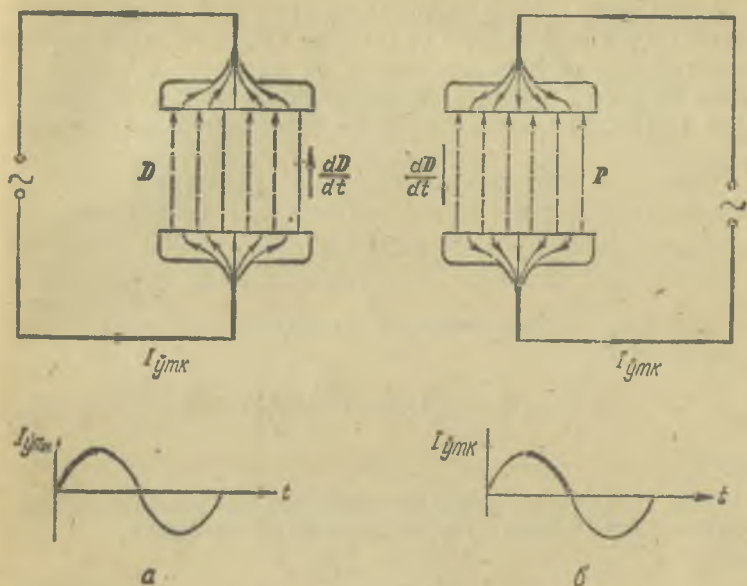
Магнитоэлектрик индукция электромагнит индукцияга тескари бўлган ҳодиса. Унинг моҳияти қуйидагидан иборат: фазонинг бирор соҳасидаги электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши туфайли фазонинг шу соҳасида индукцион магнит майдон вужудга келади. Магнит майдон индукцияси чизиқларининг йўналиши шу майдоннинг вужудга келишига сабабчи бўлаётган электр майдон ўзгаришини характерловчи  $\frac{dD}{dt}$  векторнинг йўналиши билан ўнг винт қондаси асосида боғлангандир.

Электр майдон кучайиб бораётган бўлса,  $D$  векторнинг вақт ўтиши билан ўзгаришини характерловчи  $\frac{dD}{dt}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналиши билан мос бўлади. Аксинча, электр майдон сусаяётган бўлса,  $\frac{dD}{dt}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналишига қарама-қарши бўлади. Шунинг учун, бу икки ҳолда вужудга келаётган магнит майдон индукцияси чизиқлари (13.11-расмга қаранг) нинг йўналишлари ҳам, ўнг винт қондасига асосан, бир-бирига тескари бўлади.

Магнитоэлектрик индукция ҳодисасининг мавжудлиги 1863 йилда Максвелл томошидан айтилган гипотезада ўз аксини тонди. Электр майдоннинг ўзгариши ва бу ўзгариш туфайли вужудга келаётган магнит майдон орасидаги миқдорий боғланишни топиш учун Максвелл *силжиш токи* деб аталадиган тушунчани киритди. Бу тушунча билан танишиш мақсадида конденсаторли занжирдан квазистационар ўзгарувчан ток оққан



13.11- расм.



13.12- расм.

да содир бўлувчи процессларни текширайлик. Электр токи конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи ўтказгичлар орқали ўтади, лекин пластинкалар оралигидаги диэлектрикдан ўтмайди. Натижада ўзгарувчан токнинг занжир бўйлаб оқиши конденсаторнинг зарядланишлари (13.12- *a* расм) ва разрядланишларидан (13.12- *б* расм) иборат бўлади. Шундай қилиб, ўтказувчанлик токи (занжирнинг ўтказгичдан иборат қисмидан ўтаётган ток)нинг чизиқлари конденсатор пластинкаларининг бир-бирига қараган сиртларида узилиб қолади. Лекин Максвелл бу фикрга қарама-қарши бўлган ғояни илгари сурди. Унинг фикрича, ҳар қандай ўзгарувчан ток занжирлари ҳам берк бўлади. Фақат занжирнинг ўтказгич бўлмаган қисмларида (биз текшираётган ҳолда конденсатор пластинкалари оралигида) «силжиш токи» деб аталадиган ток «оқади». «Силжиш токи» деган терминнинг келиб чиқиш тарихи қуйидагича: XIX аср охирида бутун дунёни эгаллаган ва ҳамма жисмлардан ўта оладиган алоҳида бир муҳит мавжуд деб фараз қилинган ва бу муҳитни «эфир» деб аталган. Майдонлар, хусусан электр майдон,

«эфир» заррачаларини мувозанат вазиятларидан силжитадди, деган фикр фанда кенг тарқалган эди. Шунинг учун конденсатор копламалари ораллигида «силжиш токи» оқади, деб ҳисобланган. Ҳозирги вақтда бу тасаввур бутунлай ўз аксини йўқотган бўлса ҳам, «силжиш токи» деган термин фанда сақланиб қолди. Лекин бу терминнинг маъноси ўзгача.

Занжирдан ўтаётган токнинг оний қиймати  $I$  бўлсин. Шу моментда конденсатор пластинкалари (пластинка сирти  $S$  га тенг) даги зарядлар миқдорини  $q$  деб, уларнинг сирт зичлигини эса  $\sigma = \frac{q}{S}$  деб белгилайлик. У ҳолда конденсатор пластинкаси ичидаги ўтказувчанлик токи зичлигининг қиймати

$$j_{\text{ток}} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (13.34)$$

бўлади.

Иккинчи томондан, шу моментда пластинкалар ораллигидаги электр майдон кучланганлигининг қиймати

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

га тенг. Майдоннинг электр индукцияси эса

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \cdot \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \sigma \quad (13.35)$$

га тенг. Вақт ўтиши билан пластинкалардаги заряднинг сирт зичлиги ўзгаради. Бу эса (13.35) га асосан, пластинкалар ораллигидаги электр майдон индукцияси қийматининг ўзгаришига сабабчи бўлади, яъни:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (13.36)$$

Конденсатор зарядланаётган вақтда (13.12-а расмга қаранг) пластинкалар ораллигидаги электр майдон кучайиб боради. Бу вақтда  $\frac{dD}{dt}$  вектор  $D$  векторга параллел бўлиб, унинг йўналиши занжирдаги ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил. Аксинча, конденсатор разрядланганда (13.12-б расмга қаранг) электр майдон сусайиб боради. Бу вақтда электр индукция векторининг ўзгариш тезлигини ифодаловчи  $\frac{dD}{dt}$  вектор  $D$  га антипараллел. Лекин бу



ҳолда ҳам  $\frac{dD}{dt}$  векторнинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил. Демак, ҳамма вақт  $\frac{dD}{dt}$  нинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил бўлади. (13.34) ва (13.36) ифодаларни солиштириш эса  $\frac{cD}{dt}$  нинг ва ўтказувчанлик токи зичлигининг қийматлари ўзаро тенглигини кўрсатади.  $\frac{dD}{dt}$  нинг ўлчов бирлиги

$$\left[ \frac{dD}{dt} \right] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} \cdot \frac{1}{\text{с}} = \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

Бундан,  $\frac{dD}{dt}$  ҳам ток зичлигининг ўлчов бирлигида ўлчанади, деган хулосага келамиз. Бу  $\frac{dD}{dt}$  катталик, Максвелл гипотезасига асосан, силжиш токининг зичлигидир, яъни:

$$J_{\text{силж.}} = \frac{dD}{dt}. \quad (13.37)$$

Шундай қилиб, *ўзгарувчан ток занжирида ўтказгичлардаги ўтказувчанлик токининг чизиқлари конденсатор пластинкалари оралигидаги силжиш токининг чизиқларига улашиб кетади.*

Силжиш токи ҳам, худди ўтказувчанлик токига ўхшаш фазода уярмавий магнит майдонни вужудга келтиради. Шу тариқа, силжиш токи тушунчасини киритиш билан магнито-электрик индукция ҳодисасини тушунтиришга эришилди.

## Ў н т ў р т и н ч и б о б

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН ВА ТЎЛҚИНЛАР

#### 1- §. Максвелл тенгламалари

Олдинги бобларда электр ва магнит майдонларнинг вужудга келиши ва бу майдонларда содир бўлувчи асосий ҳодисалар билан танишган эдик. Шу ҳодисалардан баъзиларини эслайлик:

1. Қўзғалмас заряд  $q$  ўз атрофидаги фазода электр майдон вужудга келтиради. Бу майдон потенциал майдондир. Шунинг учун бу майдон кучланганлик вектори  $E_q$  нинг их-

тиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг (1.25 формулага қаранг):

$$\oint_l E_{qi} dl = 0. \quad (14.1)$$

Электр майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон ( $\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$ ) мавжуд бўлган барча нуқталарида ҳам вужудга келади. Лекин бу электр майдон қўзғалмас электр зарядлари атрофида вужудга келувчи майдондан фарқли равишда потенциал майдон эмас, балки уюрмавий электр майдондир. Уюрмавий электр майдон кучланганлиги  $E_B$  нинг чизиқлари доимо берк.  $E_B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли (12.36 формулага қаранг):

$$\oint_l E_{Bi} dl = - \int_s \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (14.2)$$

Умумий ҳолда электр майдон  $E_q$  ва  $E_B$  майдонларнинг йиғиндисидан иборат бўлиши мумкин. Шунинг учун натижавий электр майдон кучланганлигини  $E = E_q + E_B$  деб белгилаб, (14.1) ва (14.2) тенгламаларни қўшсак:

$$\oint_l E_i dl = - \int_s \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (14.3)$$

Бу ифоданинг чап томонидаги интеграл ихтиёрий берк контур бўйича, ўнг томонидаги интеграл эса шу контурга тиралган ихтиёрий сирт бўйича олинади. (14.3) ифода *Максвеллнинг биринчи тенгламаси* деб аталади.

2. Қўзғалмас заряд атрофидаги фазода электр майдон вужудга келади. Лекин бу заряд қўзғаладиган бўлса, яъни заряд ҳаракатланаётган бўлса, унинг атрофида магнит майдон вужудга келади. Бошқача қилиб айтганда, ҳар қандай электр токи (ўтказувчанлик токи, конвекцион ток, вакуумдаги ток) атрофида магнит майдон мавжуд бўлади. Магнит майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг (11.21 формулага қаранг):

$$\oint_l H_i dl = \sum I = \int_s j_n dS. \quad (14.4)$$

Лекин магнит майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон мавжуд бўлган барча соҳаларида ҳам вужудга келади (магнитоэлектрик индукция ҳодисасини эсланг). Ўзгарувчан электр майдон индукцияси векторининг ўзгариш тезлигини характерловчи  $\frac{dD}{dt}$  катталикни силжиш токининг зичлиги  $J_{\text{силж}}$  деб аталди. Ўзгарувчан электр майдонни ток деб аташимизнинг сабаби шундаки, бу майдон худди ток каби магнит майдон ҳосил қилади. Демак, умумий ҳолда магнит майдон ўтказувчанлик токи ва силжиш токи туфайли вужудга келган магнит майдонларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Агар ўтказувчанлик токи зичлиги  $J_{\text{ўтк}}$  ва силжиш токи зичлиги  $J_{\text{силж}} = \frac{dD}{dt}$  ларнинг йиғиндисидан иборат бўлган тўлиқ ток зичлиги  $J_T$  туюнчасидан, яъни

$$J_T = J_{\text{ўтк}} + J_{\text{силж}} = J_{\text{ўтк}} + \frac{dD}{dt} \quad (14.5)$$

дан фойдалансак, (14.4) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint_l H_1 dl = \int_s \left( J_{\text{ўтк}} + \frac{dD}{dt} \right)_n dS \quad (14.6)$$

Бу ифода *Максвеллнинг иккинчи тенгламаси* деб аталади, у магнит майдон кучланганлик вектори  $H$  нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контурга тиралган ихтиёрий  $S$  сиртни тешиб ўтувчи макроскопик ва силжиш тоқларининг алгебраик йиғиндисига тенглигини кўрсатади.

3. Электр индукция вектори  $D$  нинг ихтиёрий берк сирт орқали оқими шу сирт ичидаги барча эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\oint_s D_n dS = \sum q \quad (14.7)$$

Бу ифода *Максвеллнинг учинчи тенгламаси* деб аталади. Бу тенглама қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган потенциал электр майдон ва ўзгарувчан магнит майдон туфайли вужудга келган уярмавий электр майдонлар йиғиндисидан ташкил топган электр майдон учун ҳам ўринлидир. Ҳақиқатан, уярмавий электр майдон индукцияси чиқиқлар берк бўлганлиги учун улар берк сирт орқали оқимга ҳисса қўшмайди. Аниқроғи, неча марта сиртни тешиб ташқарига чиқса (оқимга мусбат ҳисса қўшади), шунча марта



сирт ичкарасига киради (оқимга манфий ҳисса қўшади). Шунинг учун, уюрмавий электр майдон индукцияси чизиқларининг берк сирт орқали оқими полга тенг. Натижада умумий майдон индукция векторининг оқими фақат қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон индукция векторининг оқимига тенг бўлади, у эса (2.14 формулага қаранг) берк сирт ичидаги эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

4. Магнит майдон қандай усул билан вужудга келтирилганлигидан қатъи назар магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади.

Шунинг учун умумий ҳолда

$$\oint B_n dS = 0 \quad (14.8)$$

бўлади. Бу ифода  $B$  вектор учун Гаусс теоремасидир. Уни *Максвеллнинг тўртинчи тенгламаси* деб юритилади.

5. Майдон вужудга келган муҳитнинг электр ва магнит хусусиятлари диэлектрик сингдирувчанлик —  $\epsilon$  ва магнит сингдирувчанлик —  $\mu$  орқали характерланар эди.  $\epsilon$  ва  $\mu$  электр ва магнит майдонларнинг кучланганлик ва индукция векторлари билан қуйидаги муносабатлар орқали боғланган эди (2.15 ва 11.27 формулаларга қаранг):

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, \quad (14.9)$$

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (14.10)$$

6. Утказгичлар орқали ўтувчи макроскопик тоқларнинг зичлиги электр майдон кучланганлиги билан қуйидагича боғланган (Ом қонунининг дифференциал кўринишини ифодаловчи (4-18) формулага қаранг):

$$j = \sigma E. \quad (14.11)$$

Максвеллнинг тўртта тенгламаси, яъни (14.3), (14.6), (14.7), (14.8) ва (14.9), (14.10), (14.11) муносабатлар *Максвелл тенгламаларининг тўлиқ системасини* ташкил этади.

Максвелл тенгламалари Ньютон механикасининг қонунлари, термодинамиканинг бош қонунларига ўхшаш катта аҳамиятга эга бўлган табиат қонунларидандир.

## 2-§. Электромагнит майдон ва унинг тарқалиши

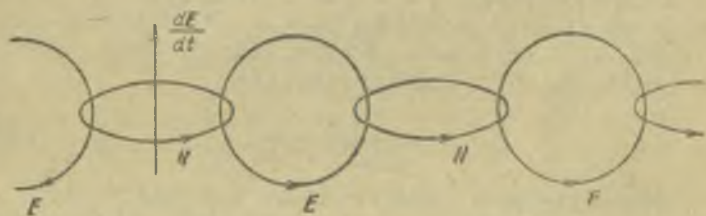
Максвелл электр ва магнит майдонлар орасидаги боғланишни текшириб *электромагнит майдон назариясини* яратди. Бу назария икки постулатга асосланади:

1) ўзгарувчан магнит майдон туфайли уюрмавий электр майдон вужудга келади;

2) ўзгарувчан электр майдон туфайли уюрмавий магнит майдон вужудга келади.

Биринчи постулат электромагнит индукция ҳодисасини, иккинчи постулат эса магнитоэлектрик индукция ҳодисасини ифодалайди.

Конденсатор пластинкалари орасида ўзгарувчан электр майдон вужудга келтирайлик. Юқоридаги постулатларга асосан, бирламчи электр майдон кучайиб бораётган вақтда ( $\frac{dE}{dt} > 0$ ) ўзгарувчан электр майдон кучланганлик чизиқларини (14.1 расмда вертикал чизиқ шаклида тасвирланган) вужудга келаётган уюрмавий магнит майдон кучланганлик чизиқлари концентрик ўраб олган. Вужудга келган ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради. 14.1- расмда бунга  $H$  чизиқларини концентрик ўраб олган  $E$  чизиқлари мос келади. Бу электр майдон магнит майдонни, у эса яна электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо. Шу тариқа фазода бир-бирини вужудга келтирувчи электр ва магнит майдонлари кетма-кет содир бўлаверар экан. Бу майдонлар ўзаро бир-бири билан узвий боғланганлиги учун умумий майдонни электромагнит майдон деб аталади.

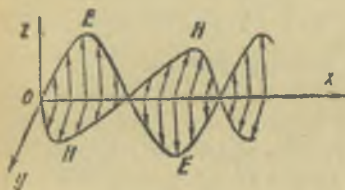


14.1- расм.

Табиатда «соф» электр майдон ёки «соф» магнит майдон содир бўладими? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин: Агар бир саноқ системасидаги кузатувчи қўзғалмас электр заряди туфайли вужудга келаётган электр майдонни қайд қилса, бу системага нисбатан ҳаракатда бўлган иккинчи саноқ системадаги кузатувчи учун заряд ҳаракатланаётган бўлади (яъни электр токига эквивалент бўлади). Шунинг учун иккинчи саноқ системадаги кузатувчи электр ва магнит майдон мавжудлигини қайд қилади. Худди шунингдек, биринчи саноқ системадаги кузатувчи фақат магнит

майдонни кузатса, иккинчи саноқ системадаги кузатувчи эса магнит майдонни ҳам, электр майдонни ҳам кузатади. Шу тариқа, «соф» майдон тушунчаси нисбий характерга эга бўлиб, бир саноқ системасидан иккинчи саноқ системасига утилганда «соф» майдон ўрнига электромагнит майдон кузатилади.

Агар фазонинг бирор кичик соҳасида даврий равишда ўзгарувчи электр ва магнит майдонлар вужудга келтирилса, бу майдонларнинг ўзгаришлари 14.1-расмдагидек фазонинг бошқа соҳаларида ҳам такрорланади. Даврий равишда ўзгарувчи бу электромагнит майдоннинг тарқалишини *электромагнит тўлқин* деб аталади.



14.2- расм.

Электромагнит тўлқинни шундай икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида (14.2-расм) тасвирлаш мумкинки, бунда тўлқин шу икки текислик кесишиши натижасида ҳосил бўлган чизиқ бўйлаб тарқалади. Синусоидалардан бири электр майдон кучланганлик вектори  $E$  нинг, иккинчиси эса магнит майдон кучланганлик вектори  $H$  нинг тебранишларини ифодалайди.

Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқиннинг бирор муҳитда тарқалиш тезлиги шу муҳитнинг электр ва магнит хусусиятларига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати қўйидаги муносабат билан аниқланади:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (14.12)$$

Вакуумда муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  ва диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бирга тенг. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (14.13)$$

муносабат билан ифодаланади. Бу ифодадан фойдаланиб (14.12)ни қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (14.14)$$

Демак, электромагнит тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан  $\sqrt{\mu \epsilon}$  марта кичик.



Электромагнит тўлқин билан биргаликда электромагнит майдонни характерловчи катталиқ—энергия ҳам тарқалади. Бирлик ҳажмидаги электромагнит майдон энергияси электр майдон энергиясининг зичлиги ((3.23) формулага қаранг) ва магнит майдон энергиясининг зичлиги ((12.33) формулага қаранг) йиғиндисидан иборат:

$$\omega = \omega_e + \omega_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (14.15)$$

Электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ҳар бир моментда бирдай бўлади, яъни:

$$\omega_e = \omega_m.$$

Шунинг учун (14.15) ифода қўйидагича ёзилиши мумкин:

$$\omega = 2\omega_e = 2\omega_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \quad (14.16)$$

Буздан

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H,$$

деган хулосага келамиз. Бу эса, ўз навбатида (14.16) ифодани

$$\omega = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} E \cdot H \quad (14.17)$$

кўринишда ёзишга имкон беради. Агар (14.17) ифода билан аниқланувчи *электромагнит майдон энергиясининг зичлигини* (14.12) ифода билан аниқланувчи электромагнит тўлқиннинг тезлигига кўпайтирсак, бирлик вақтда бирлик юз орқали кўчирилаётган энергияни, яъни энергия оқимининг зичлигини характерлайдиган катталиқни ҳосил қиламиз:

$$S = \omega \cdot v = E \cdot H. \quad (14.18)$$

Бу ифодани вектор кўринишда

$$S = [E H] \quad (14.19)$$

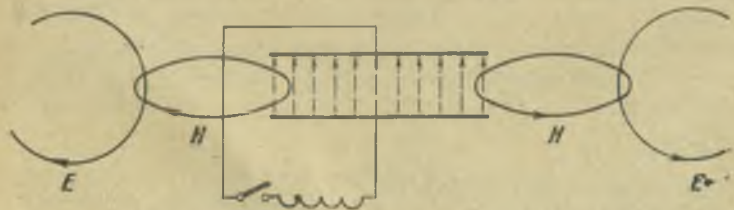
шаклида ёзиш мумкин.  $E$  ва  $H$  лар ўзаро перпендикуляр бўлганлиги учун, бу векторларнинг вектор кўпайтмаси электромагнит тўлқиннинг тарқалиш йўналишидаги  $S$  вектордир.  $S$  векторни *Умов-Пойнтинг вектори* деб аталади, унинг модули (14.18) ифода билан аниқланади. чунки  $\sin(EH) = 1$ .

Нисбийлик назариясига асосан, энергияга эга бўлган ҳаракатланувчи материя массага ҳам эга бўлади. Бу қонун  $W = mc^2$  муносабат орқали ифодаланар эди. Шунинг учун

электромагнит майдон мавжуд бўлган фазонинг бирлик ҳажмига  $\omega/c^2$  масса тўғри келади. У ҳолда электрмагнит майдоннинг тарқалишини, яъни электрмагнит тўлқинни массага эга бўлган материянинг ҳаракати деб қарамоқ керак. Ҳаракатланувчи материя эса импульсга эга бўлиши керак. Агар электрмагнит майдон вакуумда тарқалаётган бўлса (вакуумдаги тезлиги  $c$  эди), унинг импульси  $\frac{\omega}{c} \cdot c = \omega$  га тенг бўлади. Бу катталик электрмагнит майдон импульсининг зичлиги дейилади. Масса ва импульсга эга бўлган материя ўз йўлидаги тусиқларга босим кучи билан таъсир қилиши керак. Ҳақиқатан, 1900 йилда Лебедев томонидан ўтказилган тажрибалар ёруғлик босимини аниқлашга имкон берди.

### 3- §. Электрмагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш усуллари

Индуктивлик ( $L$ ) ва сифим ( $C$ ) дан иборат тебраниш контуридаги конденсаторни ташқи маънадан зарядлаб бўлгач, калит билан занжирни уласак (14.3- расм), электрмагнит тебранишлар, яъни электр ва магнит майдон энергияларининг бир-бирига айланишлари содир бўлади. Бундай контурни, одатда берк тебраниш контури деб аталади ва унда энергиянинг ниҳоятда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электрмагнит тўлқин сифатида тарқалади. Ҳақиқатан, контурдаги энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланишларида ўзгарувчан электр майдон фазонинг конденсатор пластинкалари орасидаги жуда кичик соҳасида тупланган ва қопламалар билан ўралган. Шунинг учун электрмагнит тўлқин чекли йўналишда, яъни конденсатор пластинкалари билан чегараланган йўналишда тарқала олади (14.3- расмда конденсаторнинг разрядланиш вақтида-



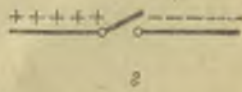
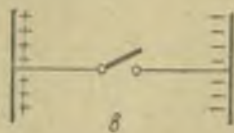
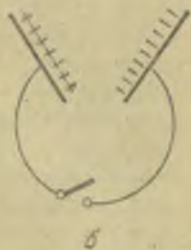
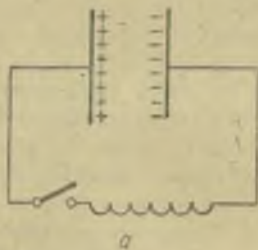
14.3- расм.

ги електромагнит майдоннинг тарқалиши тасвирланган). Бундан, тебраниш контури очиқроқ қилиб ясалса, яъни вужудга келадиган ўзгарувчан электр майдон контурни ҳар тарафлама ураб оладиган қилиб ясалса, контурнинг тўлқин тарқатувчанлигини ошириш мумкин, деган хулосага келамиз.

Иккинчи томондан, тебраниш контурининг тебраниш даври  $T$  қанчалик кичик бўлса, электр майдоннинг ўзгариш тезлиги  $\frac{dE}{dt}$  шунчалик катта бўлади. Бу эса магнитоэлек-

трик индукция ҳодисаси туфайли содир бўладиган уюрмавий магнит майдон интенсивлигининг ортишига сабаб бўлади. Бу майдон энергияси уюрмавий электр майдон энергиясига, у эса янги магнит майдон энергиясига айланади ва ҳоказо. Шу тариқа фазода електромагнит майдонни тарқалиши содир бўлади. Демак, тебраниш контурининг даври қанчалик кичик бўлса, контур энергиясининг шунчалик кўпроқ қисми електромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Бундан, тебраниш контуридаги индуктивлик ва сифим қийматларини кичрайтириш лозим (чунки  $T = 2\pi \sqrt{LC}$ ), деган хулосага келамиз.

Юқорида баён қилинган фикрларга асосланиб, берк тебраниш контурини (14.4-а расм) фикран қўйидаги кетмакетликда узгартирайлик: конденсатор пластинкалари орасини бир оз кенгайтириб, ғалтак ўрнига конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи бир урамгина сим олайлик (14.4-б расм). Натижада сифим ва индуктивлик анчагина

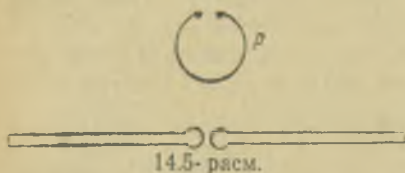


14.4-расм.



камайди, электромагнит тўлқиннинг тарқалиши учун лозим бўлган соҳа эса ортади. Тебраниш частотасини ( $\nu \sim \frac{1}{T}$ )

янада орттириш мақсадида контурни 14.4 в расмдаги шаклга келтириш мумкин. Ниҳоят конденсатор пластинкаларни бугунлай олиб ташлаш мумкин (14.4-г расм). Агар бошлангич ҳолатда (14.4-а расм) берк тебраниш контурида электр майдон фазонинг фақат конденсатор пластинкалари оралиғидаги соҳасида мужжасамлашган бўлса, сўнгги ҳолатда (14.4-г расм) очиқ тебраниш контури атрофидаги фазонинг барча соҳасида мавжуддир. 14.4-г расмда тасвирланган очиқ тебраниш контуридаги  $K$  калитни уласак, ўтказгич бўйлаб зарядларнинг ҳаракати (яъни электр токи) вужудга келади. Бу ток туфайли магнит майдон вужудга келади, у уярмавий электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо.



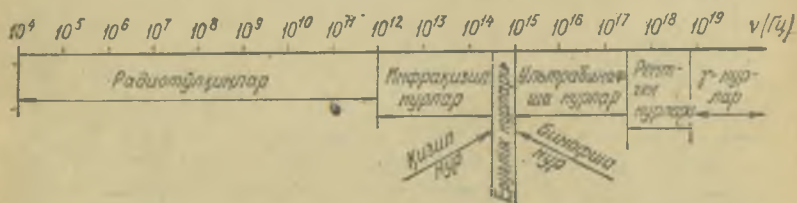
14.5- расм.

Герц тажрибаларида қўлланилган очиқ тебраниш контури ҳам юқорида баён этилганга ўхшаш эди. Герц ўтказгичларнинг сифмини бир оз орттириш учун ўтказгичлар

учларини йўғонлаштириб сфера шаклига келтириб (14.5- расмга қаранг). Герцнинг бу қурилмаси *Герц вибратори* (вibrator — тебранишларни вужудга келтирувчи демакдир) деб аталади. Вибраторнинг иккала қисми дастлаб ўзгарувчан ток манбаидан (индуктордан) юқорироқ потенциаллар фарқи вужудга келгунча зарядланади. Потенциаллар фарқи етарлича юқори бўлганда вибраторнинг иккала қисми оралиғида учқун юз бериб (тешилиш) занжирнинг иккала қисмини улайди. Вибраторнинг иккала қисми бир неча марта қайта зарядлангандан сўнг тебранишлар сўниб қолади, чунки вибратор зарядланган вақтда олган энергия электромагнит тўлқинни нурлантиришга ва жоуль иссиқлигига сарфланади. Кейин индуктор вибраторни янгидан зарядлайди ва жараён такрорланаверади.

Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун вибратордан бирор масофа узоқликда қабул қилувчи қурилма—*резонатор* ( $P$ ) қўйилади. Резонатор вибраторга ўхшаш қурилма бўлиб, электромагнит тўлқиннинг ўзгарувчан майдони таъсирида унда индукцион ток вужудга келади. Натижада резонаторнинг учқун оралиғида майда учқунчалар вужудга келиб, электромагнит тўлқинлар қайд қилинаётганлигидан далолат беради.

Герц электромагнит тўлқинларнинг қайтиши, синиши, интерференцияси, дифракцияси ва поляризациясини текшириб, оптиканинг барча қонунларини электромагнит тўлқинларга қўллаш мумкинлигини аниқлади. Герц тажрибалари асосида аниқланган электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги  $3 \cdot 10^8$  м/с га, яъни ёруғлик тезлигига тенг бўлиб чиқди. Бу натижа Максвелл назариясининг тўғрилигини тасдиқлади, чунки Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқинлар ёруғлик тезлигида тарқалиши лозим эди. Герц тажрибаларида ҳосил қилинган электромагнит тўлқинларнинг частоталари  $10^8$  Гц, яъни тўлқин узунликлари  $(\lambda = \frac{c}{\nu})$  бир неча метрга тенг эди. Кейинчалик (1906 йил) П. Н. Лебедев узунлиги 6 мм ( $\nu = 5 \cdot 10^{10}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш имконини берадиган жуда кичик вибратор ясади. Кейинроқ (1922 йил) А. А. Глаголева — Аркадьева юқори частотали электромагнит тўлқинларни вужудга келтириш усулини ишлаб чиқиб тўлқин узунлиги 0,1 мм ( $\nu = 3 \cdot 10^{12}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилишга муваффақ бўлди.



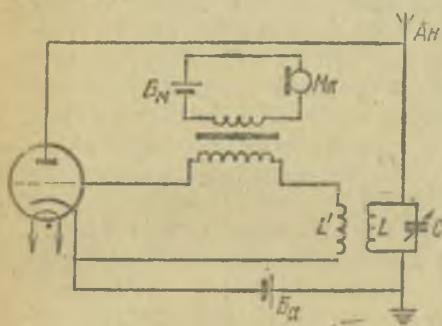
14.6- расм.

Умуман, электромагнит тўлқинлар нолдан чексизликкача бўлган интервалдаги частоталарга эга бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинларни частоталар ёхуд тўлқин узунликлар бўйича классификация қилиш электромагнит тўлқинларнинг спектри деб аталади (14.6- расмга қаранг). Тўлқин интервалларининг номлари уларнинг табиати ёхуд тарихи билан боғлиқдир.

#### 4- §. Радиоалоқа

Электромагнит тўлқинлар устида олиб борилган тажрибалар ичида энг катта аҳамиятлиси — 1895 йил 7 майда А. С. Попов томонидан радиоалоқанинг кашф этилишидир. Кейинчалик радиоалоқа схемалари Поповнинг ўзи ва бош-

қа бир қатор олимлар томонидан такомиллаштирилди. За-  
монавий радиоалоқанинг схемаси анча мураккаб. Шунинг  
учун замонавий радиоқурилмаларнинг тўлиқ схемаси билан  
кизиқмасдан фақат радиотўлқинларни тарқатиш ва уларни  
қабул қилишнинг моҳияти билан танишайлик.

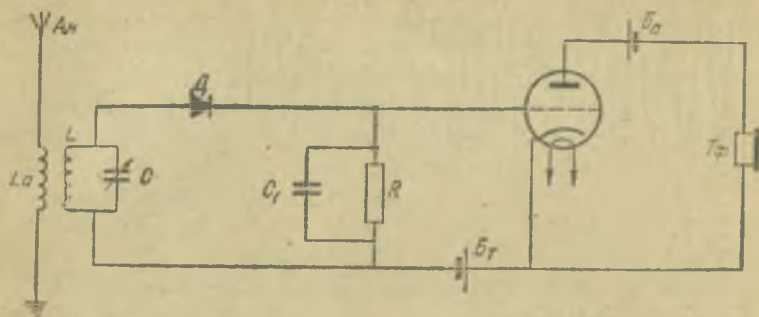


14.7- расм.

қача айтганда, микрофон занжирида товуш тўлқинла-  
рига монанд равишда электр импульслари (тебранишлари)  
вужудга келади. Мақсад шу тебранишларни тарқатишдан  
иборат. Лекин бундай паст частотали тебранишларни эф-  
фектив тарқатувчи антенналарни ясаб бўлмайди. Шунинг  
учун паст частотали тебранишларни юқори частотали теб-  
ранишларга қўшиб тарқатиш усулидан фойдаланилади. Бу  
усулни, яъни юқори частотали тебранишларни паст часто-  
тали тебранишлар орқали бошқаришни юқори частотали  
тебранишларни *модуляциялаш* деб аталади. Юқори часто-  
тали тебранишлар эса элтувчи (ташувчи) тебранишлар де-  
йилади, чунки улар паст частотали тебранишларни қабул  
қилувчи қурилма (радиоприёмник)га етказиш вазифасини  
бажаради. Модуляциялаш процессида элтувчи тебраниш-  
ларнинг бирор параметрини (амплитуда, частота, фаза)  
узатилиши лозим бўлган товуш тебранишларининг частота-  
сига мос равишда ўзгартириш керак.

14.7- расмда амплитуда модуляцияси қўлланилган тўл-  
қин тарқатувчи қурилма (радиопередатчик)нинг энг содда  
схемаси тасвирланган. Бунда юқори частотали тебранишлар  
лампаги генератор ёрдамида ҳосил қилинади (генератор-  
нинг ишлаш принципи билан олдинги бобда танишганмиз).  
Лампа даврий ( $T = 2\sqrt{LC}$ ) равишда очилиб-ёпилиб тури-  
ши туфайли вужудга келган анод токининг импульслари  
14.9- а расмда тасвирланган. Микрофон занжирида вужудга  
келган паст частотали тебранишлар трансформатор орқали

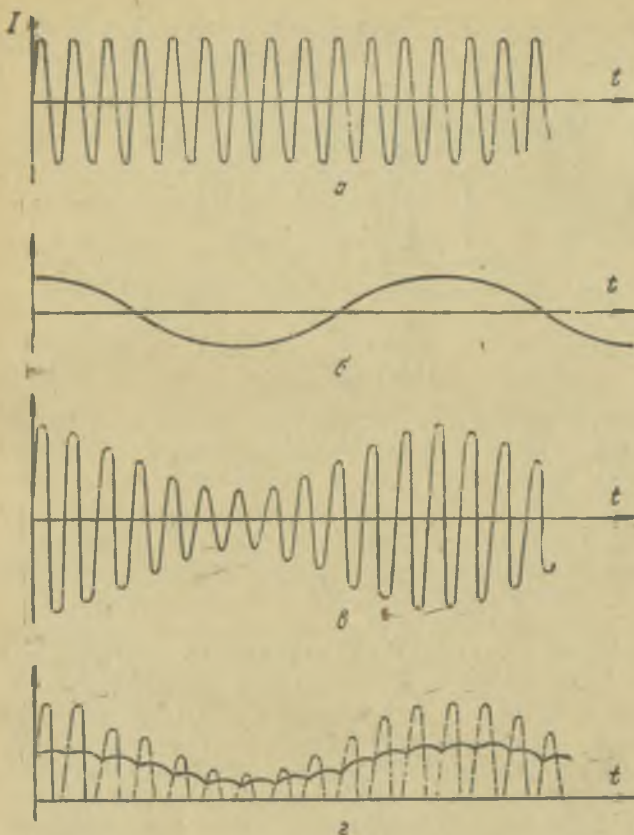




14.8- расм.

лампаги генераторнинг тур занжирига уланади. Шунинг учун микрофон занжирида бирор тебраниш содир бўлса (14.9- б расм), лампанинг туридаги кучланиш ҳам бу тебранишга мос равишда ўзгаради. Бу эса юқори частотали тебранишлар амплитудаларининг товуш тебранишларига монанд ўзгаришига сабаб бўлади (14.9- в расм). Бу модуляцияланган тебранишларни антенна фазога электромагнит тўлқинлар сифатида тарқатади.

Электромагнит тўлқинлар радиоприёмник антеннасида мажбурий тебранишларни вужудга келтиради. Лекин радиоприёмник антеннасига бир вақтда турли радиостанциялардан модуляцияланган нурланишлар етиб келади. Бу нурланишлар ичидан керакли радиостанциянинг нурланишини ажратиб олиш керак. 14.8- расмда энг содда радиоприёмникнинг схемаси тасвирланган. Бунда антеннанинг ғалтаги  $L_a$  тебраниш контурининг ғалтаги  $L$  билан индуктив боғланган. Бу контурдаги ўзгарувчан конденсатор  $C$  нинг сиғимини ўзгартириб, контурни керакли радиостанциянинг частотасига резонанс ҳолатида бўладиган қилиб соланади. Резонанс ҳодисаси туфайли керакли радиостанция тарқатган тебранишлар амплитудаси кескин ортиб кетади, яъни шу станция тўлқинлари вужудга келтирган тебранишлар бошқа ҳамма тебранишлардан устун бўлади. Резонанс контури ёрдамида ажратиб олинган тебранишлар детекторланади. Детектор вазифасини электрон лампа ёхуд яримўтказгичли диод ( $D$ ) бажаради. Детектор бир томонлама электр ўтказувчанлик хусусиятига эга. Шунинг учун детектордан модуляцияланган тебранишларнинг тоқ ярим даврларига оид бўлган сигналларгина ўтади (14.9- г расм), яъни пульсацияланувчи ток ўтади. Бу пульсацияланувчи ток на-



14.9- расм.

грузка қаршилиги  $R$  га параллел уланган конденсатор  $C_1$  ёрдамида филтрланади: детектордан ток ўтаётган вақтларда (тоқ ярим даврларда) токнинг бир қисми нагрузка  $R$  орқали ўтади, қолган қисми эса конденсатор  $C_1$  ни зарядлайди. Шунинг учун нагрузка орқали ўтаётган импульсларнинг амплитудаси камайган бўлади. Детектор берк бўлган вақтларда (жуфт ярим даврларда) конденсатор  $C_1$ , нагрузка  $R$  орқали қисман зарядсизланади. Бу эса нагрузка орқали доимо бир йўналишда ток ўтиб туришига сабаб бўлади. Нагрузка орқали ўтаётган ток 14.9-г расмда қалин. чизиқ билан тасвирланган. Бу ток микрофон занжирида товуш тебранишлари натижасида вужудга келган микрофон токining (14.9- б расмга қаранг) ўзгинасидир. Шу йўсинда

модуляцияланган тебранишлардан паст частотали тебранишлар ажратиб олинади. Бу процессни, одатда, демодуляция деб ҳам аталади. Нагрузка ўрнида телефон ёхуд радиокарнай бўлиши мумкин. Агар нагрукадан ўтувчи паст частотали ток кучсиз бўлса, уни кучайтиргич ёрдамида кучайтирилади. Кучайтирилган ток тебранишлари телефоннинг мембранасини тебранма ҳаракатга келтиради, яъни товуш тўлқинлари вужудга келади.

Радиоалоқада тўлқин узунликлари бир неча метрдан бир неча километргача бўлган радиотўлқинлардан фойдаланилади. Бу тўлқинларни шартли равишда қуйидагича классификация қилинади:

- |                          |                              |
|--------------------------|------------------------------|
| 1) узун тўлқинлар        | ( $\lambda \geq 1$ км);      |
| 2) ўрта тўлқинлар        | ( $\lambda = 100$ м + 1 км); |
| 3) қисқа тўлқинлар       | ( $\lambda = 10$ м + 100 м); |
| 4) ультрақисқа тўлқинлар | ( $\lambda < 10$ м).         |

Радиотўлқинларнинг тарқалиши тўлқинлар узунлигига, Ер рельефига, Ер сиртининг физик хусусиятларига, йилнинг фаслига ва кун ёки тунлигига боғлиқ. Бу сабабларнинг купчилиги Қуёш билан боғлиқ.

Қуёш ёруғлик нури билан бир қаторда ультрабинафша нурлар ва катта энергияли зарядланган заррачалар тарқатади. Улар Ер атмосферасининг юқори қатламларини ионлаштиради, яъни электронейтрал молекулаларни мусбат ионларга ва манфий электронларга ажратади.



14.10- расм.

Шунинг учун ҳам атмосферанинг юқори қатламлари ионосфера деб аталади (14.10- расм). Ультрақисқа тўлқинлар ионосферадан бемалол ўтади. Лекин узунликлари 10—15 метрдан катта бўлган тўлқинлар учун ионосфера худди «сферик күзгу» вазифасини бажаргандек бўлади. Шунинг учун  $\lambda > 10$  м бўлган радиотўлқинлар ионосферадан ва Ер сиртидан бир неча марта қайтиши туфайли Ер шаридан эгилиб ўта олар экан. Кундузи қуёш нурланиши таъсиридаги ионланиш тундагига қараганда анча кучлироқ. Тунда рекомбинация, яъни мусбат ионларни манфий электронлар билан қайтадан бирикиши туфайли ионосферанинг пастки қатламларидаги ионизация ниҳоят даражада камайиб кетиши мумкин. Ионланишнинг қиймати Қуёшнинг Ердан узоқлигига, яъни



йил фаслига боғлиқ бўлиши ҳам табиийдир, чунки Ерга етиб келаётган қуёш нурланиши турли фаслларда турлича бўлади.

Радиотўлқинлар Ер сирти билан таъсирлашиб юқори частотали тоқларни вужудга келтиради. Бу эса тўлқин энергиясининг бир қисми жоуль иссиқлигига сарфланишига, яъни радиотўлқин энергиясининг камайишига сабаб бўлади. Энергиянинг бу камайиши Ер сиртининг физик хусусиятларига боғлиқ экан. Радиотўлқинлар уз йўлидаги тўсиқдан қайтади. Бу ҳодисани Попов 1897 йилда кемадан радиотўлқинларнинг қайтишида кузатган. Бу ҳодиса асосида, яъни радиотўлқинлар ёрдамида фазодаги жисмларни топиш ва унинг турган жойини аниқлаш радиолокация деб аталади. Радиолокацион қурилма (бу қурилмани радиолокатор ёки радар деб аталади) тўлқин тарқатувчи ва қабул қилувчи қисмлардан, ҳамда объект томон тарқатилган импульсни жўнатилган ва қайтган моментлари оралигидаги аниқ вақтни ўлчайдиган асбобдан иборат бўлиши керак. Агар бу вақтни  $t$  деб белгиласак, объектгача бўлган масофа

$$R = \frac{c \cdot t}{2}$$

муносабат орқали топилади, бунда  $c$  — тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги.

Радиолокация кепг қўламда қўлланилади: самолётларда ва кемаларда навигация мақсадларида, астрономияда осмон жисмларигача бўлган масофаларни ўлчашда, об-ҳаво хизматида ва ҳоказо.

## МУНДАРИЖА

Сўз боши . . . . .	3
Муалифдан . . . . .	4
Биринчи боб. Вакуумдаги электр майдон . . . . .	5
1-§. Электр заряди ва унинг сақланиш қонуни . . . . .	5
2-§. Кулон қонуни . . . . .	6
3-§. Бирликлар системаси . . . . .	8
4-§. Электр майдон ва унинг кучланганлиги . . . . .	10
5-§. Кучланганлик чизиқлари. Гаусс теоремаси . . . . .	13
6-§. Электр майдонда зарядни кучиришда бажарилган иш Потенциал . . . . .	19
7-§. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш . . . . .	23
Иккинчи боб. Диэлектрикларда электр майдон . . . . .	25
1-§. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши . . . . .	25
2-§. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги . . . . .	27
3-§. Боғланган зарядлар . . . . .	31
4-§. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори	
5-§. Сегнетоэлектриклар. Пьезоэлектрик эффект . . . . .	34
Учинчи боб. Электр майдондаги ўтказгичлар . . . . .	36
1-§. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши . . . . .	36
2-§. Электростатик индукция. Ван-де-Грааф генератори . . . . .	39
3-§. Ўтказгичнинг электр сифими. Конденсаторлар . . . . .	41
4-§. Электр майдон энергияси . . . . .	46
5-§. Пондеромотор кучлар. Ўзаро таъсир назариялари . . . . .	49
Тўртинчи боб. Электр токининг қонунлари . . . . .	51
1-§. Электр токи ва унинг асосий характеристикалари . . . . .	51
2-§. Ом ва Жоуль—Ленц қонунлари . . . . .	55
3-§. Кирхгоф қоидалари . . . . .	58
Бешинчи боб. Электр ўтказувчанликнинг электрон назарияси . . . . .	61
1-§. Электроннинг заряди. Металлардаги ток ташувчилар—электронлардир . . . . .	61
2-§. Металларнинг электрон назарияси . . . . .	63

3-§. Металлар қаршилигининг температурага боғлиқлиги. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси . . . . .	68
4-§. Металлар классик электрон назариясининг камчиликлари	69
<b>О л т и н ч и б о б. Металлар квант назариясининг асослари</b>	<b>71</b>
1-§. Қаттиқ жисм зоналар назариясининг элементлари . . . .	71
2-§. Ферми—Дирак тақсимоти. Айниган газ . . . . .	75
3-§. Квант назариясида иссиқлик ўтказувчанлик ва электр ўтказувчанлик . . . . .	80
4-§. Электроннинг металлдан чиқиш иши. Контакт ҳодисалари	82
<b>Е т т и н ч и б о б. Яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги</b>	<b>88</b>
1-§. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги . .	92
2-§. Яримўтказгичларнинг аралашмали электр ўтказувчанлиги	95
3-§. p — n-ўтиш. . . . .	101
4-§. Яримўтказгичли диод ва триодлар . . . . .	101
<b>С а к к и з и н ч и б о б. Вакуумда ва газларда электр токи</b>	<b>105</b>
1-§. Термоэлектрон эмиссия. Вакуумда электр токи . . . . .	105
2-§. Термоэлектрон эмиссиянинг қўлланиши . . . . .	108
3-§. Газларда электр токи . . . . .	110
4-§. Разряд турлари . . . . .	115
5-§. Плазма . . . . .	118
<b>Т ў қ қ и з и н ч и б о б. Вакуумдаги магнит майдон . .</b>	<b>121</b>
1-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси . . . . .	121
2-§. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш . . . . .	124
3-§. Био—Савар—Ладлас қонуни . . . . .	126
4-§. Турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш . . . . .	128
5-§. Магнит индукция векторининг контур бўйлаб циркуляцияси ва сирт орқали оқими . . . . .	133
<b>Ў н и н ч и б о б. Магнит майдоннинг таъсирлари . . .</b>	<b>136</b>
1-§. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари . . . . .	136
2-§. Параллел тоқларнинг узаро таъсири. Ток кучининг ўлчов бирлиги . . . . .	140
3-§. Лорентц кучи . . . . .	142
4-§. Холл эффекти . . . . .	145
5-§. Тоқли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш . . . . .	147
<b>Ў н б и р и н ч и б о б. Моддаларнинг магнит хоссалари .</b>	<b>150</b>
1-§. Модданинг магнитланиши . . . . .	150
2-§. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси	153
3-§. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик . .	155
4-§. Диамагнетизм ва парамагнетизм . . . . .	157
5-§. Ферромагнетиклар . . . . .	160
6-§. Ферромагнетизмнинг табнати . . . . .	162



Ў	н	иккинчи	б	о	б.	Электромагнит индукция . . . . .	176
1	§.	Электромагнит индукция ҳодисаси . . . . .					168
2	§.	Индукция электр юритувчи кучи . . . . .					169
3	§.	Ўзиндукция ва ўзароиндукция . . . . .					173
4	§.	Магнит майдон энергияси . . . . .					175
5	§.	Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий тоқлар . . . . .					177
Ў	н	учинчи	б	о	б.	Электромагнит тебранишлар . . . . .	181
1	§.	Тебраниш контури ва унинг хусусий тебранишлари . . . . .					181
2	§.	Сунувчи ва мажбурий тебранишлар . . . . .					185
3	§.	Кучланиш ва тоқларнинг резонанси. Мажбурий тебранишларни ҳосил қилиш . . . . .					189
4	§.	Ўзгарувчан тоқ ҳақида тушунча . . . . .					191
5	§.	Магнитоэлектрик индукция ҳодисаси. Силжиш тоқи . . . . .					194
Ў	н	тўртинчи	б	о	б.	Электромагнит майдон ва тўлқинлар . . . . .	197
1	§.	Максвелл тенгламалари . . . . .					197
2	§.	Электромагнит майдон ва унинг тарқалиши . . . . .					200
3	§.	Электромагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш усуллари . . . . .					204
4	§.	Радиоалоқа . . . . .					207

*На узбекском языке*

АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖАНОВ

КУРС ФИЗИКИ

Электричество и магнетизм

Учебник для студентов инженерно-технических  
специальностей ВУЗов

*Ташкент „Ўқитувчи“ 1981*

Редактор *М. Пулатов*

Бадий редактор *Э. Мартинова*

Техредактор *Т. Золотилова*

Корректор *Д. Абдуллаева*

ИБ № 1895

Теришга берилди 28.11.1980 й. Босишга рухсат этилди 7.05.1981 й. Формати 84×108<sup>1/2</sup><sub>28</sub>  
Тип. қоғози № 1, Кегли 10 шпонсиз. Литерат. гарн. Юқори босма усулида босилди.  
Шартли б.л. 11,34. Нашр. л. 11,2. Тиражи 10000. Зак. № 388. Бахоси 75 т.

“Ўқитувчи” нашриёти. Тошкент, Навоий кучаси, 30. Шартнома 152—80.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети  
Тошкент „Матбуот“ полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасига қарашли 1-босмахона  
Тошкент, Ҳамза кучаси, 21. 1981 й.

Типография № 1 Ташкентского полиграфического производственного объединения  
„Матбуот“ Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и  
книжной торговли. Ташкент, ул. Хамзы, 21.