

**МУХАММАД АЛ-ХОРАЗМИЙ НОМИДАГИ
ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ
УНИВЕРСИТЕТИ ФАРҒОНА ФИЛИАЛИ**

“Табиий фанлар” кафедраси

**«ФИЗИКА» ФАНИДАН
МАЪРУЗАЛАР МАТНИ**

Фарғона - 2017

МУХАММАД АЛ-ХОРАЗМИЙ НОМИДАГИ
ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ
УНИВЕРСИТЕТИ ФАРҒОНА ФИЛИАЛИ

ФИЗИКА КУРСИ

«Э Л Е К Т Р » БЎЛИМИДАН

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

2

Университет
кенгаши томонидан
тасдиқланган
баён № ____ 2017

Фарғона – 2017

Физика курсининг “ электр” бўлимидан тузилган ушбу 7та маърузалар матнидан иборат ўқув қўлланма бакалаврият йўналишлари бўйича таълим олаётган талабалар учун мўлжалланган. Унда физика курси электр қисмининг электростатика ва ўзгармас ток қонунлари бўлимларига баъишланган 7 маърузаларнинг матнлари келтирилган ёритилган.

Ушбу маърузалар матни Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг ўқув услубий бошқармаси томонидан тасдиқланган “Профессионал оилий таълим Давлат Стандарти” га биноан оилий техника таълим йўналишлари бўйича бакалаврлар тайёрлаш учун ишлаб чиқилган физикадан 2 семестрлик ўқув дастурининг 1- семестрига мослаб тузилган.

Кафедра услубий семинарида муҳокама
қилинган (1-баённома 2017 й.)

Тузувчилар:

доц. М. Мирзажонов
катта ўқ. П.И. Мавлонов

Тақризчи:

доц.К.А.Ақбаров

М У Н Д А Р И Ж А :

1-МАЪРУЗА. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН	7
1. Классик электродинамика фани. Электр заряди ва унинг сақланиш қонуни. Кулон қонуни.	7
2. Электр майдони. Нуқтавий заряд электр майдон кучланганлиги	100
3. Электростатик майдоннинг суперпозиция принципи. Электр диполнинг майдон кучланганлиги	111
а). Дипол ўқи йўналишида жойлашган В нуқтадаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш	13
б). Дипол ўқига тик бўлган А нуқтадаги майдон кучланганлигини ҳисоблаш	13
МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	144
АДАБИЁТЛАР:	144
2 – МАЪРУЗА. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН ПОТЕНЦИАЛИ	144
1. Электростатик майдонда бажарилган иш	145
2. Нуқтавий заряд ва зарядлар тизими майдонларнинг потенциали.	166
3. Майдон потенциали ва кучланганлик орасидаги боғланиш. Эквипотенциал сиртлар.	188
МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	20
АДАБИЁТЛАР:	20
3-МАЪРУЗА: ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН УЧУН ГАУСС ТЕОРЕМАСИ	200
1. Электростатик майдон кучланганлигининг оқими. Гаусс теоремаси.	200
2. Турли шаклдаги зарядланган жисмларнинг электр майдони кучланганлиги ва потенциалини Гаусс теоремасидан фойдаланиб ҳисоблаш	23
а). Бир текис зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлигини ва потенциалини ҳисоблаш.	23
б). Иккита турли ишорали зарядланган чексиз параллел текисликлар орасидаги майдон кучланганлиги ва потенциалини ҳисоблаш.	25
в). Зарядланган шар майдони кучланганлиги ва потенциалини ҳисоблаш.	26
г). Зарядланган чексиз цилиндрнинг майдон кучланганлиги ва потенциалини ҳисоблаш	288
МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	29
АДАБИЁТЛАР:	29
4-МАЪРУЗА. ЭЛЕКТР МАЙДОНИДА ДИЭЛЕКТРИКЛАР	30

1. Диэлектриklar ва уларнинг қутбланиши	30
2. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги	322
3. Боғланган зарядлар	333
4. Диэлектрикдаги электр майдони. Электр индукция вектори. Гаусс теоремаси.	355
5. Иккита диэлектрик чегарасидаги чегаравий шартлар.	377
6. Сегнетоэлектриklar	40
МУСТАҲКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	42
АДАБИЁТЛАР:	42
5-МАЪРУЗА. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДА ЎТКАЗГИЧЛАР.	422
1. Ихтиёрий қўринишдаги зарядланган берк сирт ичидаги майдон. Ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланиши	423
2. Ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги	434
3. Ван-де-Грааф генератори.	444
4. Яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими.	455
5. Конденсаторлар	466
6. Электростатик майдон энергияси.	51
а) Қўзғалмас зарядларнинг ўзаро таъсир энергияси	5151
б) Зарядланган ўтказгичнинг энергияси.	52
в) Зарядланган конденсатор энергияси.	533
г) Конденсатор қопламалари орасидаги тортишиш кучи	533
д) Электр майдон энергияси	544
МУСТАҲКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	555
АДАБИЁТЛАР:	555
6-МАЪРУЗА: ЎЗГАРМАС ТОК ҚОНУНЛАРИ	555
1. Ўтказгичлар, яримўтказгичлар ва диэлектриklar. Электр токининг мавжуд бўлиш шarti. Ташқи кучлар.	566
Электр токининг пайдо бўлиш шартлари. Ташқи кучлар.	579
2. Ом ва Жоул - Ленц қонунларининг интеграл ва дифференциал қўриниши	58
3. Гальваник элемент мавжуд бўлган занжир учун Ом қонуни. Кирхгоф қоидалари.	6161
Кирхгоф қоидалари.	62
МУСТАҲКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	645
АДАБИЁТЛАР:	645
7-МАЪРУЗА. ТУРЛИ МУЎИТЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ	655
1. МЕТАЛЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ТАБИАТИ.	655
2. Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси.	677
3. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия. Металлардан электронларнинг чиқиш иши.	71

4. Газларда электр токи	-----733
Номустақил электр разряд.	-----733
5. Плазма ҳақида тушунча.	-----777
МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:	-----799
АДАБИЁТЛАР:	-----799

1-МАЪРУЗА. ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОНИ

Режа:

1. Классик электродинамика фани. Электр заряди ва унинг сақланиш қонуни. Кулон қонуни.
2. Электр майдони. Нуқтавий майдон кучланганлиги.
3. Электростатик майдон учун суперпозиция принципи. Дипол майдони.

Таянч сўз ва иборалар: Зарядланиш, электронейтрал жисмлар, элементар заряд, заряд сақланиш қонуни, нуқтавий заряд, Кулон қонуни, электр майдони, синаш заряди, электр майдон кучланганлиги, майдонлар суперпозиция принципи, электр диполи, дипол моменти.

1. Классик электродинамика фани. Электр заряди ва унинг сақланиш қонуни. Кулон қонуни.

Классик физиканинг электромагнит майдон қонуналарини ўрганади-ган бўлимига электродинамика дейилади. Зарядланган заррачаларни ёки жисмларни ўзаро таъсири электромагнит майдон воситасида амалга оширилади. Электромагнит майдон бир-бири билан ўзаро боғлиқ бўлган электр ва магнит майдонлари тўпламидан иборат.

Электр майдонининг муъим хоссаларидан бири шуки, у фақат зарядланган жисмларга куч билан таъсир қилади. Таъсир даражаси заряднинг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас. Магнит майдонининг муҳим хоссаси шундан иборатки, у фақат ҳаракатланаётган электр зарядга таъсир қилади. Унинг таъсир даражаси заряднинг тезлигига тўғри пропорционал бўлиб, заряднинг ҳаракат йўналишига тик йўналган.

Электр майдоннинг мавжудлигини шу майдонга жойлаштирилган кўзгалмас электр зарядига бўлган таъсирига қараб билиб олиш мумкин.

Кўзгалмас электр зарядларнинг электростатик майдон назарияси электродинамиканинг электростатика бўлимида ўрганилади.

Бизга Маълумки, барча жисмлар заррачалардан - атом ва молекулалардан тузилган. Атомлар эса ўз навбатида мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида ҳаракатланадиган электронлардан, ядро эса мусбат зарядланган протон ва зарядсиз нейтронлардан ташкил топган.

Нейтралр атомларда электронлар сони ядродаги протонлар сонига тенг бўлади.

Электрон манфий, ядро эса мусбат зарядлидир. Америка олими Р. Милликен ва рус олими А.Ф.Иоффе электронни манфий зарядли эканлигини ва унинг заряд миқдори $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, массаси эса $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кгга тенглигини тажрибада исботлаганлар. Кейинчалик ядро таркибига кирувчи протоннинг заряди ҳам электроннинг зарядига миқдоран тенг,

аммо ишораси мусбат $e = + 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл ва массаси эса $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг эканлиги ва табиатда фақат икки турдаги, яъни манфий ва мусбат зарядлар мавжудлиги исботланган. Шу зарядлардан бири ортиқ ёки кам бўлса жисм зарядланиб қолади. Физика фани тараққиётининг ҳозирги кун босқичида электрон ва протонларнинг заряди энг кичик элементар заряд бўлиб, ҳар қандай зарядланган жисмнинг заряди электрон ёки протоннинг зарядига қаррали бўлади, яъни квантланган бўлади. Демак, жисмларнинг заряди фақат $0, \pm e, \pm 2e, \pm 3e, \dots, \pm Ne$ қийматларга эга бўлади, яъни

$$q = \pm Ne \quad (1.1)$$

Бир хил ишорали зарядланган жисмлар бир-бирларидан қочишади, турли ишоралилари эса бир-бирлари билан тортишади.

Тажриба ғулосаларини умумлаштириш натижасида М.Фарадей (1791-1867) табиатнинг фундаментал қонуни - зарядларнинг сақланиш қонунини кашф этди. Унга мувофиқ яқкаланган системада электр зарядларининг алгебраик йиғиндиси ўзгармайди,

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \sum q_i = \text{const} \quad (1.2)$$

Заряд миқдори турли инерциал санок системаларида ўлчанганда уларнинг қийматлари ўзгармаслиги исботланган. Демак, электр заряди релятивистик инвариантдир деган хулосага келамиз, яъни заряд миқдори унинг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас. Электр заряди йўқолиши ҳам, янгидан ҳосил бўлиши ҳам мумкин. Аммо доимо қарама-қарши ишорали иккита элементар заряд йўқолади ёки ҳосил бўлади.

Кулон қонуни: Электростатиканинг асосий қонуни - зарядланган иккита қўзғалмас нуқтавий жисмлар орасидаги ўзаро таъсир қонунидир. Бу қонунни тажрибида француз физиги Кулон 1785 йилда бурама тарози ёрдамида кашф қилган.

Нуқтавий электр заряди тушунчаси ҳам механикада айtilган моддий нуқтага ўхшаш, яъни заряд ташувчи жисмлар орасидаги масофага қараганда уларнинг ўлчамларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва майдонни шу нуқтасида майдонни ўзгартирмайди.

Қонун таъриф и: Вакуумдаги икки нуқтавий электр зарядининг ўзаро таъсир кучи таъсирлашаётган ҳар бир заряд катталиклари қўпайтмасига тўғри ва зарядлар орасидаги масофани квадратига тескари пропорционал, яъни

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1.3)$$

вектор кўринишда

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}. \quad (1.4)$$

Агар зарядлар бир жинсли муҳитда жойлашган бўлса, у ҳолда ўзаро таъсир кучи

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}, \quad (1.5)$$

ϵ - муҳитнинг диэлектрик синдирувчанлиги деб аталади. У ўлчамсиз катталиқ бўлиб, зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи вакуумдагига қараганда берилган муҳитда неча марта камайганлигини ифодалайди,

$$\epsilon = \frac{F_0}{F} \quad (1.6)$$

СИ системасида ўлчов бирликларини мувофиқлаштириш коэффициенти $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ Нм}^2/\text{Кл}^2$ га тенг. ϵ_0 - электр доимийси дейилади. $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/\text{Н м}^2 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$. Кулон қонуни $10^{-15} \text{ м} < r$ масофаларда яхши бажарилади, лекин $r < 10^{-16} \text{ м}$ да бу қонун тўғри бажарилмайди.

Ҳар қандай зарядланган жисмни нуқтавий зарядлар тўплами сифатида қараш мумкин. Шунинг учун электростатик кучлар битта зарядланган жисмнинг иккинчи бир жисмга таъсирини ифодалаб, бу биринчи жисмни ташкил қилган нуқтавий зарядлар томонидан иккинчи жисмни ташкил қилган нуқтавий зарядларни ҳар бирига таъсир этувчи кучларни геометрик йиғиндисига тенг бўлади.

Кўпинча зарядланган жисмда зарядларни текис тақсимланган деб олиш қулай, масалан, чизик бўйлаб (ингичка симда), сирт бўйлаб (зарядланган ўтказгичда), ҳажм бўйлаб. Буларга мос ҳолда зарядларнинг чизикли, сирт ва ҳажм ий зичлиги деган тушунчалар киритилади.

Электр зарядининг чизикли зичлиги:

$$\tau = \frac{dq}{d\ell}, \quad (1.7)$$

бунда dq - кичик $d\ell$ узунликдаги зарядланган ингичка симдаги заряд микдори.

Электр зарядининг сирт зичлиги:

$$\sigma = \frac{dq}{dS}, \quad (1.8)$$

бунда dq - зарядланган кичик dS сиртта тўғри келадиган заряд микдори.

Зарядларнинг ҳажмий зичлиги:

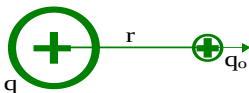
$$\rho = \frac{dq}{dV}, \quad (1.9)$$

бунда dq - зарядланган кичик dV ҳажмга мос келадиган заряд микдори.

$d\ell$, dS ва dV ларнинг ўлчамлари қаттиқ жисм атомлари орасидаги масофага нисбатан кўп марта катта бўлиши керак. Шу билан бирга бу

элементар ўлчамлар шундай кичик бўлиши керакки, улардаги зарядларнинг нотекис тақсимланишини ҳисобга олмаслик мумкин бўлсин.

2. Электр майдони. Нуктавий заряд электр майдон кучланганлиги



1.1-расм

Зарядлар орасидаги ўзаро таъсир электр майдони орқали амалга оширилади. Ҳар қандай заряд атрофидаги фазода электр майдон ҳосил қилади. Бундай майдонни унга бошқа бирон мусбат зарядни жойлаштириш орқали аниқлаш мумкин. Бу мусбат зарядни одатда “синаш” заряди деб аталади. “Синаш” заряди q_0 га майдон томонидан таъсир қиладиган кучнинг даражасига қараб шу майдоннинг интенсивлиги тўйисиди фикр юритилади. q заряд ҳосил қилган майдонни текширайлик. Бунинг учун q зарядга нисбатан $\vec{r}$ масофага q_0 зарядни жойлаштирамиз (1.1-расм), у ҳолда q заряд томонидан q_0 га

$$\vec{F} = q_0 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \quad (1.10)$$

куч таъсир қилади. Бу формуладан кўринадики $\vec{F}$ куч q ва r дан ташқари q_0 га ҳам боғлиқ. Агар турли миқдордаги зарядларни олсак, яъни q_0' , q_0'' , . . . , ларга мос ҳолда $\vec{F}'$, $\vec{F}''$, . . . кучлар таъсир қилади. Лекин, $\vec{F}/q_0$ муносабат берилган q ва $\vec{r}$ лар учун ўзгармас бўлиб, шу нуктадаги майдон катталигини аниқлайди. Бу катталик

$$\vec{E} = \vec{F}/q_0 \quad (1.11)$$

q_0 заряд турган нуктадаги электр майдонининг кучланганлиги дейилади. Электр майдонининг кучланганлиги майдоннинг куч характеристикаси бўлиб, у майдоннинг мазкур нуктасига киритилган бирлик мусбат q_0 зарядга таъсир қилувчи кучни ифодалайди. Агар электр майдонини нуктавий q заряд ҳосил қилаётган бўлса, ундан $\vec{r}$ масофада жойлашган нуктадаги майдоннинг кучланганлиги қуйидагича бўлади:

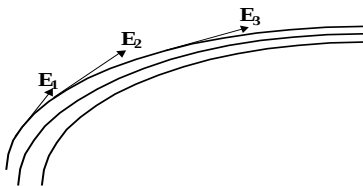
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.12)$$

Кучланганлик бирлиги (1.11) формулага асосан $[E] = 1 \text{ Н/Кл}$ бўлади ва ундан “синаш” заряди q_0 га таъсир этадиган куч $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ топилади. Бу формула майдонга киритилган ихтиёрий заряд учун ҳам ўринлидир:

$$\vec{F} = q \vec{E}. \quad (1.13)$$

Агар q заряд мусбат бўлса, кучнинг йўналиши $\vec{E}$ вектор йўналишига мос келади, агар q манфий ишорали бўлса $\vec{F}$ ва $\vec{E}$ векторлар ўзаро қарама- қарши йўналган бўлади.

Электростатик майдонни майдоннинг турли нуқталаридаги кучланганлик вектори $\vec{E}$ ёрдамида тасвирлаш жуда ноқулай. Бунда кучланганлик векторлари бир-бирларига устма-уст тушиб жуда мураккаб, чалкаш манзара ҳосил қилади.



1.2 - расм

М.Фарадей томонидан электростатик майдонни куч чизиқлари ёрда-мида тасвирлаш таклиф қилинган. Кучланганлик чизиқлари (куч чизиқлари) шундай чизиқларки, унинг бирон нуқтасига ўтказилган уринма майдоннинг шу нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналишига мос тушади (расм 1.2). Куч-ланганликнинг киймати эса шу нуқтага куч чизиқларига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган бирлик юзадан ўтаётган куч чизиқларининг сонига тенг. Кучланганлик чизиқлари бир-бирлари билан кесишмайди, чунки $\vec{E}$ вектор фақат битта аниқ йўналишга эга бўлади.

3. Электростатик майдоннинг суперпозиция принципи.

Электр диполнинг майдон кучланганлиги

Фараз қилайлик, $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлар системаси электр майдони ҳосил қилсин. Натижавий майдоннинг кучланганлиги $\vec{E}$ ни қандай аниқлаш мумкинлигини кўрайлик.

Тажрибалар кўрсатадики, кучларнинг мустақиллик принципи Кулон кучи учун ҳам ўринли бўлади. Демак, мусбат “синаш” зарядига системани ташкил қилган барча зарядлар томонидан таъсир этувчи куч

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1.14)$$

бўлади. (1.11) формулага асосан

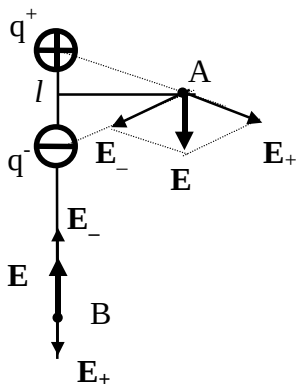
$$\vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i.$$

Шунинг учун

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (1.15)$$

келиб чиқади.

Мазкур ифода электростатик майдонлар учун суперпозиция принципини ифодалайди.



1.3-расм

Суперпозиция принципига асосан ихтиёрый қўзғалмас зарядларнинг майдонини ҳисоблаш мумкин. Агар майдон нуқтавий бўлмаса, уни доимо нуқтавий зарядлар тўпламига келтириш мумкин. Бу принцип асосида электр диполнинг майдонини ҳисоблайлик. Электр диполи деб, миқдори тенг, лекин қарама-қарши ишорали, бир-биридан ℓ масофада жойлашган $+q$ ва $-q$ зарядлар тўпламидан иборат системага айтилади (1.3-расм).

$\vec{P} = q\vec{\ell}$ -диполнинг электр моменти, ℓ - ни диполнинг елкаси дейилади. Зарядларни туташтирувчи чизикни дипол ўқи дейилади.

Диполнинг А ва В нуқталарда ҳосил қилган майдонларини суперпозиция принципига асосан ҳисоблаймиз. Бунинг учун зарядлар орасидаги масофа ℓ диполнинг кучланганлиги аниқланадиган нуқтагача бўлган масофага нисбатан жуда кичик деб оламиз, яъни $\ell \ll r$.

А). Дипол ўқи йўналишида жойлашган В нуктадаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш

В нуктадаги натижали электр майдони кучланганлиги иккала заряд ҳосил қилган майдон кучланганликларининг алгебраик йиғиндисига тенг

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (1.16)$$

$$+q \text{ заряднинг майдон учун} \quad E_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{(r - \ell/2)^2}$$

$$-q \text{ заряднинг майдони учун} \quad E_- = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{(r + \ell/2)^2}$$

$$\text{Буларни (1.16) га қўйсак} \quad E_B = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2r\ell}{(r^2 - \ell^2/4)^2} \text{ бўлади,}$$

$\ell \ll r$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2P}{r^3} \quad (1.17)$$

бўлади. Демак, В нуктадаги натижавий майдон (1.17) кўринишда ҳисобланади.

б). Дипол ўқиға тик бўлган А нуктадаги майдон кучланганлигини ҳисоблаш

Бунинг учун 1.3 - расмдаги учбурчакларни ўхшашлигидан фойдаланиб,

$$\frac{E_A}{E_+} = \frac{\ell}{\sqrt{r^2 + (\ell/2)^2}}$$

муносабатни ёзамиз.

Агар $r \gg \ell$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$E_A = \frac{\ell}{r} E_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P}{r^3} \quad (1.18)$$

ҳосил бўлади.

Бу ифода А нуктадаги электр диполи ҳосил қилган натижавий майдон кучланганлигидир.

(1.18) билан (1.17) ни солиштирсак

$$E_B = 2 E_A \quad (1.19)$$

эканлигини кўрамиз.

Дипол ўқиға нисбатан ихтиёрий нуктадаги майдон кучланганлиги эса

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \alpha} \quad (1.20)$$

формула билан топилади.

(1.20) формуладаги α бурчак дипол ўқи билан майдони аниқланаётган нуқтага ўтказилган чизик орасидаги бурчак.

МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:

1. Заряд сақланиш қонуни деб нимага айтилади?
2. Кулон қонунини таъриф ланг.
3. Қандай шартлар бажарилганда иккита зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсир кучини Кулон қонуни билан топиш мумкин?
4. Электр майдонини белгиловчи асосий катталикларини айтинг.
5. Амалда электр майдони мавжудлигини қандай билиш мумкин?
6. Электр диполи деб нимага айтилади.

АДАБИЁТЛАР:

1. Б.Абдуллаев. Физика. 1989 й, 7 боб.
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, 13 боб.
3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988 й. §§ 1-3.
4. Т.И.Трофимова. Курс физики. 1985 г. §§ 77-80.
5. А.С.Сафаров. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. 1992 й. 1 боб. §§ 1.1-1.4.
6. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основы физики. М. 1998. §§ 7.1,7.2

2 – МАЪРУЗА. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН ПОТЕЦИАЛИ

Режа:

1. Электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш.
2. Нуқтавий заряд ва зарядлар системаси майдонларининг потенциали.
3. Эквипотенциал сиртлар. Майдон потенциали ва кучланганлик орасидаги боғланиш.

Таянч сўз ва иборалар: *синаш заряди, электр майдон, майдон кучланганлиги, потенциал, потенциал градиенти, эквипотенциал сирт, электр майдонида зарядни кўчиришда бажарилган иш, потенциал бирлиги - вольт, нуқтавий заряд потенциали, майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси.*

1. Электростатик майдонда бажарилган иш

Агар вакуумдаги q заряд майдонида бошқа бир q_0 заряд 2.1-расмдагидек бир нуқтадан иккинчи нуқтага ихтиёрий траектория бўйлаб

кўчирилса, у ҳолда майдон кучлари иш бажаради. Бу кучларнинг элементар $d\ell$ кўчишда бажарган иши куйидаги кўринишда ёзилади:

$$dA = Fd\ell \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} d\ell \cos \alpha \quad (2.1)$$

$d\ell \cos \alpha = dr$ бўлганлиги учун

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} dr \quad (2.2)$$

q_0 зарядни 1→2 йўналишда кўчиришда бажарилган тўла иш

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.3)$$

га тенг бўлиб, траекториянинг шаклига боғлиқ бўлмасдан заряднинг майдондаги дастлабки ва охири ҳолатларига боғлиқ. Демак, электростатик майдон потенциал майдон ҳисобланади, электростатик кучлар эса консерватив кучлардир.

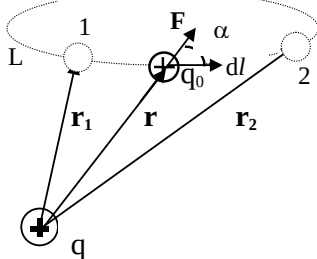
Потенциал майдонда зарядни берк контур бўйлаб кўчиришда бажарилган иш нолга тенг, яъни

$$\oint_L dA = 0$$

ёки

$$\oint dA = \oint Fd\ell \cos \alpha = \oint q_0 \vec{E} d\vec{\ell} \quad (2.4)$$

агар $q_0=1$ га тенг десак.



2.1-расм

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = \oint_L E_L d\ell = 0 \quad (2.5)$$

(2.5) интегрални электр майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси дейилади. Шундай қилиб, электр майдон - потенциал майдондир ва бу майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича цирку-

ляцияси нолга тенг бўлади. (2.5) ифодадан ҳар қандай электростатик майдон - потенциал майдон ва майдон кучланганлигининг чизиклари берк бўлмайди деган хулоса чиқади.

2. Нуктавий заряд ва зарядлар тизими майдонларнинг потенциаллари.

Потенциал майдонда жойлашган жисм потенциал энергияга эга бўлади ва майдон кучлари таъсирида иш бажаради. (2.3) формула билан ифодаланган иш потенциал майдон энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади, бундан фойдаланиб q_0 заряднинг потенциал энергиясини аниқлаш мумкин, яъни

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_2} = W_{m1} - W_{m2}. \quad (2.6)$$

q_0 зарядни потенциал энергияси

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r},$$

бўлади. Агар майдонни зарядлар системаси ҳосил қилса, системанинг потенциал энергияси

$$W_n = \sum_{i=1}^n W_{ni} = q_0 \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i}. \quad (2.7)$$

Агар зарядлар системаси фазода узлуксиз тақсимланган бўлса, бундай системанинг майдон кучланганлиги учун қуйидаги формула ўринли бўлади:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{(q)} \frac{dq}{r^2} \quad (2.8)$$

Ана шундай, зарядлар системасининг потенциал энергияси эса

$$W_n = q_0 \int_{(q)} \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r} + C. \quad (2.9)$$

бунда интеграл системанинг тўла q заряди бўйича олинади, C - интеграллаш доимийси бўлиб, унинг қиймати электростатик майдондаги q_0 заряднинг потенциал энергиясининг саноқ бошини танланишига боғлиқ ҳолда олинади. Чекли соҳани қамраб олган зарядлар системаси учун q_0 заряднинг потенциал энергияси нолга тенг бўлган нукта сифатида зарядлар

системасидан чексиз узоқда бўлган нукта олинадиган ва бу ҳол учун $C=0$ деб қабул қилинади.

Бундай санок системасида зарядлар системасининг потенциал энергияси қуйидаги қўринишда топилади:

$$W_n = q_0 \int_{(q)} \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.10)$$

(2.6) ёки (2.10) формуладан қўринадики W_n/q_0 муносабат q_0 га боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун уни q заряд майдонининг потенциали деб аталади, у электростатик майдоннинг энергетик ҳарактеристикаси бўлади, яъни

$$\varphi = W_n/q_0. \quad (2.11)$$

Демак, электростатик майдоннинг берилган нуктадаги потенциали деганда майдоннинг шу нуктасига олиб кирилган мусбат ($+q_0=1$) бирлик заряднинг потенциал энергияси тушунилади.

(2.6) га асосан нуктавий заряднинг ва зарядлар системасининг потенциали

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad \text{ва} \quad \varphi = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (2.12)$$

формула билан ифодаланади.

Булардан фойдаланиб, (2.6) формулани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$A_{12} = W_{n1} - W_{n2} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.13)$$

(2.3) формулани (2.4) га асосан

$$A_{12} = \int_1^2 q_0 \vec{E} d\vec{\ell}$$

десак,

(2.13) га қўра

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} \quad (2.14)$$

ҳосил бўлади. Агар q_0 зарядни майдоннинг исталган нуктасига чексизликдан олиб келинса, у ҳолда бажарилган иш $A_\infty = q_0\varphi$, чунки, $\varphi_\infty = 0$ бундан

$$\varphi = A_\infty/q_0 \quad (2.15)$$

формула келиб чиқади.

Демак, электр майдони ихтиёрий нуктасининг потенциали деганда шу нуктадан $q_0=+1$ зарядни чексизликка қўчиришда бажарилган иш билан ҳарактерланувчи катталиқ тушунилади.

Потенциалнинг ўлчов бирлиги сифатида электр майдонининг шундай нуқтасини бирлиги қабул қилинганки, бу нуқтадан 1 Кл зарядни чексизликка кўчириш учун 1 Ж иш бажариш керак.

Электр майдонининг бундай нуқтасининг потенциали 1 вольт (В) дейилади.

(2.15) формуладан потенциални ўлчов бирлиги

$$[\varphi] = 1 \text{ Ж/Кл} = 1 \text{ Вольт} = 1 \text{ В}$$

келиб чиқади. (2.12) формуладан кўринадики, агар майдонни зарядлар системаси ҳосил қилаётган бўлса, майдон потенциали шу зарядлар майдон потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенг, яъни

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i. \quad (2.16)$$

Потенциал майдоннинг мана шу хоссаси, майдонни куч характеристикасини ифодаловчи кучланганликдан устун туради, чунки потенциал скаляр катталиқ, кучланганлик эса вектор катталиқдир.

3. Майдон потенциали ва кучланганлик орасидаги боғланиш. Эквипотенционал сиртлар.

Майдоннинг куч характеристикасини ифодаловчи майдон кучланганлиги билан унинг энергетик характеристикасини ифодаловчи потенциал орасидаги боғланишни аниқлаймиз.

Бирлик q_0 мусбат зарядни x ўқи бўйлаб, жуда кичик $x_2 - x_1 = dx$ масофага кўчиришда бажарилган иш

$$dA = q_0 E_x dx \quad (2.17)$$

ёки

$$dA = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.18)$$

кўринишларда ифодаланиши мумкин.

Шартга кўра $q_0 = +1$, бўлганда,

$$dA = E_x dx \quad \text{ёки} \quad dA = (\varphi_1 - \varphi_2) = -d\varphi$$

ҳосил бўлади.

Буларни тенглаштириб $E_x dx = -d\varphi$

формулани топамиз, ёки $E_x = -d\varphi/dx$.

Бунда, $\vec{E}$ майдон кучланганлиги бошқа координаталарга ҳам боғлиқ бўлганлиги учун, ҳосила белгисини хусусий ҳосила белгиси билан алмаштирамиз, яъни

$$E_x = -\partial\varphi/\partial x \quad (2.19)$$

Агар у ва z ўқларини ҳам ҳисобга олсак (2.16) формулани

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (2.20)$$

деб ёзамиз. (2.20) формула электр майдон кучланганлик чизиъи йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодалайди ва потенциал градиенти деб аталади

$$\vec{E} = - \text{grad} \varphi. \quad (2.21)$$

Формуладаги манфий ишора $\vec{E}$ вектор фазонинг берилган нуқтасида потенциал энг тез ортиб борадиган томонга тескари йўналганини кўрсатади.

Кучланганлик бирлиги (2.19) формуладан аниқланади, яъни

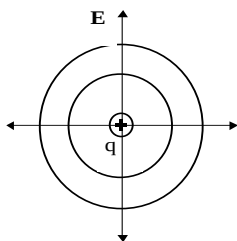
$$[E] = [\varphi/L] = [V/m].$$

Бу бирлик (В/м) - кучланганлик чизиъи бўйлаб бир-биридан 1 м узоқликда жойлашган икки нуқтанинг потенциаллар фарқи 1 В бўлган бир жинсли майдон кучланганлигидир. Бундай майдонга киритилган 1 Кл зарядга 1Н куч таъсир этади.

Электростатик майдон потенциалининг тақсимланишини график равишда изоҳлаш учун эквипотенциал сиртлардан фойдаланилади. Эквипотенциал сиртлар деб, шундай сиртларга айтиладики, бу сиртни ихтиёрий нуқтасида электростатик майдон потенциал бир хил қийматга эга бўлади, яъни

$$\varphi = \text{const}. \quad (2.22)$$

Масалан, +q нуқтавий заряд учун эквипотенциал сиртлар маркази шу нуқтавий зарядда жойлашган концентрик сфералардан иборатдир (расм-2.2). Кучланганлик чизиқлари доимо эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади.



2.2-расм

$E = - \frac{d\varphi}{dx}$ формуладан фойдаланиб турли шаклдаги зарядланган жисмларнинг потенциалини ҳисоблаш мумкин.

МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:

1. Электростатик майдон потенциалини таъриф ланг.
2. Электростатик майдон кучланганлик вектори циркуляциясининг маъносини айтинг.
3. Эквипотенциал сирт деб қандай сиртга айтилади?
4. Электр майдонининг потенциали ва кучланганлиги қандай боғланган?

АДАБИЁТЛАР:

1. Б.Абдуллаев. Физика. 1989 й, 7 боб, § 7
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, §13.4
3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988 й. §§ 5,6.
4. Т.И.Трафимова. Курс физики. 1985 г. §§ 80-85
5. А.С.Сафаров. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. 1992 й. 1 боб. §§ 1.5-1.6.
6. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основы физики. М. 1998. §§ 7.1, 7.2

3-МАЪРУЗА: ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН УЧУН ГАУСС ТЕОРЕМАСИ

Режа:

1. Электростатик майдон кучланганлигининг оқими. Гаусс теоремаси.
2. Турли шаклдаги зарядланган жисмларнинг электр майдон кучланганлиги ва потециалини Гаусс теоремасидан фойдаланиб ҳисоблаш.

Таянч сўз ва иборалар: Электростатик майдон, кучланганлик, кучланганлик чизиқлари, кучланганлик оқими, Гаусс теоремаси, бир жинсли майдон, зарядланган чексиз текислик, зарядланган сфера, зарядланган шар, зарядланган цилиндр.

1. Электростатик майдон кучланганлигининг оқими. Гаусс теоремаси.

Электростатик майдонни майдон куч чизиқлари (кучланганлик чизиқлари) ёрдамида тасвирлаш мумкин.

S - юздан тик ўтувчи куч чизиқлари сони Φ_E электростатик майдон кучланганлик вектори оқими тенг бўлиб,

$$\Phi_E = \int_S E_n dS \quad (3.1)$$

формула билан аниқланади, бунда E_n - $\vec{E}$ векторнинг S юзага ўтказилган $\vec{n}$ нормалга проекцияси (3.1 - расм).

Расмдан кўринадики, S юза ва унинг S_n проекцияси орқали бир хил кучланганлик чизиқлари ўтади, яъни

$$\Phi_E = ES \cos \alpha$$

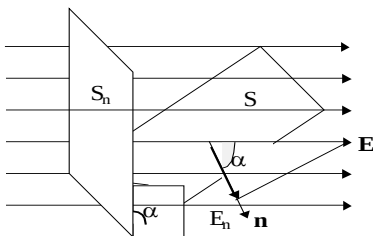
ёки

$$\Phi_E = E_n S, \quad \text{ёки} \quad \Phi_E = ES_n, \quad (3.2)$$

бунда α - $\vec{E}$ ва $\vec{n}$ векторлар орасидаги бурчак.

Кулон қонуни ва электростатик майдонларнинг суперпозиция принципи ихтиёрий нуктавий зарядлар системаси майдонини ҳисоблаш имконини беради. Зарядлар узлуксиз тақсимланган ҳол учун

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$



3.1-расм

йиғинди интегралга алмаштирилади. Лекин, бу интегрални ҳисоблаш жуда мураккаб математик масала ҳисобланади. Шунинг учун ҳисоблашни соддалаштирадиган турли хил усуллар ишлаб чиқилган. Шундай амалий жихатидан муҳим ва содда усуллардан бири электростатик майдонларни ҳисоблашга Гаусс теоремасини қўллашдир.

Гаусс теоремаси ичида электр заряди жойлашган берк сирт орқали майдон кучланганлиги вектори оқимини ҳисоблашга имкон беради.

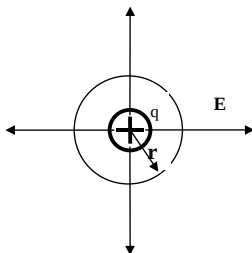
Фараз қилайлик, ичи бўш радиуси r бўлган шарнинг марказида нуктавий заряд жойлашган бўлсин. Нуктавий заряднинг r масофадаги кучланганлиги (3.2-расм)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (3.3)$$

Шу r радиусли сферик сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими

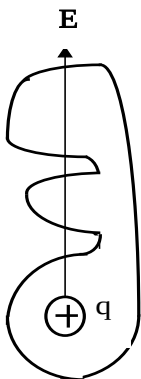
$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \int_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{dS}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{4\pi r^2}{r^2} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (3.4)$$

ёки



3.2-расм.

$$\Phi_E = ES = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (3.5)$$



3.3-расм

Бу ифода фақат сферик сирт учунгина эмас, балки нуқтавий зарядни ўраб турган ихтиёрий кўринишдаги берк сирт учун ҳам ўринлидир. Агар берк сирт 3.3-расмдагидек ихтиёрий кўринишда бўлса ҳам куч чизиклари сиртга киради ва ундан чиқади.

Суперпозиция принципига асосан, зарядлар системаси майдонининг кучланганлиги

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i ,$$

у холда $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлар системасини ўраб турган ихтиёрий ёпик сирт орқали ўтувчи кучланганлик оқими

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S \left(\sum \vec{E}_i \right) d\vec{S} = \sum_i \oint_S \vec{E}_i d\vec{S} \quad (3.6)$$

(3.5) га кўра ҳар бир интеграл q_i/ϵ_0 га тенг

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i . \quad (3.7)$$

Бу формула вакуумдаги электр майдон потенциали учун Гаусс теоремасини ифодалайди.

Демак, электр майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий шаклдаги берк (ёпик) сирт орқали оқими шу сирт ичида жойлашган зарядларнинг алгебраик йиғиндисини ϵ_0 га бўлган нисбатига тенг.

Гаусс теоремаси ёрдамида турли шаклдаги зарядланган жисملарни майдон кучланганликларини ва потенциалларини ҳисоблаш мумкин.

2. Турли шаклдаги зарядланган жисмларнинг электр майдони кучланганлиги ва потенциалини Гаусс теоремасидан фойдаланиб ҳисоблаш

А). Бир текис зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлигини ва потенциалини ҳисоблаш.

Чексиз текислик $+\sigma$ заряд зичлиги билан бир текис зарядланган бўлсин, яъни

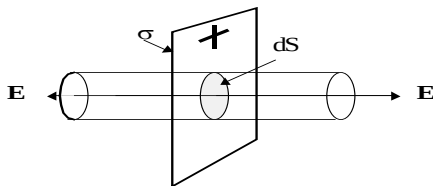
$$\sigma = \frac{dq}{dS} = \text{const.} \quad (3.8)$$

Бу текисликка перпендикуляр бўлган (3.4-расм) асоси dS га тенг цилиндр олайлик. Текислик цилиндрни тенг иккига бўлади. Цилиндрнинг ҳар бир асоси орқали ўтадиган кучланганлик оқим $E dS$ га тенг бўлганлиги учун цилиндр сирт орқали ўтган тўла оқим Гаусс теоремасига асосан

$$\Phi_E = 2EdS, \quad (3.9)$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0} . \quad (3.10)$$

$$(3.9) \text{ ва } (3.10) \text{ га кўра } E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} , \quad (3.11)$$

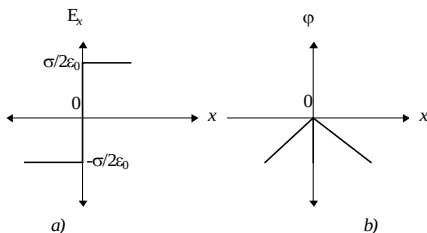


3.4-расм

бўлади. Майдоннинг ихтиёрий нуқтаси учун (3.11) формулани

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot \frac{x}{|x|}$$

кўринишида ёзиш мумкин. Формуладан кўриниб турибдики, $\vec{E}$ цилиндрнинг узунлигига боғлиқ эмас, яъни бир текис зарядланган чексиз текислик бир жинсли майдон ҳосил қилади, лекин майдонни бир томонидан иккинчи бир томонига ўтганда $\vec{E}$ сакраш билан ўзгаради. Майдон кучланганлиги билан майдон потенциали орасида



3.5-расм

$$E_x = - (d\phi/dx)$$

бўлганлиги учун $x=0$ ва $x<0$ нуқтада майдон потенциалини нол деб фарз қилиб, $x\geq 0$ нуқталарда зарядланган чексиз текисликнинг майдон потенциали (3.11) га асосан ҳисобланади, яъни

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad \phi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot x \quad (3.12)$$

Умумий ҳолда, x нинг ихтиёрий қиймати учун майдон потенцили

$$\phi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot |x| \quad (3.13)$$

кўринишида ҳисобланади.

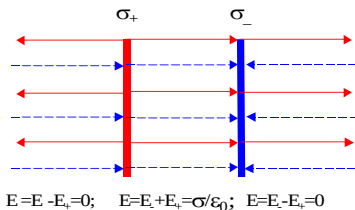
$\vec{E}$ ва φ ларнинг x га боғланиш графиклари $\sigma > 0$ хол учун, мос ра-вишда 3.5-расмнинг а) ва б) қисмларида кўрсатилган.

б). Иккита турли ишорали зарядланган чексиз параллел текисликлар орасидаги майдон кучланганлиги ва потенциалини ҳисоблаш.

Текисликлар турли ишорали $+\sigma$ ва $-\sigma$ заряд зичликлари билан бир текис зарядланган бўлсин. Бу текисликларнинг майдон кучланганлиги суперпозиция принципига асосан аниқланади. 3.6-расмдан кўринадики, текисликларнинг чап ва ўнг томонларида майдон куч чизиклари қарама-қарши йўналган. Шунинг учун бу $x \leq 0$ ва $x \geq d$ соҳаларда натижавий майдон кучланганлиги $\vec{E} = 0$ га тенг. Икки текислик орасида ($0 \leq x \leq d$) эса, натижавий майдон иккала текислик майдонларининг йиғиндисига тенг.

$$E = E_- + E_+ = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (3.14)$$

Икки текислик орасидаги ҳам ма нукталарда электр майдон кучланганлиги σ га боғлиқ бўлади. Бу соҳада куч чизиклари мусбат зарядланган текисликдан бошланиб манфий зарядланган текисликда тугайди.



3.6-расм

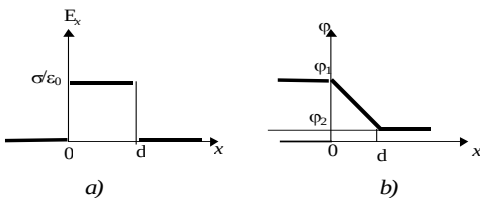
Бундай майдон, яъни барча нукталарда $\vec{E}$ нинг қиймати ва йўналиши бир хил бўлган майдон, бир жинсли майдон деб аталади

($\vec{E} = \text{const}$). Системанинг потенциали $\varphi(x)$ ни

$$E_x = - d\varphi/dx$$

тенгламани интеграллаш билан топамиз, яъни $x \leq 0$ соҳада $d\varphi/dx = 0$, $\varphi = \varphi(0) = \varphi_1$

$$0 \leq x \leq d \text{ соҳада эса,} \quad \frac{d\varphi}{dx} = - \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$



3.7-расм

десак
$$\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma}{\epsilon_0} x$$

Агар $x=d$ десак, $\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma d}{\epsilon_0}$ бўлади.

$x \geq d$ соҳада эса, $d\varphi/dx=0$, $\varphi=\varphi(d) = \varphi_2$

E_x ва φ ларнинг x га боғлиқ графиклари 3.7-расмда келтирилган.

в). Зарядланган шар майдони кучланганлиги ва потенциални ҳисоблаш.

R радиусли шар бир текис ρ ҳажм ий заряд зичлиги билан зарядланган бўлсин,

$$\rho = dq/dv.$$

Агар $r > R$ бўлса, у ҳолда сирт ичида барча q зарядлар жойлашади. Гаусс теоремасига асосан

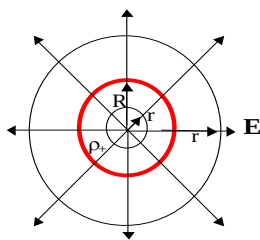
$$\Phi_E = ES = E \cdot 4\pi r^2 = q/\epsilon_0,$$

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \text{ бунда } r \geq R. \quad (3.15)$$

Агар $r=R$ бўлса, $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\rho R}{3\epsilon_0}$ бўлади. Ҳажмий зарядланганда

шар ичида майдон бошқача бўлади, яъни $r < R$ радиусли сфера

$$q' = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho \text{ зарядни қамраб олади. Гаусс теоремасига асосан}$$



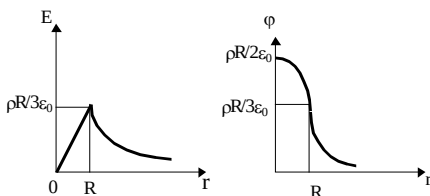
3.8-расм

$$\Phi_E = E \cdot S = 4\pi r^2 E = q'/\epsilon_0 = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho}{\epsilon_0}$$

бўлади, агар

$$\rho = \frac{q}{v} = \frac{q}{4/3\pi R^3}$$

эканлигини ҳисобга олсак,



3.9-расм

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \frac{q}{4/3\pi R^3}}{\epsilon_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{R^3} = \frac{\rho r}{3\epsilon_0} \quad (r \leq R) \quad (3.16)$$

Шундай қилиб, бир текис зарядланган шар ташқарисида майдон кучланганлиги (3.15) формулага, ичида эса (3.16) формулага асосан аниқланади.

Шарнинг потенциали эса

$$E = -d\phi/dr$$

формуладан $r \geq R$ соҳа учун $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ кўринишда топилади. Агар

$r=R$ бўлса,

$$\varphi(R) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0}.$$

Агар $r < R$ бўлса, бу соҳада потенциал

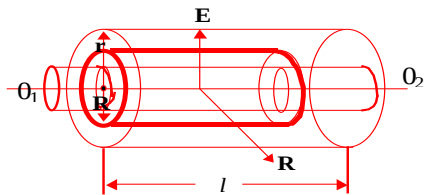
$$\varphi = \varphi(R) - \int_R^r E_2 d_2 = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0} + \frac{\rho}{6\epsilon_0} (R^2 - r^2) \quad (3.17)$$

кўринишда аниқланади.

E ва φ нинг r га боғлиқ ҳолда ўзгариш графиги 3.9-расмдаги *a)* ва *b)* кўринишда бўлади.

Г). Зарядланган чексиз цилиндрнинг майдон кучланганлиги ва потенциялини ҳисоблаш

R радиусли чексиз цилиндр бир текис $\tau = dq/d\ell$ чизиқли



3.10-расм

заряд зичлиги билан зарядланган бўлсин. Узунлиги ℓ , радиуси r бўлган чекли цилиндр олайлик (3.10-расм). Цилиндрнинг асосларидан ўтадиган оқим нолга тенг, ён ёқларидан ўтадиган кучланганлик оқими эса

$$\Phi_E = 2\pi r \ell E$$

Гаусс теоремасига асосан $\ell > R$ хол учун ёки майдон кучланганлиги

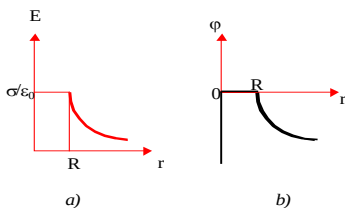
$$\Phi_E = \tau \ell / \epsilon_0$$

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{\sigma R}{\epsilon_0 r} \quad (r \geq R) \text{ бўлади.}$$

Бу соҳада майдон потенцияли

$$\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{R} = -\frac{\sigma R}{\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{R}$$

бўлади.



3.11-расм

$r < R$ соҳада $\sum q_i = 0$ бўлганлиги учун $\vec{E} = 0$, $\varphi = \text{const}$ бўлади. Бу ўзгармас сонни нолга тенг деб олиш кулай, чунки цилиндр ўқида (O_1O_2) $\varphi = 0$ деб қабул қилинади.

E_r ва φ ни $\sigma > 0$ хол учун r га боғлиқлик графиги мос равишда 3.11-расмнинг a) ва b) қисмларида кўрсатилган.

МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:

1. Кучланганлик оқимини таъриф ланг.
2. Гаусс теоремасини айтинг.
3. Қандай кўринишдаги зарядланган жисмларни майдонларини Гаусс теоремаси асосида ҳисоблаш кулай?

АДАБИЁТЛАР:

1. Б.Абдуллаев. Физика. 1989 й, 6 боб.
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, §§ 14.1-14.2
3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988. й. §§ 4.
4. Т.И.Трофимова. Курс физики. 1985 г. §§ 81-82.
5. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основы физики. М. 1998. §§ 7.1, 7.2
6. А.С.Сафаров. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. 1992 й. Т., 1-боб, §§ 1-8 - 1-10.

4-МАЪРУЗА. ЭЛЕКТР МАЙДОНИДА ДИЭЛЕКТРИКЛАР

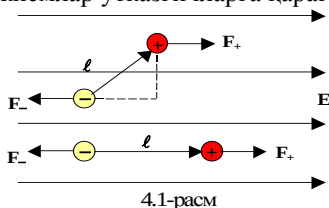
Режа:

1. Диэлектриklar ва уларнинг қутбланиши.
2. Қутбланиш вектори. Диэлектрик сингдирувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги.
3. Боғланган зарядлар.
4. Диэлектриklarдаги электр майдони. Гаусс теоремаси.
5. Иккита диэлектрик чегарасидаги чегаравий шартлар.
6. Сегнетоэлектриklar.

Таянч сўз ва иборалар: атом, молекула, электр дипол, дипол моменти, эластик дипол, диэлектрик, қутбсиз ва қутбли молекула, ориентацион қутбланиш, деформацион қутбланиш, ионли қутбланиш, қутбланиш вектри, диэлектрик қабул қилувчанлик, боғланган зарядлар, изотроп диэлектрик, электр индукция вектори, сегнетоэлектриklar, Кюри нуқтаси.

1. Диэлектриklar ва уларнинг қутбланиши

Ўзидан ток ўтказмайдиган жисмларни диэлектриklar (изоляциярлар) деб аталади. Идеал изоляторлар табиатда мавжуд эмас, лекин бу жисмлар ўтказгичларга қараганда 10^{15} - 10^{20} марта кам ток ўтказади.



Агар диэлектрикни электр майдонига олиб кирсак, майдон ҳам, диэлектрик ҳам ўзгаради. Бундай ҳолни тушиниш учун атом ва молекулалар таркибида мусбат зарядланган ядро ва манфий зарядланган электрон борлигини этиборга олишимиз керак.

Ҳар қандай молекула, натижавий заряди нолга тенг бўлган системадан иборат. Бунга электр дипол мисол бўла олади.

Электр майдони атом ва молекулалардаги боғланган зарядларга ҳам Маълум даражада таъсир кўрсатади. Бу ҳолни дипол мисолида кўрайлик. Агар электр майдони бир жинсли бўлса, зарядларга таъсир қилувчи кучлар

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_+ &= +q\vec{E} \\ \vec{F}_- &= -q\vec{E} \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

сон жиъатидан ўзаро тенг бўлиб, диполга

$$M = F\ell \cos\alpha = qE\ell \cos\alpha = pE \cos\alpha \quad (4.2)$$
жуфт куч моменти таъсир этади.

Агар майдон бир жинсли бўлмаса, $\vec{M}$ дан ташқари диполга
 $\vec{F}_+ + \vec{F}_- = \vec{F}$ куч таъсир этиб, бу куч диполни кучланганлик йўналган
томонга қараб ҳаракатга келтиради. Куч моменти $\vec{M}$ эса дипол моменти
 p ни ташқи майдон кучланганлиги E нинг йўналиши бўйлаб жойлаштира-
ди.

Диэлектрикларни ташкил қилган молекулаларни электр диполига
қиёслаш мумкин. Диполнинг мусбат заряди, ядро зарядларининг
йиғинисига тенг бўлиб, у мусбат зарядлар марказига жойлашган, манфий
заряди электронлар зарядининг йиғиндисига тенг бўлиб, у манфий заряд-
лар марказига жойлашган.

Агар мусбат зарядларнинг маркази манфий зарядлар маркази би-
лан устма-уст тушса, молекулани қутбсиз, аксинча бўлса, бундай молеку-
лани қутбли молекула дейилади. Қутбсиз молекулаларга H_2 , O_2 , N_2 (сим-
метрик), қутбли молекулаларга CO , NH_3 , H_2O , SO_2 (симметрик бўлмаган)
лар мисол бўла олади.

Ташқи электр майдони таъсирида қутбсиз молекула зарядлари
бир-бирига нисбатан силжийди; мусбат зарядлар майдон йўналишида,
манфий зарядлар эса қарама-қарши йўналишида силжийди. Натижада, мо-
лекула p дипол моментига эга бўлади, аксинча $p = 0$ (яъни $\ell = 0$). Демак,
майдон таъсирида молекула қутбланади. Бу қутбланиш электрон орбита-
ларининг ядрога нисбатан силжиши натижасида содир бўлаётганлиги
учун деформацион қутбланиш (электрон қутбланиш) ва бундай молекула-
ни эса эластик дипол деб аталади.

Қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектриклар электр
майдони таъсирига учрамагунча, улар молекулаларининг дипол момент-
лари тартибсиз йўналган бўлаганлиги туфайли, натижавий дипол момент
вектори $\sum p_i = 0$ нолга тенг бўлади. Шунинг учун $\vec{E} = 0$ бўлса, диэлектрик
ичида хусусий электр майдони бўлмайди. Бу диэлектрик, электр майдонга
жойлаштирилса, унинг молекулалари майдон йўналишида бурилади ва
уларнинг p дипол моментлари майдон $\vec{E}$ бўйлаб жойлашади. p нинг
қиймати $\vec{E}$ га боғлиқ эмас, шунинг учун қутбли молекулаларни нозла-
стик дипол деб юритилади. Бундай қутбланиш ориентацион қутбланиш
ёки дипол қутбланиш дейилади ва у температурага тескари пропорционал
равишда камаяди. чунки температура ортиши билан диполларнинг хаотик
ҳаракати кучайиб, тартиб бузилади.

Учинчи гуруҳ диэлектрикларга $NaCl$, KCl , KBr , ... кристаллари
киради. Уларнинг молекулалари ион тузилишига эга. Ташқи электр май-

дон бундай диэлектрикларда мусбат ионларни майдон йўналишида, ман-
фий ионларни эса майдонга тескари йўналишда силжитади. Бундай
қутбланишни ионли қутбланиш дейилади.

2. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги

Диэлектрикнинг қутбланиш даражасини характерлаш учун
қутбланиш вектори деб аталадиган катталиқ қўлланилади.

Қутбланиш вектори $\vec{P}$ деганда диэлектрикларнинг бирлик ҳажм
идаги барча диполлар электр моментларининг вектор йиғиндиси тушуни-
лади.

Бир жинсли бўлмаган диэлектрикларда, унинг исталган бирор
нуктасидаги қутбланиш вектори тўйрисида фикр юритиш мумкин. Бунинг
учун шу нукта атрофида элементар ΔV ҳажм ажратамиз. Бу ҳажм ичида-
ги барча диполлар моментларининг вектор йиғиндисини шу ΔV ҳажм га
нисбати,

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (4.3)$$

диэлектрикнинг қутбланиш векторини ифодалайди.

Тажрибаларни кўрсатишича, изотроп диэлектрикларда қутбланиш
вектори $\vec{P}$ билан майдон кучланганлиги $\vec{E}$ (агар $\vec{E}$ жуда катта бўлмаса)
орасидаги қуйидагича боғланиш бор.

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (4.4)$$

χ - диэлектрикнинг табиатини ифодалайдиган мусбат ўлчамсиз ($\chi > 0$)
катталиқ бўлиб, уни диэлектрик қабул қилувчанлик дейилади. У $\vec{E}$ га
больиқ эмас. Қутбсиз молекулалардан ташкил топган диэлектрикларнинг
 χ температурага боғлиқ эмас, қутбли диэлектрикларники эса χ температу-
рага $1/T$ каби боғланган бўлади (расм-4.2). Кўпчилик диэлектрикларнинг
 χ си бирдан унча катта эмас, лекин спирт учун $\chi = 25$ ва сув учун эса $\chi =$
80 га тенг.



Қутбсиз диэлектриклар учун (4.4) формула $\vec{P} = n_0 \vec{P}_e = n_0 \alpha \epsilon_0 \vec{E}$ кўринишда ёзилади, уни (4.4) формулага таққослаб $\chi = n_0 \alpha$ эканлигини кўрамиз, бунда $\alpha = 4\pi R^3$ - атомнинг қутбланувчанлиги дейилади. Қутбли диэлектрикларда эса (4.3) формула қуйидаги кўринишда ёзилади.

$$\vec{P} = n_0 < \vec{P}_e >, \quad \text{бунда}$$

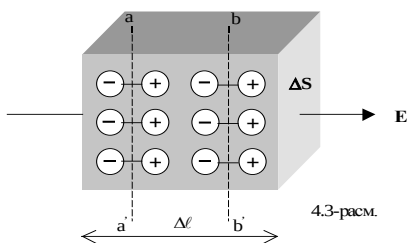
$$< \vec{P}_e > = (p_e^2 / 3kT) \vec{E}$$

буни (4.4) га таққосласак

$$\chi = n_0 p_e^2 / 3\epsilon_0 kT \quad (4.5)$$

эканлигини кўрамиз. Бу ифодани Дебай - Ланжевен формуласи дейилади.

3. Боғланган зарядлар



Фараз қилайлик, диэлектрик кучланганлиги $\vec{E}$ бўлган электр майдонига жойлаштирилган бўлсин (расм-4.3). Майдон таъсирида диэлектрик қутбланади. яъни унинг молекулаларидаги мусбат ва манфий зарядлар, мос равишда майдон ва унга тескари йўналишларда силжийди. Бунда қўшни диполларнинг қарама - қарши зарядлари бир бирларини нейтраллайдилар. Лекин, диэлектрикнинг чап ва ўнг томонидаги сиртларида жойлашган манфий ва мусбат зарядлар ўзаро нейтраллашмайди. Яъни, унинг чап сиртида манфий, ўнгида эса мусбат зарядлар вужудга келади. Бу зарядлар диэлектрик молекулалари билан боғланган бўлгани

учун кўча олмайдилар. Шунинг учун уларни боғланган зарядлар ва диэлектрикнинг кутбланиши тўғрисида вужудга келганликлари учун эса кутбланган сирт зарядлари дейилади. Сирт зарядлари ҳосил қилган ички майдон ташқи майдонга тескари йўналганлиги тўғрисида, диэлектрик ичида ташқи майдон заифлашади.

Сирт зардларини q' билан, уларнинг сирт зичлигини эса σ' билан белгилаймиз. У ҳолда, 4.3-расмдаги диэлектрикни елкаси $\Delta\ell$ юзаси ΔS , зарядлари $q' = \sigma' \Delta S$ тенг бўлган дипол деб қараш мумкин. Бу диполнинг электр моменти $P = \sigma' \Delta S \cdot \Delta\ell$ бўлади. Кутбланиш векторининг қиймати

$$P = P/\Delta V = \sigma' \Delta S \cdot \Delta\ell/\Delta V = \sigma' = q'/\Delta S \quad (4.6)$$

$$q' = P \Delta S \quad (4.7)$$

Демак, q' , P билан ΔS нинг кўпайтмасига тенг.

Энди бир жинсли бўлмаган диэлектрик берилган бўлсин:

Бир жинсли бўлмаган диэлектрик $\vec{E}$ электр майдонига киритилса, $\vec{E}$ нинг йўналишида диэлектрик молекулаларнинг концентрацияси ортиб боради, яъни $P_2 > P_1$, бунга асосан $q'_2 > q'_1$ бўлади. Диэлектрик ҳажмида вужудга келувчи бу ортқича зарядларнинг миқдори $q'_{\text{ҳажм}} = q'_1 - q'_2 = P_1 \Delta S - P_2 \Delta S = (P_1 - P_2) \Delta S = -(P_2 - P_1) \Delta S \quad (4.8)$

Гаусс теоремасига асосан иккинчи томондан $\vec{P}$ кутбланиш векторининг aa' bb' берк сирт орқали оқими, яъни

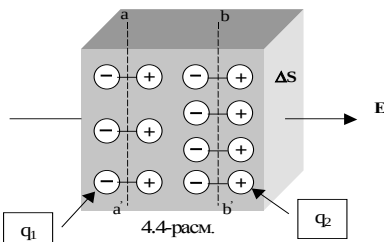
$$\Phi_P = P_2 \Delta S - P_1 \Delta S = (P_2 - P_1) \Delta S \quad (4.9)$$

(4.8) ва (4.9) ларни солиштириш натижасида қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Phi_P = -q'_{\text{ҳажм}} \quad (4.10)$$

бунда $q'_{\text{ҳажм}} = \sum q'_i$ боғланган зарядлар йиндисига тенг.

У ҳолда



$$\Phi_P = \oint_S P_n dS = -\sum q'_i \quad (4.11)$$

Демак, диэлектрик ичида олинган ихтиёрий ёпик сирт орқали $\vec{P}$ нинг оқими шу сирт билан чегараланган ҳажмдаги боғланган зарядлар-

нинг алгебраик йиғиндисининг тескари ишора билан олинган қийматига тенг.

4. Диэлектрикдаги электр майдони. Электр индукция вектори. Гаусс теоремаси.

Диэлектрик ичидагии электр майдонини боғланган ва эркин зарядлар вужудга келтиради. Диэлектрик ичидаги натижавий майдон

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (4.12)$$

бунда $\vec{E}_0$ – эркин зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганлиги $\vec{E}'$ – боғланган зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганлиги.

Гаусс теоремасига асосан диэлектрикдаги берк сирт орқали кучланганлик векторининг оқими

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = 1/\epsilon_0 (\sum q_i + \sum q'_i) \quad (4.13)$$

ёки

$$\oint (\epsilon_0 \vec{E})_n dS = \epsilon_0 \Phi_E = \sum q_i + \sum q'_i \quad (4.14)$$

Маълумки

$$\Phi_P = - \sum q'_i \quad (4.15)$$

У ҳолда

$$\epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \sum q_i = \oint_S \epsilon_0 E_n dS + \oint_S P_n dS = \oint_S (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{S}$$

$\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}$ бу ерда $\vec{D}$ векторни электр индукция вектори дейилади.

$$\Phi_D = \epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \oint_S D_n dS = \sum q_i$$

Бу ифода электр индукцияси вектори учун Гаусс теоремаси

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \sum q_i \quad (4.16)$$

бўлади ва қуйидагича таъриф ланади: электр индукция векторининг ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичида жойлашган эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Демак, электр индукцияси $\vec{D}$ фақат эркин зарядлар вужудга келтирадиган майдонни ифодалайди. (4.16) формулани қуйидагича ёзиш мумкин

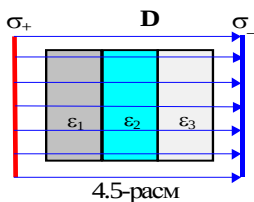
$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \chi \epsilon_0 \vec{E} = \vec{E} \epsilon_0 (1 + \chi) = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (4.17)$$

бу ерда $\epsilon = 1 + \chi$ (4.18)

диэлектрик сингдирувчанлигидир. Вакуумда $\epsilon = 1$, чунки $\chi = 0$.

У ҳолда $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_0$ (4.19)

(4.17) ва (4.19) га асосан $1 = E_0 / \epsilon E$ ёки $\epsilon = E_0 / E$, ϵ - электр майдонига кiritилган диэлектрик ичидаги майдон вакуумдаги майдонга нисбатан неча марта сусайишини ифодалайди.



Демак, электр майдонини $\vec{E}$ билан ёки $\vec{D}$ билан ҳам ифодалаш мумкин. Лекин, $\vec{D}$ дан фойдаланишнинг сабаби нима? Буни тушунтириш учун 4.5-расмда кўрсатилгандек диэлектриклар тизимини олайлик, Бундаги диэлектрикларларнинг ҳарбиридаги майдон кучланганликлари қуйидагича бўлади:

$$E_1 = E_0 / \epsilon_1; \quad E_2 = E_0 / \epsilon_2; \quad E_3 = E_0 / \epsilon_3;$$

Электр индукция векторлари эса мос ҳолда қуйидагиларга:

$$D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 (E_0 / \epsilon_1) = \epsilon_0 E_0$$

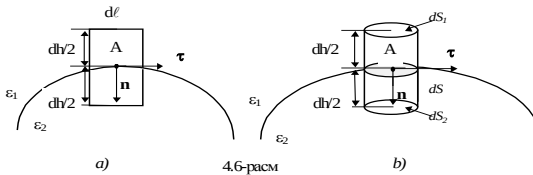
$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 (E_0 / \epsilon_2) = \epsilon_0 E_0$$

$$D_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 E_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 (E_0 / \epsilon_3) = \epsilon_0 E_0$$

тенг бўлади.

Демак $\vec{E}$ нинг қиймати турли диэлектрикларда турлича, лекин, $\vec{D} = \text{const}$, яъни ўзгармасдан қолади. Шунинг учун турли жисмлардаги электр майдонини ҳисоблашда $\vec{D}$ дан фойдаланиш қулай, чунки, $\vec{E}$ вектор ихтиёрий заряддан, яъни боғланган ва эркин зарядлардан бошланиши ва уларда тугаши мумкин, $\vec{D}$ вектор эса фақат эркин зарядлардан бошланади ва уларда тугайди.

5. Иккита диэлектрик чегарасидаги чегаравий шартлар.



Иккита диэлектрик чегара сирти яқинида $\vec{E}$ ва $\vec{D}$ векторлар
Маълум чегаравий шартларни қаноатлантириши керак.
Бу шартлар

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0 \quad (4.20)$$

ва

$$\frac{\partial \mathcal{D}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{D}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{D}_z}{\partial z} = \rho \quad (4.21)$$

муносабатлардан келиб чиқади.

Диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган диэлектриклар чегарасини қараб чиқайлик. Икки мухит чегарасида олинган А нуқтада сиртга уринма ($\vec{\tau}$) ва нормал ($\vec{n}$) бирлик векторлар ўтказамиз. А нуқта атрофида L тўри тўртбурчакли берк контур қурамиз, бу тўртбурчакнинг икки томони ($d\ell$) сиртга параллел ва икки томони (dh) сиртга перпендикуляр йўналган бўлсин (4.6-расмнинг а) қисми).

(4.21) формулага асосан $\Delta h \rightarrow 0$ да

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_{(L)} \vec{E} d\vec{\ell} = 0 \quad (4.22)$$

бўлади. $\Delta h \rightarrow 0$ да L контурнинг ён томонлари ва $\int \vec{E} d\vec{\ell}$ интегралнинг қиймати нолга интилади, контурнинг юкори ва қуйи томонлари эса икки мухит чегарасига яқинлашади. Шунинг учун L контур бўйича соат стрелкасига тескари йўналишда ўтилса қуйидаги

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_{(L)} \vec{E} d\vec{\ell} = (E_{2\tau} - E_{1\tau}) d\ell \quad (4.23)$$

муносабат ҳосил бўлади.

(4.22) ва (4.23) ифодалардан майдон қўчланганлигининг биринчи шартин келиб чиқади бўлади:

$$E_{2\tau} = E_{1\tau} \quad (4.24)$$

Демак, икки мухит чегарасидаги сиртга уринма йўналишидаги майдон кучланганлигининг ташкил этувчиси икки мухит чегарасидан ўтганда ўзгармайди.

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ формулага асосан (4.24) ни қуйидагича ёзиш мумкин

$$\frac{\vec{D}_{1\tau}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} = \frac{\vec{D}_{2\tau}}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \quad \text{ёки} \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (4.25)$$

Иккинчи шартни аниқлаш учун икки мухит чегарасидаги А нукта атрофида dS кичик юза оламитиз ва уни асос қилиб. Δh баландликка эга бўлган цилиндр қурамитиз. Бунда цилиндрининг Δh ясовчиси dS кичик юзага туширилган $\vec{n}$ нормалга параллел қилиб олинган. $\vec{n}$ (4.5-расмнинг b) қисми). Икки мухит чегарасида dS_1 ва dS_2 ($dS_1 = dS_2 = dS$) юзалар жуда кичик ва улардаги майдонни бир жинсли деб олиш мумкин.

Гаусс теоремасига асосан dS_1 асос орқали кучланганлик оқими $D_{1n}dS_1$, шунингдек, dS_2 асос орқали оқим $D_{2n}dS_2$. Цилиндрнинг ён сирти dS сиртга перпендикуляр бўлгани учун ва dh нолга интилганда, ён сирт орқали оқим нолга тенг. Шундай қилиб берк цилиндр сирт орқали тўла оқим:

$$\Phi_D = D_{1n}dS_1 + D_{2n}dS_2 + <D_n>dS_{\text{ён}} \approx D_{1n}dS + D_{2n}dS + <D_n>dS_{\text{ён}} = 0 \quad (4.26)$$

Юқоридаги сабаларга кўра, $h \rightarrow 0$ бўлганда, $S_{\text{ён}} \rightarrow 0$ интилади ёки

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum q_i$$

ёки

$$\lim_{h \rightarrow 0} \oint_S \vec{D} d\vec{S} = (D_{1n} + D_{2n})dS = \lim_{h \rightarrow 0} \sum q_i.$$

Агар икки мухит чегарасидаги сиртда эркин электронлар бўлмаса

$$\lim_{h \rightarrow 0} \sum q_i = 0$$

бўлади.

Шунинг учун $D_{1n} = -D_{2n}$ ҳосил бўлади.

Бунда D_{1n} - диэлектриклар чегарасига яқин жойда биринчи диэлектрикдаги $\vec{D}$ векторининг $\vec{n}$ га проекцияси, D_{2n} эса иккинчи диэлектрикдаги $\vec{D}$ векторининг $\vec{n}$ га проекцияси. Минус ишора $\vec{n}_1$ ва $\vec{n}_2$ нормаллар цилиндри асосларида қарама-қарши йўналганлиги учундир.

$$\text{Агар } \vec{D}_1 \text{ ва } \vec{D}_2 \text{ векторларни битта нормалга проекцияласак} \\ D_{1n} = D_{2n} \quad (4.27)$$

шарт бажарилади.

Бу $\vec{D}$ вектор учун иккинчи шарт бўлади. Яъни икки мухит чегарасидан ўтишда эркин зарядлар бўлмаса, электр индукция вектори $\vec{D}$ нинг нормал ташкил этувчиси ўзгармайди. Шунга мос ҳолда майдон кучланганлиги учун иккинчи шарт қуйидагича бўлади,

$$E_{2n} = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right) E_{1n}. \quad (4.28)$$

Агар биринчи мухит вакуум бўлса, яъни $\epsilon_1 = 1$ бўлса, $E_{2n} = \frac{E_{1n}}{\epsilon_2}$.

Шундай қилиб, мухитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи қуйидаги маънога эга. Мухитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлик электростатик майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси вакуумдан мухитга ўтганда неча марта камайишини кўрсатади.

(4.24), (4.25) ва (4.27), (4.28) формулалардан кўринадики, икки диэлектрик чегарасидан ўтишда $\vec{D}$ векторнинг (D_n) нормал ташкил этувчиси ўзгармайди, $\vec{E}$ векторининг (E_n) нормал ташкил этувчиси эса ўзгаради.

(4.24), (4.25), (4.27), (4.28) муносабатлар икки диэлектрик чегарасида $\vec{E}$ ва $\vec{D}$ векторлар қаноатлантирувчи шартларни ифодалайди (чегара сиртда эркин электронлар бўлмаган ҳолда).

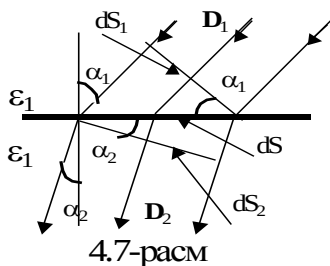
Бу формулалар бир жинсли электростатик майдон учун олинди, лекин улар ўзгарувчи майдонлар учун ҳам тўғридир. (4.27) формулани (иккинчи шартни), индукция (кучланганлик) чизиқлари икки мухит (диэлектрик) чегарасидан ўтганда узилмаслигига асосланиб ҳам олиш мумкин (расм.4.7). Кучланганлик чизиқлари икки мухит (диэлектрик) чегарасидан ўтганда синади. Биринчи диэлектрикда ΔS_1 юзадан ўтувчи оқим $D_1 \Delta S_1 = D_1 \Delta S \cos \alpha_1$, иккинчи диэлектрикда ΔS_2 юзадан ўтувчи оқим $D_2 \Delta S_2 = D_2 \Delta S \cos \alpha_2$, га тенг бўлади. Агар чегарада кучланганлик чизиқлари узилмаса бу иккала ифода ўзаро тенг бўлиши керак, яъни,

$$D_1 \Delta S \cos \alpha_1 = D_2 \Delta S \cos \alpha_2$$

$$D_1 \cos \alpha_1 = D_2 \cos \alpha_2$$

бунда $D \cos \alpha$ - $\vec{D}$ векторнинг D_n нормал ташкил этувчиси эканлигини этиборга олсак, я D_{1n} ни $D_{1n} = D_{2n}$ (4.29) ифодани ҳосил қиламиз.

Иккинчи диэлектрик чегарасида кучланганлик чизиқлари синса, α бурчак ўзгаради. 4.8 - расмдан



$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{1\tau}}{D_{1n}} = \frac{E_{1\tau}}{E_{1n}}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{2\tau}}{D_{2n}} = \frac{E_{2\tau}}{E_{2n}}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_1 : \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{1\tau}}{D_{1n}} : \frac{D_{2\tau}}{D_{2n}}$$

(4.25) ва (4.29) формулаларга асосан

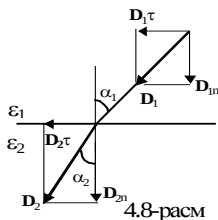
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (4.30)$$

Бу ифода икки муҳит чегарасида электростатик майдон кучланганлик чизикларининг синиш қонунидир. Агар майдон куч чизиклари ε кичик диэлектрикдан ε катта диэлектрикка ўтса куч чизиклари сийраклашади, агар аксинча бўлса, куч чизиклари қўйиқлашади.

6. Сегнетоэлектриклар

Диэлектрикларда диполлар тартибсиз жойлашганлиги учун $\vec{E} = 0$ да, $\vec{P} = 0$ бўлади. Лекин, аксарият диэлектриклар учун ўринли бўлган бу ҳол сегнетоэлектриклар деб аталувчи бир гуруҳ моддалар учун истиснодир.

Бу гуруҳнинг биринчи вакилари сегнет тузи. ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ва BaTiO_3) титанат барийлардир.

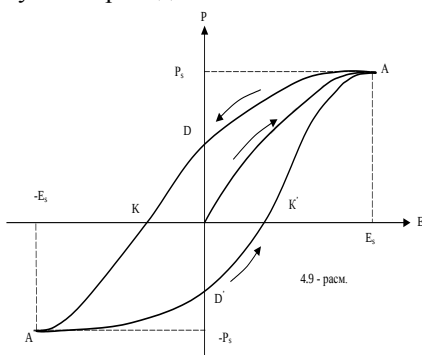


1. Сегнетоэлектрикларда диэлектрик сигдирувчанлик бошқа моддаларга нисбатан жуда катта, яъни $\epsilon \gg 1$ бўлади. Масалан: сегнет тузи учун $\epsilon = 10000$, барий титанати учун $\epsilon = 7000$.

2. Сегнетоэлектрикларнинг ϵ си $\vec{E}$ га боғлиқ. Шунинг учун $\vec{P}$ нинг $\vec{E}$ га боғлиқлиги чизикли эмас.

4.9-рasm

3. Сегнетоэлектрикларнинг қутбланиш $\vec{P}$ вектори унинг дастлабки шароитига ҳам боғлиқ. Масалан, 4.9-рasmда $\vec{E}$ нинг 1 қийматига $\vec{P}$ нинг 3 қиймати мос келади. Сегнетоэлектрикларнинг бу хусусиятлари уларда доменлар деб аталаувчи спонтан қутбланиш соҳалари мавжудлиги билан тушинтирилади.



Агар сегнетоэлектрик ўзгарувчи $\vec{E}$ майдонга жойлаштирилса, ундаги $\vec{P}$ нинг ўзгариши гистерезис сиртмоғи (4.9-рasm) деб аталадиган берк эгри чизикдан иборат бўлади. P_K - қолдиқ қутбланиш, E_K - коэрцитив куч. Бундай хусусият ҳар бир сегнетоэлектрик учун хос бўлган температурагача ёки температуралар оралиғида содир бўлади. Бу температураларни Кюри нуқталари дейилади. Масалан: сегнет тузи учун 258 К ва 298 К (-15°C ва $+22,5^\circ\text{C}$) лар оралиғида сегнетоэлектриклик хоссалари намоён бўлади.

Сегнетоэлектрикларни ва баози симметрия марказига эга бўлмаган кристалларни механик таъсир туфайли деформацияласак, улар қутбланади. Вужудга келган заряд миқдори таъсир кучига тўғри пропорционал. Бу ҳодиса тўғри пьезоэлектрик эффект дейилади.

Ҳозирги вақтда сегнетоэлектрик хоссаларига эга бўлган жуда кўп диэлектрик моддалар аниқланган. Улардан конденсаторларда, ултратовуш генераторларида кенг фойдаланилади.

МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:

1. Қутбланган ва қутбланмаган диэлектрикларнинг фарқини айтинг.
2. Қутбланиш векторини таърифланг.
3. Диэлектриклар учун Гаусс теоремасини айтинг.
4. Гистерезис сиртмоёини тушунтиринг.

АДАБИЁТЛАР:

1. Ь.Абдуллаев. Физика. 1989 й, II бўлим, §§ 3-4.
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, §§ 15.1-15.5.
3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988 ййгинди. II-боб §§ 1-5.
4. Т.И.Трафимова. Курс физики. 1985 г. §§ 87-90.
5. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основк физики. М. 1998. §§ 7.1, 7.2
6. А.С.Сафаров, Умумий физика курси: Электромагнетизм ва тўлқинлар, Т.1992, §§ 2.1 - 2.6.

5-МАЪРУЗА. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДА ЎТКАЗГИЧЛАР.

Режа:

1. Ихтиёрий қўринишдаги зарядланган берк сирт ичидаги майдон. Ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланиши.
2. Ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги
3. Ван-де-Грааф генератори.
4. Яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими.
5. Конденсаторлар
6. Электростатик майдон энергияси

Таянч сўзлар ва иборалар: Ўтказгичлар, диэлектриклар, яримўтказгичлар, эркин электронлар, боғланган электронлар, электростатик индукция ходисаси, электр сиғими, Фарада, канденсатор, конденсаторни улаш, яккаланган ўтказгич, электростатик майдон энергияси, энергиянинг ҳажм ий зичлиги.

1. Ихтиёрий қўринишдаги зарядланган берк сирт ичидаги майдон. Ўтказгичларда зарядларнинг тақсимланиши

Ўтказгич деганда электр токини ўтказа оладиган ихтиёрий ўлчам ва шаклдаги модда тушунилади. Нафақат металллар балки электролитлар ва умуман ичида эркин зарядлари бўлган ҳар қандай муъитни (жисмни) ўтказгич дейиш мумкин. Аниқлик учун биз қуйида ўтказгич деганда металл жисмларни назарда тутамиз. Металлларда ток ташувчилар вазифасини

уларнинг таркибидаги “эркин” электронлар бажаради. Эркин электронлар жуда кичик кучлар таъсирида ҳам ҳаракатга кела олишади.

Ташқи электр майдони бўлмаганда манфий зарядли эркин электронларнинг электр майдони, металл атомларининг мусбат зарядланган ионлари ҳосил қилган майдон билан ўзаро компенсациялашган бўлади.

Ўтказгич электр майдонига киритилса унинг эркин электронлари шундай қайта тақсимланадики, оқибатда ўтказгичнинг ичидаги ихтиёрий нуқталарда электрон ва мусбат ионлар ҳосил қилган электр майдони, ташқи электр майдонни компенсациялайди. Ташқи майдон таъсирида ўтказгичлардаги зарядларнинг қайта тақсимланишига электростатик индукция дейилади. Бу жараёнда ҳосил бўлган зарядлар миқдоран тенг, ишоралари эса қарама-қарши бўлади. Ташқи электр майдондан ўтказгич чиқарилиши заъоти мазкур зарядлар ʻойиб бўлишади. Электростатик майдонга киритилган ўтказгичлардаги зарядлар мувозанатда бўлиши қуйидаги шартлар бажарилиши билан боғлиқ:

бир хил ишорали зарядлар бир-биридан кочганликлари учун.

Ўтказгичларга ташқаридан берилган зарядлар унинг ташқи сирти бўйича тақсимланади. Шу сабабли ўтказгич ичида ортикча зарядлар бўлмайди ва унинг ичидаги бир қисм моддани олиб ташласа ҳам зарядларнинг ташқи сирт бўйича тақсимланиши бузилмайди, яъни зарядлар ичи бўш жисмларда ҳам худди яхлит ўтказгичлардаги каби уларнинг ташқи сирти бўйича тақсимланади.

Ўтказгичдаги ортикча зарядлар унинг сиртида тақсимланганлиги учун ўтказгичнинг ичидаги барча нуқталарда $E = 0$, унинг сирти яқинида эса $E = E_n$ ($E_t = 0$, акс ҳолда зарядлар сирт бўйлаб ҳаракатга келган бўлар эди). Ўтказгич ичидаги барча нуқталарнинг потенциалли ўзгармас, яъни унинг

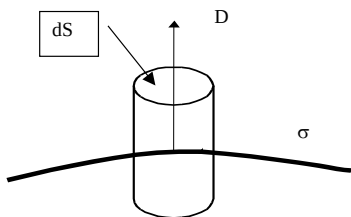
бутун ҳажм и эквипотенциал бўлади, чунки $\frac{\partial \varphi}{\partial \ell} = -E_t = 0$ ва $\varphi =$

const ўтказгичнинг сирти ҳам эквипотенциал бўлади, чунки

$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = -E_n = 0$ ва $\varphi = \text{const}$ зарядланган икки ўтказгич бир-бирига

ташқи сиртлари орқали теккизилса, потенциаллари тенглашгунга қадар, уларнинг зарядлари ўзаро қайта тақсимланади.

2. Ўтказгич сирт яқинидаги майдон кучланганлиги



5.1-расм.

Заряд зичлиги σ бўлган ўтказгичнинг сирти яқинидаги майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ва электр индукция вектори $\vec{D}$ ни ҳисоблаймиз. Бунинг учун зарядланган ўтказгич сиртига ўтказилган нормалга параллел ва асослари dS бўлган цилиндрсимон ёпиқ сирт орқали кучланганлик чизиклари оқимини аниқлайлик (5.1-расм). Цилиндр асосларининг бири ўтказгич ичида, иккинчиси эса унинг ташқарисида жойлашсин. Ўтказгич ичида $\vec{E}=0$ бўлгани учун $\vec{D}$ ҳам нолга тенг. Демак, цилиндрнинг ўтказгич ичидаги dS асоси ва унинг ён сиртлари орқали куч чизикларининг оқими нолга тенг. Цилиндрнинг ташқи асоси орқали электр индукция векторининг оқими:

$$d\Phi_D = D dS = dq = \sigma dS,$$

бундан

$$D = \sigma \quad (5.1)$$

эканлиги келиб чиқади. Демак

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

бўлгани учун

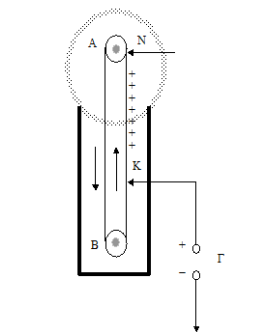
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} \quad (5.2)$$

бўлади, бундаги ϵ - ўтказгични ўраб турган мухитнинг диэлектрик синдирувчанлиги.

3. Ван-де-Грааф генератори.

Юқорида қайд қилганимиздек, агар зарядланган металл шарча бошқа зарядланмаган металл шарчанинг ташқи сиртига теккизилса, уларнинг потенциаллари тенглашиб қолгунга қадар унинг заряди ҳар икки шарчалар ўртасида қайта тақсимланади. Аммо зарядланган шарча ковак ўтказгичнинг (шарчанинг) ички сиртига теккизилса, ўтказгичнинг ичида ортиқча заряд бўла олмаганлиги учун, унинг заряди тўласича ўтказгичга ўтиб, унинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланиб қолади. Мазкур жараёни кўп марта такрорлаш орқали ўтказгич потенциалини ошириш мумкин. Шундай усул билан юқори кучланиш ҳосил қилишга имкон берадиган

электростатик генератор Голландиялик олим Ван-де-Грааф томонидан кашф этилган. Унинг генератори қуйидагича ишлайди.



5.2-расм

Шойи ёки резиналаштирилган матодан қилинган лентани, 5.2-расмда кўрсатилганидек, А ва В шкивлар ҳаракатга келтиради. Лентанинг пастки қисмига электростатик машинанинг қутбларидан бирига уланган К тароқ тегиб туради. Устки қисмига эса шарнинг ички деворига маъкамланган N тароқ тегиб туради. Лента ҳаракатга келганда Г электр машинадан К орқали олинган заряд N орқали ўтказгичнинг ички деворига узатилади ва шарнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланади. Шар сиртидан уни ўраб турган ёвога, разряд туфайли, сизиб кетаётган заряд миқдори оқиб келаётган заряд миқдорига тенг бўлмагунча шарнинг заряди ва потенциали ортади. Бундай усул билан шарнинг потенциалини 10^7 В гача орттириш мумкин.

4. Яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими.

Атрофидаги ўтказгичларнинг электр майдони таъсир қила олмайдиган масофада жойлашган ўтказгични яккаланган ўтказгич дейилади. Бундай ўтказгичнинг потенциали заряд миқдорига тўғри пропорционал бўлади

$$\varphi = \frac{q}{C},$$

бундаги C ни ўтказгичнинг электр сиғими ёки сиғим дейилади ва ундан:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (5.3) \quad \text{Ўтказгичнинг}$$

электр сиғими сон жихатдан унинг потенциалини бир бирликка ортириш учун керак бўлган заряд миқдорига тенг. Сиғим ўтказгичнинг геометрик ўлчамларига ва уни ўраб олган муъитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги-

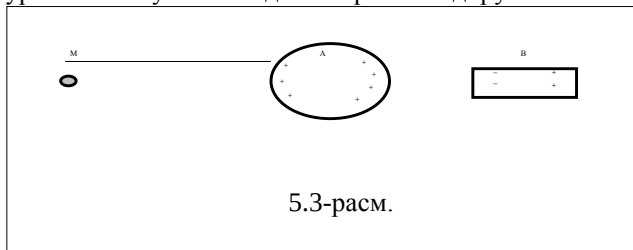
га боғлиқ бўлади. Турли шаклдаги ўтказгичлар сифимини (5.3) ёрдамида аниқлаш мумкин. Бизга Маълумки, зарядланган R радиусли шарнинг сиртидаги потенциали

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} \quad (5.4)$$

ифода билан аниқланади. У ҳолда (5.4) ни (5.3) га қўйиб шарнинг сифими

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (5.5)$$

эканини топамиз. Демак шарнинг электр сифими унинг радиусига ва уни ўраб олган муъитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ га боғлиқ экан.



Сизимнинг ўлчов бирлиги қилиб 1Кл заряд берилганда потенциали 1В га ортадиган ўтказгичнинг сифими қабул қилинган ва уни Фарад деб аталади.

$1\Phi = 1\text{Кл}/1\text{В}$ - (5.5) га биноан 1Ф сифимга эга бўлган шарнинг радиуси $9 \times 10^9\text{м}$ бўлади. Ер шарининг сифими эса 0.7Ф ташкил этади.

Фарад жуда катта сифим бирлиги бўлгани учун амалда унинг улушлари

$1\text{мк}\Phi = 10^{-6}\Phi$, $1\text{п}\Phi = 10^{-12}\Phi$

деб аталувчи ўлчов бирликларидан фойдаланилади.

5. Конденсаторлар

Яккаланганлик шarti бузилганда ўтказгичнинг сифими қандай ўзгаришини аниқлаш учун унинг яқинига бошқа бир ўтказгични жойлаштирамыз. Соддалик учун яккаланган мусбат зарядланган А шар ёнига бошқа ихтиёрий ўтказгични яқинлаштирамыз.

Бизга Маълумки, яккаланган металл шарчанинг заряди унинг сирти бўйича бир текис тақсимланган бўлади. Шарнинг марказидан бирор R масофада жойлашган М нуқтадаги майдон потенциали $\varphi = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r$ ифода билан аниқланади.

Шарчадаги q заряд ҳосил қилган электр майдон таъсирида унга яқинлашган ўтказгичнинг эркин зарядлари қайта тақсимланади (5.3-расм).

Ўтказгичнинг шарчага яқин сиртида манфий, узоқ сиртида эса мусбат зарядлар индукцияланади. Мазкур индукцияланган зарядларнинг ўтказгич ичида ҳосил бўлган майдонини компенсациялаш учун шарчанинг ҳам заряди қайта тақсимланади. А ва В ўтказгичлардаги зарядларнинг қайта тақсимланиши оқибатида М нуқтадаги майдон кучланганлиги камаёди:

$$E' < E = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r^2; \quad \phi' = \int E' dr < \int E dr = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r; \quad \phi' < \phi.$$

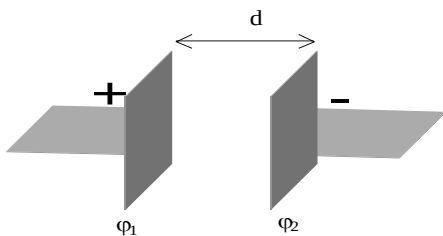
Демак, яккаланмаган ўтказгичнинг сиғими доимо унинг яккаланган ҳолатдаги сиғимидан катта бўлади. Бу ходисадан фойдаланиб заряд тўплашга имкон берадиган “Конденсатор” деб аталган қурилмалар ясалади. Ҳар қандай конденсатор икки ўтказгичдан иборат система бўлиб, ўтказгичларни унинг қопламалари дейилади. Қопламаларнинг геометрик шаклига қараб, уларни ясси, сферик ва цилинрик конденсаторлар дейиладди. Одатда конденсатор қопламалари бир-бирига нисбатан шундай жойлаштириладики, уларга микдорлари бир хил ва ишоралари қарама-қарши заряд берилганда ҳосил бўладиган электр майдони қопламалар орасида мужассамлашган бўлади. Бунга қопламалар орасидаги масофа d ни, улар қопламаларнинг чизикли ўлчамларига нисбатан анча кичик қилиш йўли билан эришилади.

Ясси конденсатор сиғими. Бир биридан d масофада жойлашган, ҳар бирининг юзаси S бўлган икки паралел металл пластинкалардан иборат системани ясси конденсатор дейилади (5.4-расм). $\sqrt{S} \gg d$, бўлгани учун конденсатор қопламаларини чексиз зарядланган текисликлар деб қараб, улар орасидаги майдон кучланганлигини $E = \sigma/\epsilon_0$ ифода ёрдамида ҳисоблаш мумкин. У ҳолда қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси:

$$\phi_1 - \phi_2 = \sigma d/\epsilon_0\epsilon.$$

Сиғими эса

$$C = \epsilon_0\epsilon S/d \quad (5.6)$$



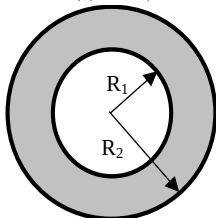
5.4-расм.

бўлади.

Бунда ϵ - қопламалар орасида жойлаштирилган диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанлиги.

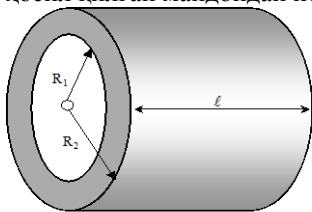
КОНДЕНСАТОРНИНГ СИҒИМИ УНИНГ ҚОПЛАМАЛАРИ ОРАСИДАГИ ПОТЕНЦИАЛЛАР АЙИРМАСИНИ БИР БИРЛИККА ОШИРИШ УЧУН ҚОПЛАМАЛАРГА ҚАНЧА МИҚДОРДА ЗАРЯД БЕРИШ КЕРАКЛИГИНИ КЎРСАТАДИ.

Сферик конденсатор радиуслари $R_2 > R_1$ бўлган иккита концентрик сфера шаклидаги қопламалардан иборат бўлади (5.5-расм).



5.5-расм.

Ички қопламага $q > 0$, ташқи қопламага эса $q < 0$ заряд берилган бўлсин. Бизга Маълумки, зарядланган сфера фазаси ўзидан ташқарида электр майдон ҳосил қилади. Қопламалар мусбат ва манфий зарядлар билан зарядланганликлари учун улар томонидан ҳосил қилинган электр майдони ташқи қопламанинг ташқарисида бир-бирини йўқотади. Шунинг учун конденсатор қопламалари орасидаги майдон ички қопламанинг q заряди ҳосил қилган майдондан иборат бўлади:



5.6-расм.

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

$$\frac{d\varphi}{dr} = -E_r = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right]$$

У ҳолда

$$C = q/(\varphi_1 - \varphi_2) = 4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2 / (R_2 - R_1) \quad (5.7) \text{ агар } R_2 - R_1 = d \ll R_1 \text{ бўлса}$$

$$C = \epsilon_0\epsilon S/d \quad \text{бунда } S = 4\pi R^2 \text{ -конденсатор ички қопламасининг юзаси.}$$

Цилиндрик конденсатор -умумий ўққа эга бўлган ва бир-бирига кийдирилган иккита юпка деворли метал цилиндрдан иборат курилмадир (5.6-расм). R_1 радиусли ички қопламага мусбат, R_2 радиусли ташқи қопламага манфий q заряд берилган бўлсин. Сферик конденсаторлар учун

кўрсатилган шартларга кўра қопламалар орасида мужассамлашган электр майдон ички қопламанинг зарядлари томонидан ҳосил қилинади.

Бунда $R_2 - R_1 = d \ll \ell$ шарт бажарилса чексиз узун цилиндрлар деб улар орасидаги майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин:

$$\int E ds = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon}$$

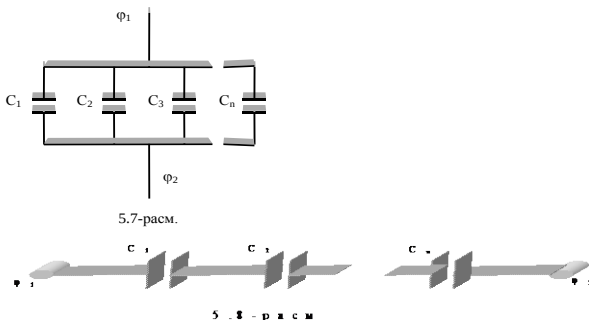
$$E 2\pi l = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$E = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon r}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q dr}{2\pi \epsilon_0 \epsilon l r} = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (5.8)$$

Агар $R_2 - R_1 = d \ll R_1$ бўлса, $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ ҳосил бўлади.



Конденсаторларни улаш. Амалда керак бўлган электр сиғимини ҳосил қилиш учун конденсаторларни бир-бирига параллел ёки кетма-кет уланади. Конденсаторларни параллел улаш 5.7-расмда кўрсатилган. Параллел уланган конденсаторларнинг қопламалари орасидаги потенциаллар айирмаси $\varphi_1 - \varphi_2$ бир хил бўлади. Уларнинг қопламаларида тўпланган зарядлар эса мос ҳолда

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

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

$$\dots\dots\dots$$

$$q_n = C_n(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Конденсатор батареясининг заряди

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = (c_1 + c_2 + c_3 + \dots + c_n)(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Батареянинг тўла сиғими

$$c = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = c_1 + c_2 + \dots + c_n = \sum_{i=1}^n c_i \quad (5.9)$$

Демак умумий сиғим уланган конденсаторлар сиғимларининг йиғиндисига тенг бўлади.

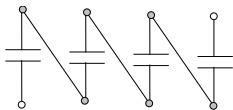
5. Конденсаторларни кетма-кет улаш

КЕТМА КЕТ УЛАШ 5.8-РАСМДА КўРСАТИЛГАН. БУНДА БАРЧА КОНДЕНСАТОРЛАРДАГИ ЗАРЯД МИҚДОРИ БИР ХИЛ ВА КОНДЕНСАТОРЛАР БАТАРЕЯСИНИНГ ЗАРЯДИГА ТЕНГ, КОНДЕНСАТОРЛАР УЧЛАРИДАГИ ПОТЕНЦИАЛЛАР АЙИРМАСИ ЭСА ТУРЛИЧА БўЛАДИ,
 $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_3 + \dots + \Delta\varphi_n = q/C_1 + q/C_2 + \dots + q/C_n$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = q(1/C_1 + 1/C_2 + \dots + 1/C_n) = q/C$$

Демак, $1/C = 1/C_1 + 1/C_2 + \dots + 1/C_n$ ёки

$$\frac{1}{c} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{c_i} \right) \quad (5.10)$$



5.9-рasm.

Нативий сиғим батареяга уланган энг кичик сиғимдан ҳам кичик бўлади.

Масалан: $C_1 = C_2 = \dots = C_n = C_0$ бўлса, $C = C_0/n$ бўлади.

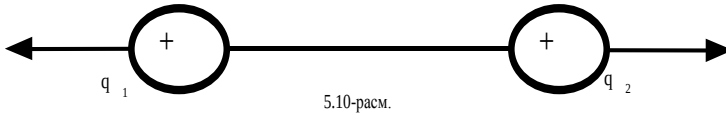
Агар 5.8-расмдагидек параллел уланган конденсаторлар батареяси бир хил n та конденсаторлардан иборат бўлса ва уларни $\Delta\varphi$ потенциаллар фарқиғача зарядлаб сўнгра зарядланган холда кетма-кет уласак, (5.9-расм) батарея клеммаларида $n\Delta\varphi$ потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Шундай принцида юқори кучланишли импульсли генераторлар курилади. Бу генераторлар ёрдамида бир неча мегавольт потенциаллар фарқини ҳосил қилиш мумкин. Импульсли генераторлар электротехникада кенг қўлланилади.

6. Электростатик майдон энергияси.

А). Кўзгалмас зарядларнинг ўзаро таъсир энергияси

Бир - бирдан γ масофада жойлашган кўзгалмас q_1 ва q_2 зарядлар система-си берилган бўлсин (5.10-расм). Берилган зарядлар бир - бирдан чексиз узокликда жойлашганда ўзаро таъсирлашмайди. Агар улардан бирини (q_1) кўзгалмас деб, иккинчисини (q_2) деб, γ масофагача яқинлаштирилганда

$$A_{12} = q_2\phi_{12} = q_2q_1/4\pi\epsilon_0\gamma$$



иш бажарилади. Бунда ϕ_{12} - q_1 нинг q_2 жойлашган нуқтадаги майдон потенциалли. Шундай йўл билан q_1 ни q_2 га яқинлаштирсак ҳам

$$A_{21} = q_1\phi_{21} = q_1q_2/4\pi\epsilon_0\gamma$$

иш бажарилади. Бунда ϕ_{21} - q_2 нинг q_1 жойлашган нуқтада ҳосил қилган майдон потенциалли.

Ҳар икки ҳолда ҳам бир хил иш бажарилади ва бу бажарилган иш зарядларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясига айланади ва

$$W_{12} = W_{21} = q_1\phi_{21} = q_2\phi_{12} = 1/2 (q_1\phi_1 + q_2\phi_2)$$

деб ёзиш мумкин. Бунда ϕ_1 ва ϕ_2 мос равишда q_1 ва q_2 зарядлар жойлашган нуқталардаги майдон потенциалидир. Берилган икки заряд системасига учинчи q_3 зарядни чексизликдан q_1 ва q_2 зарядлардан мос равишда r_{13} ва r_{23} масофага жойлаштирайлик.

Бунда

$$A_3 = q_3\phi_3 = q_3 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right) = \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right)$$

иш бажарилади ва бу иш ҳам системанинг энергиясига қўшилади. Демак, $W = A_1 + A_3$ ёки $W = A_2 + A_3$ бўлиб қолади.

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right) \right)$$

бу ифоданинг шаклини қуйидагича ўзгартириш мумкин:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(\frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_3 q_1}{r_{13}} + \frac{q_3 q_1}{r_{13}} + \frac{q_3 q_2}{r_{23}} + \frac{q_3 q_2}{r_{23}} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[q_1 \left(\frac{q_2}{r_{13}} + \frac{q_3}{r_{23}} \right) + q_2 \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_3}{r_{23}} \right) + q_3 \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} [q_1\phi_1 + q_2\phi_2 + q_3\phi_3] \end{aligned} \quad (5.11)$$

Бунда: $\varphi_1 - q_2$ ва q_3 зарядларнинг q_1 жойлашган нуктада ҳосил қилган майдон потенциали; $\varphi_2 - q_1$ ва q_3 зарядларнинг q_2 жойлашган нуктада ҳосил қилган майдон потенциали; $\varphi_3 - q_1$ ва q_2 зарядларнинг q_3 жойлашган нуктада ҳосил қилган майдон потенциали.

Юкорида келтирилган фикрларни n заряд учун умумлаштириб,

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i = \frac{1}{2} [q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2 + \dots + q_n \varphi_n] \quad (5.12)$$

деб ёзиш мумкин.

Бу ерда $\varphi_i - i$ - нчи заряд жойлашган нуктада қолган $(n-1)$ та зарядларнинг ҳосил қилган майдон потенциали.

Б) Зарядланган ўтказгичнинг энергияси.

Бизга Маълумки зарядланган ҳар қандай жисмнинг q заряди элементар зарядга қаррали ва уни нуктавий зарядлар йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин.

$$q = \sum \Delta q_i$$

Жисмни зарядлаш учун унга Δq_i нуктавий зарядларни кетма-кет бериш мумкин. Бунда биринчи Δq зарядни жисмга бериш учун иш бажариш керак эмас, кейинги Δq заряд улушини бериш учун эса жисм потенциалига мос иш бажариш лозим бўлади.

$$\Delta A = \varphi \Delta q = \frac{q}{C} \Delta q$$

бу ерда φ - ўтказгичнинг унда мавжуд бўлган q заряд билан боғлиқ потенциал; C - унинг сиғими.

Мазкур бажарилган иш ўтказгичнинг энергиясини ортиради

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

Тўла энергияси эса

$$W = \int \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C} + const.$$

Зарядланмаган жисмнинг электр энергиясини нолга деб олинса, $const = 0$ бўлади. У ҳолда $c = q/\varphi$ ни инобатга олиб, зарядланган жисм энергияси учун

$$W = \frac{q^2}{2c} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{c\varphi^2}{2} \quad (5.13)$$

ни ёзиш мумкин.

Бақиқатдан ҳам жисмни Δq_i зарядлар системасидан иборат деб қарасак қуйидаги ифодани олишимиз мумкин.

$$W = \frac{1}{2} \sum \varphi_i \Delta q_i = \frac{1}{2} \varphi \sum \Delta q_i = \frac{1}{2} \varphi q \quad (5.14)$$

В) Зарядланган конденсатор энергияси.

Конденсаторнинг зарядланиш жараёнини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин. Ташқи электр майдони таъсирида конденсатор қопламаларининг биридан кетма-кет Δq заряд улушлари олиниб, унинг иккинчисига берилади, натижада қопламаларнинг бири мусбат иккинчиси манфий зарядланади ва улар орасида потенциаллар айирмаси вужудга келади. Ҳар бир Δq заряд улушини қўчиришда бажарилган иш:

$$\Delta A = \Delta q(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta q U$$

U - қопламалар орасидаги кучланиш.

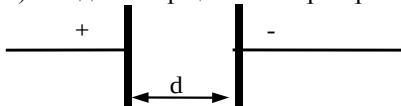
Мазкур иш конденсаторнинг энергиясига айланади.

$$dA = dW = U dq = \frac{q}{C} dq$$

Бу ифодани интеграллаш орқали тўла энергия топилади:

$$W = \int_0^q \frac{q dq}{C} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{cU^2}{2} = \frac{c(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} \quad (5.15)$$

Г) Конденсатор қопламалари орасидаги тортишиш кучи



5.11- расм

Ясси конденсатор қопламалари қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядлангани учун ўзаро тортишишади (5.11-расм). Шу кучни аниқлаш учун конденсаторнинг сиғими $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$ ва куч билан потенциал

энергия орасидаги $f_x = -\partial W / \partial x$ ифодалардан фойдаланамиз.

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 d}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad \text{ёки} \quad W(x) = \frac{q^2 x}{2\epsilon_0 \epsilon S}$$

$$f_x = -\partial W / \partial x = -q^2 / 2\epsilon_0 \epsilon S \quad (5.16)$$

бундаги манфий ишора қопламаларга таъсир этувчи куч улар орасидаги масофани камайтиришга ҳаракат қилишини кўрсатади.

Д) ЭЛЕКТР МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

Конденсатор энергиясини унинг қопламалари орасидаги электр майдонни характерловчи катталиклар орқали ифодалайлик

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \left(\frac{U}{d} \right)^2 Sd$$

БУНДАГИ $U/d=E$ - ҚОПЛАМАЛАР ОРАСИДАГИ МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИГИ ВА $SD=V$ - ҚОПЛАМАЛАР ОРАСИДАГИ ФАЗОНИНГ ҲАЖМ И ЭКАНИНИ ИНОБАТГА ОЛСАК

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 V$$

Ушбу энергия конденсатор қопламалари орасидаги фазода бир текис тақсимланган бўлади. Фазонинг бирлик ҳажм ига тўғри келган улушини энергиянинг зичлиги дейилади:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \quad (5.17)$$

Демак, электростатик майдон энергияга эга бўлар экан. У ҳолда энергиянинг манбаи нима? Зарядми? Ёки улар ҳосил қилган электр майдоними? Бу саволларга фақат электростатик майдон билан танишиб жавоб бериш мумкин эмас. Чунки, электростатик майдон уни ҳосил қилган зарядлардан ажралган ҳолда яшай олмайди. Тажриба ва назарий тадқиқотларнинг натижаларига кўра ўзгарувчан электр майдон ўзгарувчан магнит майдони билан биргаликда уларни ҳосил қилган майдон манбаидан ажралган ҳолда ҳам яшай олади. Бу масалага кейинчалик тўхталамиз. Бу ерда конденсатор қопламалари орасидаги майдон ҳақиқатдан ҳам электр майдонига тегишли эканини қайд этишимиз лозим. Электр майдони бор жойда албатта унинг энергияси ҳам бўлади ва унинг зичлиги (5.17) ифода билан аниқланади.

Энергиянинг ифодаси ўзгарувчан майдон учун ҳам ўринли. Уни электр майдон кучланганлиги ва электр индукция вектори орқали ҳам ифодалаш мумкин.

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ бўлгани учун

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E}{2} E = \frac{DE}{2} \quad (5.18)$$

$$\text{ёки} \quad w = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (5.19)$$

Изотропик мухитларда $\vec{E}$ ва $\vec{D}$ бир томонга йўналган вектор катталиклар ва $\vec{D} = (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ эканини инобатга олиб энергия зичлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\epsilon_0\vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\epsilon_0\vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2} \quad (5.20)$$

Бундаги биринчи қўшилувчи $\vec{E}$ майдон энергиясининг вакуум-даги зичлигига, иккинчи қўшилувчи эса диэлектрикнинг қутбланиш энергиясига мос келади.

Мустахкамлаш учун саволлар:

1. Электростатик индукция ходисасини таъриф ланг.
2. Ван-де-Графф генераторининг ишлаш принципини тушунтиринг.
3. Электр сиғимини таъриф ланг.
4. Конденсатор деб қандай курилмага айтилади ?
5. Конденсаторларни параллел ва кетма-кет улашни тушунтиринг.
6. Электростатик майдон энергиясини тушунтиринг.

АДАБИЁТЛАР:

1. Б.Абдуллаев. Физика. 1989 й, 7 боб, § 8-9.
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, §§16.1-16.4.
3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988 й. 3 боб §§ 1-5.
4. Т.И.Трафимова. Курс физики. 1985 г. §§ 91-95.
5. А.С.Сафаров. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. 1992 й. 3 боб. §§ 3.1-3.8
6. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основы физики. М. 1998. §7.2

6-МАЪРУЗА: ЎЗГАРМАС ТОК ҚОНУНЛАРИ

Режа:

1. Ўтказгичлар, яримўтказгичлар ва диэлектриклар. Электр токининг мавжуд бўлиш шарти. Ташқи кучлар.
2. Ом ва Жоул-Ленц қонунларининг дифференциал ва интеграл кўринишлари.
3. Галваник элемент мавжуд бўлган занжир учун Ом қонуни. Кирхгоф қоидалари.

Таянч сўзлар ва иборалар: Ўтказгичлар, яримўтказгичлар, диэлектриклар, электр токи, ўтказувчанлик токи, конвекцион ток, ток кучи, ўзгармас ток, ток зичлиги, электр токининг манбаи, 1 Ом, ўтказгичнинг қаршилиги, солиштирма электр ўтказувчанлик, қаршиликларни параллел ва кетма-кет улаш, манбани электр юритувчи кучи, ташқи кучлар, ички қаршилик, Ом қонунлари, ток занжири, тугун, Кирхгоф қоидалари.

1. Ўтказгичлар, яримўтказгичлар ва диэлектриклар. Электр токининг мавжуд бўлиш шарти. Ташқи кучлар.

Ток ташувчиларнинг (электронлар, ионлар) мавжудлиги жисмни электр ўтказувчанлигини асосий шарти бўлади. Жисмларда ток ташувчиларнинг хараكتерига қараб, улар ўтказгичларга, диэлектрикларга ва яримўтказгичларга бўлинади. Ўтказгичлар - шундай жисмларки, уларда зарядлар жисмнинг бутун ҳажми бўйлаб эркин қўчолади. Ўтказгичлар икки турга бўлинади: биринчи тур ўтказгичлар (масалан, металллар) уларда эркин электронларнинг қўчиши кимёвий ўзгаришларсиз содир бўлади; иккинчи тур ўтказгичлар (масалан, эритмалар, кислоталар). уларда зарядларнинг қўчиши (мусбат ва манфий ионлар) кимёвий ўзгаришлар орқали содир бўлади.

Диэлектриклар - (масалан, шиша, пластмасса) - электр токини ўтказмайдиган жисмлардир, уларда эркин электронлар жуда кам. Яримўтказгичлар (масалан, германий, кремний)-электр ўтказувчанлиги бўйича ўтказгичлар билан яримўтказгичлар орасидаги жисмлар бўлиб, заряд ташувчилик вазифасини электронлар ва мусбат зарядланган ковалентлар бажаради. Уларни ўтказувчанлиги ташқи шароитларга (масалан, температурага) боғлиқ.

Зарядланган заррачаларнинг бирон йўналишдаги ҳаракатига электр токи дейилади. Электр токининг йўналиши этиб мусбат заряднинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Электр токини ҳосил қилган зарядланган заррачаларни ток ташувчилар дейилади.

Электр токини миқдоран харақтерлаш учун ток кучи ва ток зичлиги тушунчаларидан фойдаланилади. Ўтказгичнинг қўндаланг кесимидан бирлик вақт ичида оқиб ўтаётган заряд миқдорини кўрстувчи катталиқка ток кучи дейилдади. Агар dt вақт ичида ўтказгичнинг қўндаланг кесимидан dq заряд оқиб ўтаётган бўлса, ток кучи қуйидагича ифодаланади:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (6.1)$$

СИ системасида ток кучининг бирлиги қилиб Ампер (қисқача A) қабул қилинган. Ўтказгичнинг қўндаланг кесимидан 1 секунд вақт давомида 1 Кулон заряд оқиб ўтаётган бўлса, ток кучи 1 A бўлади.

Агар тенг вақтлар ичида ўтказгичнинг қўндаланг кесимидан ўтаётган заряднинг миқдори ва унинг йўналиши ўзгармас бўлса, бундай токни ўзгармас ток дейилади. У ҳолда ток кучи:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (6.2)$$

Ток ўзгармас бўлиши учун ток ўтаётган ўтказгичнинг барча нуқталарида электр майдон кучланганлиги ўзгармас сақланиши лозим. Шунинг учун ток ўтаётган ўтказгичнинг бирон жойида зарядлар қўпайиб ёки камайиб

кетмайди. Акс ҳолда мазкур зарядларнинг электр майдони ўзгариб кетади. Демак, ўзгармас ток оқаётган зан-жир ёпик бўлиши, ток кучи эса занжирнинг барча қўндаланг кесимларида бир хил бўлиши керак.

Ток кучи скаляр катталиқ бўлгани учун, берилган сирт орқали электр токининг тақсимланишини ва шу сиртнинг турли нуқталарида ток йўналишини ифодалаш учун ток зичлиги вектори деган катталиқ киритилади. Ток зичлиги деб ўтказгич қўндаланг кесимининг бир бирлигига тўғри келган ток кучига айтилади.

$$\vec{j} = dI/dS_n \quad (6.3)$$

бундан

$$dI = j dS_n = j dS \cdot \cos\alpha = \vec{j} \vec{n} dS = \vec{j} d\vec{S}$$

ёки

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S} = \int_S j_n dS, \quad (6.4)$$

бу ерда j_n - ток зичлигининг сиртга ўтказилган нормал йўналишидаги проекцияси.

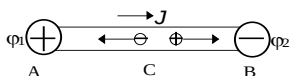
Ўзгармас ток учун эса

$$\vec{j} = \frac{I}{S} \quad (A/m^2) \quad (6.5)$$

Электр токининг пайдо бўлиш шартлари. Ташқи кучлар.

Ўтказгичда электр токини пайдо бўлиши учун унинг учларида потенциаллар айирмасини ҳосил қилиш керак, чунки зарядланган зарралар электр майдони таъсирида ҳаракатланади.

А ва В ўтказгичлар турли ишорали зарядлар билан ϕ_1 ва ϕ_2 потенциалларга зарядланган бўлсин (6.1-расм).



6.1-расм

Майдон кучлари таъсирида мусбат зарядлар АСВ, манфийлари эса қарама-қарши йўналишда ҳаракатлана бошлайдилар. Ток ўтиши натижасида потенциаллар тенглашади ва майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, ток тўхтайти. Демак, электр майдони ўтказгичда қисқа вақтли ток ҳосил қилади. Электр занжирида токнинг ўтиб туришини таъминлаш учун занжир таркибида зарядларни ажратувчи ва ўтказгичларга қўчирувчи махсус қурилма керак бўлади. Бундай қурилмани ток манбаи дейилади. Бу қурилмада (генераторда) электронларга электростатик ҳарактерда бўлмаган кучлар таъсир қилади. Ток манбаи томонидан зарядларга таъсир қилувчи бу кучларни ташқи кучлар дейилади. Ташқи кучлар-

ни табиати ҳар хил бўлиши мумкин, масалан, кимёвий энергия, магнит майдон энергияси, механик энергия ҳисобига ва бошқалар.

Ташқи кучлар, электр зарядини кўчириб иш бажаради:

$$A_T/q=\varepsilon. \quad (6.6)$$

Бу ишни ток манбаининг электр юритувчи кучи (ЭЮК) дейилади.

Бошқача қилиб айтганда ток манбаининг электр юритувчи кучи, ташқи кучларнинг бирлик мусбат зарядни ток манбаини ўз ичига олган берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарган иши билан ифодаланади.

q зарядга таъсир этувчи ташқи куч

$$F_T = qE_T \quad (6.7)$$

кўринишда ифодаланади.

Электр юритувчи куч бирлиги қилиб волрт (В) қабул қилинади: 1 В - шундай ток манбаининг ЭЮК ки, бунда ташқи кучлар берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядни кўчиришда 1 Ж иш бажаради.

Умумий ҳолда ўтказгичлардаги q зарядли ток ташувчиларга Кулон ва ташқи кучлар таъсир этади:

$$\vec{F} = \vec{F}_k + \vec{F}_T = q(\vec{E}_k + \vec{E}_T)$$

бунда $\vec{E}_k$ - ўтказгич ичидаги электростатик майдон кучланганлиги; $\vec{E}_T$ ток манбаи ичидаги ташқи кучлар кучланганлиги.

Мазкур кучлар томонидан q зарядни электр занжирининг бирон қисмида кўчиришда бажарилган иш

$$A_{12} = \int_1^2 F_k dl + \int_1^2 F_T dl = q \int_1^2 E_k dl + q \int_1^2 E_T dl = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{12}$$

Электростатик ва ташқи кучлар бирлик зарядни кўчиришда бажарган ишига сон жиъатдаг тенг катталики занжирнинг берилган қисмида кучланиш тушиши ёки кучланиш U дейилади:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12} \quad (6.8)$$

Ташқи кучлар бўлмаганда кучланиш $U = \varphi_1 - \varphi_2$ занжирнинг берилган қисмидаги потенциаллар фарқига тенг бўлади.

2. Ом ва Жоулр - Ленц қонунларининг интеграл ва дифференциал кўриниши

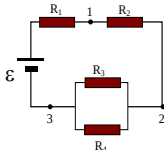
Ўтказгич ва ток манбаиларни кетма-кет ёки параллел улаш асосида ҳосил бўлган тизимни электр занжир дейилади (6.2-расм) ва у бир жинсли ёки бир жинсли бўлмаган қисмларга бўлинади. Бунда ток манбаи иштирок этган қисмини занжирнинг бир жинсли бўлмаган (3- ε -1) қисми, ток манбаи иштирок этмаган қисмини эса бир жинсли (1-2-3) қисми дейилади.

Агар занжирнинг турли қисмларида потенциаллар фарқи вужудга келтирилса, улардан электр токи ўтади.

Занжирнинг бир жинсли қисмидан ўтаётган ток кучининг потенциаллар айирмасига боғланишини тажрибада текширган немис олими Г. Ом қуйидаги қонуниятни кашф этди:

$$I = U/R, \quad (6.9)$$

бунда R - занжирнинг текширилаётган қисмининг қаршилиги;



6.2-расм

U - қаршилик учларидаги потенциаллар айирмаси ёки кучланиш. СИ системасида потенциални (В) вольтда ўлчанади.

Юқорида қайд этганимиздек ток кучи I амперларда ўлчанади. (6.9) дан аниқланган қаршилик омларда ўлчанади. Учларида кучланиш пасайиши 1В бўлганда 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг қаршилиги 1 Ом деб қабул қилиган.

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг табиатига ва геометрик ўлчамларига боғлиқ бўлади:

$$R = \rho \frac{\ell}{S}, \quad (6.10)$$

бу ерда ρ - ўтказгичнинг солиштира қаршилиги; ℓ ва S - мос равишда ўтказгичнинг узинлиги ва қўндаланг кесим юзаси.

(6.10) дан ρ нинг ўлчов бирлиги Ом·м бўлади ва у қуйидаги маънога эга: ρ - берилган ўтказгичдан узинлиги 1м ва қўндаланг кесим юзаси 1 м² қилиб ясалган цилиндрнинг қаршилигига тенг.

Ўтказгичларнинг қаршилиги харорат ортиши билан қуйидагича ўзгаради:

$$R = R_0 (1 + \alpha t) \quad (6.11)$$

бундаги $\alpha = 1/273$ га яқин сон бўлиб қаршилиқнинг термик коэффициентини деб аталади. (6.11) дан фойдаланиб хароратни ўлчайдиган асбоблар (термисторлар) ясалади.

Ом қонунини токнинг зичлиги учун ҳам ёзиш мумкин:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{U}{SR} = \frac{E\ell}{S\rho\ell} S = \frac{1}{\rho} E = \sigma E$$

ёки

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (6.12)$$

бу ерда $\sigma = 1/\rho$ - ўтказгичнинг солиштира электр ўтказувчанлиги;

$\vec{E}$ - ўтказгич ичидаги электр майдон кучланганлик вектори.

(6.12) ифодани Ом қонунининг дифференциал кўриниши дейилади.

Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисмида электр зарядларга ҳам ички ($\vec{E}_n$), ҳам ташқи ($\vec{E}_t$) кучлар майдони таъсир этганлиги туфайли (6.12) ифода куйидагича ёзилади:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E}_t + \vec{E}_n) \quad (6.13)$$

Потенциаллар айирмаси $\phi_1 - \phi_2$ бўлганда I ток ўтаётган занжирнинг бир жинсли қисмини ажратиб олайлик. t вақт давомида занжирнинг мазкур қисмдан $q=It$ заряд оқиб ўтади. Бунда электр майдон кучлари q зарядни потенциали юқори бўлган ϕ_1 нуктадан потенциали паст бўлган ϕ_2 нуктасига кўчириб иш бажаради.

$$A_{12}=q(\phi_1-\phi_2)=U_{12}It$$

Ом қонунига кўра

$$A_{12}= IU_{12}t=I^2 Rt \quad (6.14)$$

Агар занжир бир жинсли бўлмаса, зарядларни кўчиришда ишни электр майдон ва ташқи кучлар бажаради:

$$A_{12}=(U_{12}+\varepsilon)It$$

Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисмига тегишли Ом қонунидан фойдалансак

$$A=(U_{12}+\varepsilon)It=I^2R_{12}t$$

Занжир берк бўлса $U_{12} = 0$

$$A= \varepsilon It=I^2Rt=I^2(R_0+r)t \quad (6.15)$$

Берк занжирда ишни ток манбаи бажаради. Шунинг учун Э.Ю.К. деб бирлик мусбат зарядни берк занжир бўйича кўчиришда ток манбаи бажарган ишга айтилади.

Электр токининг бирлик вақт ичида бажарган ишини характерловчи катталиқка унинг қуввати дейилади:

$$P=A/t \quad (6.16)$$

Занжирнинг бир қисмида ажралиб чиққан қувват:

$$P= IU_{12} + I\varepsilon$$

Берк занжирнинг тўла қуввати эса:

$$P_t = I\varepsilon \quad (6.17)$$

Ташқи занжирдан ажраладиган қувват:

$$P_i= IU = I^2R = U^2/R \quad (6.18)$$

Иш Жоулр, қувват эса Ватт бирлигида ўлчанади.

Занжирда ўзгармас токни ушлаб туриш учун доимий A ишни бажариб туриш керак. Электр токининг энергияси эса узулуксиз бош-қа турдаги энергияга айланиб туради. Агар занжирда бошқа жараёнлар содир бўлмаса (кимёвий жараёнлар, ўтказгич ҳаракатланаётган) электр энергияси тўласича Q иссиқликка айланади, натижада ўтказгич қизийди, яъни

$$A=Q=IUt=I^2Rt=U^2t/R \quad (6.19)$$

(6.19) ифодани Жоулр-Ленц қонунининг интегралл кўриниши дейилади.

Юқоридаги $J = jS$ ва $U = E\ell$ ларни инобатга олсак

$$Q = jSE\ell t = \sigma E^2 Vt \quad (6.20)$$

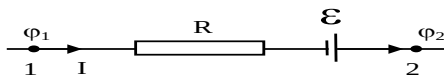
бу ерда $V = S\ell$ ўтказгичнинг ҳажм и. E - ўтказгич ичидаги электр майдон кучланганлиги, ℓ - ўтказгичнинг узунлиги.

Ўтказгичнинг бирлик ҳажм идан бирлик вақт ичида ажралиб чиқаётган иссиқликни солиштирма қувват дейилади.

$$w = Q/Vt = \sigma E^2 \quad (6.21)$$

Ушбу ифодани Жоул-Ленц қонунининг дифференциал кўриниши дейилади.

3. Галваник элемент мавжуд бўлган занжир учун Ом қонуни. Кирхгоф қоидалари.



6.3-расм

Ом қонуни $I=U/R$ бир жинсли ўтказгич учун тўғри бўлади, агар ўтказгич бир жинсли бўлмаса, яъни унда ток манбаи ҳам бўлса, у ҳолда Ом қонуни қандай кўринишда бўлишини аниқлайлик (6.3-расм).

Агар ток тинч турган ўтказгичдан ўтаётган бўлса, бажарилган dA_{12} иш (ташки ва электростатик кучлар бажарган иш) энергия сақланиш қонунига асосан 1-2 қисмда ажралган dQ иссиқликка тенг бўлади. dt вақтда кўчирилган q заряд Idt га тенг. Шу зарядни 1-2 қисмда кўчиришда ташки ва электростатик кучлар бажарган иш

$$A_{12} = q\varepsilon_{12} + q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (6.22)$$

dt вақтда ўтказгичда

$$dQ = I^2 R dt = IR(Ids) = IRq \quad (6.23)$$

(6.22) ва (6.23) дан

$$IR = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (6.24)$$

бундан

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R} \quad (6.25)$$

ҳосил бўлади. (6.25) ифода бир жинсли бўлмаган электр занжири учун Ом қонуни ёки Ом қонунининг умумлашган кўриниши дейилади.

Агар занжирнинг берилган қисмида ток манбаи бўлмаса, ($\varepsilon_{12}=0$) (6.25) дан $I=U/R$ келиб чиқади.

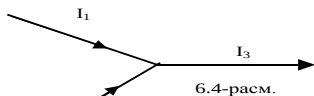
Агар занжир туташтирилган бўлса ($\varphi_1=\varphi_2$) $I=\varepsilon_{12}/R$ келиб чиқади, бунда $R=r+R_1$, r -манбанинг ички қаршилиги, R_1 -ташки қаршилиқ.

Агар занжир узук бўлса ($I=0$), у ҳолда $\varepsilon_{12}=\varphi_1-\varphi_2$ бўлади.

Демак, занжир очик бўлса, ток манбаи клеммаларидаги потенциаллар айирмаси манбанинг ЭЮК сига тенг бўлади.

КИРХГОФ ҚОИДАЛАРИ.

Ҳар қандай мураккаб, тармоқланган ўзгармас ток занжирининг қисмларидан ўтаётган токларни ва потенциал айирмаларини Ом қонуни ёрдамида ҳисоблашимиз мумкин, аммо Кирхгоф таклиф этган икки қоидадан фойдалансак масала анча соддалашади. қоидалардан бири чизикли ўтказгичларда электр зарядининг сақланиш қонунини, иккинчиси эса Ом қонуни тадбиқининг натижасини ифодалайди ва қуйидагича таърифланади.



Кирхгофнинг биринчи қоидаси: Ўтказгичларнинг тармоқланиш нуқтасида токларнинг алгебрик йиғиндиси нолга тенг. Бунда тармоқланиш нуқтасига келаётган ва кетаётган токларнинг ишорасини қарама-қарши деб ҳисоблаш керак. Масалан: 6.4-расмдаги тармоқлашиш нуқтаси учун мазкур қоида қуйидагича ёзилади:

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0$$

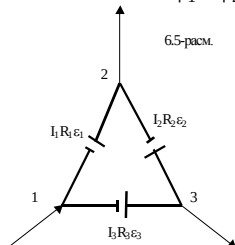
Одатда уч ва ундан ортиқ ўтказгичлар уланган электр занжирининг нуқтасини тугун дейилади. Агар биринчи қоида бажарилмаса, тугунда электр зарядлари тўпланиб қолиши, вақт ўтиши билан ўзгариб кетиши ва оқибатда электр майдони ҳам ўзгариб, ток доимийлиги сақланмайди. Демак, ўзгармас ток занжирининг тугунида биринчи қоида бажарилиши шарт.

Кирхгофнинг иккинчи қоидаси: Мураккаб электр занжир ичида иътиёрий берк контурни ажратиб олсак, унда таъсир этаётган электр юритувчи кучларнинг алгебраик йиғиндиси шу контур қисмлардан ўтаётган токни мос қисмларидаги қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади.

Ушбу қоидадан исбот қилиш учун 6.5 расмда кўрсатилган зан-жирнинг қисмлари учун Ом қонунини тадбиқ этамиз

$$\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_1 = I_1 R_1$$

$$(6.26)$$



$$\varphi_2 - \varphi_3 + \varepsilon_2 = I_2 R_2 \quad (6.27)$$

$$\varphi_3 - \varphi_1 + \varepsilon_3 = I_3 R_3 \quad (6.28)$$

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 \quad (6.29)$$

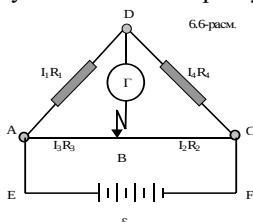
Бу ерда R_1, R_2, R_3 лар мос равишда занжирнинг 1-2, 2-3, 3-1 қисмларининг умумий қаршиликларидир, яъни улар қисмидаги ток манбаларининг ички қаршилигини ҳам ўз ичига олади

$$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i = \sum_{i=1}^n I_i R_i$$

ифода Кирхгофнинг иккинчи қоидаси дейилади.

Кирхгофнинг иккинчи қоидасини тадбиқ этишда қуйидагиларга риоя қилиш лозим бўлади:

1. Танлаб олинган контурнинг барча қисмларида токнинг йўналишини иътиёрий белгилаш мумкин. Агар ҳисоблаш натижасида токнинг ишораси мусбат бўлса, унинг йўналиши тўғри танланган бўлади. Бордию токнинг ишораси манфий бўлса, унинг ҳақиқий ишораси танланган йўналишига тескари бўлади.



2. Иътиёрий танлаб олинган контурни Маълум бир хил йўналишда айланиб чиқиш лозим бўлади. Агар бу йўналиш танланган йўналишига мос келса IR нинг ишораси мусбат, акс ҳолда манфий қилиб олинади. Агар айланиш йўналиши ток манбаининг манфий қутбидан мусбат қутбига мос келса ε нинг ишораси мусбат, акс ҳолда манфий олинади.

3. Ёзилган тенгламалар системасига барча ток манбаиларининг ва барча ўтказгичларнинг қаршиликлари киритилиши керак.

Ўтказгичлар қаршилигини ўлчашга имкон берадиган Уитсон кўприги учун ҳисоб ишларини бажарамиз.

Кўприк 6.6- расмда кўрсатилган. Мазкур схемада тўртта А, В, С, Д тугун мавжуд. Улар учун Кирхгофнинг биринчи қоидасини ёзамиз:

$$\text{А тугун: } I - I_1 - I_3 = 0 \quad (6.30)$$

$$\text{В тугун: } I_3 - I_2 + I_5 = 0 \quad (6.31)$$

$$\text{С тугун: } I_4 + I_2 - I = 0 \quad (6.32)$$

$$\text{Д тугун: } I_1 - I_4 - I_5 = 0 \quad (6.33)$$

(6.30 - 6.33) системадаги тенгламаларининг учтаси мустақил. I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 токларни аниқлаш учун, улар иштирок этган, яна учта тенгламалар сис-

темасини ёзишимиз керак. Улардан бири албатта ε ни ўз ичига олиши лозим.

Бунинг учун ихтиёрий учта берк контурларни ажратиб оламиз: ABD, BDC, ABCFEA ва бу контурларни соат стрелкаси бўйича айланадиган бўлсак, мос равишда, Кирхгофнинг иккинчи қондасини қуйидагича ёзамиз:

$$-I_3R_3 + I_5R_5 + I_1R_1 = 0 \quad (6.34)$$

$$I_4R_4 - I_2R_2 - I_5R_5 = 0 \quad (6.35)$$

$$IR + I_3R_3 + I_2R_2 = \varepsilon \quad (6.36)$$

Бундаги R - FeE контур қисмининг тўла қаршилиги, ўтказгич ва манба-нинг ички қаршилигини ўз ичига олади. (6.30 - 6.33) ва (6.34 - 6.36) тенгламаларнинг сони ноМаълум катталикларнинг сонига тенг. Шунинг учун уларни биргаликда ечиб I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 токларни аниқлашимиз мумкин. Биз $I_5 = 0$ бўлгандаги кўприкнинг мувозанатда бўлиш шартларини аниқлаймиз. $I_5 = 0$ бўлганда (6.31) ва (6.33) лардан $I_1 = I_4$ ва $I_3 = I_2$ бўлади. (6.34 ва 6.35) лардан эса

$$I_1 R_1 = I_3 R_3 \quad \text{ва} \quad I_2 R_2 = I_4 R_4$$

Уларни ʻадма-ʻад бир-бирига бўлсак

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

ҳосил бўлади. Одатда R_1, R_2, R_3, R_4 ларни Уитстон кўпригининг елкалари дейилади. Елкалардан бири ноМаълум бўлса уни қолганлари орқали аниқлаш мумкин. Кўприкнинг ABC қисми реохорд дейилади ва у солиштирма қаршилиги катта бўлган бир жинсли симлардан ясалади. Шунинг учун R_1/R_2 ни

$$\frac{R_3}{R_2} = \frac{\rho \frac{AB}{S}}{\rho \frac{BC}{S}} = \frac{AB}{BC} = \frac{\ell_3}{\ell_2} \quad \text{ёки} \quad R_3 = \frac{\ell_3}{\ell_2} R_2 \quad (6.37)$$

билан аниқлашимиз мумкин. Бунда реохорднинг AB қисмининг узунлиги ℓ_3 , BC қисмининг узунлиги эса ℓ_2 .

Мустахкамлаш Учун Саволлар:

1. Электр токининг асосий характеристикаларини айтинг.
2. Ом қонунининг дифференциал шаклини исботланг.
3. Кирхгоф қондаларини айтинг.
4. Занжирнинг бир қисмидаги ЭЮК, иш, кучланиш ва потенциаллар айирмасининг физик маъноларини айтинг.

Адабиётлар:

1. Ё.Абдуллаев. Физика. 1989 й, 8 боб, §§ 1-5
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. 1989 г, §§18.1-

18.4

3. О.Ахмаджонов. Физика курси. 2 к. 1988 й. IV боб §§ 1-5.
4. Т.И.Трафимова. Курс физики. 1985 г. §§ 95-100
5. А.С.Сафаров. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. 1992 й. 4 боб. §§ 4.1-4.8.
6. Л.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. Основы физики. М. 1998. §7.3,

7-МАЪРУЗА. ТУРЛИ МУЎИТЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

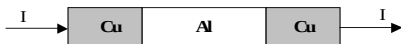
Режа:

1. Металларда ток ташувчиларнинг табиати.
2. Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси.
3. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия.
4. Газларда электр токи.
5. Плазма ҳақида тушунча.

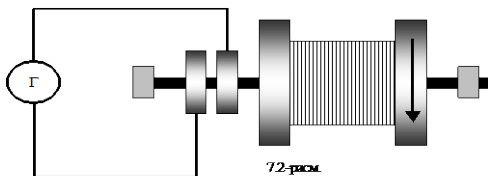
Таянч сўзлар ва иборалар: эркин электрон, электронлар булути, Рикке тажрибаси, термоэлектрон эмиссия, электронни солиштирма заряди, Богуславский-Ленгмюр қонуни, Ричардсон-Деширман формуласи, газ разряди, ионлашиш, рекомбинация, мустақил газ разряди, номустақил газ разряди, плазма, плазма частотаси, Дебай радиуси.

1. МЕТАЛЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ТАБИАТИ.

Бизга маълумки, барча моддалар, шу жумладан металлар ҳам, атом ва молекулалардан, атом ва молекулалар эса ўз навбатида мусбат ва манфий зарядланган заррачалардан ташкил топган. У ҳолда металларда электр токи қандай зарядларнинг оқимидан иборат? Бу саволга жавоб бериш мақсадида бир қатор олимлар ажойиб нозик тажрибаларни амалга оширганлар. Масалан, 1901 йилда немис олими К.Рикке, мис ва алюминийдан ясалган, радиуслари бир хил учта цилиндрларни кетма-кет улаб, улар орқали бир йил давомида ток ўтказиб турган (7.1-расм).



7.1-расм.



Ушбу система орқали 3,5 миллион кулон заряд оқиб ўтганлигига қарамасдан цилиндрларнинг моддалари бир бирига, ʔатто микроскопик миқдорда ҳам , ўтиб қолмаганлиги кузатилган. Демак металллар таркибидаги мусбат ионлар заряд ташишда иштирок этмаганлар. У ҳолда металлларда электр токи, уларнинг ҳам малари учун умумий бўлган заррачалар оқимидан иборат бўлса керак деган хулосага келинган.

Мазкур тахминни исботлаш мақсадида ток ташувчилар зарядининг ишораси ва солиштирма зарядини (ток ташувчи зарядини унинг массасига нисбатини) аниқлашга киришилган.

1916 йили америкалик физиклар - Р.Толмен ва Б. Стюартлар тажрибада, ҳақиқатда ҳам металлларда ток ташувчилар 1897 йилда инглиз олими Ж.Ж. Томсон томонидан кашф этилган, манфий зарядли электронлар эканлигини аниқлаганлар. Уларнинг тажрибаси қуйидаги ғояга асосланган.

Агар металл таркибида эркин ҳаракатлана оладиган зарядли заррачалар мавжуд бўлса, металл ҳаракатга келганда улар ҳам металл билан бирга ҳаракатланадилар ва металл кескин тўхтатилса заррачалар инерция ҳисобига ўз ҳаракатларини давом эттириб металлда ток ҳосил қилишлари мумкин. Мазкур ғояни амалда текшириб кўриш учун қуйидаги қурилмадан фойдаландилар (7.2-расм): L узунликдаги сим ўралган ʔалтак v чизиқли тезлик билан айланма ҳаракатга келтирилади. ʔалтак учидаги сирпанувчи контактлар орқали Г галрвонометрга уланган. ʔалтак ҳаракатланганда, унинг тезлигига тенг тезлик билан, ўтказгичнинг эркин зарядлари ҳам ҳаракатланадилар. Агар қисқа вақт давомида ʔалтак кескин тўхтатилса ўтказгичнинг эркин зарядлари, инерция ҳисобига ҳаракатланишни давом эттириб, ʔалтакнинг учларидан бирида тўпланадилар. Натижада ʔалтак учлари орасида U потенциаллар айирмаси ҳосил бўлиб галрванометр орқали ўзгарувчан i ток ўтади:

$$U=iR \quad (7.1)$$

бунда R- занжирнинг умумий қаршилиги.

ʔалтак учларида ҳосил бўлган потенциаллар айирмаси ҳосил қилган ўтказгич ичидаги $E=U/L$ майдон кучланганлиги зарядларни тормозлаб уларнинг импульсларини mv дан нолгача камайтиради. Ток ташувчи зарядини e билан белгиласак, мазкур майдон таъсирида унга $f=eE$ тормозловчи куч таъсир этади.

Нрютоннинг иккинчи қонунига кўра

$$m\mathbf{dv} = \mathbf{f}dt = e\mathbf{E}dt = \frac{eU}{L}dt = \frac{eR}{L}idt = \frac{eR}{L}dq \quad (7.2)$$

бу ердаги $dq = idt$ гальванометр орқали dt вақт ичида оқиб ўтган заряд миқдори.

У ҳолда:

$$\int_v^0 m\mathbf{dv} = \int_0^q \frac{eR}{L} dq$$

ёки

$$-mv = \frac{eR}{L} q$$

бундан

$$\frac{e}{m} = -\frac{Lv}{Rq} \quad (7.3)$$

Толмен ва Стюарт тажрибасида $v = 300$ м/с гача, $L = 500$ метргача бўлган мис, алюминий, қумуш симлар ўралган Ёлтаклар ишлатилган. Тажрибада аниқланган R ва q ларнинг қийматларидан фойдаланиб, Стюарт ва Толменлар металллардаги ток ташувчиларнинг солиштирма зарядини аниқладилар:

$$\frac{e}{m} = -1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг.}$$

Олинган натижа 1911 йилда америкалик олим Милликен томонидан, вакуумда ҳаракатланаётган электронлар учун олинган натижа билан бир хил бўлгани сабабли, металлларда ток ташувчилар эркин электронлар эканлиги тасдиқланди.

2. Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси.

Металлар таркибида эркин электронлар қандай пайдо бўлади? Металларнинг нейтрал атомлари бир-бирларига Маълум масофага яқинлашганларида уларнинг орасида ўзаро тортишиш кучлари пайдо бўлади ва металлнинг кристалл панжараси ҳосил бўлади.

Кристалл панжара ҳосил қилган атомларнинг валент электронлари жойлашган ташқи қобиклари бир-бирига киришиб кетади. Натижада валент электронларнинг ўз атомлари билан боғланиши жуда сусайиб кетади ва иссиқлик ҳаракатлари туфайли ўз атомларидан осонликча ажралиб бутун кристалл бўйлаб бемалол тартибсиз ҳаракатлана оладилар. Электронларидан айрилган металнинг мусбат ионлари эса бир-бирлари билан мустаҳкам боғланган ҳолда тебранма ҳаракат қиладилар. Бунда ме-

талл ичида эркин электронлар ҳосил қилган электр майдон кучланганлиги, мусбат ионлар ҳосил қилган майдон кучланганлиги билан ўзаро компенсацияланишини унутмаслик керак.

Мазкур ғояга асосланиб, Друде ва Лоренцлар 1904-1907 йилларда металл ўтказувчанлигининг классик электрон назариясини яратдилар. Улар эркин электронларни идеал газ қонунларига бўйсунадиган электрон газ деб фикр юритдилар. Агар бир валентли металл атомининг ҳар бири битадан, икки валентлилиги эса иккитадан эркин электрон ҳосил қилади деб фараз қилсак, металлдаги эркин электронларнинг концентрацияси, яъни бир 1 м^3 ҳажм даги сони $10^{28}\text{-}10^{29}\text{ м}^{-3}$, ярни жуда катта бўлади. Аммо идеал газларда кузатилганидек эркин электронлар кристалл панжаранинг ионлари ва бошқа электронлар билан фақат ўзаро тўқнашганда тарсирлашади деб фараз қилинади. Шунинг учун ҳам улар фақат кинетик энергияга эга бўладилар:

$$mv^2/2 = 3kT/2 \quad (7.4)$$

бундан электроннинг ўртача квадратик тезлиги:

$$\sqrt{v^2} = u_k = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (7.5)$$

бу ерда $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ Ж/К}$ Болтцман доимийси; $m = 9.1 \cdot 10^{-31}\text{ кг}$ электроннинг массаси; T - абсолют температура.

Хона температурасида ($T=300\text{ К}$) ўртача квадратик тезлик $u_{\text{кв}}=110\text{ км/с}$ ташкил этади.

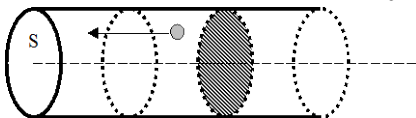
Электроннинг бир тўқнашувдан иккинчи тўқнашувгача босиб ўтган йўлини унинг эркин югириш йўли ℓ , ўтган вақтини эса эркин югириш вақти τ дейилади:

$$\tau = \ell/u \quad (7.6)$$

u электроннинг ўртача квадрат тезлигига яқин ўртача тартибсиз ҳаракат тезлиги.

Агар металл ичида бир жинсли электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ҳосил қилинса, электронлар, заряди манфий бўлгани учун, майдонга тескари йўналишда қўшимча v тезлик олади. Унинг натижавий c тезлиги тартибсиз u ва тартибли v тезликларнинг йиғиндисига тенг бўлиб қолади.

$$c = u + v$$



7.3-расм.

Тартибсиз ҳаракат тезлигининг майдон йўналишига мос келиш ёки тескари бўлиш эътиمولликлари бир хил бўлгани учун унинг ўртача қиймати нолга тенг.

$$\langle c \rangle = u + v = \langle v \rangle$$

Кўндаланг кесими S бўлган цилиндрсимон ўтказгич олиб унинг ўқи бўйлаб электр майдон кучланганлиги ҳосил қилсак, электронлар 7.3 - расмда кўрсатилган йўналишда ўртача тартибли ҳаракат тезлигига эришади. Бу ҳолда dt вақт ичида S юзадан vdt масофада жойлашган, яъни $dV = Svdt$ ҳажм даги электронларнинг барчаси ўтади. Агар металлдаги эркин электронлар концентрацияси n бўлса dt вақт ичида S юзадан ўтган зарядлар миқдори

$$dq = enSvdt.$$

У ҳолда ток кучининг зичлиги

$$j = I/S = dq/Sdt = en\langle v \rangle. \quad (7.7)$$

Ток зичлиги ва тезлик вектор катталиклар эканини ҳисобга олсак

$$\vec{j} = en\langle \vec{v} \rangle. \quad (7.8)$$

(7.4) ифода ёрдамида металлдаги эркин электронларнинг ўртача тартибли ҳаракат тезлигини баҳолаш мумкин. Фараз қилайлик, мисдан ($n = 8 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$) ясалган ўтказгичдан зичлиги $j = 10^7 \text{ А/м}^2$ бўлган, нисбатан кучли ток ўтаётган бўлсин. У ҳолда $\langle v \rangle$ нинг қиймати:

$$\langle v \rangle = j/ne = 10^7 / 8 \cdot 10^{28} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 0.78 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$$

Демак, анча катта тоқларда ҳам $\langle v \rangle \ll u_{\text{кв}}$ бўлади ва шу сабабли ўтказгич ичида ҳосил қилинган электр майдон кучланганлиги 7.1-7.3 ифодаларни ўзгартириб юбормайди. Ўтказгич ичидаги электр майдон унинг электронларининг ҳар бирига $f = eE$ куч билан таъсир этади. Электронлар $a = f/m = eE/m$ тезланиш оладилар, шунинг учун уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги эркин югириш вақти давомида чизикли равишда ўсади.

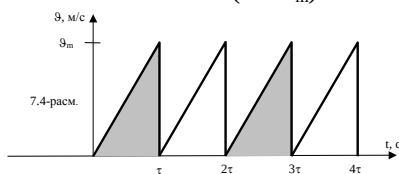
$$V_m = at. \quad (7.9)$$

Аммо эркин югириш вақтининг охирида электрон кристалл панжаранинг ионлари билан тўқнашиб тартибли тезлигини бутунлай йўқотади. Тезликнинг ўзгариш жараёнини 7.4 - расмдаги график асосида изоҳлаш мумкин. Расмдан кўриниб турибдики даврий равишда электроннинг тезлиги 0 дан v_m ўзгариб туради

$$v_m = at = eE\tau/m = eE\ell/mu, \quad (7.10)$$

унинг ўртача тезлиги эса

$$\langle v \rangle = (0 + v_m)/2 = eE\ell/2mu \quad (7.11)$$



(7.11) ни (7.7) га қўйсак

$$j = \frac{ne^2 \ell}{2mu} E = \sigma E, \quad (7.12)$$

яъни Ом қонунининг дифференциал кўриниши ҳосил бўлади. (7.12) даги

$$\sigma = ne^2 \ell / 2mu \quad (7.13)$$

ўтказгичнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги дейилади.

Демак, электрон назария Ом қонунини тушунтириш билан бирга металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлигини ҳисоблашга ҳам имкон беради.

Друде-Лоренц назарияси, унинг айрим камчиликларини ҳисобга олмаганда, металлларда бўладиган кинетик ҳодисалар механизмини англашга имкон беради. Масалан, электр токи ўтганда металллардан иссиқлик ажралиш ҳодисаси қуйидагича содир бўлади.

Ўтказгич ичидаги электр майдони иш бажариб, электронларга тезланиш беради. Металл ионлари билан тўқнашганда эса электронлар кристал панжарага эркин югириш вақтида тўплаган энергиясини беради, натижада металл қизийди.

Эркин югириш йўлининг бошида электрон $\frac{1}{2} mu^2$ кинетик энер-

гияга эга бўлади. Ион билан тўқнашув олдидан эса унинг энергияси

$\frac{1}{2} m(u + v_{\max})^2$ қийматга эга бўлади. Мазкур энергияларнинг фарқи

тўқнашувдан сўнг кристалл панжаранинг ионига берилади

$$\frac{1}{2} m(u + v_m)^2 - \frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} m(2uv_m + v_m^2) = \frac{1}{2} mv_m^2.$$

Электронларнинг дрейф тезлиги $\langle v \rangle$ унинг иссиқлик ҳаракат тезлигидан жуда кичик бўлади.

Агар металлдаги электронлар концентрацияси n бўлса, унинг бирлик ҳажм идан бирлик вақт ичида ажралиб чиқдиган иссиқлик миқдори, яъни дифференциал қувват:

$$w = \frac{nm}{2\tau} v_m^2 = \frac{nmu}{2l} \left(\frac{e\ell}{mu} E \right)^2 = \frac{ne^2 \ell}{2mu} E^2 = \sigma E^2$$

яъни

$$w = \sigma E^2 \quad (7.14)$$

(7.14) тенглик ҳақиқатдан ҳам Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал ифодасидир.

3. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия

Металллардан электронларнинг чиқиш иши.

Металл таркибидagi эркин электронларга чиқиш ишини енгишга етарли энергия берилса улар металл сиртидан учиб чиқишлари мумкин. Бу ʼодисани электрон эмиссия ʼодисаси дейилади. Электронлар қандай энергия ҳисобига учиб чиқишига қараб термоэлектрон, фотоэлектрон, иккиламчи электрон ва автоэлектрон эмиссиялар дейилади.

Киздирилган металллардан электронларнинг учиб чиқишига термоэлектрон эмиссия ҳодисаси дейилади. Металлларда эркин электронлар сони кўп ва уларнинг тезликлари турлича бўлганлиги учун ўртача температурада ҳам айрим электронлар чиқиш ишини енгишга етарли энергияга эга бўлиб металл сиртини тарк этиб турадилар. Температура ортиши билан эса металлнинг сиртидан учиб чиқаётган электронларнинг оқими сезиларли ортади. Термоэлектрон эмиссиянинг қонуниятларини вакуумли диод деб аталадиган икки электродли лампа ёрдамида ўрганиш мумкин.

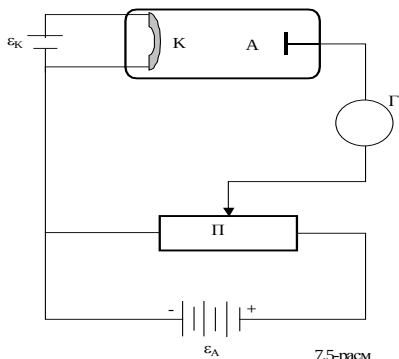
Вакуумли диод, ичига анод (А) ва катод (К) деб аталадиган икки-та электрод жойлаштирилган ва ʼавоси сўриб олинган шиша ёки металл баллондан иборат. Диоднинг катода, электроннинг чиқиш иши нисбатан кичик бўлган, металл оксидлар билан қопланган қийин эрийдиган металл симдан ясалади. Унинг аноди эса катодни ўраб олган цилиндр шаклидаги металлдан ясалади. Электр схемаларда диоднинг тасвирлаш ва улаш 7.5-расмда кўрсатилган:

ϵ_K - ток манбаи орқали катоддан ток ўтказилса, у кизийди ва ундан электронлар учиб чиқади, яъни термоэлектрон ʼодиса рўй беради. Агар анодга ϵ_A - ток манбаининг мусбат қутби уланса лампадан ток ўтади, манбанинг манфай қутби уланганда лампадан ток ўтмайди. Демак, катоддан манфий зарядли заррачалар - электронлар учиб чиқаётганига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Катод ҳарорати ўзгармас бўлганда лампадан ўтаётган I токнинг катод ва анод оралиғида ҳосил қилинган қучланиш U га боғланишини, одатда, лампанинг Волрт-Ампер характеристикаси (ВАХ) дейилади. Диоднинг ВАХ си Россиялик физик С.А. Богуславский ва америкалик физик И.Лэнгмюрлар томонидан атрофлича ўрганилган. Уларнинг олган натижаларига кўра, анод қучланишининг унча катта бўлмаган мусбат қийматларида термоэлектрон ток қуйидаги қонуният бўйича ўзгаради:

$$I_a \approx BU^{3/2}, \quad (7.15)$$

бу ердаги В-коэффициент электродларнинг шакли, ўлчами ва уларнинг ўзаро жойлашига боғлиқ, яъни берилган диод учун ўзгармас катталик.



(7.15) ифодани $3/2$ ёки Богуславский-Лэнгмюр қонуни дейилади. Анод кучланиши ортиши билан ток ўзининг максимал қийматигача ўсиб ўзгармас бўлиб қолади. Токнинг максимал қийматини тўйиниш токи дейилади. Унинг қиймати катоднинг ҳароратига пропорционал бўлади. Тажрибада кузатилган ВАХ ни қуйидагича тушунтириш мумкин.

Қиздирилган катоддан учиб чиқаётган электронлар тезлиги турлича бўлади. Шунинг учун уларнинг бир қисми тўьридан-тўьри анодга етиб боришлари ва I_{01} ёки I_{02} токларни ҳосил қиладилар. Тезлиги катта бўлган электронларнинг катод олдида тутиб қолиш учун анодга U_t тормозловчи манфий кучланиш қўйиш керак.

$T_2 > T_1$ бўлгани учун I_{02} ҳам I_{01} дан катта бўлади, чунки ҳарорат ортиши билан катоддан катта тезликда учиб чиқаётган электронларнинг сони ҳам ортади.

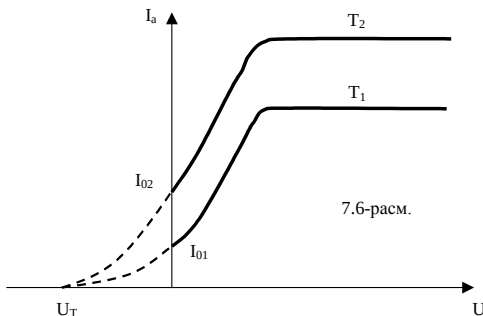
Катодга нисбатан аноднинг потенциали ортган сари унга етиб келаётган электронларнинг сони орта бошлайди ва ток кучи дастлаб $3/2$ қонуни билан ўса бошлайди. У нинг қиймати ўсиши билан бирлик вақт ичида анодга етиб келаётган электронларнинг сонининг ортиши камая бошлайди, натижада токнинг ўсиши ҳам камаяди ва нихоят берилган ҳароратда катоддан бирлик вақт ичида учиб чиқаётган электронларнинг барчаси бирлик вақт ичида анодга келиб туша бошлайди. Шунинг учун U ортишига қарамасдан ток кучи ўзгармай қолади, яъни анод токи тўйинади.

Катоднинг ҳарорати орттирилса ундан учиб чиқаётган электронларнинг сони ҳам ортганлиги учун тўйиниш токи ҳам катта бўлади. Демак тўйиниш токининг зичлиги катод материалининг электронларни эмиссиялаш қобилитини белгилайди.

Квант статистикаси қонунларига асосланиб Ричардсон ва Дэшманлар тўйиниш токининг зичлиги қуйидаги кўринишга эга эканлигини назарий аниқлаганлар:

$$j = C e^{-A/KT} \quad (7.16)$$

Бу ерда A - электроннинг катоддан чиқиш иши, T - термодинамик температура, $C = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ A/m}^2$ металллар учун бир хил доимий коэффициент, k - Болцман доимийси.



(7.16) дан кўриниб турибдики A нинг камайтириш орқали j ни кучайтириш мумкин. Шунинг учун ҳам катод чиқиш иши кичик бўлган металл оксидлари билан қопланади.

Термоэлектрон эмиссия ёдисаси техникада кенг фойдаланилади (электрон лампа, рентген ва телевизор трубкалари).

4. Газларда электр токи

Номустакил электр разряд.

Газлар нормал шароитда, нейтрал атом ва молекулалардан ташкил топган бўлиб, электр токини ўтказмайди. Газларда электр токини ҳосил қилиш учун унинг атом ва молекулаларининг бир қисмини ионлаштириш, яъни уларни мусбат зарядли ион ва манфий зарядли электронларга парчалаб юбориш лозим. Бу жараёнда ҳосил бўлган электронларнинг бир қисми нейтрал атомларга қўшилиб манфий ионларни ҳам ҳосил қилиши мумкин.

Атом ва молекулалар мусбат ва манфий зарядланган заррачаларнинг мувозанатдаги мустаҳкам системасидир. Уларни ионлаштириш учун Маълум миқдорда иш бажариш керак. Бажариладиган ишнинг миқдори атом ва молекулаларнинг кимёвий табиатига, улар таркибидаги электронларнинг энергетик ҳолатига боғлиқ. Атомларнинг, бошқа электронларига нисбатан, унинг ташқи қобиёида жойлашган валент электронлари кучсиз боғланган бўлади. Шунинг учун уларни ажратиб олиш учун энг кам иш бажарилади. Бу ишни атомнинг ионланиш потенциали билан боғлаш мумкин:

$$A = e\varphi$$

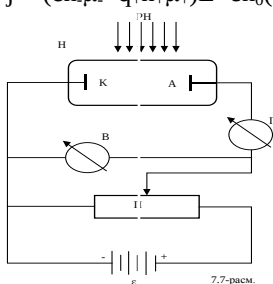
Атом ва молекулаларни турли ташқи таъсирлар воситасида ионлаш мумкин: қиздириш, рентген ёки гамма нурлари билан нурлантириш, катта тезликда ҳаракатланаётган электронлар, ионлар ва бошқа заррачалар билан бомбардимон қилиш ва боказо.

Газларни заррачалар воситасида ионлаштириш зарбали ионлашиш дейилади. Фараз қилайлик, бизга бир атомли газ берилган. Унга заррачалар окимини йўналтирсак, заррачалар газнинг нейтрал атомлари билан тўкнашади. Заррачаларнинг кинетик энергияси атомларнинг ионлашиш ишидан кам бўлмаса тўкнашув ноэластик бўлади ва газнинг атоми ионлашади, яъни электрон ва мусбат зарядли ион ҳосил бўлади. Электронлар ўз навбатида ионлар билан бирлашиб уларни нейтрал ҳолга келтириши мумкин. Бу ходисани рекомбинация ҳодисаси дейилади. Ионлашган газдан ток ўтишига электр разряди ёки газ разряди дейилади. Газнинг электр ўтказувчанлиги доимий ташқи таъсир ҳисобига содир бўлса, бундай разрядни номустақил разряд дейилади ва у ташқи таъсир тўхтатилган захоти сўнади. Номустақил разряд ҳодисасини куйидаги қурилма ёрдамида ўрганиш мумкин (7.7-расм).

Бир атомли газ тўлдирилган ҳам да К-катод ва А-анод электродлар кавшарланган Н-шиша най интенсивлиги ўзгармас Ренген нурлари билан нурлантирилса найдаги газ ионлашади. К ва А электродлар орасида П потенциометр ёрдамида потенциаллар фарқи ҳосил қилинса газдан ток ўтади. Г гальванометр воситасида ўлчанган I токнинг В вольтметр билан ўлчанган U қучланишига боғланишини (ВАХ) Вольт-Ампер характеристика дейилади. Тажрибадан олинган натижа 7.8-расмда кўрсатилган.

Ток ташувчилар вазифасини электрон ва бир валентли мусбат ионлар бажаради. Уларнинг сони, заряди миқдоран тенг, ишоралари эса қарама-қарши. Қучланишнинг унча катта бўлмаган қийматларида ток қучланишга тўғри пропорционал бўлади (1 соҳа). Ток зичлиги эса

$$j = (en_0\mu_- + q_+n_+\mu_+)E = en_0(\mu_- + \mu_+)E$$



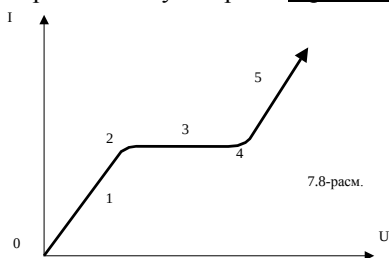
бунда $n_0 = n_- = n_+$, μ_- ва μ_+ мос равишда электрон ва ионнинг концентрациялари ва ҳарқатчанликларидир. (7.7-расм)

Ионлаштирувчи ренген нурларининг интенсивлиги доимий бўлгани учун қучланиш ортиши билан анод ва катодга бирлик вақт ичида етиб бораётган ток ташувчиларнинг сони камая боради (2 соҳа) ва Ом қонунидан четлашиш кузатилади. Қучланишнинг янада ортиши натижасида газда бирлик вақт ичида қанча электрон ва ион ҳосил бўлса, уларнинг барчаси айнан шу вақт ичи-

да мос равишда анод ва катодга етиб келишади. Яъни, анод ва катодга келиб тушётган зарядли заррачалар сони ўзгармас бўлиб қолади. Натижада ток ҳам ўзгармайди (3 соҳа). Токнинг бу қийматини тўйиниш токи I дейилади ва у $I_m = en$ бўлади. Бундаги n - газнинг бирлик ҳажм ида 1 секундда ҳосил бўлаётган электронлар ва ионлар сони.

Кучланиш янада ортирилганда токнинг кескин ортиб кетиш сабаблари билан куйида танишамиз.

Мустақил газ разряди деб ташқи ионизаторнинг таъсири тўхтатилганда ҳам давом этадиган газ разрядига дейилади. Бунинг учун разрядининг ўзи, куйида баён қилинган жараёнлар туфайли, газда узликсиз ток ташувчиларни ҳосил қилиш имкониятига эга бўлиш керак. Улар газ молекулаларини зарбали ионлашиши туфайли пайдо бўладилар.



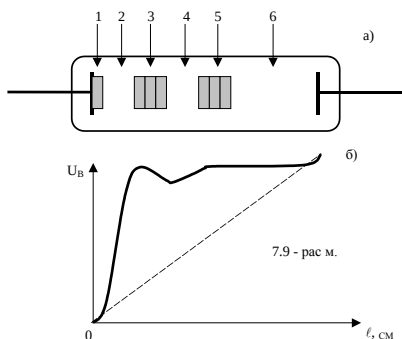
7.8-расм.

Юқоридаги 7.6 ва 7.7-расмларга мурожат қиламиз. К-А орасидаги кучланишнинг ўсиши ионизатор таъсирида ҳосил бўлган электрон ва ионлар энергиясини орттиради. Натижада куйидаги жараёнлар содир бўлиши мумкин:

1. Аниқлик учун 7.9 -расмда кўрсатилган най ичидаги газ молекулалардан ташкил топган бўлсин. У ҳолда электр майдони таъсирида тезланиш олган ($a=eE/m$) электронлар эркин югуриш йўли охирида етарли энергия тўплаб нейтрал молекулаларни ионлаштириб иккиламчи электронларни ва ионларни ҳосил қилиши мумкин. Иккиламчи электронлар эса ўз навбатида бошқа нейтрал молекулалар билан тўкнашиб янги электрон ва ионларни ҳосил қилишади ва хоказо. Натижада электронларнинг сони, анодга яқинлашган сари, куюнсимон ортади.

2. Газдаги мусбат зарядланган ионлар ҳам электр майдони таъсирида тезлашиб, ўз йўлида учраган нейтрал молекулаларни ионлаштириши ёки кўзгалган ҳолатга ўтказиши мумкин. Кўзгалган ҳолатдаги молекулалар ўртача 10^{-8} секунд давомида, электромагнит тўлқинлар(фотонлар)ни нурлантириб, ўзларининг асосий ҳолатларига ўтадилар.

3. Фотонлар ўз навбатида нейтрал молекулаларни ионлаштириши ва катод билан тўкнашганда унинг сиртидан электронларни уриб чиқариши мумкин.



4. Газ таркибидagi мусбат ионлар ҳам электр майдон таъсирида тезлашиб катодга урилганда ундан электронларни уриб чиқариши мумкин.

5. Ниҳоят катод ва анод орасидаги кучланишнинг анча катта қийматларида газ таркибидagi мусбат ионлар унинг нейтрал молекулаларини ионлаштиришга қодир бўлиб қолишлари натижасида уларнинг сони катод томонга борган сари қуюнсимон қўпайиб кетиши мумкин. Мазкур катод сиртидан мусбат ионлар уриб чиқараётган қўшимча электронлар ўз навбатида катод ва анод орасида шундай тезлашадиларки, ўз йўлида учраган нейтрал молекулаларни ионлаштира бошлайди, натижада газда қўшимча ионлар ҳосил бўлади, шу пайтдан бошлаб разряд мустақил бўлиб қолади.

МИЛТИЛЛАМА РАЗРЯД -милтиллама разряд паст босимларда кузатилади. Уни кузатиш учун ясси электродлар кавшарланган, ичида ʼавоси бор 30-50 см узунликдаги най оламир. Унинг электродларига бир неча юз вольт ўзгармас кучланиш қўйиб ʼавони насос ёрдамида сўриб ола бошлаймир.

Босим 5-7 кПа гача камайитрилганда найда қизғиш ингички илон изига ухшаш ипсимон разряд ҳосил бўлади. Босим янада камайиб 13 Па га етганда разряд аста секин йўғонлашиб 7.9,а- расмда кўрсатилган кўринишни олади. К ва А орасидаги потенциал тақсимои ҳам расмда кўрсатилган (7.9,б-расм). Разряд соҳаси асосан 6 қисмдан иборат .

1- соҳа -атом қоронғилиги дейилади. У катодга жуда ёпишган бўлади. Қалинлиги миллиметрнинг улушларига тенг. Бу соҳада электронлар газ молекулаларини қўзғатишга етарли энергияга эга бўлмайди. 2 юққа ёруғ соҳа - катод (қатлами) чакнаши дейилади. Бу соҳага етиб борган электронлар энергияси газ молекулаларини қўзғатишга етарли лекин ионлай олмайди. Уйғонган ионлар нур чиқариб ўзларининг асосий ҳолатларига қайтадилар. 3 катод қоронғилиги соҳасига етиб келган электронлар молекулаларни ионлаштириш учун етарли энергияга эга бўладилар. Натижада молекулаларнинг ионлашиши туфайли электрон қуюни ҳосил бўлади,

молекулаларнинг қўзғалган ҳолатга ўтиш эътимоллигини камайдигани учун газнинг ёруғлик чиқариши сусайиб кетади. Найда мустақил разряд ҳосил бўлиши учун 3- қоронғи соҳа ғал қилувчи аҳам иятига эга, чунки шу соҳада пайдо бўлган мусбат ионлар катодга етиб келиб урилганларида ундан етарлича миқдорда электронларни уриб чиқарилишини таоминлайдилар.

Катод қоронғилиги соҳаси кескин 4- манфий милтиллама разряд соҳасига ўтади. Бу нурланиш соҳаси катод томонда қатъий чегараланган. У асосан электрон ва мусбат ионларнинг рекомбинацияланиши оқибатида газга келади. Анод томонга борган сари милтиллама нурланиш равшанлиги сусайиб боради ва электрон қоронғининг энг тез электронлари ҳам етиб кела олмайди, 5- Фарадей қоронғилиги соҳасига туташиб кетади.

Юқорида тавсифланган разряд соҳасида мустақил разрядни ушлаб туриш учун керак бўлган барча жараёнлар содир бўлади, шунинг учун 1-5 соҳани разряднинг катод қисми дейилади.

Фарадей қоронғилигидан кейин мусбат нурланиш деб аталган 6 соҳа бошланиб анодгача бўлган ораликни тўла эгаллайди. Бу соҳада электрон ва мусбат ионларнинг концентрацияси ва умуман ионлашиш юқори бўлади. Соҳа катта электр ўтказувчанлигига эга. Мусбат соҳа асосан электрон ва мусбат ионларнинг рекомбинацияланиши туфайли ҳосил бўлади.

Найдаги газнинг турига қараб турли рангдаги разряд ҳосил бўлади. Масалан неон гази равшан қизил, аргон-кўк ёруғлик чиқаради ва бошқалар. Шунинг учун милтиллама разряд қундузги ёруғлик лампаларида қўлланилади.

5. Плазма ҳақида тушунча.

Юқори даражада ионлашган газга плазма дейилади. Бундай ионлашган газдаги мусбат ва манфий зарядларнинг хажмий зичликлари абсолют қийматлари жихатидан тахминан тенг бўлади:

$$\rho_+ = |\rho_-| \quad \text{ёки} \quad \rho_+ + \rho_- = 0 \quad (7.17)$$

Ионларнинг иссиқлик ҳаракатлари сабабли, ρ_+ ва ρ_- ларнинг оний қийматлари уларнинг ўртача қийматлари атрофида тартибсиз тебраниб туради. Шунинг учун (7.17) тенглик Маълум даражада доимо бузилиб туради. Плазманинг энг муҳим хусусияти - унинг квазинейтраллигида.

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 плазма ташкил қилган ҳажмдан тезроқ чиқиб кетиши ва плазма ҳажмида ионларни миқдори ортиб кетиши туфайли электр майдон вужудга келиши керак. Лекин, плазмада катта электр майдони вужудга келмайди. Чунки, плазманинг бирор қисмида ионларнинг тўпланиб қолиши натижасида вужудга келган ионларнинг ҳаракати

тормозловчи таъсир кўрсатади, сўнг уларни орқага қайтаради. Шу тарзда электронларни тебранма ҳаракати вужудга келади. Бу тебранишларнинг частотаси ва амплитудасини топайлик.

Зичлиги n_e бўлган электронларни x масофага силжиши натижасида вужудга келган электр майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = -\frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (7.18)$$

бўлади. Бу майдон томонидан электронга

$$F = eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (7.19)$$

куч таъсир этади. Бу куч $F = -kx$ кучга ўхшаш. Шунинг учун бу куч таъсирида электрон плазма ҳажм ида

$$\omega_l = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (7.20)$$

частота билан тебранади.

Бу частотани плазма частотаси ёки ленгмюр частотаси дейилади. Электронлар билан ионларнинг тўқнашуви натижасида тебраниш сўнади. Тебранишлар амплитудасини қуйидагича топиш мумкин. Электрон плазма ҳажм и бўйлаб электр майдонида x масофага силжийди ва майдон иш бажаради:

$$A = Fx = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad (7.21)$$

Бу иш шу электронни кинетик энергиясини ўзгариши ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

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

бундан

$$x = \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k}{e^2 n_e}} \cdot T_e \quad (7.22)$$

келиб чиқади. Бу ифода иссиқлик ҳаракати туфайли плазмада зарядлар фазовий ажраладиган масофанинг максимал қийматини аниқлайди. Бу масофани дебай радиуси (λ_D) деб аталади. Шундай қилиб, дебай радиуси зарядларнинг фазовий ажралаши даражасини, ленгмюр частотаси эса зарядларнинг ажралмас ҳолатига қайтиш даврини, яъни плазмани заряд жихатидан нейтраллигини тиклаш даврини характерлайди. Ҳисоблашлар

кўрсатадики, $T \neq \text{const}$ ҳолат учун бир зарядли ионлардан иборат плазмада дебай радиуси

$$\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k T_u / [n_0 e^2 (1 + T_u / T_e)]}. \quad (7.23)$$

Агар плазмадаги ионлар температураси $T_{\text{и}}$ электронлар температураси $T_{\text{е}}$ дан жуда кичик, яъни $T_{\text{и}} \ll T_{\text{е}}$, бўлса, дебай радиусини плазманинг ион $T_{\text{и}}$ температураси белгилайди.

Агар плазма мувозанат вазиятда, яъни $T_{\text{и}} = T_{\text{е}} = T$ бўлса, бундай ҳолда дебай радиусини ҳисоблаш учун (7.22) ва (7.23) формулалардан фойдаланиш мумкин.

Плазмадаги $T_{\text{и}}$ ионлар температурасини қийматига боғлиқ ҳолда плазма паст температурали плазмага ($T_{\text{и}} < 10^5 \text{ K}$) ва юқори температурали плазмага ($T_{\text{и}} > 10^7 \text{ K}$) бўлинади.

Хулоса қилиб айтганда, электронлар ва ионлардан иборат газни, бу газ эгаллаган ҳажмнинг чизиқли ўлчамлари дебай радиусидан катта бўлганда (фақат шун ҳолатда квазинейтраллик шартини бажарилади) плазма деб аташ мумкин.

Плазма плазмали ракета двигателларида ва магнитогидродинамик двигателларда ишчи жисм бўлиб хизмат қилади. Бундан ташқари плазмада термоядро реакцияларини бошқаришда фойдаланиш истиқболлари мавжуд.

МУСТАХКАМЛАШ УЧУН САВОЛЛАР:

1. Рикке тажрибасини тушунтиринг.
2. Друде-Лоренц назариясини тушунтириб беринг.
3. Термоэлектронэмиссия ходисасини айтинг.
4. Номустақил ва мустақил газ разрядлари бир-бирларидан қандай белгилар билан фарқланади?
5. Плазма ҳосил бўлиш шартини тушунтиринг.

АДАБИЁТЛАР:

1. А.Абдуллаев Физика курси Т. 1989 й.
2. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский Курс физики М. 1989. §§20.3-20.9
3. О.Ахмаджонов Физика курси. 2 к. 1989 й. V-боб. §§1-8.
4. Трофимова Т.И. Курс физики М. 1985. §§ 101-109.
5. Савелев И.В. Курс физики 2- т.М. 1998.