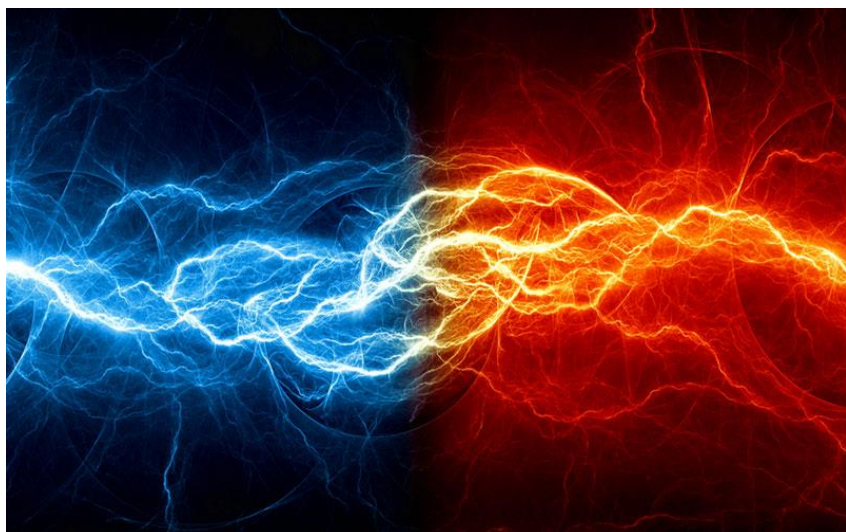


Т.Г. СІЧКАР



ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ

Т.Г. СІЧКАР

ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ

*Рекомендовано до друку Вченою радою
Національного педагогічного університету імені
М.П.Драгоманова
як навчальний посібник
для студентів вищих навчальних закладів.*

КИЇВ - 2021

УДК 537(075.8)
ББК 22.33я73
С 41

*Рекомендовано Вченою радою
НПУ імені М.П.Драгоманова
протокол № 10 від 28.05.19 р.*

Рецензенти : доктор педагогічних наук, професор В.Д.Сиротюк
Національний педагогічний університет імені М.П.Драгоманова,
доктор педагогічних наук, професор Б.А.Сусь
Військовий інститут телекомунікації і інформатизації
НТУ “Київський політехнічний інститут”.

С 41 СІЧКАР Т.Г. ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ. Курс лекцій. Навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей. Київ: НПУ імені М.П. Драгоманова, 2021. – 181 с.

Навчальний посібник призначений для самостійної роботи студентів в умовах модульно-рейтингової системи навчання та оцінювання знань студентів. Курс лекцій розроблений на основі багаторічного досвіду викладання автором розділу «Електрика і магнетизм» на фізико-математичному факультеті Національного педагогічного університету імені М.П.Драгоманова. Навчальний посібник складено на основі галузевого стандарту вищої освіти затвердженого МОН України та відповідно до діючої програми загального курсу фізики для фізичних спеціальностей вищих педагогічних навчальних закладів.

Для викладачів та студентів фізичних, інженерно-технічних і педагогічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

**УДК 537(075.8)
ББК 22.33я73**

ISBN 978-966-931-239-6

© Січка Т.Г., 2021

© Вид-во НПУ імені М.П. Драгоманова, 2021

Зміст	
ДЕЯКІ ПИТАННЯ З ІСТОРІЇ ЕЛЕКТРОСТАТИКИ	6
Е Л Е К Т Р О С Т А Т И К А	16
Електричне поле у вакуумі.	16
1. Електричний заряд. Закон збереження заряду.	16
2. Взаємодія електричних зарядів. Закон Кулона.	17
3. Електричне поле. Напруженість електричного поля.	19
4. Теорема Остроградського-Гаусса.	23
5. Робота сил поля по переміщенню зарядів. Потенціал.	28
Провідники в електричному полі	32
1. Наведені заряди. Електризація через вплив.	32
2. Електростатичні машини.	34
3. Розподіл зарядів на провіднику. Вістря.	39
4. Електроємність. Конденсатори.	40
5. З'єднання конденсаторів.	44
6. Енергія електростатичного поля.	45
Електричне поле в діелектриках.	48
1. Полярні і неполярні діелектрики. Поляризація діелектриків.	48
2. Діелектрична проникність і сприйнятливість.	49
3. Електричне поле на межі двох діелектриків.	51
4. Піроелектрики, сегнетоелектрики, п'єзоелектрики.	52
П О С Т І Й Н И Й Е Л Е К Т Р И Ч Н И Й С Т Р У М	56
Закони постійного струму	56
1. Електричний струм. Закон Ома.	56
2. Опір провідників. Залежність опору від геометричних параметрів та температури.	58
3. Сторонні сили. Електрорушійна сила. Закон Ома для неоднорідної ділянки та повного (замкнутого) кола.	59
4. Розгалужені кола. Правила Кірхгофа.	62
5. Паралельне і послідовне з'єднання провідників.	64
6. Робота і потужність струму.	65
Електропровідність твердих тіл	67
1. Класифікація твердих тіл. Природа струму в металах.	67
2. Класична теорія електропровідності металів.	69
3. Закон Відемана-Франца.	71
4. Утруднення класичної теорії електропровідності.	72
5. Поняття про зонну теорію провідності твердих тіл.	73
6. Надпровідники.	75
7. Провідність напівпровідників. Залежність провідності напівпровідників від температури.	77

Термоелектронна емісія та контактні явища в металах і напівпровідниках	81
1. Робота виходу електронів з металу.	81
2. Струм у вакуумі. Термоелектронна емісія.	82
3. Контактна різниця потенціалів. Закони Вольта.	83
4. Термоелектричні явища.	85
5. Контактні явища в напівпровідниках.	88
Електричний струм в електролітах	92
1. Провідність електролітів. Електролітична дисоціація.	92
2. Рухливість іонів в електролітах. Закон Ома для електролітів.	93
3. Закони Фарадея для електролізу.	94
4. Гальванічні елементи.	96
Електричний струм в газах	99
1. Іонізація і рекомбінація.	99
2. Несамостійний і самостійний розряди в газах.	100
3. Основні види розрядів. Катодні промені.	104
Е Л Е К Т Р О М А Г Н Е Т И З М	111
Магнітне поле у вакуумі	111
1. Взаємодія струмів. Закон Ампера.	111
2. Магнітне поле електричного струму.	114
3. Закон Біо-Савара-Лапласа.	118
4. Циркуляція вектора напруженості магнітного поля. Закон повного струму.	122
5. Сили, що діють на струм в магнітному полі.	123
6. Дія електричного та магнітного полів на рухомий заряд. Сила Лоренца.	125
7. Магнітне поле рухомого заряду.	130
8. Робота при переміщенні провідника зі струмом у магнітному полі. Магнітний потік.	130
Електромагнітна індукція	132
1. Відкриття Фарадея. Правило Ленца.	132
2. Електрорушійна сила індукції.	134
3. Самоіндукція та взаємоіндукція.	135
4. Енергія магнітного поля.	138
Магнітні властивості речовини	140
1. Магнетики. Намагнічування магнетиків. Магнітна сприйнятливність та проникність.	140
2. Діа-, пара-, феромагнетизм.	141
3. Магнітний гістерезис.	145
4. Магнітні матеріали. Постійні магніти.	146

Квазістаціонарні струми.	147
1. Змінний струм. Діючі значення сили струму і напруги.	147
2. Активний опір, індуктивність та ємність в колі змінного струму.	149
Закон Ома для змінного струму.	153
3. Резонанс струмів та резонанс напруг в колі змінного струму.	154
4. Робота і потужність в колі змінного струму.	156
5. Проблеми передачі електричної енергії. Трансформатори.	159
6. Електричні коливання.	163
Електромагнітне поле	163
1. Вихрове електричне поле. Досліди Ейхенвальда і Роуланда.	165
2. Система рівнянь Максвелла в інтегральній та диференціальній формах.	170
Електромагнітні хвилі	170
1. Розповсюдження електромагнітних хвиль.	172
2. Енергія електромагнітної хвилі.	173
3. Випромінювання електромагнітних хвиль.	175
4. Принцип радіозв'язку і радіолокації.	178
5. Шкала електромагнітних хвиль.	180
Література	

ДЕЯКІ ПИТАННЯ З ІСТОРІЇ ЕЛЕКТРОСТАТИКИ

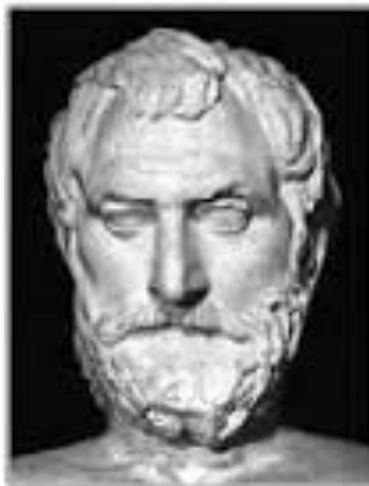
У стародавні часи (V до н.е.) на околицях давньогрецького міста Магнезія (сучасне місто Манісса у Туреччині) знаходили камінчики, що притягували легкі залізні предмети. Їх назвали магнітами й звідти прийшло до нас слово «магніт».

А перші досліди із спостережень електричних явищ пов'язують з іменем давньогрецького філософа, математика, астронома, засновника іонійської школи натурфілософії Фалеса з Мілету, який ще шістсот років до нашої ери спостерігав і описав досліди по протягуванні невеличких тіл натертими паличками виготовленими з бурштину.

Систематичні ж наукові дослідження електричних і магнітних явищ почалося з книги Вільяма Гілберта «Про магніт, магнітні тіла та про великий магніт Землі» (1600 рік), у якій поєднав підсумки роботи своїх попередників у галузі магнетизму із власною вісімнадцятирічною роботою, описав більше 600 дослідів і ввів сам термін «електрика» (від грецької назви бурштину).

Гілберт виготовив великий залізний магніт сферичної форми — «маленьку Землю». Встановив, що полум'я знищує властивість притягання, отриману під час тертя. виявив відмінність між магнітним притяганням і електричним. Підмітив, що вологі тіла погано піддаються електризації тертям, а на притягання магнітів вологість, навпаки, не впливає. Вільям Гілберт сам виготовив прилад, який складався із срібного стержня, підвішеного подібно магнітній стрілці і виявляв, що янтар (бурштин) притягує не тільки соломинки, але й срібло. Гілберт назвав свій прилад версором і систематично використовував його у своїх дослідженнях.

Це був перший електроскоп. За допомогою цього електроскопу Гілберт показав, що притягує не тільки натертий янтар, але й алмаз, аметист, гірський криштал, скло, сланці, сірка, сургуч, кам'яна сіль, та багато інших тіл. Всі ці тіла він назвав «електричними тілами». Усі інші тіла, які не притягувались (наприклад мрамур, вапно, метали і т.д.) класифікувались ним не електричними. Гілберт створив першу теорію магнітних явищ. Він встановив, що будь-які магніти мають по два полюси, при цьому різнойменні полюси притягуються, а



Фалес Мілетський
Θαλῆς ὁ Μιλήσιος
(624 до н.е. — 548 до н.е.)



Вільям Гілберт
William Gilbert
(1544 — 1603)

однойменні відштовхуються. Проводячи досліди із залізною магнітною кулею, яка взаємодіяла з магнітною стрілкою, вперше висунув припущення про те, що Земля є гігантським магнітом. Також він припустив ідею про те, що магнітні полюси Землі можуть збігатися з географічними полюсами планети.

Цікаво, що приблизно за тисячу років до нового літочислення важливим досягненням в області магнетизму був винахід у Китаї приладу, названого «показчиком півдня». Спочатку він застосовувався лише для гадання, але потім став використовуватися за своїм прямим призначенням – як морехідний компас. Компас в Європі відомий з XII століття. Без цього найпростішого навігаційного приладу були б неможливі великі географічні відкриття XV–XVII століть.



Отто фон Геріке
Otto von Guericke
(1602 — 1686)

Бажаючи повторити та перевірити досліди Вільяма Гілберта, 1663 року німецький винахідник, фізик, інженер і філософ Отто фон Геріке винайшов прилад для добування статичної електрики, який ще не був електричною машиною в нинішньому значенні цього слова, бо в ньому бракувало конденсатора для нагромадження електричного заряду, та все ж став основою всіх пізніших відкриттів у галузі електрики — передусім відкриття відштовхування однойменно заряджених тіл, яке було невідомо Гілбертові. Прилад Геріке складався з великої сірчаної кулі, посаженої на вісь. Цю кулю крутили й натирали сухими руками.

Наелектризувавши її, Геріке зауважив, що тіла, притягнуті кулею, після дотику відштовхуються від неї, а тоді притягуються іншими тілами. Він виявив, що електричний заряд можна передати по лляній нитці. У 1672 році Геріке відкрив явище електролюмінісценції — спостеріг, що наелектризована сірчана куля світиться в темряві, але іскор не отримав. Чув, що вона потріскує, але не знав, чим це викликано. Електричну іскру вперше видобув із натертого бурштину доктор Валлеме у 1700 році, а близько 1710 року Френсіс Гоксбі видобував іскри завдовжки дюйм за допомогою видозміненого приладу Геріке: сірчану кулю замінено скляною.

Фердінанд Розенбергер у своїй «Історії фізики» зауважив, що Геріке завжди керувався суто науковими інтересами й висновував із своїх дослідів не фантастичні, а наукові ідеї. Найкращим доводом такого твердження служать його експериментальні дослідження явищ статичної електрики, якими тоді мало хто цікавився. Тільки після 1745 року, коли Пітер ван Мушенбрук і Евальд Георг фон Кляйст винайшли лейденську банку, широким масам стали відомі електричні явища.

Дослідами з електрики займався і Ісаак Ньютон, який ще у 1675 році спостерігав рух шматочків паперу, вміщених під склом, що лежало на металевому

кільці. При натиранні скла шматочки паперу притягувались до нього, потім відсакували, знову притягувались, и т. д. Експерименти з електрики проводили і інші члени Лондонського Королівського товариства. Роберт Бойль, повторив досліди Геріке з кулею і встановив, що електричні взаємодії спостерігаються і у вакуумі.

В 1700 г. доктор Уолл отримав з натертого великого шматка бурштину електричну іскру, Електричну іскру отримав в 1705 р. Хауксбі, замінивши сірчану кулю Геріке скляною.



Шарль Франсуа Дюфе
Charles François de
Cisternay du Fay
(1698 – 1739)

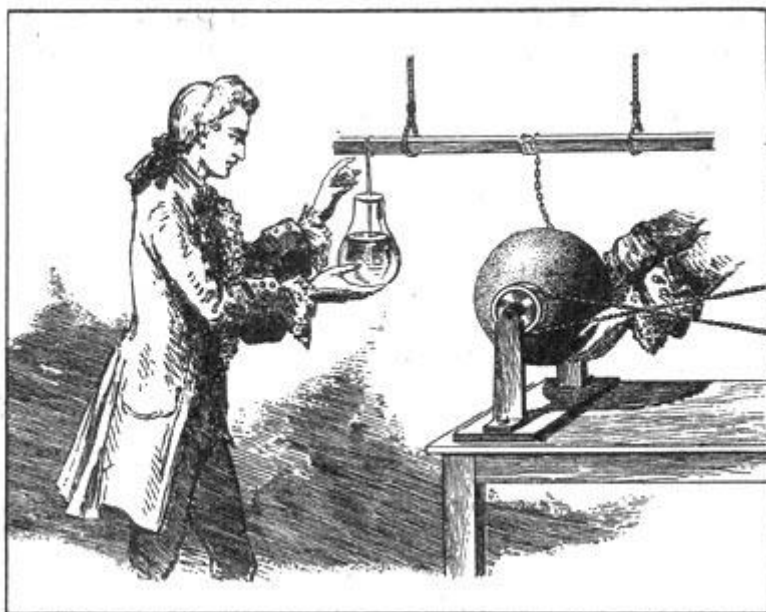
Ньютон в 1716 р. спостерігав іскровий розряд між вістрям голки та наелектризованим тілом. «Іскра нагадала мені блискавку в малих, дуже малих розмірах», — писав Ньютон. Нарешті, Стефан Грей, також член Лондонського Королівського товариства, в 1729 р. відкрив явище електропровідності тіл та показав, що для збереження електрики тіло повинно бути ізольовано. На досліди Грея, опубліковані в 1731 та 1732 роках, звернув увагу французький учений, фізик, член Паризької Академії наук Шарль Дюфе, що створив першу теорію електричних явищ. Повторюючи досліди Грея по електризації ізольованої людини, він сам лягав на шовкові шнурки, і його електризували настільки сильно, що з тіла при наближенні руки іншої людини вилітали іскри.

Дюфе домогся найбільших успіхів у систематизації відомостей про електричні ефекти. Він склав програму для вивчення електричних явищ і в результаті відкрив два види електричного заряду: «скляний» і «смоляний» (зараз їх називають позитивним і негативним); першим досліджував електричні взаємодії і довів, що однойменно наелектризовані тіла відштовхуються один від одного, а різнойменно - притягуються. Цей закон був опублікований Дюфе в Мемуарах Паризької Академії наук за 1733 г. У своїх експериментах Дюфе користувався вже не електроскопом, а електрометром, який дозволяє виміряти величину заряду. Ідею про існування двох видів електрики підтримав шотландський фізик Роберт Сіммер.



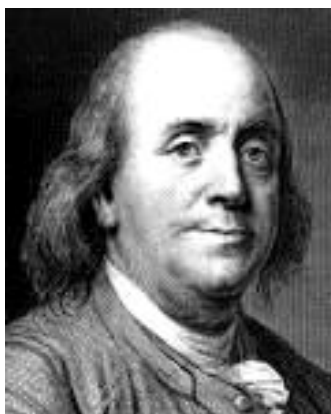
Роберт Сіммер
Robert Symmer
(1707 - 1763)

Нові відкриття в галузі електрики та вдосконалення електричних машин, оснащених кондуктором, подушкою для натирання і, нарешті, сенсаційний винахід лейденської банки в 1745—1746 роках, збудили в науковому суспільстві велику цікавість до електрики.



Перші дослід з лейденською банкою.

Вагомий внесок в електрику, як науку, вніс один із засновників США, політичний діяч, дипломат, вчений, письменник, один з лідерів війни за незалежність США Бенджамін Франклін. Як учений він був помітною фігурою в історії фізики, зробивши відкриття в галузі електрики.



Бенджамін Франклін
Benjamin Franklin
(1706 — 1790)

Саме він ввів загальноприйняте тепер позначення електрично заряджених станів «+» і «-»; пояснив принцип дії лейденської банки, встановивши, що головну роль у ній відіграє діелектрик, що розділяє електропровідні обкладки; встановив тотожність атмосферного і одержуваного за допомогою тертя електрики і навів доказ електричної природи блискавки; встановив, що металеві вістря, з'єднані з землею, знімають електричні заряди з заряджених тіл навіть без зіткнення з ними і запропонував у 1752 році проект блискавковідводу («він вкрав блискавку з неба»); висунув ідею електричного двигуна і продемонстрував «колесо Франкліна» - модель електростатичного двигуна, що обертається під дією електростатичних сил; вперше застосував електричну іскру для вибуху пороху.

Досліди Франкліна склали зміст його твору «Досліди та спостереження над електрикою», що складався з листів до члена Лондонського Королівського

товариства Пітера Коллінсона. Франклін займався електрикою з великим захопленням. Результатом цього захоплення було створення унітарної теорії електричних явищ, доведення електричної природи блискавки та інші важливі відкриття. Франклін користується уявленням про особливу електричну субстанцію, яку він називав «електричним вогнем». Він вважав, що електричний вогонь «є розповсюдженим елементом» і тіла до процесу електризації мають однакову кількість цього елемента.

До 1749 р. теорія електрики Франкліна була завершена. В листі Коллінсону від 29 червня 1750 р. він формулює її основні положення. Закон збереження електричного заряду — основне положення теорії Франкліна. Франклін вживаючи терміни «електрик» і «не електрик», критикував їх як невірні. За його теорією «електрика міститься у всіх тілах. Терміни «електрик» і «не електрик» мають бути замінені поняттями «провідник» і «непровідник» (єдина відміна одних тіл від інших полягає в тому, що деякі проводять електричну субстанцію, інші ні)».

Досліди Франкліна і його ідея блискавковідводу викликали широкий резонанс. Їх повторювали в Жан Далибар у Франції, отримуючи з залізного загостреного списа іскри під час блискавки. Аналогічні спостереження проводили Ломоносов і Ріхман. Під час спостереження блискавки 26 червня 1753 р. Ріхман трагічно загинув під час дослідження блискавки.

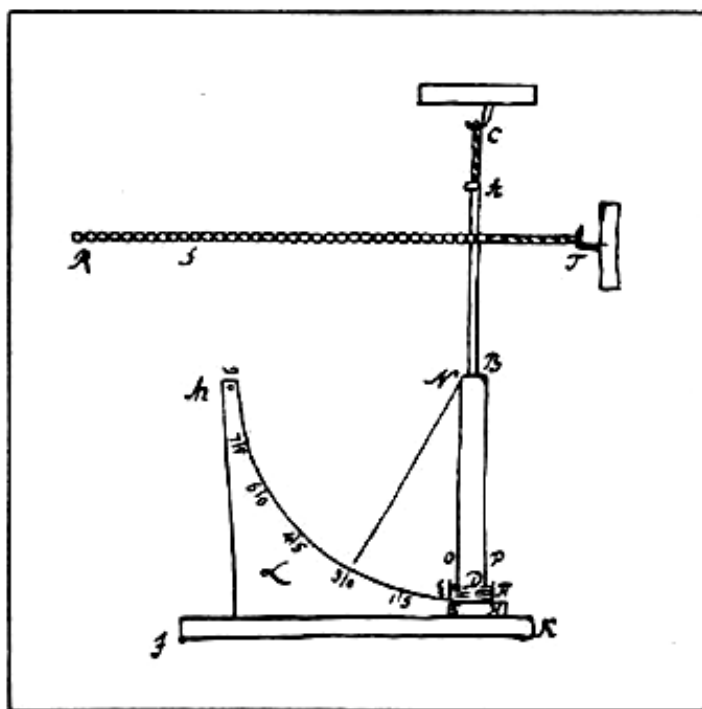


Георг Вільгельм Ріхман
Georg Wilhelm Richmann
(1711 — 1753)

Ріхман намагався «зважити» електричну силу. Ця ідея в своєму розвитку привела до винаходу абсолютного електрометра. Ріхман описав ряд дослідів з різними терезами та масами. Потім він переходить до іншого методу — методу електричного покажчика — прообразу сучасних електрометрів. Опис експериментів Ріхмана був опублікований в «Нових Коментарях» Петербурзької Академії наук за 1751 р. через шість років після початку дослідів. Це була перша публікація з електрики в Росії. Стаття Ріхмана «Нові дослідди з електрикою, породженою в тілах» містить опис його експериментальної установки та дослідів, проведених на цій установці.

Електричний покажчик займав думки Ріхмана до самої смерті. Він добре розумів, що «досконалий електрометр повинен стати у великій нагоді в справі відкриття та визначення законів електрики». Ріхман створив не тільки стаціонарний, але і переносний прилади. Ріхман розумів важливість створення досконалого електрометра і вісім років (до трагічної смерті) працював над вдосконаленням його схем та створення надійних конструкцій. Послідовникам для створення такого інструмента знадобилось більше ста років. Сучасні електрометри були створені лише в другій половині XIX століття.

Незважаючи на неточність своїх показчиків Ріхман з повним правом довів, що «електрична матерія, деяким рухом збуджена навколо тіла, за необхідності повинна оточити його на певній відстані; на меншій відстані від поверхні тіла дія її буде сильніше; відповідно, при збільшенні відстані сила її убуває за деяким, поки ще невідомим законом». Іншими словами, за допомогою свого показчика Ріхман наблизився до розуміння існування електричного поля навколо зарядженого тіла, напруженість якого убуває із збільшенням відстані від тіла. Цей «поки ще невідомий закон» був відкритий через сорок років Кулоном.



Електричний показчик, що застосовувався при дослідженні блискавки. Малюнок Ріхмана



**Ломоносов
Михайло Васильович**
(1711 — 1765)

В своїй роботі Ріхман згадує Франкліна та його теорію позитивної та негативної електрики. Так само як і Ріхман незалежно від Франкліна свої «електричні повітряні спостереження» почав і Ломоносов. Йому вдалось за допомогою електричного показчика встановити електричний стан атмосфери у відсутності грому і блискавки. Ріхман і Ломоносов не прийняли теорію Франкліна. Ломоносов розробляв свою теорію електричних явищ, в якій зробив спробу пояснити електрику рухом частинок ефіру.

В 1759 р. в Петербурзі вийшла латиною книга Епінуса «Досліди теорії електрики і магнетизму». В ній на відміну від робіт Франкліна і Ріхмана він розглядає не тільки електричні, але і магнітні явища.

При цьому на відміну від Гілберта, Епінус шукає не відмінності, а схожість між електричними та магнітними явищами.

Відкриття Епінусом полярної електризації турмаліну при нагріванні (піроелектрика), опубліковане в 1756 р., уразило його особливо тим, що він виявив «надзвичайну схожість між цим каменем (турмаліном) и магнітом».

Під враженням від цього відкриття Епінус «почав знову досліджувати схожість між магнітом и електричною силою». В результаті цих досліджень він став вважати «причини магнітних и електричних явищ абсолютно схожими, а дії магніту аналогічною діям лейденської банки». В основу своєї теорії Епінус кладе уявлення про електричну та магнітну рідини, частки яких взаємодіють з матерією та між собою силами притягування та відштовхування. Наслідуючи Ньютона, Епінус не розглядає природу цих сил, а описує за їх допомогою експериментальні факти. Епінус приймає гіпотезу Франкліна про єдину електричну рідину: «Існує деяка рідина, що виробляє всі електричні явища і внаслідок цього названа електричною, що найтонша, дуже еластична, частини якої, навіть на значних відстанях, істотно відштовхують одна одну». «Частинки цієї рідини притягуються матерією, з якої складаються всі відомі досі тіла».

По аналогії з електричними явищами Епінус вводить для описання магнітних явищ магнітну рідину. «...Її частинки, як і частинки електричної рідини, взаємно відштовхують одна одну». Однак більшість тіл в природі не взаємодіють з магнітною рідиною, лише деякі тіла, і в першу чергу залізо, притягуються магнітною матерією.

«Існує найбільша схожість між залізом та залізними тілами, з одного боку, і тілами, електричними по своїй природі, з іншого...» Таким чином, Епінус констатує схожість магнетиків (ферромагнетиків) і «електриків» (діелектриків), а також відсутність для магнетизму провідності, аналогічної електричній провідності. В іншому електрична і магнітна рідини, за Епінусом, діють за схожими законами. Так, тіла не взаємодіють, якщо містять «природну» кількість електричної або магнітної рідини. Електрика і магнетизм виникають «..або збільшенням кількості електричної або магнітної рідини так, щоб її стало вище природної, або зменшенням так, щоб її стало нижче природної». «Франклін назвав, — говорить Епінус, — електрику, яка отримується шляхом збільшення кількості електричної матерії, позитивною, а ту, яка отримується шляхом її зменшенням, негативною. В цьому сенсі я зберігаю ці терміни, переносячи їх на магнетизм».



**Франс Ульріх Марія Теодор
Епінус**
Franz Ulrich Maria Theodor
Aepinus
(1724 — 1802)

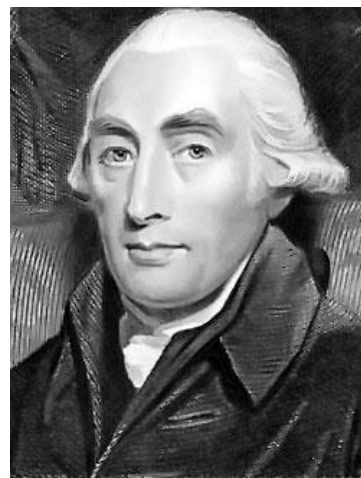
Відмітимо, що в тому ж, 1759 році, в якому вийшов твір Епінуса, Роберт Сімер висунув дуалістичну теорію електрики, припустивши існування двох протилежних видів електрики: одного — аналогічного електриці, отриманої на склі при його натиранні, іншого — аналогічного електриці, отриманій при електризації бурштину («смоляна» електрика). По теорії Франкліна — Епінуса «будь яке тіло, надане самому собі, самодовільно завжди повертається в такий стан, коли воно містить точно таку кількість електричної рідини, яке достатньо для досягнення рівноваги між силою притягіння та силою відштовхування».

Досліджуючи можливі випадки взаємодії тіл Епінус висловив припущення, що сили взаємодії електричних або магнітних мас зменшуються з збільшенням відстані між ними. Функціональна залежність йому не була відома, але він визнав, що «охоче стверджував би, що ці величини змінюються обернено пропорційну до квадратів відстаней». Цю залежність йому підказала аналогія із законом тяжіння.

В 1771 році член Лондонського королівського товариства лорд Кавендіш вперше експериментально показав, що сили взаємодії електричних зарядів підкоряються закону

$$\frac{1}{r^n}, \quad \text{де } n = 2 \pm 1/50$$

Дослід Кавендіша полягав в наступному. Куля діаметром 12, 1 дюйма, вкрита олов'яним папером (станіолем), вміщувалась всередині іншої кулі 13,3 дюйма в діаметрі так, щоб він був ізолюваним від зовнішньої кулі. Зовнішня куля складалася з двох півкуль, також покритих станіолем, які можна було розсовувати. Через невеликий отвір в зовнішній кулі можна було встановлювати контакт, що проводить, між ним і внутрішньою кулею за допомогою дротини, прив'язаної до ізолюваної рукоятки. На початку дослідження, коли півкулі зближені і встановлено провідний контакт, зовнішню кулю заряджають від лейденської банки. Потім за допомогою ізолюваної рукоятки контактний дріт видаляють, розсовують зовнішні півкулі і досліджують електризацію внутрішньої кулі.



Генрі Кавендіш
Henry Cavendish
(1731 — 1810)

Генрі Кавендіш був багатим англійським лордом, що займався фізикою і хімією в якості "хобі", як сказали б тепер. У 1766 році він відкрив водень і отримав вуглекислий газ, він показав, що вода отримується при горінні водню. Кавендіш за допомогою крутильних терез визначив постійну закону тяжіння і тим самим "зважив" Землю. Самотній, дивакуватий джентльмен, він неохоче публікував свої роботи, і зокрема свої електричні дослідження. Вони залишилися невідомими до 1879 року, коли їх опублікував шотландський вчений

Джеймс Клерк Максвелл, перший професор лабораторії Кавендіша, відкритої на кошти нащадків Генрі Кавендіша у Кембриджі в 1874 році. Максвелл з високою точністю відтворив досліди Кавендіша.

"Що стосується скритності Кавендіша, — писав в 1891 році відомий електрофізик Хевисайд, — те вона абсолютно невибачна; це гріх" Цей "гріх" коштував Кавендішу слави відкривача точного закону електричної взаємодії, який назавжди увійшов до науки під назвою закону Кулона. Французький військовий інженер, а з 1781 року член Паризької Академії наук Шарль Огюстен Кулон в 1777 році досліджував кручення волосся, шовкових і металевих ниток. Результатом цих досліджень стало відкриття закону кручення :

$$\varphi = c \frac{Pl}{r^n},$$

де φ — кут кручення, P — сила кручення, l — довжина нитки, r — її радіус.

У 1784 році Кулон сконструював чутливий прилад — крутильні терези, за допомогою яких відкрив закони електричних і магнітних взаємодій. Досліди і висновки з них опубліковані Кулоном в 1782—1785 роках в семи мемуарах.



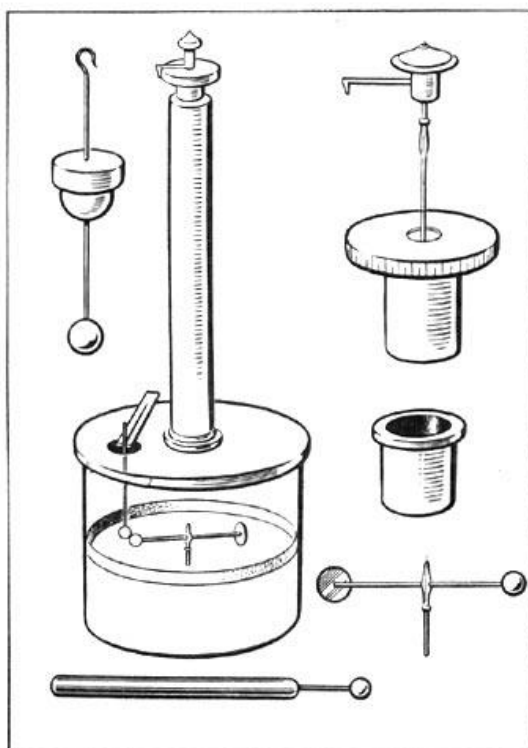
Шарль Огюстен Кулон
Charles-Augustin de
Coulomb
(1736 — 1806)

Апарат Кулона являв собою скляний циліндр з вимірювальною шкалою по колу, в кришці циліндра були центральне і бічне отвори. У центральний отвір пропускала срібна нитка, що закріплена на вимірювальній голівці і проходить по осі високого скляного циліндра, що закінчується згаданою голівкою. Нитка несла легке скляне коромисло, на якому знаходилися кулька і противага. У бічний отвір пропускався стержень, що несе наелектризовану кульку. У першому мемуарі 1785 р. Кулон досліджував силу і знайшов, що при кутових відстанях між кульками (які спочатку при контакті отримують однакові заряди) 36° , 18° , 9° нитка закручувалася відповідно на 36° , 144° , 576° , тобто сили росли обернено пропорційно до квадратів відстаней.



Джеймс Клерк Максвелл
James Clerk Maxwell
(1831 — 1879)

В другому мемуарі Кулон відкрив закон взаємодії магнітних полюсів.



Крутильні терези Кулона

Істотним моментом в роботі Кулона було встановлення методу виміру кількості електрики і кількості магнетизму (магнітних мас). У науковій системі одиниць закони Кулона дають основну базу системи електричних і магнітних одиниць. Після Кулона стала можливою побудова математичної теорії електричних і магнітних явищ.

Е Л Е К Т Р О С Т А Т И К А

ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ У ВАКУУМІ.

1. Електричний заряд. Закон збереження заряду.
2. Взаємодія електричних зарядів. Закон Кулона.
3. Електричне поле. Напруженість електричного поля.
4. Теорема Остроградського-Гаусса.
5. Робота сил поля по переміщенню зарядів. Потенціал.

Сучасна фізика виділяє чотири основні види взаємодії в природі. Це сильна, слабка, електромагнітна і гравітаційна взаємодії.

Сильна взаємодія проявляється між частинками (адронами) лише в ядерних масштабах ($\sim 10^{-15}$ м), слабка взаємодія відіграє важливу роль при перетворенні елементарних частинок (масштаб дії $\sim 10^{-18}$ м). Гравітаційна взаємодія стає найбільш суттєвою лише для об'єктів великої маси.

Електромагнітна взаємодія більш інтенсивна ніж гравітаційна і слабка, і має перевагу над сильною в своїй дальнодії. Тому вона найбільш часто зустрічається і в мікро- і в макро- і в мегасвітах. Електромагнітну природу мають сили пружності, тертя, поверхневого натягу тощо. Більшість оптичних явищ, взаємодія між атомами, ядрами, елементарними частинками також мають електромагнітну природу. В оточуючому нас світі ми також найбільш часто використовуємо саме електричну енергію.

Ознайомлення з розділом фізики, який вивчає електромагнітну взаємодію - електрикою, почнемо з поняття *електричний заряд*.

1. ЕЛЕКТРИЧНИЙ ЗАРЯД. ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ ЗАРЯДУ.

Деяким тілам, натираючи їх об вовну, шовк або папір, можна надати специфічних властивостей. Макроскопічно це виражається в тому, що вони починають притягуватись або відштовхуватись (наприклад, гільзи з фольги). При цьому наявність цієї властивості у тіла можна виявити лише при взаємодії його з іншими тілами, що мають такі ж властивості. Цю взаємодію спостерігали ще з давніх часів. Так, Фалес з Мілету спостерігав, як до натертого вовною бурштину притягувались дрібні предмети (явище електризації). Виходячи з сучасних уявлень про будову атома, явище електризації можна пояснити наступним чином. При дотику різних тіл (наприклад, бурштин або ебоніт з вовною, скло з шовком або папером) їх атоми знаходяться в безпосередньому контакті так, що атоми одних захоплюють електрони з зовнішніх орбіт інших. При розведенні цих тіл, одні з них отримують надлишок електронів і в результаті чого виявляються зарядженими негативно, інші з нестачею електронів зарядженими позитивно. Так, при контакті з вовною бурштин або ебоніт заряджається негативно, вовна - позитивно; при контакті з шовком або папером скло заряджається позитивно, шовк або папір - негативно. Отже:

Електричний заряд - специфічна властивість речовини, яка проявляється у взаємодії тіл з іншими тілами, що характеризуються такою ж властивістю. Ця властивість притаманна деяким елементарним частинкам і пов'язана з їх електромагнітною взаємодією.

Електричний заряд будь-якого зарядженого тіла має адитивний характер: він кратний елементарному зарядові. Носіями елементарних негативних зарядів є електрони ($q_e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), позитивних – протони. Отже, в природі існує два види електрики – негативна “-“ і позитивна “+”.

Потрібно розуміти, що електричний заряд це і властивість зарядженого тіла, і фізична величина, і міра цієї фізичної величини.

Далі ми будемо говорити про властивості електричних зарядів та їх взаємодію розуміючи, що заряди це властивості взаємодіючих тіл, для яких характерна така властивість, як електричний заряд. Заряди нерозривно зв'язані з речовиною. Говорячи “*електричний заряд*” ми будемо розуміти під цим *заряджені тіла, які несуть електричні заряди*.

Електричні заряди не виникають при електризації а перерозподіляються, тобто переходять (*разом з електронами, які є носіями цих зарядів*) від одного тіла до другого, або від одного кінця тіла до іншого. При цьому сумарний позитивний і сумарний негативний заряди двох тіл залишаються незмінними до і після взаємодії (контакту цих тіл). На це звернув увагу ще Бенджамін Франклін в 1749 році. Дане положення можна розповсюдити на будь-яку кількість заряджених тіл, і в загальному вигляді сформулювати *закон збереження електричного заряду*:

Електричні заряди не створюються і не зникають. Вони можуть лише передаватись від одного тіла до іншого або переміщуватись (перерозподіляються) в об'ємі одного і того ж тіла.

Цей закон встановлений дослідним шляхом (емпірично) можна сформулювати інакше:

Алгебраїчна сума електричних зарядів в замкненій системі залишається незмінною.

$$\sum_{i=1}^n q_i = const \quad (1)$$

2. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ЗАРЯДІВ. ЗАКОН КУЛОНА

Ми сформулювали означення заряду та закону збереження і адитивності заряду, показали, що існують заряди негативні і позитивні. Якісно оцінили взаємодію зарядів: ***однойменні заряди відштовхуються, різнойменні притягуються.***

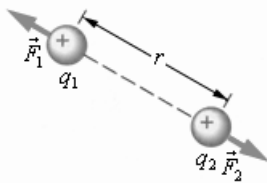
Кількісно взаємодію елементарних зарядів експериментально оцінили незалежно один від одного в 1773 р. англійський вчений Генрі Кавендіш та в 1785 р. французький фізик Шарль-Огюстен Кулон.

Сила взаємодії F двох нерухомих точкових зарядів в вакуумі прямо пропорційна добутку значень цих зарядів q_1 та q_2 і обернено пропорційна квадрату відстані r між ними і направлена (напрявлена) вздовж прямої, яка їх з'єднує.

$$F \sim \frac{q_1 q_2}{r^2} \text{ або } F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (2)$$

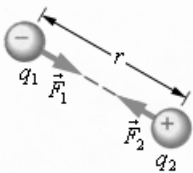
Згідно третього закону Ньютона сили \vec{F}_{12} , з якою заряд q_1 діятиме на заряд q_2 буде дорівнювати силі \vec{F}_{21} з якою заряд q_2 діє на заряд q_1 . При цьому якщо заряди однойменні - вони відштовхуються, якщо різнойменні - притягуються. Закон Кулона (2) можна записати в векторній формі:

$$\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \vec{r} \quad (3)$$



тут \vec{r} - радіус-вектор від заряду q_2 до q_1 .

В механіці ми познайомились з *основними одиницями* маси, довжини і часу (кг, м, с). В молекулярній фізиці і термодинаміці з одиницями вимірювання кількості речовини та температури (моль, К). В електриці вводиться ще одна основна одиниця - одиниця сили струму 1А (Ампер). За одиницю заряду в Міжнародній системі СІ прийнято 1Кл (Кулон).



Один Кулон - це така кількість електрики (заряд), який проходить через поперечний переріз провідника за 1 секунду при незмінному струмі в 1 Ампер.

$$q = It, \quad \text{тут } I - \text{ сила струму.} \quad [q] = 1\text{Кл} = 1\text{А}\cdot\text{с}$$

В СІ константа k в законі Кулона (2,3) набуває значення $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, тут $\epsilon_0 =$

$8,854 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$ - електрична стала. Розмірність ϵ_0 - Фарад на метр. Далі буде показано, що один Фарад дорівнює 1Кулон/1Вольт: $1\text{Ф} = 1\text{Кл}/1\text{В}$, з урахуванням ϵ_0 стала k набуває значення: $k = 9 \cdot 10^9 \text{м/Ф}$.

При перенесенні елементарних зарядів з вакууму в певне середовище сила їх взаємодії зменшується. При цьому кожне середовище по своєму впливає на силу взаємодії. Оцінити цей вплив можна порівнюючи сили взаємодії електричних зарядів в вакуумі та середовищі:

$$\frac{F_0}{F} = \epsilon; \quad \epsilon \geq 1 \quad (5)$$

Величина ϵ , яка показує в скільки разів зменшується сила взаємодії електричних зарядів при переносі їх з вакууму в дане середовище називається **діелектричною проникністю** цього середовища.

Таблиця.

Середовище	ϵ
Гази	≈ 1
Вода (при 293К)	81,0
Гліцерин	39,1
Сірчана кислота	$84 \div 100$
Скло	4,7 (3,7 \div 10)
Слюда, фарфор	5 \div 6
Парафін	2
Поліетилен	2,25
Титанат барію	$\approx 1200 \div 10000$

Діелектричні проникності деяких середовищ.

Таким чином закон Кулона в діелектричному середовищі набуває вигляду:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^3} \vec{r} \quad \text{або} \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (6)$$

3. ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ. НАРУЖЕНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

Якщо піднести заряджене тіло до зарядженої кульки, що висить на нитці, то остання відхилиться. Це означає, що заряд q діє на заряд q_0 на відстані. Отже простір навколо заряджених тіл також набуває додаткових властивостей. Саме ці властивості дозволяють зарядам взаємодіяти навіть на значній відстані. Матеріальним носієм цієї взаємодії є електричне поле.

Електричне поле - одна з форм матерії, нерозривно зв'язана з елементарними зарядами, через яку відбувається взаємодія електричних зарядів.

Поле і речовина два види матерії, які об'єктивно існують в просторі і часі. Електричне поле матеріально існує, і його можна виявити, наприклад, по силі дії на електричні заряди, внесені в різні точки цього поля. Якщо електричні заряди нерухомі і, відповідно до цього, характеристики поля в будь-якій точці незмінні, то таке поле називають *електростатичним*.

Електричне поле у вакуумі розповсюджується зі швидкістю $3 \cdot 10^8$ м/с.

Електричне поле у будь-якій точці простору характеризується рядом характеристик, однією з найважливіших є *напруженість*.

Напруженістю електричного поля у довільній його точці називають фізичну величину чисельно рівну силі з якою діє поле на одиничний позитивний пробний заряд, внесений в цю точку поля. Напруженість - вектор направлений в бік дії сили.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (7)$$

Пробний заряд q_0 має бути таким, щоб не спотворювати поле. Напруженість, як видно з (7). Вимірюється в: 1 Н/Кл або, частіше 1В/м.

$$\left(1 \frac{H}{Kл} = 1 \frac{Дж / м}{Kл} = 1 \frac{Кл \cdot В / м}{Kл} = 1 \frac{В}{м} \right)$$

Електричне поле зображають за допомогою **силових ліній** або **ліній напруженості** (рис. 1). Це лінії, дотичні до яких в будь-якій точці співпадають з вектором \vec{E} . Для зображення більш "сильних" полів лінії напруженості зображують густішими ніж для "слабких" полів.

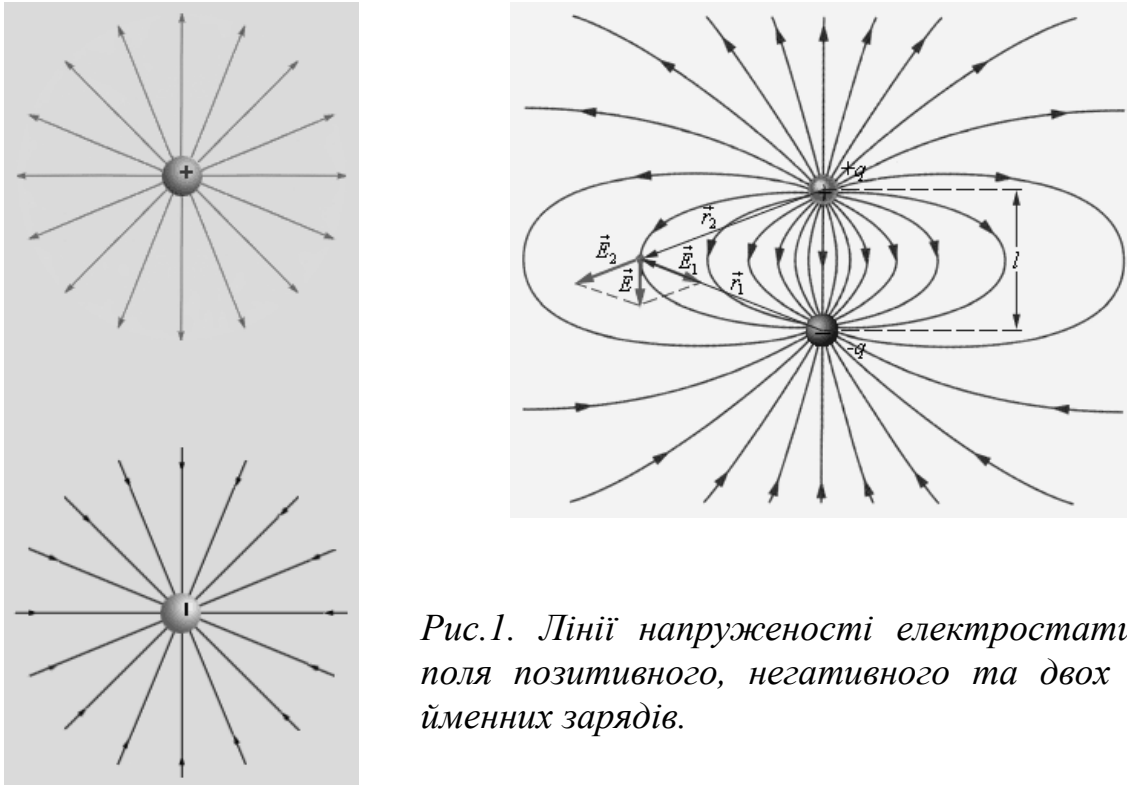


Рис.1. Лінії напруженості електростатичного поля позитивного, негативного та двох різноіменних зарядів.

Напруженість поля - **силова** характеристика електричного поля. Напруженість - **векторна** величина. Це, також, **локальна (диференціальна)** характеристика електричного поля. Тобто це характеристика конкретної точки поля.

Однорідним - називають поле, в усіх точках якого вектор напруженості по величині і напрямку залишається сталим. (наприклад: поле поблизу зарядженої пластини або поле між пластинами плоского конденсатора (Рис.2.д та 2.е).

Знайдемо тепер напруженість електричного поля E , створеного ізольованим зарядом q . За означенням закону Кулона (6) на пробний заряд q_0 , розташований на відстані r від цього заряду q , діє сила $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2}$, напруженість

поля в точці де вміщено цей заряд q_0 розрахуємо за (7):

$$E = \frac{F}{q_0}$$

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (8)$$

Це ϵ величина напруженості електричного поля, створеного ізольованим зарядом q на відстані r .

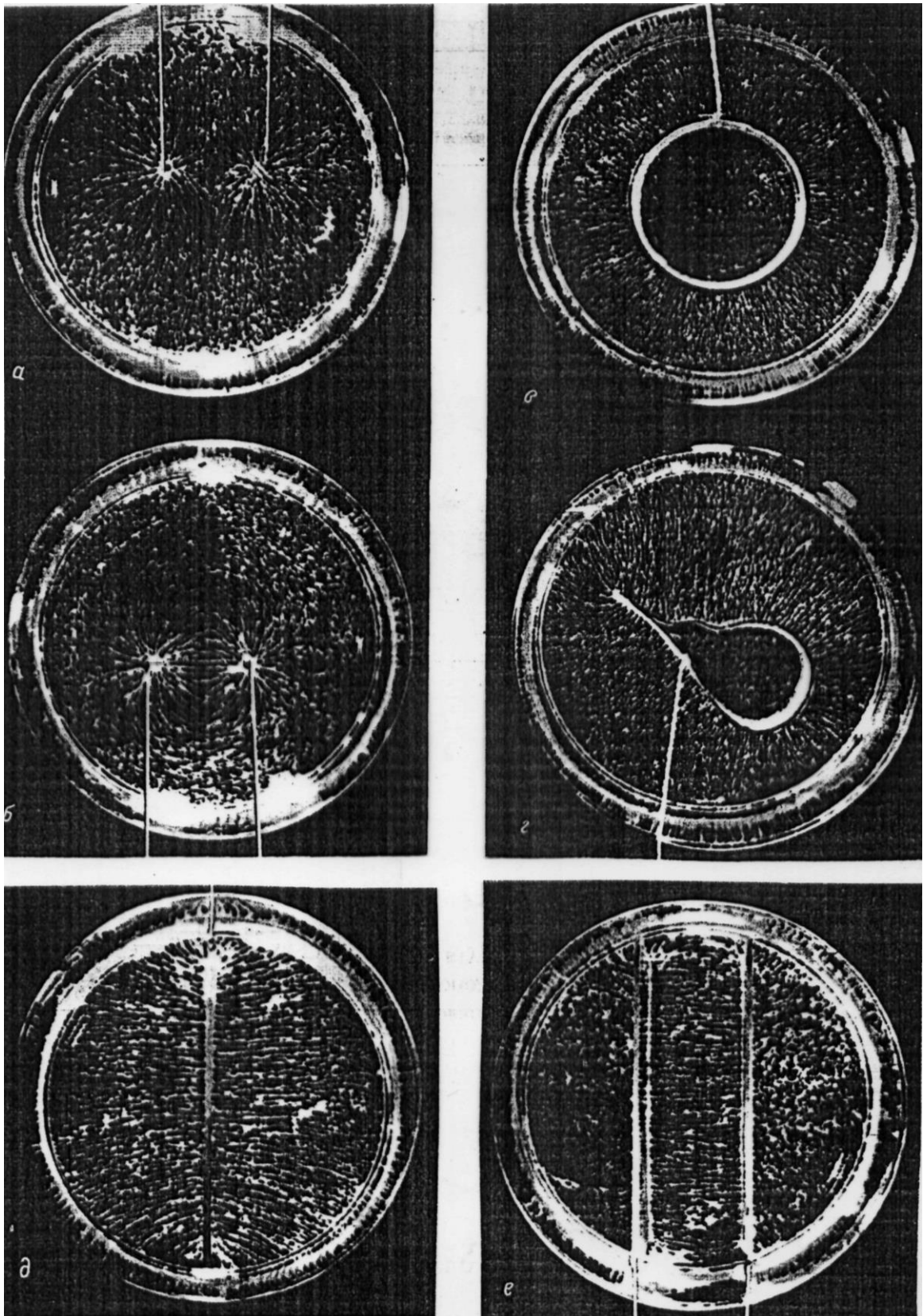


Рис.2. Фотографії силових ліній поблизу заряджених провідників: а- два стержня з однаковим зарядом, б- два стержня з різними зарядами, в та г- заряджений циліндр та провідник довільної форми (поле всередині рівне нулю), д- заряджена площина, е- заряджений конденсатор. (Фотографії отримані за допомогою насіння, всипаного в рідкий діелектрик).

В багатьох фізичних задачах ми зустрічаємося з декількома зарядами, або рівномірно розподіленим зарядами. В цьому випадку напруженість розраховують виходячи з важливої особливості електричного поля - його підпорядкування **принципу суперпозиції** (накладання), який говорить про незалежність полів створених різними зарядженими тілами. Це означає, що **результуюча напруженість поля, створеного декількома зарядами, рівна сумі напруженостей полів створених в даній точці усіма цими зарядами.**

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots \quad (9)$$

При переході з середовища з діелектричною проникністю ϵ_1 , в середовище з ϵ_2 змінюється сила взаємодії, а отже і напруженість поля. Крім напруженості важливою характеристикою електричного поля є **вектор електричної індукції \vec{D}** або **вектор електричного зміщення**. Пізніше буде показано, що використання цієї характеристики доцільне у випадках, коли при вивченні електричного поля потрібно абстрагуватись від середовища. Вектори \vec{D} і \vec{E} пов'язані між собою співвідношенням:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (10)$$

Доцільність введення індукції \vec{D} стає зрозумілим, якщо розглянути перехід поля з одного середовища в інше. При переході з середовища з ϵ_1 в середовище з ϵ_2 напруженість буде змінюватись від значення \vec{E}_1 до \vec{E}_2 .

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon_1 r^2}; \quad E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon_2 r^2}.$$

При цьому лінії напруженості будуть терпіти розрив.

Індукція ж електричного поля в цих середовищах буде однаковою

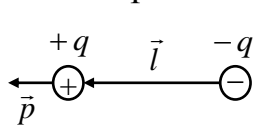
$$D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}; \quad D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}.$$

Отже, при переході з середовища з діелектричною проникністю ϵ_1 в середовище з діелектричною проникністю ϵ_2 :

$$D_1 = D_2, \quad \epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$$

Поле диполя.

Електричним диполем називається система з двох однакових за величиною і протилежних за знаком електричних зарядів $+q$ і $-q$, відстань l між якими мала порівняно з відстанню до точок поля, які розглядаються.



Плечем диполя називається вектор \vec{l} , напрямлений вздовж осі диполя від негативного заряду до позитивного; він чисельно дорівнює відстані між ними. Добуток позитивного заряду диполя q на плече \vec{l} називається електричним або **дипольним моментом** диполя:

$$\vec{p} = q\vec{l}$$

Вектор \vec{r} за напрямком збігається з плечем диполя \vec{l} .

Напруженість електричного поля, створеного диполем в довільній точці поля на відстані r від диполя обраховується за формулою:

$$E = \frac{P}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}$$

Тут θ – кут між векторами дипольного моменту та радіус–вектором r від диполя до вибраної точка електричного поля.

4. ТЕОРЕМА ОСТРОГРАДСЬКОГО-ГАУССА.

Основною задачею електростатики є визначення характеристик електричного поля (в першу чергу - напруженості) в довільній точці за величиною та місцем розміщення електричних зарядів, які його створюють. Для будь-якої системи нерухомих зарядів це можна зробити на основі закону Кулона (6) та принципу суперпозиції полів (9). Однак такий спосіб іноді приводить до надзвичайно громіздких обчислень. Задача істотно спрощується, якщо скористатись теоремою Остроградського-Гаусса.

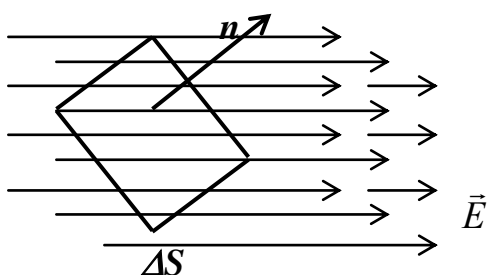


Йоганн Карл Фрідріх Гаус або Гаусс
Johann Carl Friedrich Gauß
(1777 — 1855)



Остроградський
Михайло Васильович
(1801 — 20.12.1861 (01.01.1862))

Введемо поняття потоку. Сукупність ліній напруженості (індукції) через довільну плоску поверхню ΔS утворює потік вектора напруженості ΔN_E (індукції ΔN_D).



$$\Delta N_E = E \Delta S \cos \alpha = E_n \Delta S$$

$$\Delta N_D = D \Delta S \cos \alpha = D_n \Delta S$$

α - кут між напрямом вектора \vec{E} та вектором нормалі до площини поверхні ΔS .

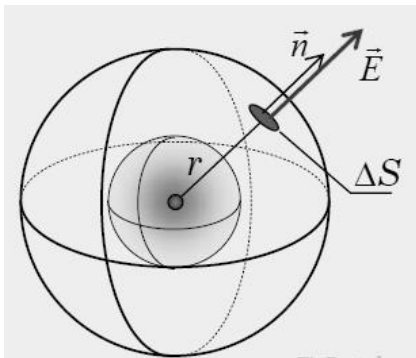
Якщо поле неоднорідне і поверхня не плоска, то уявно її розіб'ємо на елементи dS , які наближено можна вважати плоскими, а поле в її межах – однорідним. Тоді потік вектора \vec{E} :

$$dN_E = E dS \cos \alpha = E_n dS$$

а повний потік:

$$N_E = \oint_S \vec{E}_n dS \quad (*)$$

Для доведення теореми Остроградського-Гаусса обрахуємо повний потік вектора напруженості через замкнену поверхню.



Для спрощення візьмемо позитивний точковий заряд $+q$ і охопимо його сферичною поверхнею радіуса r . Таке спрощення допустиме, враховуючи, що будь-яку довільну поверхню можна уявити як суперпозицію сферичних поверхонь. Напруженість поля, створеного точковим зарядом $+q$ обчислимо за формулою (8) і підставимо в (*) враховуючи для сфери $r = const$ та $E = const$. Так як напрям вектора нормалі співпадає з напрямом вектора

напруженості \vec{E} , то $\cos \alpha = 1$. Таким чином, повний потік вектора напруженості буде рівним:

$$N_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} \oint_S dS$$

Враховуючи, що $\oint_S dS = 4\pi r^2$ маємо:

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

Цей результат буде справедливим для будь-якої системи зарядів згідно принципу суперпозиції $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots$, а отже і $\vec{N}_E = \sum_i \vec{N}_{E_i}$

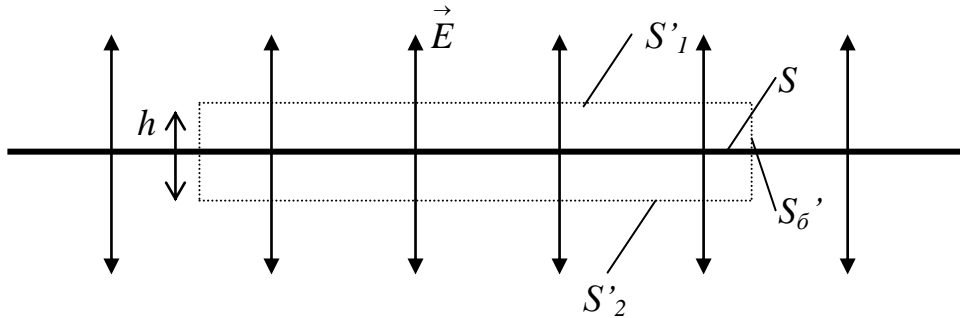
$$N_E = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon \epsilon_0}$$

Останній вираз являє собою теорему Остроградського-Гаусса: **Потік вектора електричної напруженості через довільну замкнену поверхню чисельно рівний алгебраїчній сумі зарядів, вміщених всередину цієї поверхні, поділений на добуток електричної сталості на діелектричну проникність.** Для потоку вектора індукції запишемо:

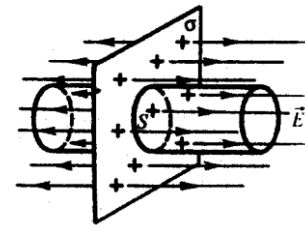
$$N_D = \sum_i q_i$$

Застосування теореми Остроградського-Гаусса дозволяє досить зручно обчислювати напруженість поля деяких тіл.

Для прикладу розглянемо *напруженість поля рівномірно зарядженої безмежної площини*:



Лінії вектора напруженості \vec{E} електричного поля, що створюється такою площиною, перпендикулярні до площини. Це впливає з міркувань симетрії. Для визначення напруженості скористаємось теоремою Остроградського - Гаусса, тобто знайдемо потік вектора напруженості через деяку замкнену поверхню $S' = S'_1 + S'_2 + 2S'_\sigma$, на якій знаходиться точка, в якій потрібно визначити напруженість поля. Нехай ця точка лежить на поверхні S'_1 . Висота h бічної поверхні S'_σ має бути настільки малою, щоб площі бічних поверхонь (правої та лівої) були значно меншими за площі верхню S'_1 та нижню S'_2 . За таких умов теорема Остроградського – Гауса може бути записана у вигляді:



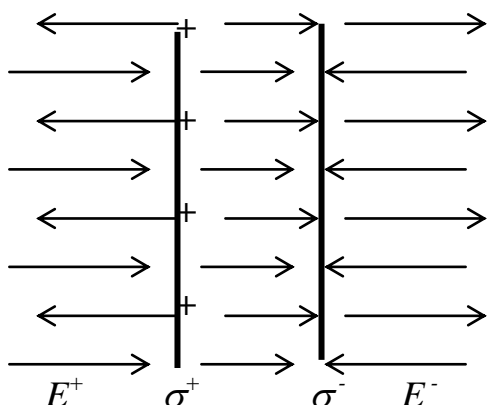
$$N_E = \oint_{S'} E_n dS = E \cdot S'_1 + E \cdot S'_2 = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon_0 \epsilon}$$

Потоками через бічні поверхні нехтуємо, враховуючи, що S'_1 та S'_2 значно більші за S'_σ . Заряд у правій частині виразимо через поверхневу густину заряду: $\sigma = q/S$ і $\sum_i q_i = \sigma \cdot S$ Враховуючи, що $S'_1 = S'_2 = S'$, одержуємо:

$$2ES = \frac{\sigma \cdot S}{\epsilon \epsilon_0} \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon \epsilon_0}$$

Таким чином, напруженість поля рівномірно зарядженої безмежно великої площини визначається тільки поверхневою густиною заряду і не залежить від положення точки, в якій розраховується поле. Це означає, що поле поблизу рівномірно зарядженої площини однорідне (Рис.2д), так само як і поле між пластинами плоского конденсатора (Рис.2е). Заряджений плоский конденсатор можна розглядати як *дві заряджені пластини*, кожна з яких незалежно одна від одної створює електричне поле напруженістю

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$$

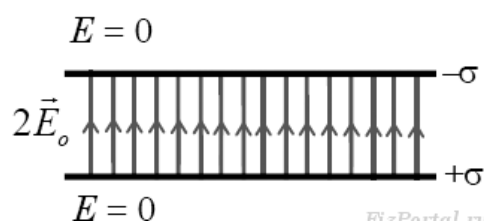


Як видно з малюнку поле за межами конденсатора вектори E^+ та E^- компенсують один одного. Тобто поле за межами плоского конденсатора рівне нулеві (поле конденсатора локалізоване між пластинами):

$$E = E^+ - E^- = 0$$

Між пластинами конденсатора вектори E^+ та E^- напрямлені однаково, тому вони додаються і результуюче поле

$$E = E^+ + E^- = 2 \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$$



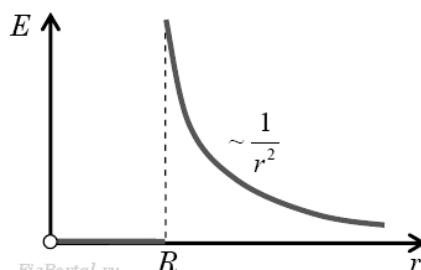
За допомогою теореми Остроградського – Гаусса обчислюються напруженості полів багатьох симетричних тіл.

Напруженість поля поблизу рівномірно зарядженої сфери:

Всередині $E = 0$

На поверхні $E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$

Назовні $E = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon\varepsilon_0 r^2}$ або $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\varepsilon r^2}$



Напруженість поля поблизу нескінченного рівномірно зарядженого циліндра:

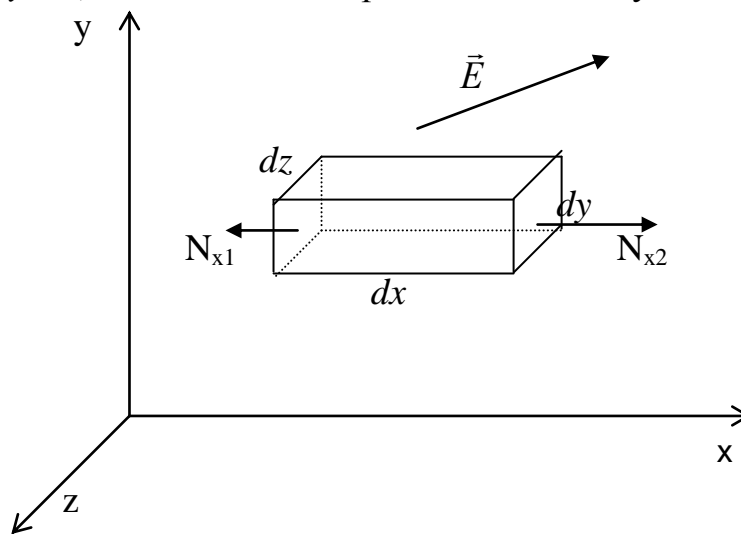
$$E = \frac{\sigma R}{\varepsilon\varepsilon_0 r} \quad \text{або} \quad E = \frac{\tau}{2\pi r \varepsilon\varepsilon_0}$$

В формулах для обчислення полів поверхні, сфери, циліндру:

$\sigma = q/S$ – поверхнева густина заряду ($\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}$); $\tau = q/L$ – лінійна густина заряду ($\tau = \lim_{\Delta L \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta L} = \frac{dq}{dL}$); $\rho = q/V$ – об’ємна густина заряду ($\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}$); r – радіус сфери або внутрішній радіус циліндру; L – довжина циліндру; R – відстань від центру сфери (циліндру) до точки, в якій розраховуємо напруженість поля.

Теорема Остроградського - Гаусса пов’язує значення напруженості поля в точках замкненої поверхні S з величиною заряду, що знаходиться всередині цієї поверхні. Тобто пов’язує величини \vec{E} та q , які відносяться до різних точок простору. Таку форму запису теореми називають інтегральною. А сам аналітичний вираз $N_E = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon \epsilon_0}$ у вигляді $\oint_S \vec{E}_n dS = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_V \rho dV$ отримав назву *теорема Остроградського - Гаусса в інтегральній формі*.

Отримаємо аналітичний вираз теореми в диференціальній формі, тобто знайдемо співвідношення між фізичними величинами, які характеризують ту само точку поля. Розглянемо потік вектора \vec{E} через поверхню нескінченно малого прямокутного паралелепіпеда з ребрами dx, dy, dz , який охоплює заряд з об’ємною густиною заряду ρ .



Потік вектора напруженості N_{x1} через грань $dydz$ можемо обчислити як $E_x dydz$. Потік же N_{x2} через таку ж грань $dydz$ обчислимо як:

$$N_{x2} = \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} \right) dydz$$

Сумарний потік вздовж осі ОХ буде рівним:

$$N_{x2} - N_{x1} = \frac{\partial E_x}{\partial x} dydz$$

Аналогічні значення отримаємо для осей ОУ та ОZ і додамо:

$$N_E = N_x + N_y + N_z = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dx dy dz$$

Враховуючи, що заряд, який охоплюється паралелепіпедом $dx dy dz$ при рівномірному розподілі його з об'ємною густиною ρ буде рівним $\rho dx dy dz$ отримаємо

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

В математичній фізиці оператор $\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right)$ має назву **дивергенція** ($div \vec{E}$). Таким чином:

$$div \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Остання формула виражає *теорему Остроградського - Гаусса в диференціальній формі*.

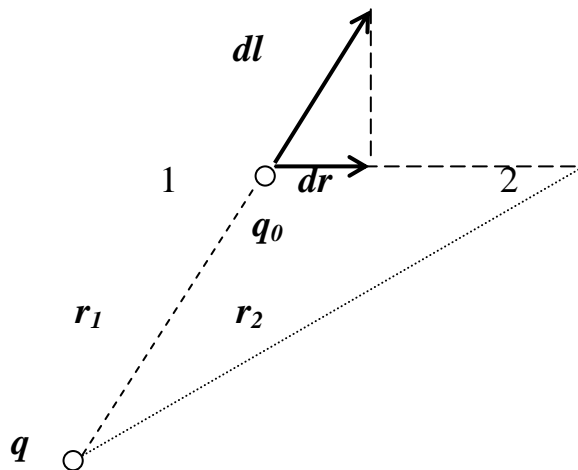
5. РОБОТА СИЛ ПОЛЯ ПО ПЕРЕМІЩЕННЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ЗАРЯДУ. ПОТЕНЦІАЛ.

Потенціальну енергію можна представити як запасену енергію, яку надалі можна використати для виконання роботи. Запаси енергію можливо піднімаючи масу на деяку висоту (долаючи силу тяжіння), стискаючи пружину (долаючи силу пружності). Аналогічно можливо запаси енергію переміщуючи заряд проти дії електричної сили. Якщо потім заряд відпустити, то електрична сила надасть йому прискорення і тим самим поверне ту енергію, яка була витрачена на подолання електричної сили. Нехай під дією електричної сили F електричний заряд q_0 перемістився в полі заряду q з точки 1 в точку 2. При цьому буде виконана робота $dA = F dl \cos \alpha$. З урахуванням (7)

$$dA = q_0 E dl \cos \alpha$$

тобто в більш загальному вигляді робота на ділянці між точками 1 та 2 визначається інтегралом:

$$dA = q_0 \int_1^2 E dl \cos \alpha$$



Згадаємо, що поле створене точковим зарядом q характеризується напруженістю $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}$, та враховуючи $dl \cos \alpha = dr$ отримаємо:

$$A_{12} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_1^2 \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (11)$$

тут r_1 та r_2 – відстані до точок 1 та 2 від заряду q , який створює поле.

Відмітимо, що робота відштовхування однойменних зарядів буде позитивною якщо заряди віддаляються і негативною, якщо наближаються. Для різнойменних зарядів навпаки.

Як видно з (11) при будь-якому виборі початкової та кінцевої точок переміщення робота A_{12} не залежить від форми шляху, по якому рухався заряд, а визначається лише положенням точок 1 та 2. Силкові поля, які задовольняють цим умовам, називаються **потенціальними** або **консервативними**.

Для потенціальних полів можна ввести *енергетичну* характеристику, яка називається **потенціалом (різницею потенціалів)**. Робота в потенціальному полі може бути представлена як різниця потенціальних енергій, які мав заряд q_0 в точках 1 та 2 електричного поля створеного зарядом q .

$$A_{12} = W_1 - W_2.$$

Звідси потенціальна енергія заряду q_0 в полі заряду q :

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r} \quad (12)$$

Енергія різних зарядів в одній точці буде різною, але відношення W_n / q залишається сталою величиною для будь-якої точки поля.

$$\varphi = \frac{W_n}{q_0} \quad (13)$$

Ця величина називається **потенціалом** поля і є енергетичною характеристикою поля в даній точці. Згідно (13 та 12) **потенціал поля точкового заряду:**

$$\boxed{\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{r}} \quad (13a)$$

Таким чином, при переміщенні заряду q_0 з точки з потенціалом φ_1 в точку з потенціалом φ_2 буде виконуватись робота

$$\boxed{A = \Delta W = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (14)$$

Вираз $U = \varphi_1 - \varphi_2$ називається різницею потенціалів.

Різницею потенціалів між точками 1 та 2 називають роботу, яку виконують сили поля при переміщенні одиничного заряду по довільному шляху з 1 в 2.

Якщо точка 2 лежить в нескінченності (а для точкових зарядів відстань в 30–40 см може розглядатись як нескінченність), то потенціальна енергія заряду

q_0 в цій точці $W=0$, а отже потенціал цієї точки $\varphi=0$. Звідси випливає *фізичний зміст потенціалу*:

Потенціал даної точки електростатичного поля визначається як фізична величина, чисельно рівна роботі, яку виконують електростатичні сили при переміщенні одиничного позитивного заряду з даної точки поля в нескінченність.

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0} \quad (15)$$



Алессандро Вольта
Alessandro Volta
(1745 — 1827)

На практиці прийнято вважати, що потенціал Землі дорівнює нулеві. Це можна зробити тому, що електричні поля в окремих точках зв'язані не з абсолютними значеннями потенціалу, а з їх різницями.

Розмірність різниці потенціалів

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0} : 1 \text{ В} = 1 \text{ Дж/Кл (1 Вольт)}.$$

Один Вольт це різниця потенціалів між двома такими точками, робота по переміщенню заряду в один Кулон між якими дорівнює одному Джоулю.

Силова характеристика – напруженість поля E та енергетична – потенціал φ зв'язані між собою. Нехай заряд q_0 переміщується в полі заряду q проти сил поля. При цьому буде виконана робота $dA = -Fdr = -q_0Edr$

Знак "-" показує, що переміщення відбувається проти сил поля. З другого боку $dA = q_0d\varphi$ (формула (14)).

Отже

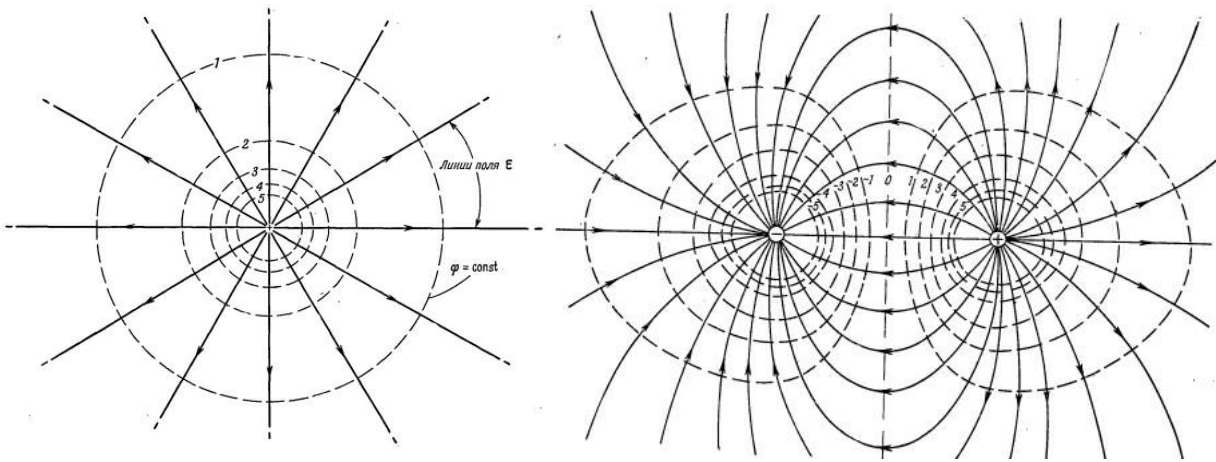
$$-Edr = d\varphi \quad \text{або} \quad \boxed{E = -\frac{d\varphi}{dr}} \quad (16)$$

Величина $\frac{d\varphi}{dr}$ характеризує швидкість зміни потенціалу в просторі в напрямку силових ліній. Цю величину називають *градієнтом потенціалу*.

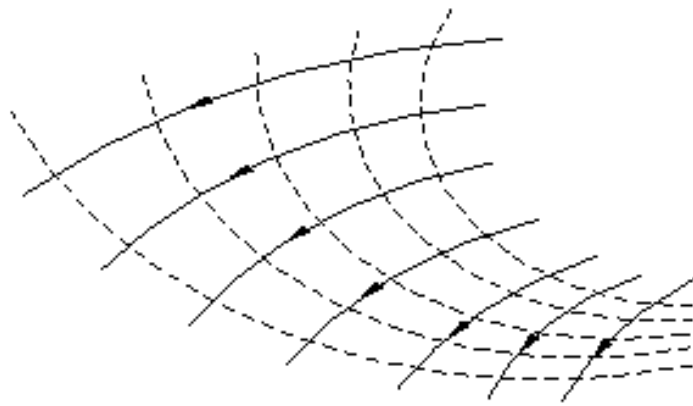
$$\boxed{\vec{E} = -\text{grad}\varphi}$$

Градiєнт потенціалу – векторна величина. Потенціал – скалярна величина. Вектор $\text{grad}\varphi$ направлений в бік найшвидшого зростання потенціалу.

Електричне поле зображують (окрім ліній напруженості) за допомогою еквіпотенціальних поверхонь. Це поверхні з однаковим потенціалом. Еквіпотенціальні поверхні перпендикулярні до ліній напруженості.



Лінії напруженості та екіпотенціальні поверхні деяких електричних полів



ПРОВІДНИКИ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

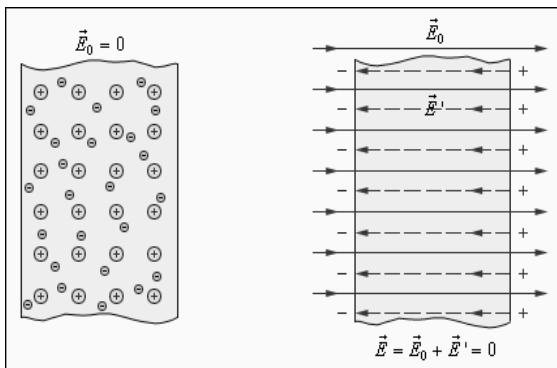
1. Наведені заряди. Електризація через вплив.
2. Електростатичні машини.
3. Розподіл зарядів на провіднику. Вістря.
4. Електроємність. Конденсатори.
5. З'єднання конденсаторів.
6. Енергія електростатичного поля.

1. НАВЕДЕНІ ЗАРЯДИ. ЕЛЕКТРИЗАЦІЯ ЧЕРЕЗ ВПЛИВ

Провідники відрізняються від діелектриків наявністю вільних носіїв заряду. В металах це електрони, в електролітах - іони. При внесенні провідника в зовнішнє електричне поле, на кожний заряд діятиме сила:

$$\vec{F}_{зв} = q\vec{E}_{зв}$$

Під дією цієї сили вільні носії заряду переміщуються вздовж лінії напруженості в залежності від знаку заряду. Таким чином в провіднику, що знаходиться в зовнішньому електричному полі, відбувається перерозподіл електричних зарядів. В металах електрони переміщуються від однієї поверхні до другої в напрямку поля. Внаслідок цього одна поверхня (з надлишком електронів) заряджається негативно, інша (збіднена на електрони) заряджається позитивно.



Явище перерозподілу вільних носіїв заряду в провіднику під дією зовнішнього електричного поля, внаслідок чого виникає електризація, називається **електризацією через вплив або електростатичною індукцією**. Заряди, що виникають внаслідок електризації через вплив на поверхнях провідника називаються наведеними зарядами.

Наведені заряди створюють всередині провідника внутрішнє поле $E_{вн}$, яке діятиме на вільні носії заряду з силою $F_{вн}$:

$$\vec{F}_{вн} = q\vec{E}_{вн}$$

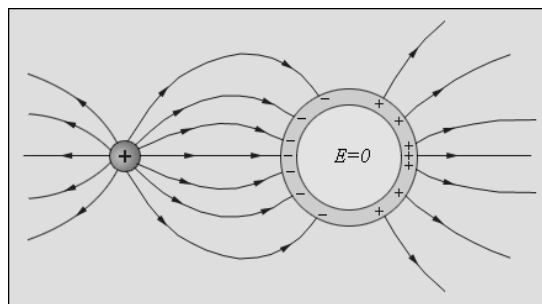
Зрозуміло, що направлене переміщення носіїв заряду припиниться тоді, коли сили $\vec{F}_{зн}$ та $\vec{F}_{вн}$ зрівняються

$$\vec{F}_{вн} + \vec{F}_{зн} = 0 \quad q(\vec{E}_{вн} + \vec{E}_{зовн}) = 0$$

$$\boxed{\vec{E}_{вн} = -\vec{E}_{зовн}}$$

Таким чином, при вміщенні провідника в зовнішнє електричне поле, в ньому відбувається перерозподіл електричних зарядів і індукується внутрішнє поле, рівне за величиною і протилежне за напрямком. Отже, результуюче поле в середині провідника буде рівним нулю. Провідник екранує зовнішнє поле.

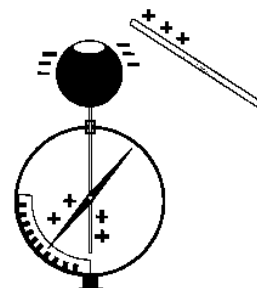
Лінії індукції та екіпотенціальні поверхні зовнішнього електричного поля при цьому викривляються. Справді, нехай в початковий момент внесення провідника в електричне поле потенціали деяких двох точок різними, і тому електрони в провіднику почнуть рухатись від однієї точки до іншої до тих пір, доки потенціали всіх точок провідника не зрівняються. Поверхня провідника стане екіпотенціальною поверхнею! Лінії напруженості зовнішнього поля будуть перпендикулярні до поверхні провідника і матимуть розрив. Вони закінчуватимуться на наведених негативних зарядах і знову виникатимуть на наведених позитивних зарядах.



Той факт, що провідник екранує зовнішнє електричне поле, використовується для електростатичного захисту чутливих приладів. Прилад, який необхідно захистити від шкідливої дії зовнішнього електричного поля поміщають в металевий корпус–екран (можна використати металеву сітку), який з'єднується з землею (заземлюється). Таким чином, потенціал екрана в будь-якому полі дорівнює нулеві (відносно Землі). Поле всередині відсутнє.

Для демонстрації явища електризації через вплив візьмемо два електроскопи, з'єднаємо їх провідником і піднесемо заряджену позитивно паличку до лівого електроскопу. За рахунок явища електростатичної індукції електрони з правого електроскопа через провідник перейдуть на лівий електроскоп, який при цьому зарядиться негативно.

Якщо тепер розірвати контакт між електроскопами а потім забрати заряджену паличку, електроскопи залишаться зарядженими. Заряди на них будуть однаковими за величиною, але протилежними за знаком. Якщо ми знову з'єднаємо їх провідником то стрілочки електроскопів опустяться до нулів - наведені заряди зникли.



Наведений вище принцип дозволяє отримувати електричний заряд і накопичувати його. Найпростішою машиною, яку можна використати для цього, винайшов Вольт і назвав електрофором. Електрофор складається з непровідного диску (ебоніт, скло, оргскло) та металевого диску, що має ізоляційну ручку. Непровідний диск заряджають за допомогою тертя, наприклад негативно і підносять до нього до дотику металевий диск (Рис.3).

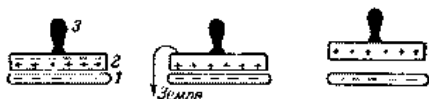


Рис.3. Найпростіший електрофор.

Внаслідок явища електростатичної індукції на останньому відбувається перерозподіл заряду. Дотиком пальця можна відвести негативний заряд на землю і, потім розірвати контакт пластини з землею. Металева пластинка залишається зарядженою.

Цей заряд можна передати третьому тілу. Електрична енергія, яка при цьому виникає, є результатом виконання роботи проти електростатичних сил при від-

даленні різнойменних зарядів. Металевий диск можна заряджати таким чином багато раз без повторного натирання електрофору. Принцип дії електрофора використовується в різноманітних електростатичних генераторах, таких як електростатична машина Ван-де-Граафа або широко відома ще зі шкільних експериментів електрофорна машина Уімшерста.

2. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІ МАШИНИ

При зарядженні діелектрика (ізолятора) тертям або дотиком іншого зарядженого тіла заряди залишаються в ньому саме в тих місцях, де вони були збудженими. Таким чином, розподіл зарядів на діелектрику може бути довільним. Один кінець зарядженої скляної палички, наприклад, може бути зарядженим в той час, як інший може залишатись незарядженим.

В провідниках, де електричні заряди можуть вільно переміщуватись, не всякий розподіл зарядів залишається незмінним. При довільному розподілі зарядів на певному провіднику в першу чергу різнойменні заряди притягнуться один до одного і взаємно компенсуються. Одноїменні заряди, що лишилися, будуть відштовхуватись один від одного до тих пір, поки не займуть крайніх можливих положень на провіднику, тобто поки не досягнуть його поверхні, там де він межує з ізолятором. Якщо у провідника дві поверхні (зовнішня і внутрішня), то всі заряди зберуться на зовнішній поверхні, тому що її точки відстоять одна від одної далі ніж точки на внутрішній поверхні. Взагалі в провідниках електрика в стані рівноваги розподіляється по зовнішній поверхні.

Якщо наелектризований провідник має сферичну форму і віддалений від інших наелектризованих тіл, то поверхнева густина заряду для всіх точок його сферичної поверхні буде однаковою. У випадку провідника видовженої форми найбільша поверхнева густина заряду виявляється на його кінцях, а найменша - всередині. Яка б не була форма наелектризованого провідника, найбільша густина електрики (поверхнева густина заряду) завжди виявляється в місцях найбільшої випуклості поверхні провідника: на ребрах та вістрях.

Це пояснюється тим, що заряди, взаємно відштовхуючись, намагаються зайняти положення найбільшої віддаленості один від одного, і, таким чином, значна частина загального заряду провідника виявляється витісненою на виступаючі назовню частини поверхні. Явище електричної індукції використовується в електростатичних машинах, призначених для неперервного отримання зарядів. Будова однієї з таких машин показана на рис.4. Вона має два паралельних диски, виготовлених з діелектричного матеріалу (ебоніт, скло, оргскло і таке інше).

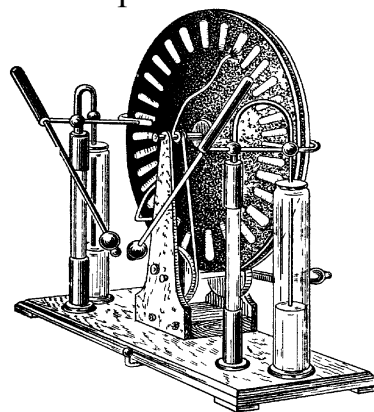


Рис.4 Електростатична машина.

Диски закріплені на горизонтальних піввісях і обертаються в протилежних

напрямок. На кожному диску наклеєні на рівних відстанях пластини з тонкої металевої фольги. Два металевих ізольованих стержня (на рис.4 видно тільки один) закріплено нерухомо на станині машини і з'єднують протилежні пари пластин на кожному диску. Контакт здійснюється за допомогою металевих щіток, закріплених на кінцях стержнів. Обидва стержня повернуті один відносно одного на деякий кут. Заряди, що виникають на пластинах, збираються металевими щітками і накопичуються на з'єднаних з ними металевих провідниках - *електродах* машини. Дія машини зводиться до періодичного повторення процесу, показаного на рис.5. При цьому значно збільшують виникаючі заряди використовуючи принцип *помноження* або *мультиплікації* зарядів. Ідея полягає в тому, що частину зарядів, отриманих за допомогою індукції, використовують для підсилення заряду провідника; це приводить до збільшення індукційних зарядів, що в свою чергу ще більше збільшує заряд тіла, що впливає і т. д.

Рис.5 більш докладно пояснює цей процес; для зручності креслення замість дисків зображені (в січени) циліндри. Нехай на одній з пластин зовнішнього циліндра внаслідок випадкових причин виникає слабкий позитивний заряд (на рис.5а він відмічений кружком). Тоді на двох пластинах внутрішнього циліндру, що торкаються в даний момент кінців 1 і 2 стержня C_1 з'являться рівні за величиною і протилежні за знаком індуквані заряди. Повернемо тепер внутрішній циліндр на половину оборота за годинниковою стрілкою, залишаючи поки що зовнішній циліндр нерухомим.

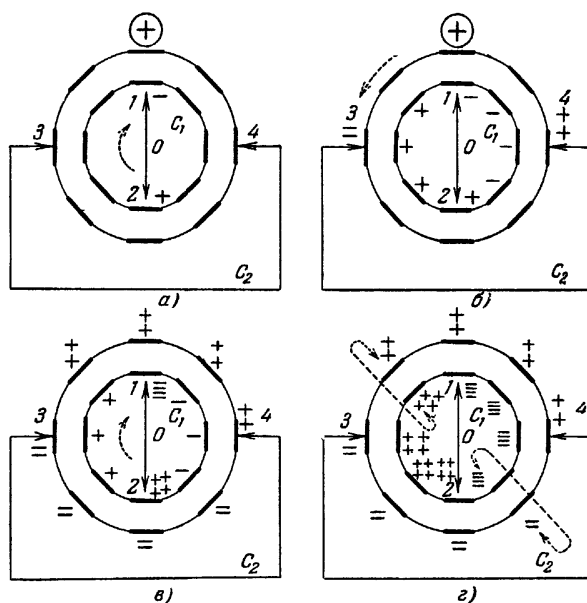


Рис.5. Принцип дії електростатичної машини.

При цьому індуквані заряди будуть з'являтися на кожній парі діаметрально протилежних пластин, що послідовно проходять повз стержень, і до кінця половини обороту отримуємо розподіл зарядів, показаний на рис.5б. Зупинимо тепер внутрішній циліндр і повернемо зовнішній циліндр на половину обороту проти годинникової стрілки. Тепер роль впливаючого тіла буде відігравати внутрішній циліндр, а індуквані заряди будуть виникати на зовнішньому циліндрі. Проте на кожну внутрішню пластину тепер впливає не одна сусідня пластинка (як на рис.5а), але вся заряджена половина внутрішнього циліндра,

від чого індукційний заряд буде більшим. Нехай, наприклад, цей заряд збільшився в два рази. Тоді після повороту зовнішнього циліндра отримуємо розподіл зарядів, показаний на рис.5в. Зупинимо зовнішній циліндр, і повернемо знову внутрішній циліндр на половину обороту в попередньому напрямі. Тепер індуквані заряди, що виникають на внутрішньому циліндрі, будуть ще більшими: вони збільшаться вдвічі порівняно з рис.5а тому, що на кожену пластину впливає вся заряджена половина зовнішнього циліндра, і ще в два рази внаслідок попереднього збільшення заряду кожної зовнішньої пластини, тобто загалом в чотири рази (рис.5г). При подальшому продовженні процесу все заряди будуть швидко наростати, поки кількість виникаючих зарядів не стане рівним заряду, що втрачається внаслідок втрат (стікання) через ізоляцію.

Зрозуміло, що такі ж само процеси будуть відбуватись і при одночасному обертанні обох циліндрів в протилежних напрямках. При цьому металеві пластини відіграють поперемінно і роль заряджаемого тіла (з'єднані стержнями С) і роль впливаючого тіла (ті що не торкаються стержнів). З рис.5г видно, що в секторах 103 і 204 заряди на обох циліндрах мають один і той же знак. Саме в ці сектори і вміщують металеві щітки, що відводять заряди до електродів машини.

Електричні індукційні машини застосовують на сьогодні в лабораторних дослідах і демонстраціях. Для збільшення зарядів збільшують кількість дисків машини, доводячи їх число до 10—20.

ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИЙ ГЕНЕРАТОР

Та обставина, що заряди завжди розташовуються тільки на зовнішній поверхні провідника, використовують в *електростатичних генераторах*, призначених для отримання досить високої напруги за рахунок механічного переносу електричних зарядів. Принцип їх дії пояснюється дослідом зображеним на рис.6. З'єднаємо ізолюваний провідник *a* з джерелом напруги *B* (заряджений конденсатор або технічний випрямляч на 2—3 тисячі Вольт) та розташуємо поблизу порожнистий ізолюваний провідник *б*, з'єднаний з електрометром.

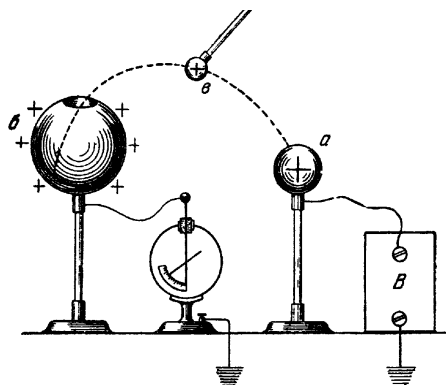


Рис. 6. Демонстрація принципу дії електростатичного генератора.

З'єднаємо на короткий час провідник *a* з внутрішньою поверхнею порожнистого провідника *б*. Провідник *б* отримає весь заряд провідника *a*. Після

цього візьмемо металеву кульку *в*, закріплену на ізолюваній ручці і торкнемось нею до провідника *а*, а потім внутрішньої поверхні провідника *б*. Заряд кульки *в* перейде повністю на провідник *б*, від чого заряд на *б* збільшиться. Цей процес можна повторювати багато разів і, таким чином, надати порожнистому провіднику теоретично який завгодно заряд.

За допомогою описаного процесу можна перенести позитивні заряди від тіла з більш низьким потенціалом до тіла з більш високим потенціалом. На перший погляд це може здатись дивним, тому що при з'єднанні двох провідників заряди завжди переміщуються від більш високого потенціалу до більш низького. Насправді ніякого протиріччя немає, тому що при переміщенні кулі в від *а* до *б* ми долаємо силу відштовхування і виконуємо механічну роботу. Тому, переміщуючи кулю в напрямку до *б*, ми збільшуємо потенціал кулі *в*. Коли *в* опиниться всередині порожнини *б*, її потенціал зрівняється з потенціалом *б*. Таким чином, виконуючи механічну роботу ми можемо, маючи джерело невеликої напруги, зарядити провідник до більш високої напруги.

Це і здійснюється в електростатичному генераторі. Він складається з великого порожнистого провідника 1 (рис.7), сферичної форми, закріпленого на діелектричній колоні 2. Всередині колони проходить нескінченна стрічка 3 з прорезиненої тканини, що рухається на двох шківках 4 і відіграє роль кулі в досліді рис.1. Стрічка заряджається за допомогою системи вістрь 5, з'єднаних з одним із полюсів джерела напруги, другий полюс якого заземлено. Навпроти вістрь, з оберненого боку стрічки, вміщено заземлену пластину 6, яка збільшує заряди, що стікають з вістря 5 на стрічку.

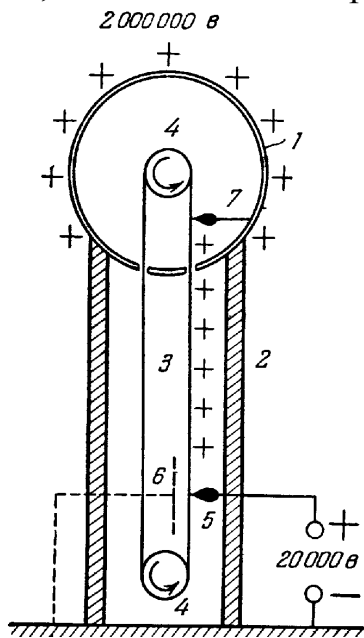


Рис.7. Електростатичний генератор.

Проходячи повз систему вістрь 7, з'єднаних з кулею 1, резинова стрічка віддає їм принесені заряди, які повністю переходять на зовнішню поверхню кулі незалежно від того, яка різниця потенціалів між кулею та землею.

Максимальна різниця потенціалів, яку практично можливо отримати на кулі, визначається стіканням зарядів з кулі (головним чином внаслідок іонізації повітря). Потенціал кулі перестає збільшуватись, коли заряд, що приноситься стрічкою в одиницю часу (струм стрічки), стає рівним заряду, що втрачається внаслідок стікання зарядів (струм стікання). Тому на практиці намагаються максимально збільшити струм стрічки.

Електростатичні генератори застосовують для прискорення заряджених частинок (іонів та електронів). З їх допомогою досягають різниць потенціалів до 3-5 млн. Вольт. Висота таких генераторів досягає 10-15 м, а діаметр кулі - декількох метрів. В останній час електростатичні генератори іноді вміщують

для зменшення стікання заряду в камери із стиснутим газом (тиск до 10 атм). Тому що іонізація газу при збільшених тисках відбувається при більших різницях потенціалів.

Генератор Ван-дер-Граафа.

Перехід заряду, переданого зсередини порожнистому провіднику, на поверхню провідника дотепно використано в будові електростатичного генератора Ван-дер-Граафа. Схема цього апарата показана на рис.8. Дві порожнисті алюмінієві кулі діаметром кожна по 4,5 м закріплені на порожнистих циліндрах, виготовлених з гарного ізолятора - текстоліту. Всередині куль в основі кожного циліндра є шків; нижні шківі обертаються мотором. Дві нескінченні шовкові стрічки, що приводяться в рух нижніми шківами, служать для подачі зарядів всередину куль. Внизу ці стрічки електризуються при допомозі щіток, підключених до будь-якого джерела електричних зарядів, що дає постійну різницю потенціалів в декілька тисяч Вольт. До однієї з стрічок підводяться позитивні заряди, до другої - негативні; зверху, всередині куль, заряди стікають через вістря на внутрішню поверхню куль і негайно розподіляються по зовнішній поверхні куль. Вказаним способом кулі можуть бути заряджені: одна до потенціалу $+5 \cdot 10^6$ В, а друга до потенціалу $-5 \cdot 10^6$ В. Подальшому збільшенню різниці потенціалів заважає стікання зарядів з зовнішньої поверхні куль, викликане виникненням тихого ("коронного") розряду через повітря.

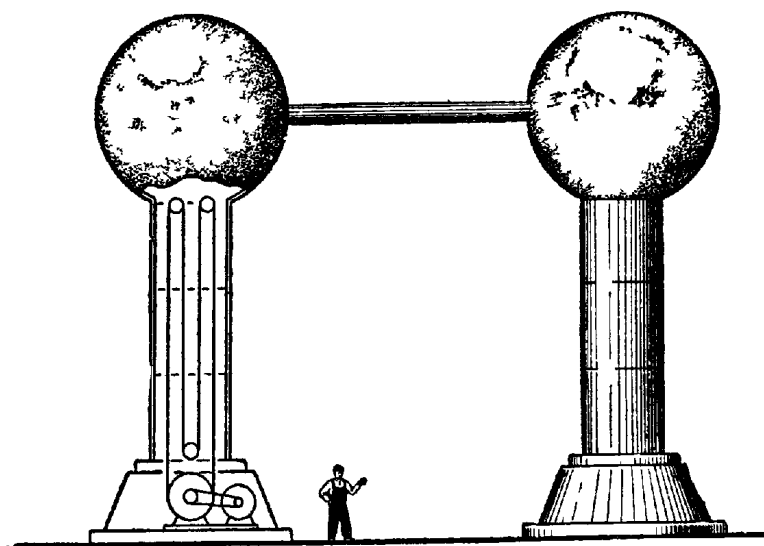


Рис.8. Схема електростатичного генератора Ван-дер-Граафа

Перший електричний генератор с передачею зарядів з допомогою рухомої стрічки (ременя) був побудованим в Московському вищому технічному училищі імені Миколи Баумана професором Угримовим. Без підвищення потенціалу методом підвода зарядів на внутрішню поверхню металевих куль генератор Угримова давав потенціали близько 70 тис. В. Інформація про досліди Угримо-

ва були опубліковані в 1926 р., за декілька років до спорудження першого генератора Ван-дер-Граафа. В Україні генератор Ван-дер-Граафа на різницю потенціалів в 4 МВ був побудований в 1936 р. в Харкові Українським фізико-технічним інститутом.

3. РОЗПОДІЛ ЗАРЯДІВ НА ПРОВІДНИКУ. ВІСТРЯ.

Як ми показали раніше, заряд на провіднику буде розподілятися лише на зовнішній його поверхні. Дослід показує, що електричні заряди за рахунок взаємного відштовхування намагаються розташовуватися якомога далі один від одного. Тому лінії напруженості те екіпотенціальні поверхні будуть щільнішими на виступах ніж в западинах. Продемонструємо це на прикладі двох з'єднаних між собою кульок (рис.9), радіусів r_1 та r_2 , заряджених до зарядів q_1 та q_2 відповідно. Зрозуміло, що потенціали цих кульок будуть однаковими $\varphi_1 = \varphi_2$. Інакше, при існуванні $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \neq 0$, існував би струм, який би і вирівняв потенціали цих кульок.

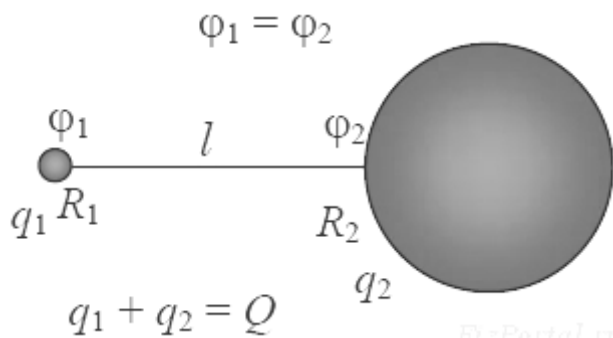


Рис.9. Дві заряджені кульки.

Потенціали цих кульок можуть бути розраховані за формулами:

$$\varphi_1 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_1}; \quad \varphi_2 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_2}.$$

Враховуючи що потенціали будуть рівними, отримаємо:

$$\frac{q_1}{r_1} = \frac{q_2}{r_2}.$$

Заряди q_1 та q_2 розподіляться по поверхні:

$$q_1 = 4\pi r_1^2 \sigma_1; \quad q_2 = 4\pi r_2^2 \sigma_2.$$

Отже:

$$\sigma_1 r_1 = \sigma_2 r_2 \quad \text{або} \quad \sigma_1 / \sigma_2 = r_2 / r_1$$

Таким чином, поверхнева густина зарядів з'єднаних між собою куль буде тим більшою, чим менший радіус кулі. Враховуючи, що напруженість поля біля поверхні зарядженої кулі пропорційна поверхневій густині заряду, то стає зрозумілим, що напруженість поля буде більшою біля кульки меншого радіусу.

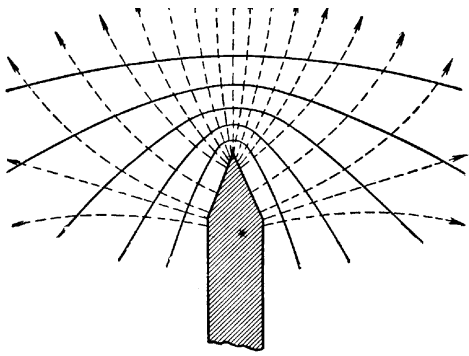


Рис.10. Поле поблизу вістря зарядженого провідника.

Отже, найінтенсивнішим буде поле біля тієї частини зарядженого провідника, яка має найменший радіус. Як відомо, найменшим радіусом буде характеризуватись вістря. Поле біля поверхні вістря може бути настільки сильним, що молекули повітря поляризуються в ньому. Утворений з молекули повітря диполь витягується в неоднорідному полі поблизу вістря в напрямку збільшення напруженості.

Доторкнувшись до поверхні вістря вони отримують заряд і з великою швидкістю віддаляються від вістря. Внаслідок цього виникає направлений потік повітря від вістря. Це явище називається "електричним вітром". "Електричний вітер" можна продемонструвати обертанням колеса Франкліна (рис.11б) або відхиленням полум'я свічки (рис.11а) біля вістря.

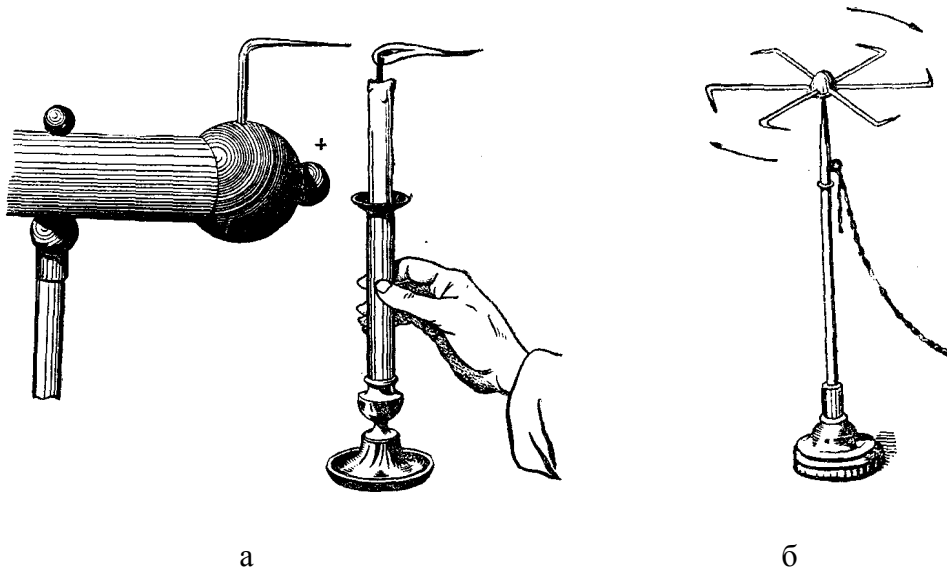


Рис.11. Демонстрація "електричного вітру".

Явище "електричного вітру" шкідливе. Воно приводить до втрат заряду в високовольтних лініях електропередачі на вістрях, дротинах тощо.

4. ЕЛЕКТРОЄМНІСТЬ. КОНДЕНСАТОРИ

Дослідним шляхом встановлено: якщо надавати або віднімати заряд на провіднику, то буде мінятися і його потенціал. При цьому для кожного зарядженого тіла відношення заряду до його потенціалу є величиною сталою:

$$\boxed{\frac{q}{\varphi} = C} \quad (17)$$

Будь-яка зміна заряду Δq приведе до зміни потенціалу $\Delta \varphi$ так, що:

$$\boxed{\frac{\Delta q}{\Delta \varphi} = C} \quad (17a)$$

Ця фізична величина називається **електроємністю**. Електроємність характеризує здатність тіла накопичувати електричний заряд. Якщо в формулі (17a) взяти $\Delta \varphi = 1B$ то $C = |\Delta q|$ тобто: **електроємність провідника чисельно рівна тій кількості електрики, яке необхідно надати провіднику, щоб змінити його потенціал на одиницю (один Вольт)**.

В міжнародній системі одиниць (SI):

$$[C] = \frac{[q]}{[\varphi]} = \frac{Kл}{B} = \Phi.$$

Одна Фарада - це ємність такого провідника, в якому зміна заряду на 1 Кл супроводжується зміною потенціалу в 1В.

Ємність в одну Фараду характеризується куля радіусу $9 \cdot 10^9$ м. Для порівняння радіус Землі $R_3 = 6,37 \cdot 10^6$ м, радіус Сонця $R_c = 6,95 \cdot 10^8$ м. Тому на практиці користуються дільними величинами:

$$1 \text{ мк}\Phi = 10^{-6} \Phi$$

$$1 \text{ п}\Phi = 10^{-12} \Phi \text{ та іншими.}$$

Оскільки потенціал відокремленої кулі радіусу r обчислюється як:

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

то ємність її буде дорівнювати з урахуванням (17)

$$\boxed{C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (18)$$

Як видно з (18) електроємність відокремленого провідника не залежить від хімічної природи речовини провідника, його агрегатного стану, а визначається його розмірами, формою і залежить від діелектричної проникності середовища, яке його оточує.

В різноманітних електротехнічних та радіотехнічних пристроях необхідно накопичувати електричний заряд. Крім того, як було показано в пункті 1 даної теми, наявність інших тіл поблизу відокремленого зарядженого провідника буде істотно впливати на його поле (рис.3), а сторонніх тіл використовують системи з двох близько розташованих провідників розділених тонким шаром діелектрика. Такі електричні пристрої називають **конденсаторами**. Електричне поле конденсатора локалізоване між обкладинками - зарядженими пластинами (рис.2e), і присутність інших заряджених тіл не впливає на поле конденсатора.

За формою пластин конденсатори поділяють на плоскі, циліндричні, сферичні. За родом діелектрика - на повітряні, слюдяні, паперові, керамічні, електролітичні тощо. Конденсатори бувають постійної або змінної ємності. Окрім електроємності важливою характеристикою конденсаторів є робоча напруга.

При перевищенні максимальної робочої напруги може відбутись руйнування (пробій) діелектрика між пластинами.

Розрахуємо значення електроємності деяких конденсаторів.

А. Плоский конденсатор.

Плоский конденсатор складається з двох металевих пластин, розділених діелектриком з діелектричною проникністю ϵ . Нехай відстань між пластинами d мала в порівнянні з їх розмірами, тоді можна нехтувати краєвими ефектами і вважати, що поле такого конденсатора однорідне.

Напруженість поля можна розрахувати як:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \text{ з іншого боку, } E = \frac{\sigma_0}{\epsilon\epsilon_0}$$

(останнє - висновок з теореми Остроградського-Гаусса),

тут σ_0 - поверхнева густина електричних зарядів на пластині,

$\varphi_1 - \varphi_2$ - різниця потенціалів між пластинами.

Звідси випливає, що поверхнева густина заряду на пластинах конденсатора дорівнює

$$\sigma_0 = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \epsilon\epsilon_0$$

Заряд конденсатора рівний заряду однієї пластини, тобто: $q = \sigma_0 S$. Тут S - площа пластини.

$$q = \frac{S \epsilon\epsilon_0}{d} (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Згадаємо, що електроємність (17) обчислюється як $C = \frac{q}{\Delta\varphi}$, отже,

$$\boxed{C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}} \quad (19)$$

Формула (19) називається формулою плоского конденсатора. З (19) випливає, що для збільшення електроємності конденсаторів необхідно збільшувати площу пластин, зменшувати відстань між ними, або використовувати діелектрик з більшою діелектричною проникністю ϵ .

Якщо між пластинами конденсатора знаходяться два шари діелектриків товщиною d_1 та d_2 з діелектричною проникністю ϵ_1 та ϵ_2 відповідно, то ємність такого конденсатора може бути розрахована за формулою:

$$\boxed{C = \frac{\epsilon_0 S}{\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2}}} \quad (20)$$

Б. Циліндричний конденсатор.

Система з двох металевих трубок різних радіусів r_1 та r_2 , вставлених одна в одну і розділених шаром діелектрика з діелектричною проникністю ε називається циліндричним конденсатором. Електроємність циліндричного конденсатора розраховується за формулою

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (21)$$

Якщо шар діелектрика $d=r_2-r_1$ дуже малий, то

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = \ln \left(\frac{r_1 + d}{r_1} \right) = \ln \left(1 + \frac{d}{r_1} \right) \approx \frac{d}{r_1}$$

і враховуючи, що $2\pi r_1 l = S$ площа циліндричної поверхні. Тоді формула (21)

набуває вигляду $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$, тобто коли обкладки циліндричного конденсатора розділені дуже малим шаром діелектрика, його ємність з достатньою точністю може бути розрахована за формулою плоского конденсатора.

В. Сферичний конденсатор.

Сферичним конденсатором називається система, що складається з двох розділених шаром діелектрика сфер з радіусами r_1 та r_2 , які мають спільний центр.

Електричне поле всередині діелектрика буде створюватись лише полем внутрішньої сфери, потенціал якої:

$$\varphi_1 = \frac{d}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1} \quad (*)$$

як відомо, ємність визначається відношенням заряду на пластині конденсатора q до різниці потенціалів між пластинами:

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

Підставивши в останню формулу значення (*) отримаємо формулу для обчислення ємності сферичного конденсатора:

$$C = \frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \quad (22a)$$

або

$$C = \frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (22b)$$

якщо $r_2 \gg r_1$, то доданком $\frac{1}{r_2}$ можна знехтувати. В цьому випадку формула (22а)

набуває вигляду: $C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1$. Якщо ж $r_2 \approx r_1$, тобто відстань між пластинами дуже мала, то з рівняння (22б) випливає:

$$C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1^2}{d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$$

Отже, якщо відстань між пластинами сферичного конденсатора значна, то електроємність розраховується як електроємність сфери радіуса r_1 . Якщо ж відстань між пластинами дуже мала, то для розрахунків електроємності такого сферичного конденсатора доцільно використовувати формулу плоского конденсатора (19).

5. З'ЄДНАННЯ КОНДЕНСАТОРІВ

Основними характеристиками конденсаторів є електроємність C та робоча напруга U_p – різниця потенціалів, при якій відбувається пробій (руйнування) шару ізоляції між пластинами конденсатора. Для різних задач електро- або радіотехніки потрібно підібрати конкретні значення C та U_p . Це досягається шляхом різноманітного з'єднання конденсаторів.

А. Паралельне з'єднання конденсаторів.

При паралельному з'єднанні конденсаторів (рис.12а) різниця потенціалів на обкладках буде однаковою і рівною U незалежно від їх ємності. При цьому на кожному конденсаторі містяться заряди:

$$q_1 = C_1 U; \quad q_2 = C_2 U; \quad q_3 = C_3 U.$$

Сумарний заряд всієї батареї: $q = q_1 + q_2 + q_3$ або $q = (C_1 + C_2 + C_3)U$.

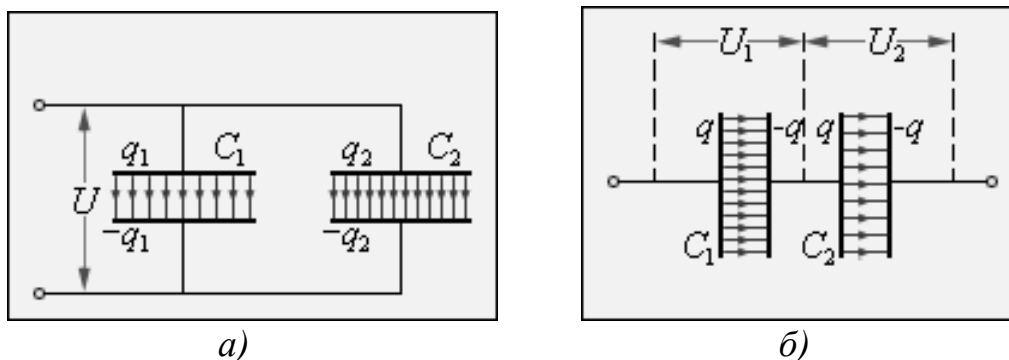


Рис.12. Паралельне а) та послідовне б) з'єднання конденсаторів.

Заряд, що міститься на такій батареї, може бути записаний через електроємність батареї: $q = C_6 U$.

Отже, електроємність батареї при паралельному з'єднанні конденсаторів дорівнює сумі електроємностей конденсаторів, що складають цю батарею:

$$\boxed{C_6 = C_1 + C_2 + C_3} \quad (23)$$

Якщо батарея складається з n конденсаторів, то: $C_{\bar{6}} = \sum_{i=1}^n C_i$

При цьому доцільно підібрати конденсатори з однаковою робочою напругою. Інакше сумарна робоча напруга батареї буде рівною мінімальній з робочих напруг використаних конденсаторів.

Б. Послідовне з'єднання конденсаторів.

Для підвищення робочої напруги конденсатори з'єднують послідовно (рис.12б). якщо на таку батарею подати різницю потенціалів U , то до такої різниці потенціалів зарядяться лише крайні обкладинки крайніх конденсаторів, тобто прикладена різниця потенціалів на кожному конденсаторі буде меншою за U . Ця прикладена до батареї різниця потенціалів розподілиться між конденсаторами так, що: $U = U_1 + U_2 + U_3$

заряд же на всіх конденсаторах буде однаковим: $q = q_1 + q_2 + q_3$.

Врахуємо, що: $U = \frac{q}{C_{\bar{6}}}$; $U_1 = \frac{q_1}{C_1}$; $U_2 = \frac{q_2}{C_2}$; $U_3 = \frac{q_3}{C_3}$.

таким чином:
$$\frac{1}{C_{\bar{6}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \quad (24)$$

Отже, електроємність батареї буде меншою меншої ємності:

$$C_{\bar{6}} < C_1; C_{\bar{6}} < C_2; C_{\bar{6}} < C_3.$$

6. ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ

Якщо до пластин зарядженого конденсатора великої ємності під'єднати лампочку то вона дасть сполох (Рис.13).

Це означає, що заряджений конденсатор має певний заряд електричної енергії. Припустимо, що до обкладок конденсатора прикладена різниця потенціалів U , тоді робота по переміщенню заряду dq від однієї обкладинки до іншої $dA = Udq$.

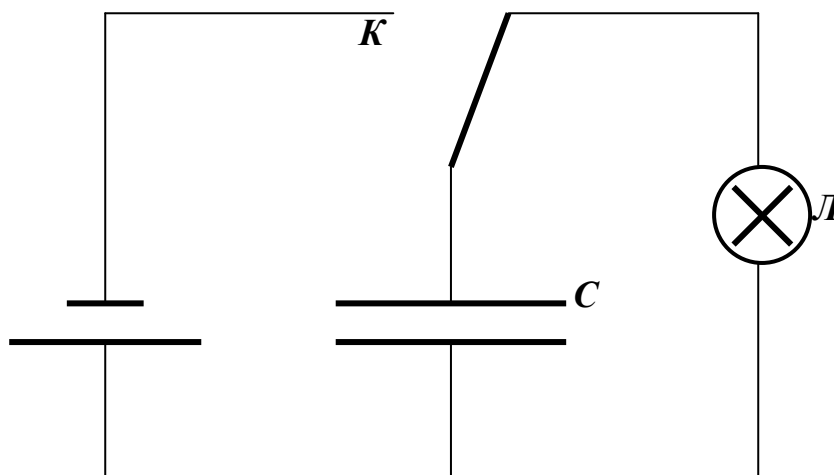


Рис.13. Розрядження конденсатора C через лампочку L .

Враховуючи що:

$$U = \frac{q}{C}$$

Маємо:

$$dA = \frac{1}{C} q \Delta q.$$

Якщо проінтегрувати отриманий вираз отримаємо роботу по переносу заряду певної величини. $A = \frac{q^2}{2C}$. Скориставшись зв'язком між ємністю, зарядом

та різницею потенціалів $U = \frac{q}{C}$ отримаємо:

$$\boxed{A = \frac{q^2}{2C}}, \quad \boxed{A = \frac{CU^2}{2}}, \quad \boxed{A = \frac{Uq}{2}}.$$

Робота виконана при розряді конденсатора згідно до закону збереження енергії дорівнює потенціальній енергії зарядженого конденсатора.

Отже:
$$\boxed{W = \frac{q^2}{2C}} \quad \boxed{W = \frac{CU^2}{2}} \quad \boxed{W = \frac{Uq}{2}}. \quad (25)$$

Аналіз формули для розрахунку енергії конденсатора (25) дозволяє, наприклад, дійти висновку, що енергія ізольованого зарядженого конденсатора зростає при розсуванні пластин. Справді, при розсуванні пластин ємність зменшуватиметься при сталому заряді. Якщо ж ми виймаємо діелектрик з зарядженого і відключеного від джерела конденсатора, тобто виконуємо роботу проти сил поля, то знову збільшуємо його енергію.

Питання про розподіл або зосередження енергії зарядженого тіла довгий час залишалось відкритим. Так вважалось, що ця енергія зосереджена там, де зосереджені заряди, тобто на зарядженому предметі. Після виходу в світ праць М.Фарадея та Дж.Максвелла, які ввели в науку поняття електричного поля як матеріального носія електричної взаємодії між зарядами, енергію зарядженого тіла почали зв'язувати не з його зарядом, а з полем цього заряду. В межах електростатики не можна поставити дослід, який повністю довів би, що електрична енергія зарядженого тіла зосереджена в його полі, так як заряди і створені ними поля нероздільні. Але існування електромагнітних хвиль і перенесення ними електричної енергії на значну відстань підтверджує локалізацію енергії саме в полі.

Для отримання способу безпосередньо визначити енергію електричного поля з його параметрів розглянемо поле плоского конденсатора. Його енергія:

$$W = \frac{CU^2}{2}; U = Ed; C = \frac{\epsilon\epsilon_0}{d} S.$$

Отже:
$$W = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2 Sd.$$

Якщо врахувати, що $Sd=V$ об'єм між обкладками конденсатора, а індукція електричного поля $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$, то отримаємо:

$$\boxed{W = \frac{1}{2} DEV.} \quad (26)$$

Цей вираз ще раз підтверджує, що енергія електричного поля локалізована в просторі, де існує поле.

Введення поняття густини енергії електричного поля: Густиною енергії електричного поля ω називається фізична величина рівна енергії одиниці об'єму простору в якому створено електричне поле:

$$\omega = \frac{W}{V} \text{ або } \omega = \frac{1}{2} DE; \quad \omega = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2; \quad \omega = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$

Якщо поле неоднорідне, то його можна розбити на елементарні ділянки dV , в межах яких поле можна вважати однорідним і обрахувати енергію елект-

ричного поля:
$$W = \int_V \omega dV.$$

ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ В ДІЕЛЕКТРИКАХ.

1. Полярні і неполярні діелектрики. Поляризація діелектриків.
2. Діелектрична проникність і сприйнятливість.
3. Електричне поле на межі двох діелектриків.
4. Піроелектрики, сегнетоелектрики, п'єзоелектрики.

1. ПОЛЯРНІ І НЕПОЛЯРНІ ДІЕЛЕКТРИКИ. ПОЛЯРИЗАЦІЯ ДІЕЛЕКТРИКІВ.

Багато речовин, газоподібних, рідких або твердих, за нормальних умов погано або зовсім не проводять електричний струм. Це практично всі гази, трансформаторне масло, гас, спирти, ефіри, бензол, ацетон, дистильована вода, кристали слюди, сірки, окисли металів, пластичні маси тощо. Все це діелектрики.

Діелектриками (або ізоляторами) називають речовини, які практично не проводять електричний струм. Це пов'язано з тим, що в ідеальних діелектриках немає вільних зарядів, здатних під дією зовнішнього електричного поля переміщуватись по всьому об'єму. Всі електричні заряди діелектрика зв'язані з атомами і молекулами речовини. Звичайно, такий поділ речовини на провідники і діелектрики умовний. Так, при значному підвищенні температури скло, яке за кімнатної температури є прекрасним ізолятором, починає проводити електричний струм. Діелектрик може також втрачати свої ізоляційні властивості при опроміненні, зміні вологості, збільшенні напруженості електричного поля тощо. Так, при напруженості $3 \cdot 10^6$ В/м між пластинами повітряного конденсатора проскакує іскра, тобто утворюється локальний канал з високою електропровідністю. Як же поведуть себе діелектрики в електричному полі?

Ще М. Фарадей експериментально показав, що при вміщенні діелектрика в конденсатор зменшується різниця потенціалів на його обкладках. Це можна пояснити лише виникненням на гранях діелектрика електричних зарядів протилежного знаку. Виникнення зарядів на поверхні діелектрика під дією зовнішнього поля називається *поляризацією діелектрика*.

Для описання процесу поляризації необхідно розглянути будову діелектриків на молекулярному рівні. Згадаємо, що два близько розташовані однакові за величиною, але протилежних за знаком заряди утворюють електричний *диполь*. Відстань l між зарядами називається *плечем диполя*, а добуток заряду на плече називається *дипольним моментом* $p=ql$.

Молекули деяких діелектриків, таких як H_2O , SO_2 , H_2S , NH_3 , C_6H_6 , CH_3OH , HCl та багато інших представляють собою диполі. Так молекула води складається з одного атому кисню та двох зміщених на кут 104° атомів водню. Кисень має більшу спорідненість з електроном ніж водень і притягує до себе електрони з зовнішньої орбіти атомів водню. Таким чином центр негативних зарядів зміщений ближче до атому кисню, а центр позитивних зарядів ближче до атомів водню.

Такі діелектрики, молекули яких є диполями називаються **полярними діелектриками**. При відсутності зовнішнього електричного поля диполі полярних діелектриків, як правило, розташовані хаотично. При накладанні ж зовнішнього поля диполі орієнтуються в напрямі поля. Тепловий рух буде чинити опір орієнтації диполів. Тому поляризація полярних діелектриків буде тим більшою, чим більша напруженість зовнішнього поля. При певних значеннях напруженості досягається **насичення**, тобто стан, коли всі диполі максимально зорієнтовані в напрямку поля. Такий вид поляризації, характерний для полярних діелектриків, називається **орієнтаційною поляризацією**.

Молекули інших речовин, таких як O_2 , N_2 , CS_2 , H_2 , CO_2 , CH_4 та інші, за нормальних умов є неполярними. Тобто, не є диполями. Центри позитивних і негативних зарядів молекул таких речовин за нормальних умов збігаються. Це **неполярні діелектрики**. При накладанні зовнішнього електричного поля центри позитивних та негативних зарядів зміщуються в протилежних напрямках. Таким чином нейтральні молекули перетворюються на диполі, величина дипольних моментів яких пропорційна напруженості зовнішнього електричного поля. Такий вид поляризації називається **електронною поляризацією** або **поляризацією зміщення**.

Іонні кристали, наприклад, кухонна сіль $NaCl$, являють собою просторові решітки з правильним чередуванням позитивних і негативних іонів. Так би мовити, негативна і позитивна підрешітки. При накладанні зовнішнього поля підрешітки зміщуються. Це явище **іонної поляризації зміщення**.

Поляризація зміщення неполярних діелектриків, орієнтаційна поляризація полярних діелектриків та іонна поляризація іонних кристалів приводить до одного результату. **На протилежних гранях діелектрика в електричному полі виникають (індукуються) різнойменні заряди**. Ці заряди не вільні, а зв'язані з атомами та молекулами, що складають даний діелектрик.

Власні дипольні моменти полярних діелектриків, як правило, набагато більші за індуковані моменти в неполярних діелектриках. Так, власний дипольний момент води H_2O становить $p_0=6,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, а індукований електричним полем ($E=10^7$ В/м) дипольний момент дисульфиду вуглецю CS_2 $p_0=9,6 \cdot 10^{-33}$ Кл·м.

Тому і діелектрична проникність полярних діелектриків більша, ніж неполярних. Так, для полярних діелектриків, таких як: води $\epsilon=81$ або спирт $\epsilon=33$, в той же час як для більшості неполярних діелектриків $\epsilon \approx 2$. Наприклад, для CCl_3 $\epsilon=2,24$.

2. ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ І СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ.

Заряди на пластинках зарядженого конденсатора називаються **вільними зарядами**. Заряди, які виникають на поверхні діелектрика внаслідок його поляризації, називають **зв'язаними**. Позначимо поверхневу густину вільних зарядів σ_0 , зв'язаних - σ' .

В теорії діелектриків для характеристики поляризаційних властивостей речовин використовується вектор поляризації \vec{P} .

Вектором поляризації називається електричний момент одиниці об'єму поляризованого діелектрика:

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{P}_i}{V} = \frac{N}{V} \frac{\sum \vec{P}_i}{N} = n\vec{P},$$

тут \vec{P} - дипольний момент однієї молекули,
 n - концентрація молекул.

Обрахуємо модуль вектора поляризації

$$P = np = nql = \frac{N}{V} ql = \frac{Nql}{Sl} = \frac{q'}{S} = \sigma',$$

тут S - площа поверхні діелектрика

$q' = Nq$ - сумарний індуктивний заряд на поверхні діелектрика.

Таким чином, модуль вектора поляризації рівний поверхневій густині зв'язаних зарядів.

$$\boxed{|\vec{P}| = \sigma'} \quad (27)$$

Визначимо напруженість електричного поля в середині діелектрика.

Нехай E_0 - напруженість поля створеного в вакуумі вільними зарядами.

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0}$$

Зв'язані заряди створюють поля напруженістю: $E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$.

Результуюче поле в діелектрику: $E = E_0 - E'$

Або
$$\boxed{E = \frac{\sigma_0 - \sigma'}{\epsilon_0}} \quad (28)$$

Згадаємо означення діелектричної проникності:

$$\epsilon = \frac{F_0}{F} = \frac{E_0}{E}, \quad \text{отже} \quad E = \frac{E_0}{\epsilon} = \frac{\sigma_0}{\epsilon\epsilon_0};$$

отриманий вираз підставимо в (28):

$$\frac{\sigma_0}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma_0 - \sigma'}{\epsilon_0} \quad \text{тоді:}$$

$$\boxed{\sigma' = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \sigma_0} \quad (29)$$

Зв'язок між поверхневими густинами вільних зв'язаних зарядів.

Зрозуміло, що вектор поляризації буде пропорційним бо напруженості поля в діелектрику $\vec{P} \sim \vec{E}$ або

$$\boxed{\vec{P} = \alpha\epsilon_0\vec{E}} \quad (30)$$

тут коефіцієнт пропорційності α - **діелектрична сприйнятливість** речовини. Вона чисельно рівна сумі поляризованостей всіх молекул в одиниці об'єму діелектрика $\alpha = n\beta$.

Згадаємо про вектор індукції електричного поля: $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$
 врахуємо, що $\varepsilon\vec{E} = \vec{E}_0$, отже $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E}_0$
 врахуємо також, що $E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$, тоді $D = \varepsilon_0 \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} = \sigma_0$

$$\boxed{|\vec{D}| = \sigma_0} \quad (31)$$

Отже, вектор індукції чисельно рівний густині вільних зарядів.

$$E = \frac{\sigma_0 - \sigma'}{\varepsilon_0}, \quad |\vec{D}| = \sigma_0, \quad |\vec{P}| = \sigma'$$

Отже, $E = \frac{D - P}{\varepsilon_0}$, або $\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}}$ (32)

Вираз (32) встановлює зв'язок між векторами напруженості, індукції та поляризації електричного поля. Цей зв'язок виконує дуже важливу роль для розуміння фізичного змісту перелічених характеристик електричного поля та доцільності їх введення.

Вектор індукції характеризує поле, створене вільними зарядами, вектор поляризації - поле створене зв'язаними зарядами. Напруженість же характеризує результуюче поле створене як вільними так і зв'язаними зарядами.

Виразимо D та P через напруженість і підставимо в (32). Отримаємо:

$$\varepsilon_0\varepsilon E = \varepsilon_0 E + \alpha\varepsilon_0 P \quad \text{звідки} \quad \varepsilon = 1 + \alpha$$

зв'язок між діелектричною проникністю та діелектричною сприйнятливістю.

3. ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ НА МЕЖІ ДВОХ ДІЕЛЕКТРИКІВ.

Тепер розглянемо випадок, коли в електричне поле вміщено два діелектрики з різною діелектричною проникністю ε_1 та ε_2 .

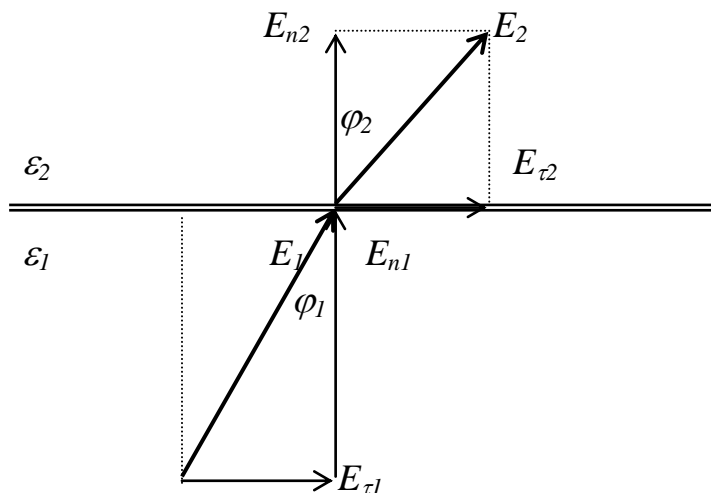


Рис.14. Електричне поле на межі двох діелектриків.

Зрозуміло, що поверхнева густина зарядів буде різною. Нехай $\sigma_1 > \sigma_2$, тоді межа цих діелектриків буде нести заряд з поверхневою густиною $(\sigma_1 - \sigma_2)$. В напрямку кожного з діелектриків буде напрямлений потік вектора напруженості через одиничної площі площадку:

$$\frac{1}{2\varepsilon_0}(\sigma_1 - \sigma_2)$$

Виберемо тепер напрям вектора напруженості. Нехай лінії напруженості в першому діелектрику утворюють з нормаллю до межі кут φ_1 , а в другому - φ_2 (рис. 14).

Розкладемо вектори напруженості на дві складові: Нормальну E_n перпендикулярну до межі і тангенціальну E_τ паралельну до межі.

В зв'язку з тим, що поле на межі діелектриків (рис.14) перпендикулярне до самої межі, то тангенціальна складова вектора напруженості не будуть змінюватись:

$$\boxed{E_{\tau_1} = E_{\tau_2}} \quad (33)$$

Нормальні складові різні і їх різниця дорівнює потоку вектора напруженості через одиницю площини:

$$E_{n_2} - E_{n_1} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\sigma_1' - \sigma_2')$$

або

$$\varepsilon_0 E_{n_2} + \sigma_2' = \varepsilon_0 E_{n_1} + \sigma_1',$$

тепер, якщо ми згадаємо, що $\sigma' = |\vec{P}|$, то:

$$\varepsilon_0 E_{n_2} + P_2 = \varepsilon_0 E_{n_1} + P_1.$$

Згадаємо рівняння (33) і отримаємо для нормальних складових:

$$\boxed{D_{n_2} = D_{n_1}} \quad (34)$$

або $\boxed{\varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{n_2} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{n_1}} \quad (35)$

Таким чином, **на межі двох діелектриків тангенціальні складові вектора напруженості залишаються сталими, а нормальні складові зазнають стрибкоподібної зміни.** Це означає, що лінії напруженості на межі двох діелектриків **заломлюються.**

Визначимо закон заломлення:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{E_{\tau_1}}{E_{n_1}}; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{E_{\tau_2}}{E_{n_2}}.$$

Використавши (33) та (35), отримаємо:

$$\boxed{\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \quad (36)$$

Формула (36) визначає закон заломлення лінії напруженості. Цей закон показує, що при переході в діелектрик з меншою діелектричною проникністю, лінії напруженості наближаються до нормалі (кут φ зменшується). Рівняння (33), (35) та (36) утворюють єдину систему, яка описує поведінку ліній напруженості на межі двох діелектриків.

Вектор індукції поля в будь-якому середовищі напрямлений так само, як і вектор напруженості. При цьому ми показали (34), що нормальні складові век-

тора індукції не змінюються. Це означає, що на межі двох діелектриків стрибком змінюється тангенціальні складові вектора електричного поля.

4. ПРОЕЛЕКТРИКИ, СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКИ, П'ЄЗОЕЛЕКТРИКИ.

Розглянуті раніше неполярні та полярні діелектрики поляризуються лише при накладанні зовнішнього електричного поля, після припинення дії якого знову повертаються в неполяризований стан. Проте в природі існує велика група діелектриків, переважно в твердому кристалічному стані, які виявляють макроскопічну поляризованість якщо навіть відсутнє зовнішнє електричне поле. Це *спонтанно* (від латинського - *spontaneus* -самодовільний) поляризовані діелектрики, поляризація яких викликана не дією зовнішнього електричного поля, а зумовлена їх внутрішньою будовою. До спонтанно поляризованих діелектриків відносяться *піроелектрики та сегнетоелектрики*.

Піроелектрика - (від грецького *pyr* - вогонь) це явище виникнення електричних зарядів на поверхні діелектричних кристалів при їхньому нагріванні. Суть явища полягає в тому, що в результаті внутрішніх сил, піддрешітки позитивних і негативних іонів виявляються зміщеними одна відносно одної. Це приводить до появи на протилежних гранях різних за знаком електричних зарядів (явище поляризації). Часто явище спонтанної поляризації піроелектриків безпосередньо не проявляється, оскільки зв'язані заряди на протилежних гранях компенсуються іонами протилежного знаку адсорбованими з повітря або куряви. Однак при швидкій зміні температури змінюється зсув іонних піддрешіток, а отже і величина зв'язаних зарядів. Виникнення на поверхні кристалів зв'язаних зарядів при зміні температури називають *прямим піроелектричним ефектом*, а самі кристали *піроелектриками*. Найбільш відомим з давніх часів піроелектриком є *турмалін*.

Експериментально було показано, що по характеру залежності вектора поляризації від напруженості зовнішнього електричного поля всі піроелектрики можуть бути поділені на *лінійні та нелінійні діелектрики*. Найбільш поширеними нелінійними діелектриками є *сегнетоелектрики*. Термін "сегнетоелектрики" ввів в науку І.В. Курчатов від назви сегнетової солі. *Сегнетоелектриками* називають полярні кристалічні діелектрики, які в певному інтервалі температур спонтанно поляризовані, і величина спонтанної поляризації суттєво залежить від зовнішніх факторів, таких як електричне поле, зміна температури тощо.

Від піроелектриків сегнетоелектрики відрізняються тим, що величина і напрям спонтанної поляризації їх можуть бути змінені навіть у порівняно слабких електричних полях. З підвищенням температури вище деякого значення T_k , характерного для кожного сегнетоелектрика, відбувається фазовий перехід, в результаті якого сегнетоелектричні властивості зникають, і кристал переходить в звичайний неполярний діелектрик. Температуру T_k називають *температурою Кюрі*. Більшість сегнетоелектриків характеризуються однією температурою Кюрі, нижче якої вони є сегнетоелектриками, вище якої –

звичайними діелектриками. Однак сегнетова сіль ($\text{NaKCuH}_4\text{O}_6 \times 4\text{H}_2\text{O}$) а також соль AgH_2IO та деякі інші мають дві точки Кюрі - верхню та нижню. Тобто сегнетоелектричні властивості зникають при перевищенні верхньої і виникають при зменшенні температури нижче нижньої точок Кюрі. Так для сегнетової солі $T_{\text{кв}} = 255 \text{ K}$, $T_{\text{кн}} = 297 \text{ K}$.



П'єр Кюрі
Pierre Curie
(1859 — 1906)

Сегнетоелектрики мають ряд аномальних властивостей. В 1880 році брати Жак і П'єр Кюрі відкрили та дослідили явище аномально великої електричної поляризації кристалів під дією механічної напруги. Аномально високі діелектричні властивості сегнетової солі були відкриті в 1921 році Дж. Валашеком. В 1944 році були відкриті аномальні діелектричні властивості титанату барію (BaTiO_2 , $T_{\text{к}} = 393 \text{ K}$). На сьогоднішній день відомо понад 600 речовин, які мають сегнетоелектричні властивості. Кристали BaTiO_2 при температурах вище за $T_{\text{к}}$ мають кубічну решітку з центром симетрії, завдяки чому вони неполяризовані і не проявляють сегнетоелектричних властивостей.

При охолодженні нижче $T_{\text{к}}$ в результаті фазового переходу кристали BaTiO_2 набувають тетрагональної модифікації з іншим порядком симетрії. При цих переходах відбувається зміщення іону Ті, і кристал набуває сегнетоелектричних властивостей.

В 1880 році Жак і П'єр Кюрі відкрили та дослідили явище електричної поляризації кристалу кварцу під дією механічної напруги - **п'єзоелект**. Явище виникнення на гранях кристалів зв'язаних зарядів при їхній механічній деформації називають **прямим п'єзоелектричним ефектом** (від грецького *piezo* - тиснути). Крім кварцу п'єзоелектричний ефект спостерігається у турмаліну, сегнетової солі, хлорату натрію, цукру та ще у більше ніж 500 різних кристалічних сполук. П'єзоелектричний ефект притаманний лише іонним кристалам. Механізм виникнення п'єзоелектричного ефекту стає зрозумілим з рис.15.

Кристалічна решітка кварцу (SiO_2) складається з двох підрешіток - позитивних іонів Si^{+4} та негативних O^{2-} , центри яких за нормальних умов збігаються (рис.15.а), і кристал в цілому електрично нейтральний. Якщо кристал стиснути, то центри симетрії підрешіток змістяться (рис.15.б та 15.в), і на гранях кристалу виникнуть зв'язані заряди.

П'єзоелектрики використовують для перетворення механічних коливань в електричні. Зворотній п'єзоелектричний ефект використовують в акустичних генераторах для перетворення електричних змін в звукові коливання.

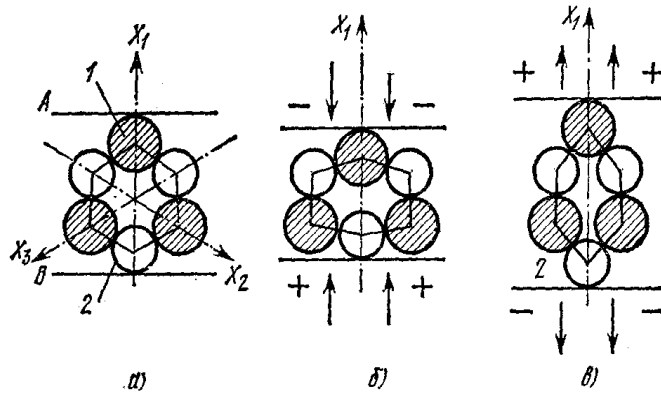


Рис.15. П'єзоелектричний ефект на прикладі кристалу кварцу.

Широкого застосування в радіотехніці здобули також **електрети** – діелектрики, які будучи один раз наелектризованими, довго зберігають свій наелектризований стан. Для одержання електретів розплавлену суміш з воску і смоли затверджують в електричному полі. Затверділий електрет являє собою діелектрик з додатнім зарядом на одному кінці і від'ємним на іншому.

Електрети створюють навколо себе постійне електричне поле і є аналогами постійних магнітів. Залишкова поляризація електретів пояснюється тим, що вільні електрони і іони під час тверднення під дією до електродів і захоплюються структурними дефектами, утворюючи об'ємні заряди. Недоліком електретів є те, що вони швидко «старіють», тобто з ними відбуваються необоротні процеси деградації, в результаті чого поляризація зникає. Аналогічно «розмагнічуються» постійні магніти.

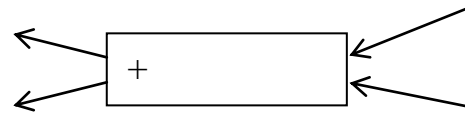


Рис. 16. Електрет.

ПОСТІЙНИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ

ЗАКОНИ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ

1. Електричний струм. Закон Ома.
2. Опір провідників. Залежність опору від геометричних параметрів та температури.
3. Сторонні сили. Електрорушійна сила. Закон Ома для неоднорідної ділянки та повного (замкнутого) кола.
4. Розгалужені кола. Правила Кірхгофа.
5. Паралельне і послідовне з'єднання провідників.
6. Робота і потужність струму.

1. ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ. ЗАКОН ОМА.

На електричний заряд q з масою m з боку поля діятиме сила \vec{F} , яка може викликати прискорення:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = q \frac{\vec{E}}{m}.$$

Заряджені частинки, здатні переміщуватись під дією електричного поля називаються **носіями електричного заряду**. В залежності від *концентрації* носіїв заряду всі речовини ділять на **провідники, напівпровідники** та **діелектрики**. Поділ цей досить умовний. Якщо говорити про концентрацію n вільних носіїв заряду, як критерій цього поділу, то до провідників належать метали, електроліти (розчини кислот та лугів), плазма, тощо з $n \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Для металів цей показник суттєво не залежить від зовнішніх факторів (температури, напруженість поля, освітленість, тощо). Діелектрики це речовини з дуже малою концентрацією носіїв електричного заряду. Ідеальний діелектрик - це діелектрик з $n \rightarrow 0$. Для напівпровідників характерна дуже сильна залежність концентрації носіїв заряду від зовнішніх факторів. При зміні температури, освітленості та інших умов концентрація носіїв електричного заряду в напівпровідниках може змінюватись від величини характерних для діелектриків до величин близьких до характеристик провідників.

Направлений потік носіїв електричного заряду в вакуумі або середовищі називається електричним струмом провідності (або просто, електричним струмом).

Струм, величина і напрям якого з часом не змінюється, називається *постійним струмом*. В залежності від типу носіїв електричного заряду виділяють **електронний** механізм провідності (характерний для металів та напівпровідників), **іонний** (для рідких та твердих електролітів) та **мішаний** (плазма).

За нормальних умов носії електричного заряду знаходяться в хаотичному русі. Електричний струм зв'язаний з *направленим* рухом носіїв вздовж провідника. Для того, щоб існував струм необхідно, щоб на електричний заряд діяла сила: $\vec{F} = q\vec{E}$, тобто: для існування струму необхідно існування в провіднику електричного поля $E \neq 0$.

Згадаємо з електростатики:

$$E = -\frac{d\varphi}{dx},$$
$$d\varphi = -Edx,$$

отже коли $E \neq 0$ то і $d\varphi \neq 0$.

Для існування електричного поля в провіднику на будь-якій його ділянці має існувати відмінна від нуля різниця потенціалів:

$$d\varphi = -Edx, \quad E = \text{const},$$

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -E \int_0^l dx,$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = El.$$

Різниця потенціалів, яка завжди існує на кінцях провідника, по якому проходить постійний електричний струм називається напругою або спадом напруги:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U \quad (1)$$

Таким чином, **необхідною умовою** існування електричного струму в провіднику є відмінна від нуля напруга на його кінцях.

Струм в провіднику характеризується **силою струму** - фізичною величиною, яка вимірює кількість електрики, що проходить через поперечне січення провідника за 1 секунду.



Ампєр Андрє-Марі
André-Marie Ampère
(1775 — 1836)

$$I = \frac{q}{t} \quad (2)$$

В Міжнародній системі одиниць (SI) сила струму вимірюється в Амперах (A) на честь французького фізика Анре-Марія Ампера:

Струм величиною в 1A - це такий незмінний струм, який проходячи по двом паралельним прямолінійним нескінченним провідникам дуже малого круглого січення розташованим в вакуумі на відстані 1м один від одного, викликає силу взаємодії між ними $2 \cdot 10^{-7} \text{H}$ на кожний метр довжини провідників.

Сила струму **скаляра** величина. Але струм має напрям: за технічний напрям струму вибрано напрям руху позитивних носіїв заряду. Векторна величина, яка характеризує струм, називається **густиною струму** \vec{j} .

Густина струму чисельно рівна силі струму, що припадає на одиницю площі поперечного січення провідника $j = \frac{I}{S}$ і вимірюється в А/м^2 . Німецький фізик Георг-Симон Ом в 1827 році експериментально показав, що **сила струму в провіднику прямо пропорційна до прикладеної напруги**:

$$I \sim U, \quad I = kU.$$

тут коефіцієнт k називається електричною провідністю $[k] = 1 \text{Сим} = 1 \text{А/В}$ (Сименс).

На практиці частіше використовують величину обернену до провідності, що отримала назву **опір**:

$$R = \frac{1}{k}; \quad \text{тоді} \quad I = \frac{U}{R} \quad (3)$$

формула (3) математично виражає сформульований вище **закон Ома** для простої ділянки кола.



Георг Симон Ом
Georg Simon Ohm
(1787 — 1854)

2. ОПІР ПРОВІДНИКІВ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ОПОРУ ВІД ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТА ТЕМПЕРАТУРИ

Закон Ома (3) дозволяє розрахувати опір провідників $R = U/I$. Одиниця виміру опору провідників в SI 1 Ом. Один Ом це опір такого провідника, в якому напруга на його кінцях в 1В викликає струм 1А.

Якщо взяти провідники виготовлені з однакового матеріалу але різної довжини і різного поперечного січення то експериментальним шляхом можна отримати що опір провідників буде тим більшим, чим більша його довжина l і меншим його поперечне січення S :

$$R \sim l \qquad R \sim 1/S$$

Крім того, досліди з провідниками однакової довжини і поперечного січення але різної природи показують, що опір залежить від природи матеріалу, з якого виготовлено провідник. Математично вище приведені досліди виражаються формулою:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (4)$$

тут ρ - *питомий опір* речовини чисельно рівний опору провідника одиничної довжини з одиничним поперечним січенням при температурі 0°C : $[\rho] = \text{Ом}\cdot\text{м}$.

В таблиці 1 наведені питомі опори деяких провідників. Опір провідників залежить від температури. Для металів ця залежність має лінійний характер (рис.1.):

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (5)$$

тут R_0 - опір провідника при 0°C ;

α - температурний коефіцієнт опору.

$$\alpha = \frac{R - R_0}{R_0 t}; \quad \alpha = \frac{1}{R_0} \frac{\Delta R}{\Delta t}.$$

Для дуже чистих металів $\alpha \approx \frac{1}{273} K^{-1} \approx 3,6 \cdot 10^{-3} K^{-1}$.

Наприклад, мідь Cu $\alpha=4,3 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, залізо Fe $\alpha=6,2 \cdot 10^{-3} K^{-1}$.

Введення домішок дуже сильно змінює коефіцієнт α

манганін (Mn-12%, Ni-3%, Cu-85%) $\alpha=8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$,

константан (Mn-1,2%, Ni-40%, Cu-58,8%) $\alpha=24 \cdot 10^{-6} K^{-1}$.

Таким чином, сплави вигідніше використовувати для виготовлення радіотехнічних деталей з незмінним від температури опором.

Таблиця 1.

Питомі опори ρ та температурні коефіцієнти опору α деяких провідників.

Провідник	Питомий опір, нОм·м	α , K ⁻¹	Провідник	Питомий опір, нОм·м	α , K ⁻¹
Алюміній	28	0,0038	Мідь	17,2	0,0043
Вольфрам	55	0,0051	Ніхром	980	0,00026
Вуглець	40	-0,0006	Ртуть	958	0,0009
Залізо	98	0,0062	Свинець	211	0,0042
Константан	480	0,000024	Сталь	120	0,006

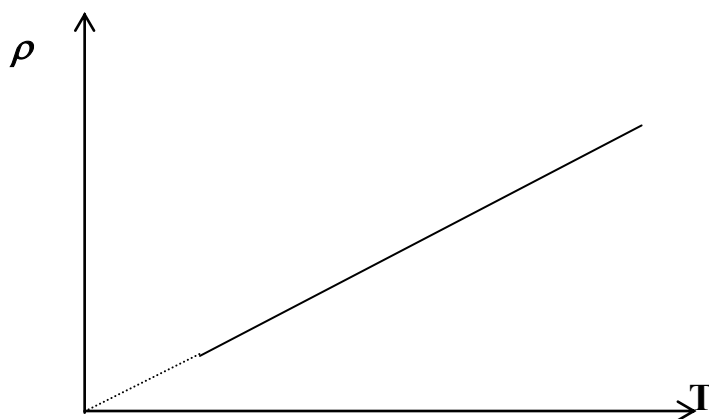


Рис.1. Залежність питомого опору металів від температури.

Зростання опору металів (рис.1) з температурою пояснюється тим, що при збільшенні температури зростає коливальний рух іонів, що знаходяться в вузлах кристалічної ґратки металів. Саме це приводить до погіршення проходження електронів і збільшення опору.

3. СТОРОННІ СИЛИ. ЕЛЕКТРОРУШІЙНА СИЛА. ЗАКОНИ ОМА ДЛЯ НЕОДНОРІДНОЇ ДІЛЯНКИ І ПОВНОГО (ЗАМКНУТОГО) КОЛА

При наявності у провіднику постійного струму в ньому існує електричне поле. Найбільш істотна відмінність цього поля постійного струму від електрос-

татичного полягає в тому, що для підтримання його потрібні неперервні втрати енергії. Так, при замкненні ключа K в схемі (рис.2) лампочка L дає короткочасний сполох за рахунок розрядки конденсатора. Для того, щоб лампочка горіла довше, необхідно постійно заряджати конденсатор C , тобто збільшувати його енергію.

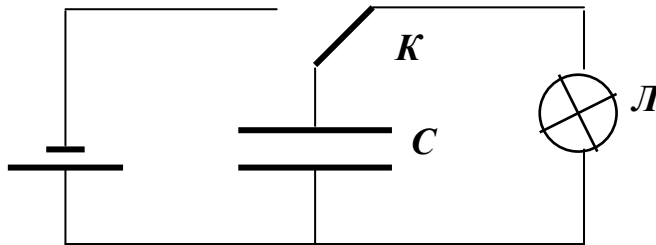


Рис.2. Розрядження конденсатора через лампочку

Поповнення енергії можливо за рахунок інших видів енергії - механічної, хімічної, внутрішньої та інші. Тобто за рахунок сил неелектричного походження, або **сторонніх** сил. Робота цих сил повинна компенсувати втрати енергії з системи, підтримувати постійне електричне поле в провіднику, без якого не можливий електричний струм. Отже, робота по переміщенню електричного заряду вздовж замкнутого кола не дорівнює нулеві (як це було у випадку електростатичного поля).

Ця робота по переміщенню електричного заряду вздовж замкнутої лінії напруженості електричного поля постійного струму дорівнює добуткові величини цього заряду на електрорушійну силу (е.р.с.)

$$A = q\varepsilon.$$

Звідси випливає *фізичний зміст* е.р.с.

Е.р.с.- фізична величина чисельно рівна роботі сторонніх сил по переміщенню одиничного заряду вздовж замкнутої лінії напруженості електричного поля постійного струму.

$$\varepsilon = \frac{A}{q}$$

Як уже відмічалось джерела електрорушійної сили мають **неелектричне** походження. Так в гальванічних елементах, батарейках і акумуляторах робота виконується за рахунок **хімічних** реакцій, які в них відбуваються. В генераторах постійного струму - за рахунок **механічної** роботи по обертанню ротора. Можуть бути джерела **оптичної** (фотоелементи), **біологічної** (риба - електричний скат) природи.

Повне або замкнуте коло (рис.3) ділиться на внутрішню і зовнішню ділянки. Повна робота по переміщенню електричного заряду $A = q\varepsilon$ складається з роботи, яка виконується на зовнішній ділянці:

$$A_{\text{зовн}} = qU_{\text{зовн}}$$

і роботи, яка виконується при переміщенні заряду на внутрішній ділянці:

$$A_{\text{вн}} = qU_{\text{вн}},$$

тут $A_{\text{зовн}}$ і $U_{\text{вн}}$ - спади напруги на зовнішній і внутрішній ділянках.

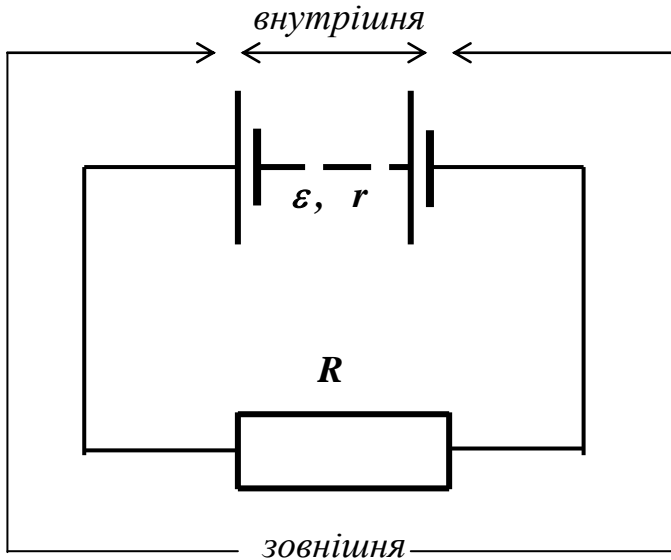


Рис. 3. Повне електричне коло.

Згадаємо закон Ома для простої ділянки кола (3)

$$U_{\text{вн}} = Ir, \quad U_{\text{зовн}} = IR,$$

тут R - опір зовнішньої ділянки, r - внутрішній опір джерела е.р.с.

Таким чином, повна робота по переміщенню електричного заряду вздовж замкнутого (повного) кола.

$$A = A_{\text{зовн}} + A_{\text{вн}} = qU_{\text{зовн}} + qU_{\text{вн}} = q\varepsilon,$$

Скоротимо на q і отримаємо

$$\varepsilon = U_{\text{зовн}} + U_{\text{вн}} = IR + Ir.$$

$$\varepsilon = I(R + r) \quad I = \frac{\varepsilon}{R + r} \quad (6)$$

Рівняння (6) виражають закон Ома для замкнутого (повного) кола.

Електричні кола можуть бути досить складними. Окрім їх ділянки можуть включати в себе крім опорів ще і джерела е.р.с. Такі ділянки називають неоднорідними. Якщо на ділянку, що містить активний опір R і джерело е.р.с. з ε і r (рис.4) подати напругу U , то сила струму в ній може бути визначена за допомогою закону Ома для неоднорідної ділянки:

$$I = \frac{U \pm \varepsilon}{R + r} \quad (7)$$

Знак "+" або "-" в цій формулі визначається тим, підсилює чи послаблює джерело е.р.с. силу струму створену на даній ділянці поданою ззовні напругою U .

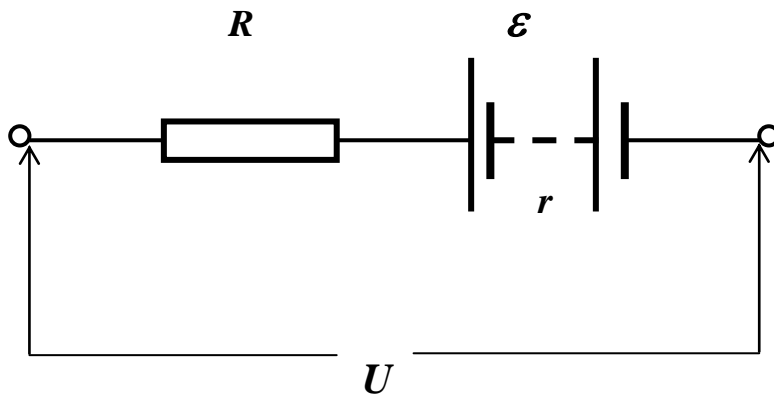


Рис.4. Неоднорідна ділянка.

Для більш складних розгалужених кіл розрахунки параметрів проводять за допомогою правил Кірхгофа, які являють собою застосування законів Ома для розгалужених кіл.

4. РОЗГАЛУДЖЕНІ КОЛА. ПРАВИЛА КІРХГОФА

Розгалуженим називається коло постійного струму, в якому є точки з'єднання трьох і більше провідників. Такі точки, в яких сходяться три або більше струмів, називаються *вузлами*. Сила струму в кожній з ділянок розгалуженого кола визначається за допомогою правил сформульованих німецьким фізиком Густавом-Робертом Кірхгофом.

Перше правило: *Алгебраїчна сума струмів, які сходяться в кожному вузлу, дорівнює нулеві:*

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 \quad (8)$$

Умовно приймають, що струми, які входять до вузла (рис.5) беруться зі знаком "+", які виходять з вузла зі знаком "-". Для кожного випадку (рис.5):

$$I_1 + I_2 + I_4 - I_3 - I_5 = 0 \text{ або } I_1 + I_2 + I_4 = I_3 + I_5.$$

Друге правило. *У довільному простому замкненому контурі розгалуженого кола алгебраїчна сума спадів напруги на окремих ділянках контуру дорівнює алгебраїчній сумі електрорушійних сил, що ввімкнуті в цей контур.*

Це правило по суті є виразом закону Ома для неоднорідної ділянки (7):

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i + \sum_{k=1}^m I_k R_k = \sum_{j=1}^P \varepsilon_j \quad (9)$$



Густав Роберт Кірхгоф
Gustav Robert Kirchhoff
(1824 – 1887)

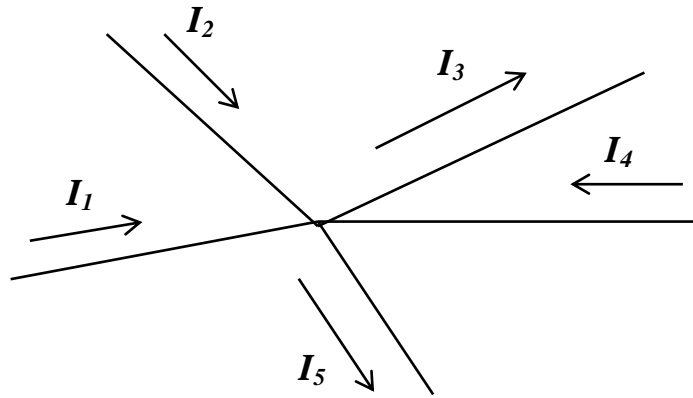


Рис.5. Вузол розгалуженого кола.

Для розрахунків розгалужених кіл потрібно виконати певні дії:

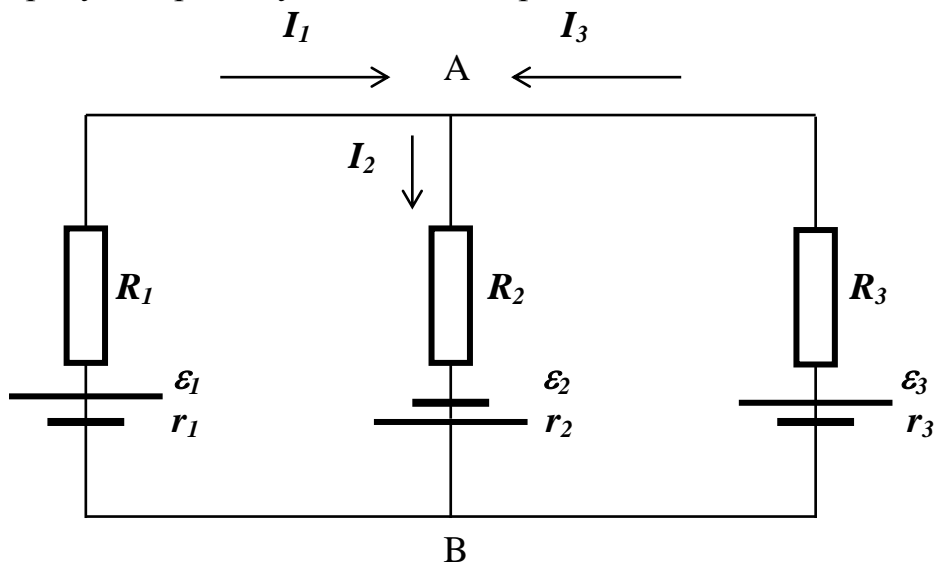


Рис.6. Розгалужене коло.

- поділити складне розгалужене коло (рис.6) на прості контури і, як правило, довільно визначити напрями струмів на окремих їх ділянках;
- довільно вибрати напрями обходу окремих контурів (наприклад, за годинниковою стрілкою);
- застосувати перше правило Кірхгофа для одного з вузлів (наприклад А);
- застосувати друге правило Кірхгофа для кожного з простих контурів керуючись *правилом знаків*:

а) якщо вибраний технічний напрям струму в ділянці співпадає з вибраним напрямком обходу контуру, то спади напруги на відповідних опорах беруть із знаком "+", якщо ні - зі знаком "-";

б) якщо джерело е.р.с, що міститься на простій ділянці підсилює струм у вибраному напрямі обходу контуру, то його беруть зі знаком "+", якщо послаблює, то зі знаком "-".

Скористаємось цими порадами для розглядуваного кола (рис.6):

Вузол А: $I_1 + I_3 = I_2$.

1 контур R_1AR_2B : $+I_1R_1 + I_1r_1 + I_2R_2 + I_2r_2 = +\varepsilon_1 + \varepsilon_2$.

2 контур R_1AR_3B : $+I_1R_1 + I_1r_1 - I_3R_3 - I_3r_3 = +\varepsilon_1 - \varepsilon_3$.

3 контур R_2AR_3B : $-I_2R_2 - I_2r_2 - I_3R_3 - I_3r_3 = -\varepsilon_2 - \varepsilon_3$.

5. ПАРАЛЕЛЬНЕ ТА ПОСЛІДОВНЕ З'ЄДНАННЯ ПРОВІДНИКІВ

Користуючись правилом Кірхгофа можна легко розрахувати схеми паралельного та послідовного з'єднання провідників.

Для паралельного з'єднання (рис.7)

$$I_1 + I_2 = I,$$

$$U_1 = U_2 = U$$

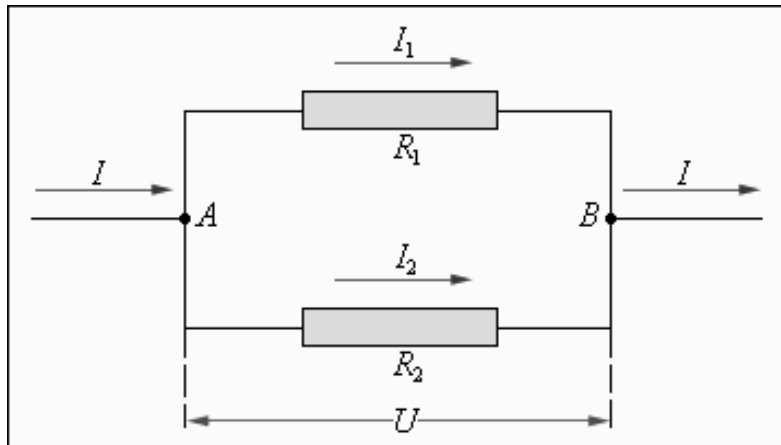


Рис.7. Паралельне з'єднання провідників.

Сила струму в колі до розгалуження дорівнює сумі струмів в розгалужених ділянках. При цьому спади напруги на всіх ділянках будуть рівними. Скориставшись законом Ома для простої ділянки (3) отримаємо для опорів:

$$I_1 = \frac{U_1}{R_1}; \quad I_2 = \frac{U_2}{R_2}; \quad I_3 = \frac{U_3}{R_3}; \quad I = \frac{U}{R}.$$

$$\boxed{\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}} \quad \text{або} \quad \boxed{\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}}.$$

Тобто опір розгалуженої ділянки буде менше меншого з опорів, що складають цю розгалужену ділянку.

При послідовному з'єднанні опорів (рис.8) струм на всіх ділянках буде однаковим:

$$I_1 = I_2 = I.$$

Спади напруги будуть рівні зовнішній прикладеній напрузі

$$U = U_1 + U_2. (*)$$

Таким чином для опору такої ділянки з (*) отримуємо:

$$\boxed{R = R_1 + R_2 + R_3} \quad \text{або} \quad \boxed{R = \sum_{i=1}^n R_i}$$

При послідовному з'єднанні провідників опір ділянки дорівнює сумі опорів, що включені в цю ділянку.

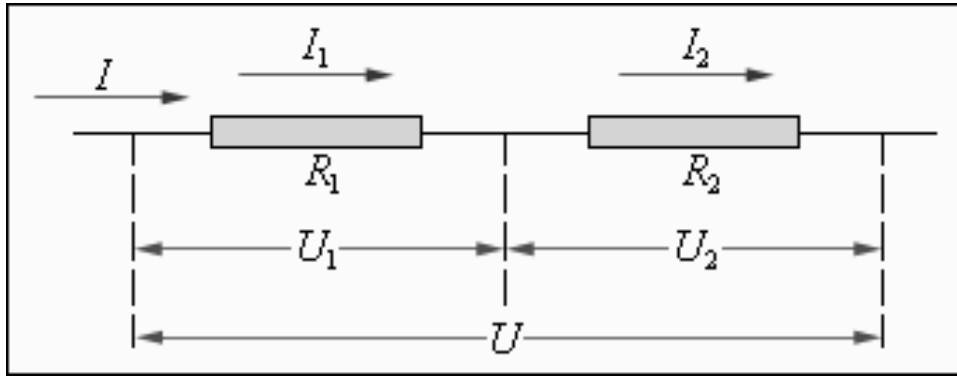


Рис.8. Послідовне з'єднання провідників.

6. РОБОТА І ПОТУЖНІСТЬ СТРУМУ

При перенесенні елементарного заряду dq від одного кінця до другого кінця провідника, до якого прикладена напруга dU , виконується робота dA :

$$dA = Udq, \text{ так як } dq = Idt, \text{ то}$$

$$dA = UI dt.$$

За довільний час t на цій ділянці буде виконана робота:

$$A = \int_0^t UI dt = UI t$$

$$U = \text{const}, \quad I = \text{const}.$$

Користуючись законом Ома $I = \frac{U}{R}$ можна отримати рівноцінні рівняння для роботи постійного струму:

$$A = UI t; \quad A = I^2 R t; \quad A = \frac{U^2}{R} t \quad (10)$$

В міжнародній системі одиниць SI робота в один Джоуль, яка виконується елементарним струмом виражається:

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ В} \cdot \text{А} \cdot \text{с}.$$

Величина, яка характеризує роботу, або енергію, яка виділяється за одиницю часу при проходженні постійного струму, називається **потужністю**.

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

Скориставшись формулою (10) отримаємо:

$$P = UI; \quad P = I^2 R; \quad P = \frac{U^2}{R}.$$

В SI потужність вимірюється в ватах: $1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж/с} = 1 \text{ В} \cdot \text{А}$.

Потужністю в 1Вт характеризується такий струм, при проходженні якого через провідник щосекунди виділяється енергія в 1Дж.

Потужністю в 1вт характеризується, наприклад, кишеньковий ліхтарик.

В техніці і побуті використовуються кратні одиниці :

$$1 \text{ кВт} = 10^3 \text{ Вт.}$$

Побутові лічильники розраховані в кіловат-годинах:

$$1 \text{ кВт} \cdot \text{год} = 10^3 \text{ Вт} \cdot 3600 \text{ с} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж.}$$

Електрична енергія в провідниках частково або повністю перетворюється в теплову енергію. Нагрівання провідника при проходженні електричного струму пояснюється тим, що носії елементарного заряду прискорені електричним полем ударяються об вузли кристалічної ґратки і передають їм частину своєї кінетичної енергії. Ця енергія у вигляді тепла і виділяється в провіднику.

Кількість теплоти Q , виділена постійними струмом, пропорційна до виконаної роботи A

$$Q = kA.$$

В SI теплота як і робота вимірюється в Дж, а безрозмірний коефіцієнт k дорівнює одиниці. Отже

$$Q = UIt; \quad Q = I^2 Rt; \quad (11)$$

Кількість теплоти, яка виділяється постійним струмом у провіднику, прямо пропорційна квадрату сили струму, опору провідника і часу проходження струму.

Цей закон незалежно один від одного в 1841 р. експериментальним шляхом встановили англійський вчений Джеймс—Прескотт Джоуль і російський вчений Еміль Христіанович Ленц.



Джеймс Прескотт Джоуль
James Prescott Joule
(1818 — 1889)



Еміль Христіанович Ленц
власне Генріх Фрідріх Еміль Ленц
Heinrich Friedrich Emil Lenz
(1804 — 1865)

Формула (11) є математичним виразом **закону Джоуля—Ленца**.

Ленцджоулеве тепло "працює" в електрозварюванні, побутових нагрівачах, електроплитах, тощо.

ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Класифікація твердих тіл. Природа струму в металах.
2. Класична теорія електропровідності металів. Закони Ома та Джоуля-Ленца.
3. Закон Відемана-Франца.
4. Утруднення класичної теорії електропровідності.
5. Поняття про зонну теорію провідності твердих тіл.
6. Надпровідники.
7. Провідність напівпровідників. Залежність провідності напівпровідників від температури.

1. КЛАСИФІКАЦІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ. ПРИРОДА СТРУМУ В МЕТАЛАХ.

Тверді тіла по їх здатності проводити електричний струм можна розділити на провідники, напівпровідники, діелектрики.

Провідники характеризуються значенням питомого опору $\rho \approx 10^{-7} - 10^{-3}$ Ом·м. Питомий опір $\rho \approx 10^{-7}$ Ом·м мають мідь і срібло. **Напівпровідники** характеризуються значеннями питомого опору $\rho \approx 10^{-3} - 10^{+5}$ Ом·м. Для **діелектриків** характерні значення $\rho \geq 10^{+5}$ Ом·м. **Якісна відмінність між металами і напівпровідниками** проявляється в характері температурної залежності питомого опору. Для металів зменшення температури приводить до зменшення питомого опору, і при наближенні до абсолютного нуля опір металів прямує до нуля. Для напівпровідників, навпаки, із зменшенням температури опір зростає, і поблизу абсолютного нуля напівпровідник по своїм провідним властивостям стає ізолятором. При високих температурах опір напівпровідників наближається за числовими значеннями до величини опору гарних провідників, наприклад – металів.



**Карл Віктор Едуард
Рікке**
(1845—1915)

На початку ХХ століття експериментально було встановлено природу електричного струму в металах. В дослідях німецького фізика – експериментатора Карла Рікке (1901р.) електричний струм проходив протягом року через три щільно притиснені один до одного циліндри **Cu – Al – Cu**. Незважаючи на велику кількість електрики ($3,5 \cdot 10^6$ Кл), що пройшла через ці циліндри, ніякого проникнення речовини через контакти металів не відбулося, маса циліндрів не змінилася. Границя розділу мала той же хімічний склад що і до експерименту. Ці досліді підтвердили, що атоми і молекули металів не беруть участі в переносі електричного струму.

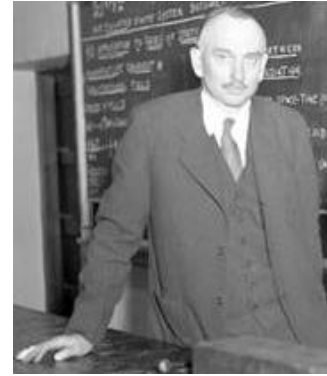
В дослідях, проведених в 1913р. якісно Л.І. Мандельштамом і М.Д. Папалексі, та в 1916р. кількісно Річардом Толменом і Томасом Дейлом Стюартом (1890–1958) було показано, що струми в металах обумовлені рухом електронів.



Леонід Ісаакович
Мандельштам
(1879 — 1944)



Микола Дмитрович
Папалексі
(1880–1947)



Ричард Чейз Толмен
Richard Chace Tolman
(1881 — 1948)

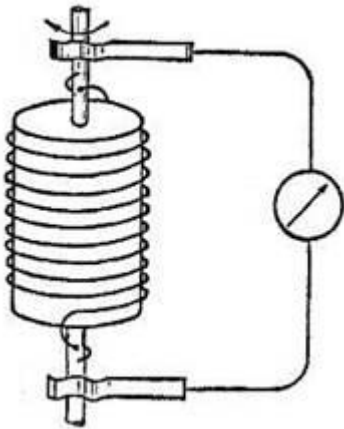


Рис.1. Дослід Стюарта і
Толмена

Схема дослідів представлена на Рис.1. Ці досліді ґрунтувались на тому, що електрони мають певну масу, а тому їм притаманні інерційні властивості. При різкому гальмуванні руху металеві котушки електрони будуть випереджувати рух ґратки. При цьому повинен виникати електричний струм. Вимірюючи величину заряду, що буде перенесена цим “інерційним” струмом, можна визначити величину відношення e/m для носіїв заряду і встановити таким чином їх природу.

Ідея дослідів належала російським академікам Мандельштаму і Папалексі. Дослід удосконалили Стюарт і Толмен, які використали чутливий гальванометр.

При гальмуванні котушки на електрони діятиме сила інерції, яка в даному випадку буде представляти собою сторонню силу: $F = -m \frac{dv}{dt}$

тут $\frac{dv}{dt} = a$ - прискорення при русі дроту (котушки).

Під дією цієї сили електрон в металі поводить себе так, немовби на нього діє електричне поле напруженістю E_{ef} (сила віднесена до одиниці заряду):

$$F = eE_{ef} \quad E_{ef} = -\frac{m}{e} \cdot \frac{dv}{dt} ;$$

Отже, ефективна е.р.с. в котушці, зумовлена інерцією вільних електронів, може бути визначена:

$$\varepsilon_{ef} = \int_L E_{ef} dl = -\frac{m}{e} \cdot \frac{dv}{dt} \int_L dl = -\frac{m}{e} \cdot \frac{dv}{dt} \cdot L$$

де L -довжина провідника на котушці, $\frac{dv}{dt} = \text{const.}$

Сила струму в колі з опором R:

$$I = \frac{\varepsilon_{e\Phi}}{R}; \quad I = -\frac{m}{e} \cdot \frac{L}{R} \cdot \frac{dv}{dt}$$

За час dt через поперечний переріз провідника пройде кількість електрики:

$$dQ = Idt = -\frac{m}{e} \cdot \frac{L}{R} \cdot dv$$

За час гальмування від швидкості V_0 до 0, через гальванометр пройде кількість електрики:

$$Q = \int dQ = -\frac{m_e}{e} \cdot \frac{L}{R} \int_{v_0}^0 dv = \frac{m_e}{e} \cdot \frac{L}{R} v_0;$$

Отже, вимірюючи значення Q за показами гальванометра можна визначити як знак, так і абсолютне значення e/m . Досліди показали, що це відношення відповідає *відношенню величини заряду електрона до його маси. Тим самим доведено, що струм в провіднику зумовлений рухом електронів.*

2. КЛАСИЧНА ТЕОРІЯ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ. ЗАКОНИ ОМА ТА ДЖОУЛЯ-ЛЕНЦА.



Пауль Карл Людвіг Друде
(1863 – 1906)

Електронну теорію провідності металів запропонував у 1900р. П. Друде. Надалі вона була доповнена та вдосконалена Г. Лоренцом. Класична електронна теорія якісно пояснила більшість існуючих на той час законів електричного струму.

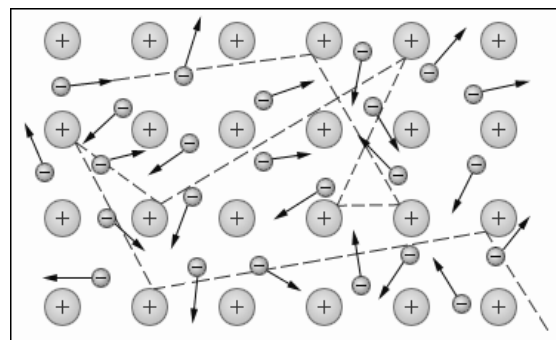
Основні положення класичної електронної теорії електропровідності:

- Метал являє собою систему іонів і електронів. Іони утворюють кристалічну решітку і здійснюють неперервний тепловий коливальний рух біля вузлів цієї решітки. Електрони вільно рухаються між вузлами кристалічної решітки.

- Електронний газ вважається ідеальним. Електрони взаємодіють лише з вузлами кристалічної решітки і не взаємодіють між собою.

- Електронний газ має неперервний енергетичний спектр (розподіл Максвелла-Больцмана). При цьому на кожний ступінь вільності припадає $\frac{1}{2}kT$ кінетичної енергії теплового руху. В цілому кінетична енергія електронів $\frac{1}{2}mv_{cp}^2 = \frac{3}{2}kT$

- В результаті хаотичного руху при відсутності поля ($E=0$) немає ніякого домінуючого напрямку руху



Уявлення про рух електронного газу в металі

електронів. При наявності поля виникає “дрейф” електронів в напрямку протилежному до E .

- Вважається, що електрон набуває енергію впорядкованого руху тільки на шляху вільного пробігу під дією сил електричного поля. Зіткнення з іоном, що знаходиться у вузлу кристалічної решітки – непружне, тобто електрон повністю передає іону енергію свого руху. Температура кристалу підвищується – виділяється Ленц-Джоулева теплота.



Гендрік Антон Лоренц
Hendrik Antoon Lorentz
(1853 — 1928)

Спираючись на положення класичної теорії виведемо закони Ома та Джоуля-Ленца в диференціальній формі.

Згадаємо, що: $j = ne\langle v \rangle$.

Позначимо: $\langle v \rangle$ - середня швидкість електронів;

τ - час вільного пробігу;

$\langle v_m \rangle$ - середнє максимальне значення швидкості, якої набуває електрон за час вільного пробігу.

Рівняння руху електрона запишеться так:

$$m \frac{dv}{dt} = eE,$$

Розділимо змінні та проінтегруємо по v і по t : $m \int_0^{\langle v_m \rangle} dv = eE \int_0^{\tau} dt$.

Звідси $\langle v_m \rangle = \frac{eE}{m} \cdot \tau$

Так як $\langle v \rangle = \frac{\langle v_m \rangle}{2}$, тоді $\langle v \rangle = \frac{eE}{2m} \cdot \tau$ (*)

Час пробігу τ визначимо з молекулярно-кінетичних уявлень, так:

$$\tau = \frac{\langle l \rangle}{\langle v \rangle + \langle u \rangle}$$

де $\langle l \rangle$ - середня довжина вільного пробігу

$\langle u \rangle$ - середня швидкість теплового руху, але $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$, тому: $\tau = \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}$.

Підставимо це значення у (*): $\langle v \rangle = \frac{e\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle} E$ (**);

запишемо вираз для густини струму: $j = ne\langle v \rangle$,

підставимо значення $\langle v \rangle$ із (**): $j = \frac{ne^2\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle} E$

За теорією Друде величина $\frac{ne^2\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle} = \sigma$,

Отже, отримали закон Ома $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$

В кінці вільного пробігу електрон буде мати максимальну швидкість:

$$\langle v_m \rangle = \frac{eE}{m} \cdot \tau$$

Тому при кожному зіткненні електрон передає атому провідника кінетичну енергію:

$$w_k = \frac{m \cdot \langle v_m \rangle^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 E^2}{m} \cdot \tau^2$$

Частота зіткнення кожного електрона з атомами рівна $z = \frac{1}{\tau}$,

а частота зіткнень n електронів в n раз більша і рівна: $\frac{n}{\tau}$. Тому об'ємна густина теплової потужності (кількість теплоти, яка щосекунди виділяється в одиниці об'єму) визначиться так:

$$\omega = W_k \cdot \frac{n}{\tau} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 E^2}{m} \cdot n \cdot \tau \quad \text{або} \quad \omega = \frac{n \cdot e^2 \cdot \tau}{2m} \cdot E^2$$

Або врахувавши, що $\frac{n \cdot e^2 \cdot \tau}{2m} = \sigma$, отримали закон Джоуля-Ленца:

$$\omega = \sigma E^2$$

3. ЗАКОН ВІДЕМАНА-ФРАНЦА

На основі експериментальних досліджень встановлено, що метали, які мають більшу електропровідність, мають і кращу теплопровідність.

Аналізуючи дослідні дані Відеман і Франц прийшли до висновку, що **для всіх металів при однаковій температурі відношення коефіцієнта теплопровідності до питомої електропровідності однакове і зростає пропорційно абсолютній температурі:**

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \alpha T$$

де α – стала, яка не залежить від роду металу. Класична електронна теорія легко пояснила і цю закономірність. Електрони провідності рухаючись в металі переносять не тільки заряд, але і енергію теплового руху, тобто здійснюють перенос тепла. В металах концентрація електронів значна ($\approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$) і отже практично все тепло переноситься електронами. Тому ті метали, які добре проводять електричний струм, є і добрими провідниками тепла.

Коефіцієнт теплопровідності для ідеального газу запишемо:

$$\lambda = \frac{1}{2} \cdot n \cdot k \cdot \langle u \rangle \cdot \langle l \rangle,$$

k – стала Больцмана; n – концентрація електронів;

$\langle u \rangle$ - середня швидкість теплового руху;

$\langle l \rangle$ - середня довжина вільного пробігу.

За класичною теорією: $\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}$

Тоді $\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{1/2nk\langle u \rangle \langle l \rangle m \langle u \rangle}{1/2ne^2 \langle l \rangle} = \frac{mk\langle u \rangle^2}{e^2}$

Врахувавши що $\frac{m\langle u \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} \cdot kT$, запишемо:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = 3 \frac{k^2}{e^2} T$$

Цей вираз співпадає з законом Відемана-Франца, якщо прийняти, що:

$$\alpha = 3 \frac{k^2}{e^2} \quad \text{тоді} \quad \frac{\lambda}{\sigma} = \alpha T$$

Теоретичне значення сталої α добре узгоджується з дослідом і не залежить від природи металів.

Таким чином, класична електронна теорія металів пояснила існування електричного опору металів, закони Ома і Джоуля-Ленца, дала можливість виразити питому електропровідність через атомарні сталі металу, дозволила зрозуміти зв'язок між теплопровідністю і електропровідністю. Але вона зустрілась з певними утрудненнями, які не розв'язуються в рамках класичної теорії.

4. УТРУДНЕННЯ КЛАСИЧНОЇ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ

Основні розходження класичної теорії електропровідності з експериментом наступні:

Залежність опору від температури.

Експериментально встановлено, що у досить великому інтервалі температур питомий опір пропорційний значенню абсолютної температури $\rho \sim T$, тобто $\sigma \sim \frac{1}{T}$. Пояснити таку залежність використовуючи формулу Друде:

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}$$

неможливо, оскільки концентрація електронів n , їх маса m та заряд e не залежать від температури, як і довжина вільного пробігу $\langle l \rangle$. Разом з тим, з точки зору молекулярно-кінетичної теорії одержуємо, що середня швидкість теплового руху $\sim 1/\sqrt{T}$ (розподіл Максвелла по швидкостям). Отже і $\rho \sim \sqrt{T}$. Таким чином класична електронна теорія не змогла пояснити температурну залежність питомого опору металів.

Теплоємність металів.

Теплоємність металів за класичною теорією Друде-Лоренца складається з теплоємності кристалічної ґратки, яка становить $3R$ (закон Дюлонга і Пті) та теплоємності електронного газу, яка становила $\frac{i}{2} \cdot R = 3/2R$. Разом

$3R+3/2R=9/2R$. Порівняння отриманого результату з експериментом показує, що теплоємність металевого кристалу і діелектричного майже рівні ($\sim 3R$). Тобто теплоємність електронного газу зовсім не дає вкладу в загальну теплоємність металів. Пояснити такий висновок на основі класичної електронної теорії теж неможливо.

Середня довжина вільного пробігу електронів.

Згідно до уявлень класичної теорії довжина вільного пробігу електронів має бути співрозмірною з відстанню між вузлами кристалічної ґратки. Рентгеноструктурний аналіз дав можливість обчислити розміри елементарної кристалічної ґратки. Експериментальні результати показали, що довжина вільного пробігу електронів в сотні раз перевищує відстані між вузлами ґратки. Таку «прозорість» кристалічної решітки не змогла пояснити класична теорія.

5. ПОНЯТТЯ ПРО ЗОННУ ТЕОРІЮ ПРОВІДНОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ.

Класичні уявлення про електронний газ, які використовуються в теорії Друде-Лоренца, передбачають, що електрони в металі мають неперервний Максвелівський спектр енергії.

Наступний крок у розумінні властивостей електронів було зроблено квантовою теорією твердого тіла. Результати квантово-механічного підходу до розгляду поведінки електронів в металі можна сформулювати так:

- ***існують певні дискретні значення швидкостей електронів і дискретні енергетичні рівні;***
- ***для електронів справедливий принцип Паулі: на одному енергетичному рівні не може бути більше двох електронів в однакових станах.***

Основи квантової теорії електропровідності були розроблені Зомерфельдом і Френкелем.



**Арнольд Іоганнес
Вільям Зомерфельд**
Arnold Sommerfeld
(1868 — 1951)



**Яків Ілліч
Френкель**
(10.02.1894-23.01.1952)



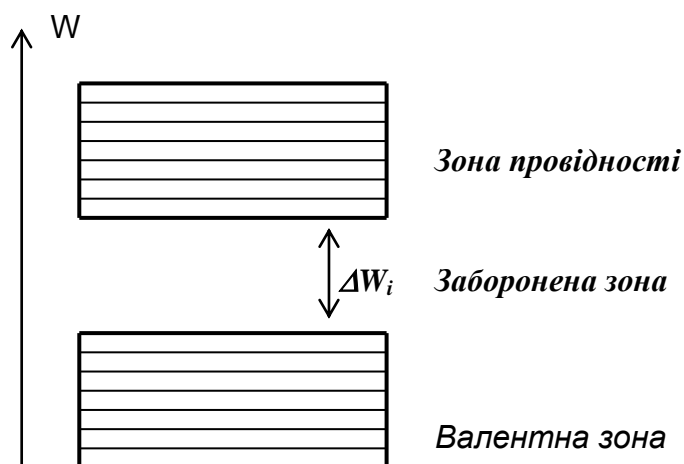
Вольфганг Ернст Паулі
Wolfgang Ernst Pauli
(1900 — 1958)

Квантова теорія ввела поняття про дискретність станів електронів по енергіях. Згідно цієї теорії тверде тіло розглядається як квантова система, в якій всі електрони можуть знаходитися лише в певних квантових станах із відповідними значеннями енергії. Схематично квантові стани електронів, що входять

до складу атомів, зображують у вигляді енергетичних діаграм, де кожному значенню енергії відповідає енергетичний рівень (горизонтальна лінія). Для твердого тіла, з великою кількістю атомів, рівні утворюють так звані **енергетичні зони**. Для зображення енергетичних зон зручно користуватись однією побудовою (див. схему). В даних зонах знаходиться велике число електронів з близькими значеннями величини внутрішньої енергії.

Кожна зона має N близьких рівнів, де N – загальна кількість атомів твердого тіла ($N \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$). По величині енергії відстань між сусідніми рівнями однієї зони становить величину 10^{-22} еВ.

Зони відокремлені одна від одної енергетичними інтервалами, що називаються **забороненими зонами**.



Ширина заборонених зон коливається в межах від десятих долей електрон-вольт до декількох електрон-вольт. Ця величина є критерієм, згідно якого тіло можна віднести до одного з трьох класів: метали, напівпровідники, діелектрики.

Схематично модель твердого тіла в зонній теорії можна зобразити так:

-Для переходу електрона з одного рівня на інший **всередині зони** необхідна дуже мала енергія. Так енергія теплових коливань атомів твердого тіла при кімнатній температурі порядку 0,05 еВ. Її досить для переходу електрона з рівня на рівень. В залежності від рівня заповненої валентної зони і ширини забороненої зони можливі три випадки. При $T=0$ всі рівні зайняті і електрони, згідно принципу Паулі, заповнюють нижні рівні дозволеної зони попарно. Більш високі дозволені енергетичні рівні будуть вільні. Значення величини енергії між рівнями $\sim (10^{-22} \div 10^{-23})$ еВ, а енергія теплового руху вже при 1К становить $10^{-4} \div 10^{-5}$ еВ (при кімнатній 0,05 еВ). І отже, частини електронів переводяться на більш високі енергетичні рівні. Додаткова енергія прикладеного зовні електричного поля теж достатня для переводу електрона на більш високі рівні за рахунок збільшення швидкості. В квантовій механіці проходження електричного струму пояснюється переходом електронів з одного енергетичного рівня на вільний в напрямі електричного поля. Якщо вільних рівнів немає, то упорядкованого руху електронів немає – це кристалічний діелектрик. Сучасна електронна теорія провідності металів є квантовою теорією.

6. НАДПРОВІДНИКИ.

Одним з явищ, які неможливо пояснити з позицій класичної теорії електропровідності, є явище надпровідності.



Гейке Камерлінг-Оннес
Heike Kamerlingh Onnes
(1853 — 1926)

В 1911 році нідерландський фізик Гейке Камерлінг-Оннес експериментально встановив зникнення опору у ртуті при зменшенні температури до $T < 4,12\text{K}$. В 1913 році було встановлено зникнення опору у олова при $3,69\text{K}$ та свинцю при $7,26\text{K}$. **Явище зникнення електричного опору в провідниках з електронним типом провідності при зменшенні температури нижче деякої (критичної) називається надпровідністю.**

Речовини в надпровідному стані мають ряд особливих властивостей:

- *Струм в провідниках може існувати довгий час без джерела струму.* Таке явище спостерігали при перших же дослідах з надпровідниками. Невеликий контур вмістили в посудині з рідким гелієм і збуджували струм за допомогою явища електромагнітної індукції. Цей струм спостерігали протягом багатьох діб (по відхиленню магнітної стрілки).



Вальтер Фриц Мейснер
Fritz Walther Meißner;
(1882 – 1974)

- *всередині речовини у надпровідному стані магнітна індукція завжди рівна нулю* (магнітне поле виштовхується з надпровідника – ефект Мейснера). Надпровідна речовина є ідеальним діамагнетиком з магнітною сприйнятливістю $= -1$ і магнітною проникністю $= 0$.

- *магнітне поле руйнує стан надпровідності.* Чим більше охолоджено надпровідник нижче критичної температури переходу в надпровідний стан, тим більше і критичне магнітне поле при якому зникає надпровідність. Критичне поле рівне нулю при температурі переходу в надпровідний стан.

- *третьім обмежуючим надпровідний стан фактором крім температури і магнітного поля є густина струму $j_{кр}$.*

Явище надпровідності є суто квантово-механічним ефектом і не має пояснення з точки зору класичної електронної теорії.

Розрізняють надпровідники 1-го та 2-го роду. В надпровідниках 1-го роду при досягненні $T_{кр}$ опір зменшується стрибкоподібно, для надпровідників 2-го опір зменшується плавно, що пов'язано з неповним проявленням ефекту Мейснера. Надпровідники 1-го роду, як правило, - чисті метали, 2-го роду – сплави.

ПАРАМЕТРИ ДЕЯКИХ НАДПРОВІДНИКІВ

Надпровідник	Критична температура, $T_{кр}$, К	Критична напруженість магнітного поля, H_0 , А/м
Надпровідники 1-го роду		
Свинець Pb	7,2	64000
Тантал Ta	4,5	66000
Олово Sn	3,7	24700
Алюміній Al	1,2	7900
Цинк Zn	0,88	4200
Вольфрам W	0,01	80
Ніобій Nb	9,25	320000
Сплав HT-50 (Ni-Ti-Zr)	9,7	8000000
V_3Ga	14,5	28000000
Nb_2Sn	18,0	20000000
Надпровідники 2-го роду		
$PbMo_6S_8$	15	
Nb_3Ge	23	
GeTe*	0,17	
$SrTiO_3^*$	0,2-0,4	10000

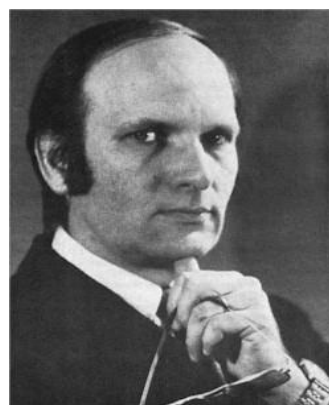
* вище за $T_{кр}$ ці з'єднання – напівпровідники



Джон Бардін
John Bardeen
(1908 — 1991)



Леон Ніл Купер
Leon N. Cooper
(нар. 1930)



Джон Роберт Шриффер
John Robert Schrieffer
(нар. 1931)

Пояснення надпровідності першого роду було дано лише в 1957 році Дж. Бардиним, Л. Купером і Дж. Шриффером, які через 46 років після відкриття надпровідності створили мікроскопічну теорію БКШ. Згідно цієї теорії об'єднані між собою два електрони з протилежними спінами при температурі, що прямує до нуля, рухаються між вузлами кристалічної ґратки без втрат енергії.

Теорія надпровідності 2-го роду була розроблена Гінзбургом, Ландау, Абрикосовим, Горьковим (теорія ГЛАГ). За розробку цієї теорії академіки Гінзбург та Абрикосов отримали в 2003 році Нобелівську премію.

Перспективи застосування цього дивовижного явища в науці і техніці надзвичайна. Це важливо для створення сильних магнітних полів для отримання гарячої плазми, розробки транспорту на магнітній подушці та інші застосування в кріоелектроніці, інформатиці, приладобудуванні, створення надшвидкодіючих ЕОМ нового покоління.



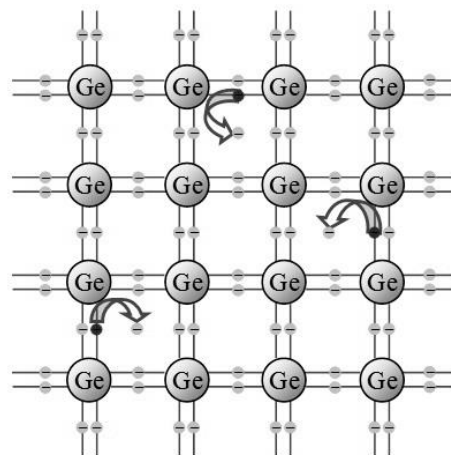
Лев Давидович Ландау
(1908 — 1968)

7. ПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ.

Власна провідність напівпровідників. Напівпровідники складають значний клас речовин, питомий опір яких становить від 10^{-5} до 10^8 Ом·м.

Розглянемо утворення електронів провідності в напівпровідниках.

Візьмемо кремній Ge (елемент IV групи періодичної системи хімічних елементів) – типовий напівпровідник. Заряд ядра Ge = 32. До складу атома входить 32 електронів. 4 з них на зовнішній орбіті слабо зв'язані з ядром. Для заповнення орбіти потрібно ще чотири, які можна отримати у сусідніх атомів у “спільне користування”. Таким чином, сусідні атоми зв'язані між собою парою електронів, які утворюють ковалентний зв'язок.



При низьких температурах всі 4 валентні електрони беруть участь в утворенні зв'язків між атомами і не беруть участі в електропровідності. Аналогічна картина має місце і для германію Si ($Z = 14$).

Будова кристалічної ґратки Si і Ge аналогічна по будові діелектрикам. Але принципова різниця в тому, що енергія, яка необхідна для розриву електронного зв'язку між атомами напівпровідника, суттєво менша, ніж в діелектрику (для Ge ця енергія $\Delta W \approx 0,72eV$). Тому, зовнішня дія на напівпровідник різних факторів, таких як нагрівання, освітлення, електричного поля може привести до відриву деяких електронів від атомів. При наявності зовнішнього електричного поля ці електрони, які є вже вільними, утворюють електричний струм. Встановлено, що при кімнатній температурі ($T=300K$) за рахунок енергії теплового хаотичного руху атомів кристалу германію навколо положень рівно-

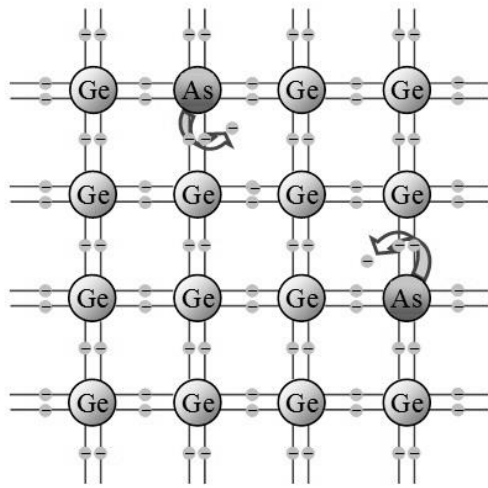
ваги може бути розірвано біля 10^{19} зв'язків між атомами в 1 м^3 речовини. Отже, буде звільнена така ж кількість електронів. При сталій температурі концентрація вільних електронів залишається незмінною. Число електронів, які утворюються, буде рівне числу електронів, які рекомбінують, тобто які захоплюються додатними іонами ґратки. Розрив хімічного зв'язку між атомами приводить до появи вакантного хімічного зв'язку, так званої **дірки**. Виникнення дірок в кристалі створює додаткову можливість для переносу заряду. Електрон зв'язку має можливість тепер просто перейти на місце сусідньої дірки і відновити нормальний зв'язок. Дірка появилася тепер в іншому місці. На місце нової дірки знову може перейти електрон зв'язку і т.д. Дірка поводить себе як позитивний заряд, який за величиною дорівнює заряду електрона. Насправді позитивний заряд дірки являє собою некомпенсований позитивний заряд атомів кристалічної ґратки, які втратили електрон зв'язку.

При відсутності зовнішнього електричного поля електрони провідності і дірки рухаються хаотично, оскільки на місце дірки одного атома може перейти один із валентних електронів сусіднього атома і т.д. Якщо ж напівпровідник внести у зовнішнє електричне поле, то на хаотичний рух електронів провідності і дірок накладатиметься напрямлений рух під дією цього поля. Так у напівпровіднику виникає електричний струм. Провідність, що створюється рухом дірок у валентній зоні, називається **дірковою провідністю р-типу** на відміну від **електронної провідності n-типу** в зоні провідності. Розглядаючи провідність дірок, можна уявити, що у напівпровіднику рухаються позитивно заряджені частинки, хоч рух дірок зумовлений рухом у протилежному напрямку валентних електронів. Тому у напівпровіднику реальними носіями заряду є електрони провідності і валентні електрони, а не формально введені дірки. Для власних (чистих) напівпровідників питома електропровідність зумовлена рухом електронів та дірок і закон Ома в диференціальній формі набуде вигляду:

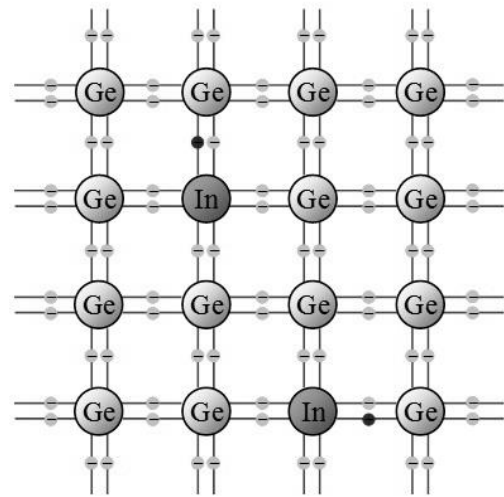
$$\sigma = q_e n_e u_e + q_p n_p u_p,$$

де u_e і u_p рухливості електронів і дірок, концентрації електронів і дірок приблизно рівні. **Дірка рухається в напрямку протилежному руху електрона, тобто рухається так, як рухалися б додатні заряди. Цей процес одержав назву діркової провідності.** Отже, у власних (або чистих) напівпровідниках можливі два різні процеси електропровідності: **електронний і дірковий – які створюють власну провідність напівпровідника.**

Домішкова провідність. Якщо кристал має домішки, то це може збільшити концентрацію тих або інших носіїв заряду. Нехай, наприклад, замість атому германію або кремнію (4 група) у вузлу буде знаходитись атом фосфору або миш'яку (5 група). Тоді один із електронів оболонки атома фосфору залишається вільним. Він може взяти участь у процесі електропровідності, оскільки енергія зв'язку (енергія іонізації домішкового атома) набагато менше енергії іонізації основного атома $\Delta W \approx 0,01\text{ eV}$ проти $\Delta W \approx 0,72\text{ eV}$. При кімнатній температурі всі домішкові атоми іонізуються і створюють рівну їм кількість вільних електронів.



Напівпровідник *n* - типу



Напівпровідник *p* - типу

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДЕЯКИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Напівпровідник	Ширина забороненої зони ΔW , eВ	Рухливість електронів U_e , м ² /В · м	Рухливість дірок U_p , м ² /В · м
Si	1,107	0,16	0,050
Ge	0,66	0,39	0,190
Te	0,33 (0 К)	0,189	0,079
Se	1,790	-	0,0001
з'єднання А ^{III} В ^V			
GaAs	1,428	0,80	0,040
InAs	0,356	2,26	0,020
GaSb	0,78	0,40	0,065
InSb	0,18	7,80	0,075
GaP	2,24	0,85	0,0435
InP	1,26	0,45	0,015

Провідність, зумовлена переважно домішковими атомами, називається **домішковою провідністю**. Провідність електронного типу називають провідністю *n*-типу. Такі домішки називаються **донорними**, вони збільшують густину вільних електронів в напівпровіднику.

Нехай домішка, що використовується, це атом третьої групи, наприклад, бор або індій. Атом бору має три електрони. Отже, при його взаємодії з атомом основної ґратки утвориться вакантне місце – незаповнений хімічний зв'язок, на який може бути захоплений четвертий електрон із сусідніх атомів кремнію, а на місці цих електронів утворюються “дірки”. При створенні електричного поля виникає переважний струм, зумовлений рухом “дірок”. Це домішкова провідність *p*-типу. Домішки, які викликають появу “дірок”, називаються **акцепторними**.

Отже, провідність напівпровідників може бути пов'язана з рухом електронів або “дірок”. В залежності від того, концентрація яких носіїв струму бі-

льша, напівпровідник з домішками характеризують *n*-типом провідності або *p*-типом провідності. **Електрони в напівпровідниках *n*-типу, а дірки – в напівпровідниках *p*-типу називаються основними носіями струму.**

Залежність провідності напівпровідників від температури.

У напівпровідників зміна питомої електропровідності в основному обумовлена зміною концентрації носіїв заряду. З підвищенням температури питома електропровідність напівпровідників збільшується, тоді як у металів вона зменшується. Це свідчить про те, що електрони провідності у напівпровідниках виникають під дією теплового руху. **Теплова іонізація** відбувається за рахунок енергії коливань атомів кристалічної ґратки. При кімнатній температурі середня кінетична енергія електронів не перевищує 0,04eВ (порядку kT), тобто вона значно менша, ніж енергія іонізації ΔW . Але у кристалічній ґратці завжди є атоми, енергія яких або дорівнює, або перевищує енергію іонізації ΔW . Таких атомів небагато, тому відносно мала і концентрація електронів провідності. З підвищенням температури збільшується середня кінетична енергія теплового руху атомів, внаслідок чого зростає концентрація електронів провідності і питома електропровідність напівпровідників.

Температурна залежність питомої електропровідності напівпровідників має вигляд:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}},$$

де σ_0 – стала для даного напівпровідника, ΔW – ширина забороненої зони (енергія іонізації), k – стала Больцмана, T – термодинамічна температура.

Із зростанням числа носіїв зростає і електропровідність кристалів. Хід температурної залежності опору напівпровідників суттєво відмінний від аналогічної залежності для металів.

В Україні діє потужна школа дослідження фізичних явищ в напівпровідниках, заснована український науковцем, першовідкривачем фізичних ефектів, які були покладені в основу напівпровідникових технологій і мікроелектроніки, академіком Національної Академії наук України В.Є. Лашкарьовим.

Інституті напівпровідників НАН України носить ім'я В.Є.Лашкарьова.



**Вадим Євгенович
Лашкарьов**
(1903 — 1974)

ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ ТА КОНТАКТНІ ЯВИЩА В МЕТАЛАХ І НАПІВПРОВІДНИКАХ

1. Робота виходу електронів з металу.
2. Струм у вакуумі. Термоелектронна емісія.
3. Контактна різниця потенціалів. Закони Вольта.
4. Термоелектричні явища.
5. Контактні явища в напівпровідниках.

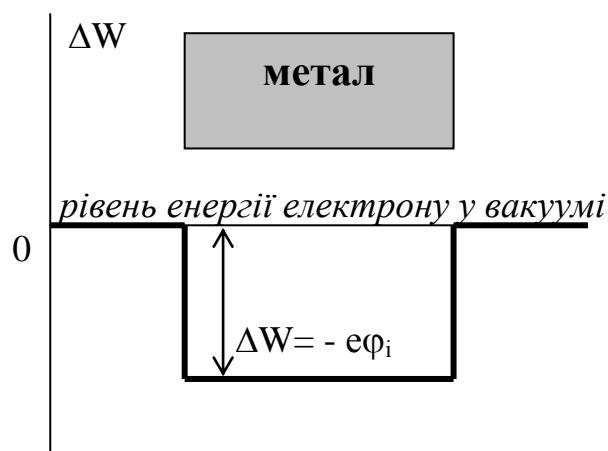
1. РОБОТА ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНІВ З МЕТАЛУ.

Вільні електрони в металі (електрони провідності) при звичайних температурах не можуть покинути метал. З чим це зв'язано? Я.І. Френкель припустив, що електрони створюють негативно заряджений шар на поверхні металу. Глибше всередині розташовані ядра, які утворюють позитивний шар. Електричне поле цього подвійного електричного шару діє на електрони з силою, направленою всередину металу. Розміри цього електричного шару $\approx 10^{-10}$ м.

Позитивний потенціал внутрішньої частини металу відносно навколишнього вакууму називається внутрішнім потенціалом.

Вважаючи потенціальну енергію електронів в вакуумі рівною нулевій ($\varphi_i = 0$), то енергія електрона в металі $W_{\text{п}} = -e\varphi_i$.

Таким чином електрони в металі знаходяться в потенціальній ямі в порівнянні з електронами у вакуумі. Для виходу електрону з металу необхідно подолати потенціальний бар'єр ΔW . Для цього потрібна додаткова енергія, яку можна отримати освітлюючи метал (фотоефект), нагріваючи (термо-електронна емісія), бомбардуючи поверхню металу електронами (вторинна електронна емісія) та інш.



Отже, для виходу електрону з металу необхідно виконати роботу рівну, як мінімум, глибині потенціальної ями: $A_i = e\varphi_i$. Отримана зовні енергія витратиться на виконання роботи виходу електрона з металу і надання йому кінетичної енергії:

$$W = A_i + W_k = e\varphi_i + \frac{mV^2}{2}$$

Необхідність виконання роботи для виходу електрону з металу обумовлена наявністю подвійного електричного шару на поверхні металу та виникненням при виході електрона з металу на його місці індукованого позитивного заряду, який “кулонівськи” притягує його назад. Різні метали мають різну роботу виходу електронів:

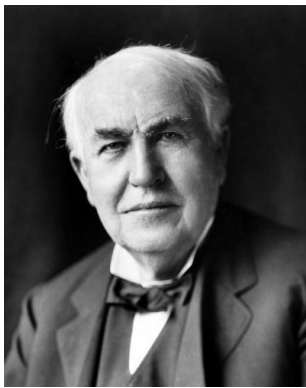
Таблиця. Робота виходу електронів з металу

Метал	Pt	Ni	Fe	Ag	Au	Hg	Cu
A_i, eV	5,29	5,00	4,74	4,74	4,68	4,52	4,47

Метал	Zn	Mg	Li	Na	Rb	K	Cs
A_i, eV	4,20	3,46	2,40	2,30	2,13	2,00	1,97

2. СТРУМ У ВАКУУМІ. ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ.

Вакуум прекрасний діелектрик. Для проходження струму через вакуум необхідна поява носіїв електричного заряду – електронів. Явище виривання електронів з металу називається *емісією*. Емісія, яка виникає під дією теплового руху електронів називається *термоелектронною емісією*. Явище термоелектронної емісії відкрив в 1883р. Т. Едісон. Це явище вивчалось за допомогою двохелектродної лампи – вакуумного діода. При холодному катоді струму не буде. Катод необхідно розжарити до появи термоелектронів (саме цим пояснюється необхідність “прогрівання” лампових радіо- та телеприймачів.



Томас Алва Едісон
Thomas Alva Edison
(1847 — 1931)

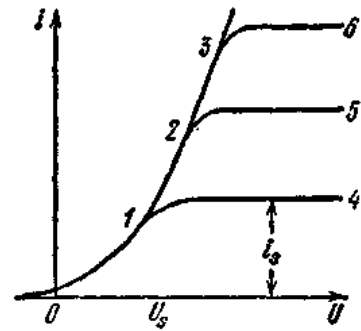
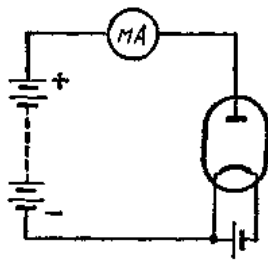


Рис.1. Вольт-амперна характеристика вакуумного діода.

Як видно з малюнка вольт-амперна характеристика діода нелінійна (закон Ома не виконується). Нелінійність залежності пояснюється викривленням розподілу потенціалу між катодом і анодом за рахунок появи термоелектронів. Залежність анодного струму від напруги визначається формулою Богуславського – Ленгмюра:

$$I_A = BU^{3/2}$$

де B -стала, що характеризує розміри і форму електродів і не залежить від температури катода.

При невеликих напругах не всі термоелектрони досягають анода. При збільшенні напруги їх кількість зростає. Коли ж всі електрони, які вилетіли з поверхні катода, досягають анода величина струму не змінюється при подальшому підвищенні напруги. Струм досягає насичення I_n . При збільшенні темпе-

ратури катода зростає кількість термоелектронів, а отже, і величина струму насичення.

Залежність густини струму насичення від температури катода визначається формулою Річардсона-Дешмана: $j_H = DT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}$
тут $D=6,02 \cdot 10^5 \text{ A}\cdot\text{K}^{-2}/\text{m}^2$ - стала, однакова для всіх металів.

В координатах $\ln j_H = F(1/T)$ це буде пряма лінія, з тангенсу кута нахилу якої знаходять роботу виходу електронів з металу $A_i = e\phi_i = k \text{ tg } \alpha$.

Вакуумний діод використовується для випрямлення змінного струму. Вакуумний тріод (трьохелектродна лампа з керуючим електродом - сіткою) використовується для підсилення електричних сигналів. Крім діода та тріода існують і більш складні електронні прилади. До їх складу входить не один, а декілька керуючих електродів: тетрод (4 електроди), пентод (5 електродів) і інші.

3. КОНТАКТНА РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ. ЗАКОНИ ВОЛЬТА.

Різні метали мають різну роботу виходу електронів, а отже і різні внутрішні потенціали: $A_i = e\phi_i$. На цьому основане явище контактної різниці потенціалів (К.Р.П)



Алессандро Вольта
Alessandro Volta
(1745 — 1827)

В 1797р. італійський фізик Алессандро Вольта (повне ім'я Алессандро Джузеппе Антоніо Анастасіо Джероламо Умберто Вольта) експериментально показав, що при дотику двох різних металів між ними виникає різниця потенціалів, яку і назвав контактною різницею потенціалів. Досліджуючи різні метали Вольта розташував їх в ряд, в якому кожний наступний метал в контакт з попереднім набуває від'ємного потенціалу:

+ *Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd.* –

Вольта сформулював два закони: *1. При з'єднанні двох провідників, виготовлених з різних металів, між ними виникає контактна різниця потенціалів, яка залежить лише від хімічного складу і температури.*

2. Контактна різниця потенціалів між кінцями розімкнутого кола, що складається з послідовно з'єднаних провідників, які знаходяться при однаковій температурі, не залежить від хімічного складу проміжних провідників. Вона дорівнює контактній різниці потенціалів, що виникає при безпосередньому з'єднанні крайніх провідників.

З другого закону Вольта випливає суттєвий наслідок: В замкнутому колі, що складається з довільного числа твердих провідників з електронним механізмом провідності, всі контакти яких знаходяться при одній температурі, ре-

зультуюча К.Р.П рівна нулю. Для створення струму в такому колі необхідно контакти металів підтримувати при різних температурах. При цьому в колі виникне відмінна від нуля результуюча різниця потенціалів (термо Е.Р.С). Можна також отримати відмінну від нуля К.Р.П і при однакових температурах контактів. Для цього використовують різні провідники. Разом з провідниками I-го роду (металами) використовують провідники II-го роду (електроліти). Так побудовані гальванічні елементи.

Виділяють дві причини виникнення К.Р.П:

- Неоднакова робота виходу електронів з різних металів ($U_{зовн}$).
- Неоднакова концентрація електронів в різних металах ($U_{вн}$).

У відповідності до цього результуючу К.Р.П поділяють на зовнішню та внутрішню: $U = U_{зовн} + U_{вн}$.

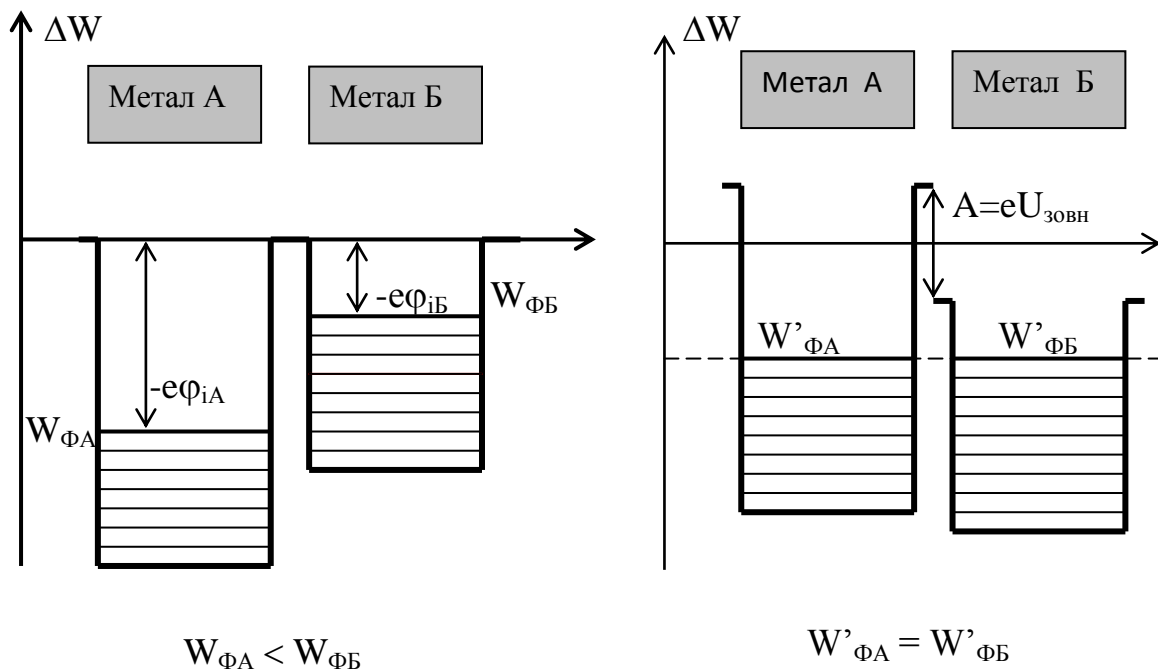


Рис.2. Пояснення утворення зовнішньої складової К.Р.П.

Як видно з Рис.2 зовнішня К.Р.П обумовлена різницею робіт виходу електронів з металів А та Б. Нехай $e\phi_{iA} > e\phi_{iB}$. При приведенні в контакт метали А і Б електрони будуть переходити з одного металу в інший. Імовірність переходу електронів з металу А в метал Б більша і з часом метал А зарядиться негативно а метал Б позитивно. При цьому дифузійні потоки з металу А в метал Б та з металу Б в метал А зрівнюються. Динамічна рівновага наступить тоді коли рівні (енергії) Фермі стануть однаковими $W'_{\Phi A} = W'_{\Phi B}$

$$U_{зовн} = (A_{iA} - A_{iB})/e = \phi_{iA} - \phi_{iB}$$

Внутрішня складова К.Р.П обумовлена різницею концентрацій електронів в металах А і Б. Нехай $n_B > n_A$. При переході частини електронів з металу Б в метал А метал А зарядиться негативно а метал Б позитивно. З часом дифузійні потоки

зрівняються. Виходячи з уявлень класичної теорії внутрішня складова К.Р.П (її ще називають концентраційною) буде рівна:

$$U_{\text{вн}} = (kT/e) \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}}).$$

В металах співвідношення $n_{\text{Б}}/n_{\text{А}}$ може досягати значень порядку 2-3, тобто $\ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}})$ і відповідно $U_{\text{вн}} = 0,02 - 0,03$ В. Для напівпровідників $U_{\text{вн}}$ може досягати великих значень.

Враховуючи внутрішню і зовнішню складові запишемо для результуючої К.Р.П:

$$U = U_{\text{зовн}} + U_{\text{вн}} = (A_{iA} - A_{iB})/e + (kT/e) \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}})$$

4. ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА

Як впливає з другого закону Вольта в замкнутому колі, що складається з довільного числа твердих провідників з електронним механізмом провідності, всі контакти яких знаходяться при одній температурі, результуюча К.Р.П рівна нулю. Для створення струму в такому колі необхідно контакти металів підтримувати при різних температурах. При цьому в колі виникне відмінна від нуля результуюча різниця потенціалів (*термоелектрорушійна сила*). Явища, які пов'язані із збудженням термоелектричного струму під дією температури називаються *прямими термоелектричними явищами*.

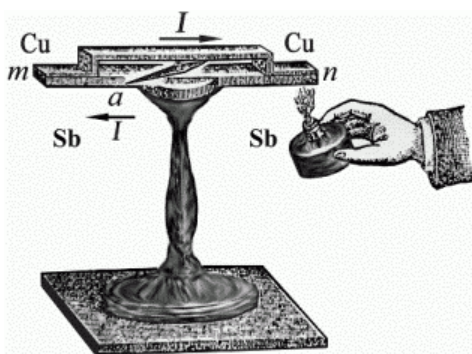


Рис.3. Дослід Т. Зеебека

Перший термоелектричний ефект був відкритий в 1821 році німецьким фізиком Томасом-Й. Зеебеком, який показав, що в замкнутому колі при різних температурах контактів виникає термоелектрорушійна сила, яка прямо пропорційна різниці температур:

$$\mathcal{E}_T = \alpha(T_2 - T_1),$$

тут α - коефіцієнт термо е.р.с. чисельно рівний тій термо е.р.с., яка виникає при різниці температур спаїв в один градус.

Коефіцієнт α вимірюють в В/К або зручніше в мВ/К.

Виникнення термо-Е.Р.С. в контакті двох провідників (Рис.3) пов'язане з К.Р.П. Якщо контакти металів А та Б знаходяться при однаковій температурі $T_1 = T_2$, то згідно другого закону Вольта сумарна К.Р.П дорівнює нулеві. Якщо ж $T_1 < T_2$, то:

$$U_1 = (A_{iA} - A_{iB})/e + (kT_1/e) \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}})$$

$$U_2 = (A_{iA} - A_{iB})/e + (kT_2/e) \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}})$$

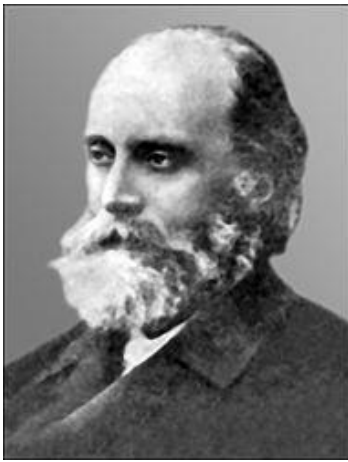
$$\text{тоді } \mathcal{E}_T = U_2 - U_1 = k/e \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}}) (T_2 - T_1),$$

$$\text{тобто } \alpha = k/e \ln(n_{\text{Б}}/n_{\text{А}})$$



Томас Йоганн Зеебек
Thomas Johann Seebeck
(1779 — 1831)

Струм який протікає в колі називається термоелектричним, а пара провідності термопарою. *Диференціальна термопара* - це термопара в якій один спай підтримується при сталій температурі, наприклад при 0°C . Величина α для різних термопар різна і змінюється із зміною температури (для металів в межах $0,5 \div 50 \text{ мкВ/К}$), тому для різних термопар залежність ε_T від T часто нелінійна. На практиці використовують термопари: мідь-константан, хромель-копель, хромель-алюмель, платина-платинородій та інші. Основне застосування прямих термоелектричних явищ - вимірювання малих та великих температур. Термоелектричні явища вивчалися професором Київського університету Михайлом Петровичем Авенаріусом.

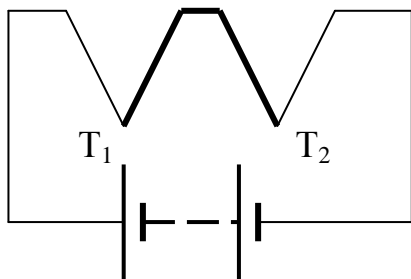


Авенаріус Михайло Петрович
(1835 — 1895)



Жан Шарль Пельтьє
Jean-Charles Peltier
(1785 — 1845)

Другий термоелектричний ефект, обернений до явища Зеебека, був відкритий в 1834р. французький годинникарем Жаном Пельтьє, який опублікував статтю про температурні аномалії, які спостерігаються на границі металів при проходженні через них електричного струму. Істинний зміст явища Пельтьє був встановлений в 1838 році Е.Х. Ленцем. Ленц проробив такий дослід: на стику вісмуту і сурьми помістив краплю води, яка при пропусканні струму в одному напрямку замерзала перетворюючись на лід, а в протилежному напрямку струму лід танув.



Так було встановлено, що при пропусканні струму, крім тепла, яке виділяється згідно закону Джоуля – Ленца, виділяється або поглинається додаткове тепло, яке отримало назву тепла Пельтьє.

На відміну від тепла Джоуля, яке пропорційне другій степені сили струму тепло Пельтьє пропорційне першій степені сили струму, його величина також змінює знак при зміні напрямку струму. Отже: При проходженні постійного струму в колі, що складається з декількох металів, відбувається перенос тепла

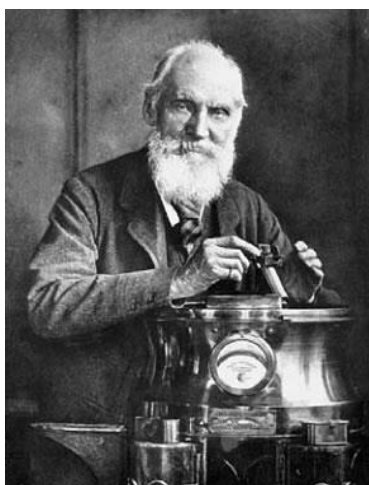
від одного спая до іншого. Напрямок переносу тепла зв'язаний з напрямком струму. Кількість теплоти Пельт'є прямо пропорційне кількості електрики, що пройшла через цей контакт:

$$Q_{\Pi} = \Pi It$$

Коефіцієнт Пельт'є Π чисельно рівний кількості теплоти в Дж, яке виділиться при проходженні кількості електрики в Кл.

Для металів коефіцієнт Пельт'є порядку $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ В}$, а для напівпровідників $3 \cdot 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ В}$. Класична теорія пояснює явища Пельт'є тим, що електрони які переносяться струмом із одного металу в інший, прискорюються або уповільнюються під дією внутрішньої контактної різниці потенціалів. В першому випадку кінетична енергія електронів збільшується, а потім виділяється у виді теплоти. У другому - зменшується і поновлюється за рахунок теплових коливань атомів другого провідника. Тому, відбувається поглинання. З таких позицій класичної електричної теорії коефіцієнт Пельт'є мусив би дорівнювати внутрішній контактній різниці потенціалів. Але це не так, оскільки класичне пояснення враховує лише різницю енергій по різні боки границі розподілу металів, приймаючи середнє значення кінетичних енергій однакові. В той же час внаслідок різних значень рівнів Фермі в металах кінетичні енергії електронів теж будуть різні. І отже, для вірного пояснення необхідно при переносі електрона з одного металу в інший розглядати зміну повної енергії.

Видатний англійський учений Вільям Томсон (лорд Кельвін) в 1856р. теоретично передбачив третій термоелектричний ефект, який був експериментально встановлений в 1867р. Ф. Леру. Томсон встановив, що додаткова кількість теплоти може виділятися або поглинатися не лише на контактах двох металів, але і в одному і тому ж металі, при умові створення в цьому металі градієнту температур.



**Вільям Томсон,
лорд Кельвін**
William Thomson
(1824 — 1907)

Ефект Томсона полягає в додатковому переносі (виділенні або поглинанні) теплоти в окремих ділянках хімічно однорідного провідника при одночасному створенні в ньому градієнта температури та пропусканні постійного електричного струму. Спостерігаємо за температурою в точках **a** та **b** (Рис.4). Якщо ключ **K** розімкнутий ($I=0$) то $t_a = t_b$, якщо ключ замкнути ($I>0$) то $t_a > t_b$. Це свідчить про те, що в одному стержні, крім теплоти Джоуля – Ленца, виділяється додаткова теплота Томсона, в другому – поглинається. При зміні напрямку струму зміна температури в провідниках має протилежний характер.

Неоднорідність провідника зумовлена градієнтом температури. Тому явище Томсона подібне до явища Пельт'є. Відмінність між

ними та, що неоднорідність провідниками зумовлена на неоднорідністю температур, а не хімічним складом.

Явище Томсона вважається додатним, якщо електричний струм, що проходить у напрямі градієнта температури, зумовлює нагрівання провідника; від'ємним, якщо при тих же напрямках провідник охолоджується.

Теоретичні розрахунки Томсона, підтверджені експериментально, свідчать про те, що кількість теплоти Q , яка виділяється (поглинається) в одиниці об'єму V за одиницю часу t , пропорційна градієнту температури dT/dX та густині струму J :

$$\frac{Q}{Vt} = \sigma_T \frac{dT}{dX} j,$$

тут σ_T - коефіцієнт Томсона, який залежить від природи провідника та його стану.

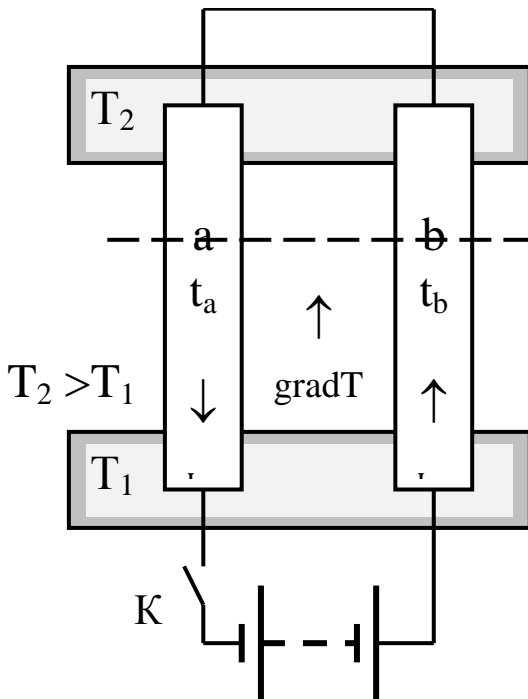


Рис 4. Схема дослідження Томсона

Отримана формула виражає закон Томсона в диференціальній формі. Якщо різниця температур ΔT кінців провідника довжиною ΔX і площею поперечного перерізу S незначна, то від диференціальної форми запису закону Томсона приходимо до його запису в інтегральній формі:

$$Q = \sigma \Delta T I t,$$

де Q - теплота Томсона, що виділяється в усьому відрізку провідника при струмі I . Числове значення коефіцієнта Томсона для металів порядку 10^{-5} В/К .

Термоелектричні властивості значно сильніше виражені в напівпровідниках ніж металлах. Для металів, коефіцієнт термоелектрорушійної сили не перевищує декількох десятків мкВ/К , тоді як для напівпровідників внаслідок великої концентрації електронів і дірок коефіцієнт термоелектрорушійної сили може досягати порядку 1000 мкВ/К .

5. КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

На межі розділу напівпровідників з різним типом провідності виникає **p-n** перехід – зона, збіднена носіями заряду, яка здатна пропускати струм лише в одному напрямку. **p-n** перехід виникає при умові, що робота виходу електронів із напівпровідника **n-типу** менша ніж із напівпровідника **p-типу**.

Розглянемо фізичні процеси в **p-n** переході. Нехай провідники приводяться в контакт один з одним. Так як робота виходу електронів із напівпровідника **n-типу** менша, то електрони будуть переходити з нього в напівпровідник **p-типу** в більшій кількості. Напівпровідник з електронним типом провідності

буде заряджатися позитивно, а напівпровідник з дірковим типом провідності - негативно. В тонкому шарі з'явиться електричне поле, напрямлене від електронного до діркового напівпровідника. Дане електричне контактне поле (Рис.5-а) заважає подальшому переходу електронів в *n*-провідник і навпаки. Крім того зона *p-n* переходу збіднена на носії заряду (за рахунок їх рекомбінації). Тому в ній зростає опір проходженню струму. Товщина шару *p-n* переходу має величину для порядку $10^{-4} - 10^{-5}$ см.

Контактна різниця потенціалів становить величину порядку кількох десятків вольт при звичайних температурах. Тому електрони і дірки можуть подолати цей бар'єр лише при температурі кілька тисяч градусів. Утвориться контактний шар, який називається *запiрним*. Через цей контакт проходить струм I_o обумовлений основними носіями (електронами в напівпровідниках *n*-типу і дірками в напівпровідниках *p*-типу) і струм I_n , обумовлений неосновними носіями (електронами в напівпровідниках *p*-типу і дірками в напівпровідниках *n*-типу). При відсутності зовнішнього поля потоки основних і неосновних носіїв з одного напівпровідника і інший врівноважуються, тобто $I_o = I_n$.

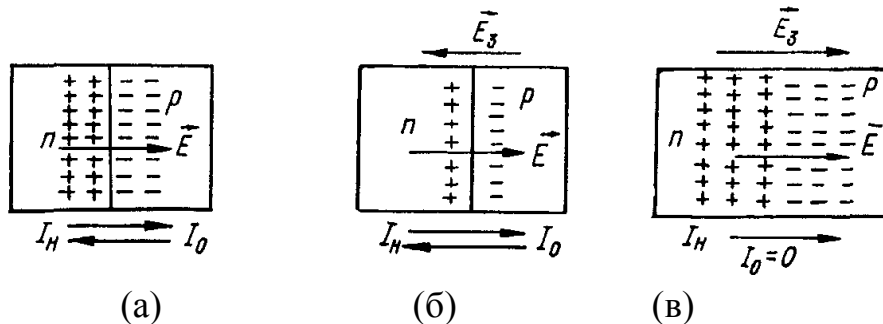


Рис. 5. Принцип дії *p-n* переходу.

Розглянемо вплив зовнішнього електричного поля на властивості *p-n* переходу.

1. Прикладемо зовнішнє поле, яке напрямлене проти внутрішнього електричного поля *p-n* переходу (Рис.5-б) і буде ослаблювати його. При цьому висота потенціального бар'єру зменшиться. Ширина запiрного шару також зменшиться. Через перехід повинен протікати струм прямого напрямку I_o , який значно перевищуватиме струм неосновних носіїв $I_o \gg I_n$.

2. Прикладемо зовнішнє поле, яке співпадає по напрямку з внутрішнім (Рис.5-в) Вільні носії заряду "відтягуються" від зони *p-n* переходу і його опір зростає. Зростає потенціальний бар'єр для проходження електронів провідності, ширина запiрного шару зростає, протікає лише струм I_n , обумовлений неосновними носіями. Струм $I_o = 0$. На цих властивостях *p-n* переходу засновано роботу напівпровідникового діода.

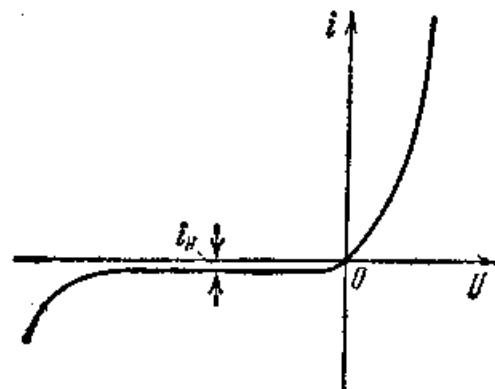


Рис.6. Вольт-ампера характеристика напівпровідникового діода.

Напівпровідникові прилади, що мають один *p-n* перехід – діоди використовують при створенні селенових випрямляючих стовбців. Для цього на метал наносять шар селену, а потім сплав 53% *Bi*, 21% *Cd*, 26% *Sn*. Запірний шар утворюється між селеном і сплавом.

Широке розповсюдження набули германієві діоди. Дані діоди витримують напругу до 400В, а температуру до 60°C÷90°C.

На практиці використовують також напівпровідникові прилади, що мають два *p-n* переходи – *транзистори*. На Рис.7 представлено структурну будову транзистора.

Лівий *p-n* перехід називають *емітерним*, правий - *колекторним*. Середня область з напівпровідника *n* – типу називається *базою*.

Емітерний перехід ввімкнений в прямому напрямі, а колекторний в запереному. Струм, що проходить в колі “емітер - база” зумовлений рухом дірок в область бази, тобто основних носіїв. Перехід “база - колектор” блокує можливість руху основних носіїв (електронів) з бази в колектор. Розміри бази малі, отже, більшість дірок, що інjektуються емітером, досягають

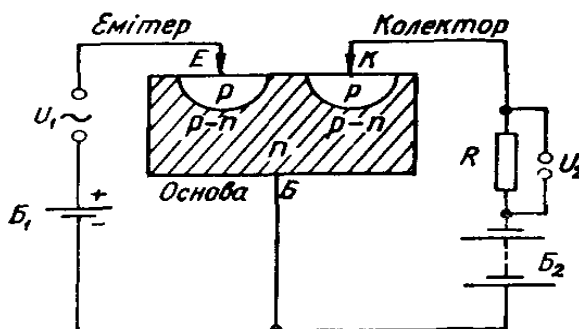


Рис.7. Напівпровідниковий транзистор.

колекторного переходу і він стає для них прискорюючим. В колі колектору виникає струм, величина якого пропорційна кількості дірок, що досягають колекторного переходу, тобто пропорційна струму емітерного переходу. Якщо ввімкнути в коло емітера джерело із змінною напругою, інжекція дірок в область бази здійснюватиметься відповідно до зміни напруги вхідного джерела. Отже звідси можна зробити висновок – керуючи струмом бази можна змінювати струм в колі колектору. Транзистори використовують для підсилення електричних коливань.

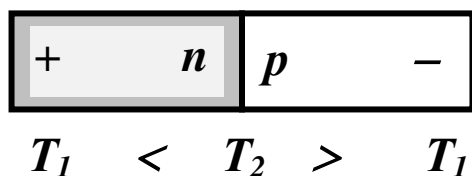
Вище розглянута схема і принцип дії p-n-p транзистора. Аналогічний принцип дії n-p-n транзистора.

Підсилююча дія напівпровідникових контактів відкрита була ще в 1922р. радіолюбителем О.В. Лосевим, а побудовано перший напівпровідниковий тріод в 1948 році. Напівпровідникові тріоди мають ряд переваг перед електронними лампами. (габарити, строк служби, відсутність кіл розжарення). Недоліками в роботі транзисторів є залежність від температури носіїв струму і низькі до +55 ÷ +75°C робочі температури, малі вихідні потужності точкових тріодів. Тому, більш широкого застосування набули площинні тріоди.

Термоелектричні властивості напівпровідників.

Якщо підігрівати з одного кінця напівпровідник *n*-типу, то в тому місці де температура буде вищою буде вищою і концентрація електронів. Це впливає із залежності концентрації носіїв заряду в напівпровідниках від температури-

ри. Отже виникатимуть одночасно градієнти температури і концентрації. З градієнтом концентрації пов'язаний дифузійний потік електронів: $\Delta N_D = D \Delta S \Delta t \text{ grad} n$, тут коефіцієнт $D = \lambda \star (kT/3m)$, λ – середня довжина вільного пробігу. При цьому гарячий кінець зарядиться позитивно, холодний – негативно. Для напівпровідників *p*- типу ефект буде зворотнім. А саме: гарячий кінець зарядиться негативно, а холодний – позитивно. Якщо підігрівати *p-n* перехід, то ефект буде додаватись:



Для напівпровідників характерний не тільки прямий, але й обернений термоелектричний ефект. Тільки коефіцієнт Пельть'є буде набагато більшим. Тому на практиці термоелектричні ефекти в напівпровідниках використовують і як джерела Е.Р.С. і як охолоджувачі.

Термоелектричні генератори – прилади, в яких використовуються послідовне з'єднання великої кількості контактів напівпровідників *n* та *p* – типу, застосовуються для отримання додаткової електричної енергії. Наприклад, в підводних човнах. “Гарячі” *n p* – контакти розміщують на поверхні атомного реактора, яка сильно розігрівається під час реакції, а “холодні” – біля охолоджених частин човна.



Термоелектричний генератор типу «Ромашка»

ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ В ЕЛЕКТРОЛІТАХ

1. Провідність електролітів. Електролітична дисоціація.
2. Рухливість іонів в електролітах. Закон Ома для електролітів.
3. Закони Фарадея для електролізу.
4. Гальванічні елементи.

1. ПРОВІДНІСТЬ ЕЛЕКТРОЛІТІВ. ЕЛЕКТРОЛІТИЧНА ДИСОЦІАЦІЯ.

До електролітів або провідників *другого* роду (провідники з іонним механізмом провідності) належать розчини кислот, лугів і солей у воді та деяких інших розчинниках, розплавлені солі, ряд хімічних сполук у рідкому та твердому стані. Зауважимо, що не всі водні розчини – електроліти. Наприклад, розчин цукру, олії у воді не проводять електричний струм.

Процес розщеплення нейтральних молекул речовини на позитивно і негативно заряджені іони називають **електролітичною дисоціацією**. В результаті утворюються катіони і аніони. Наприклад:



Пояснимо процес електролітичної дисоціації на прикладі молекули $NaCl$. Це полярна молекула побудована із позитивно заряджених іонів Na^+ і негативно заряджених іонів Cl^- та є електричним диполем. Молекули води мають значний дипольний момент. Вони послабляють зв'язок між іонами Na^+ і Cl^- . Енергії теплового руху може бути достатньо, щоб молекула $NaCl$ розпалась на іони. Коли іони Na^+ і Cl^- розійдуться далеко, то воду можна вважати як суцільне середовище, яке послаблює силу притягання в ϵ разів. Таке послаблення зменшує імовірність рекомбінацій розглядуваних іонів.

Відношення числа дисоційованих молекул до загального числа молекул розчиненої речовини називається **ступенем дисоціації α або коефіцієнтом дисоціації**. Одержимо залежність ступеня дисоціації від концентрації розчиненої речовини.

Позначимо через n число молекул розчиненої речовини в одиниці об'єму розчину, $n\alpha$ - число дисоційованих молекул, $n - n\alpha = n(1 - \alpha)$ – число недисоційованих молекул.

Середнє число процесів рекомбінації в одиниці об'єму в одиницю часу може бути представлене у виді:

$$\Delta n' = A(n\alpha)^2 \text{ - тобто пропорційне добутку позитивних і негативних іонів.}$$

Середнє число обернених процесів, тобто нових актів дисоціації буде пропорційне числу недисоційованих молекул:

$$\Delta n'' = Bn(1 - \alpha).$$

При цьому $A = const$; $B = const$. В стані динамічної рівноваги:

$$\Delta n' = \Delta n'' ; \quad An^2\alpha^2 = Bn(1 - \alpha) \quad \text{або:}$$

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{B}{An} = \frac{k}{n} \quad - \text{закон розбавлення Оствальда}$$



**Вільгельм Фрідріх
Оствальд**

Wilhelm Friedrich Ostwald
(1853 — 1932)

Коефіцієнти A і B залежать від температури, їх відношення B/A теж залежить від температури і тиску. Якщо концентрація молекул розчиненої речовини мала, то іони можна розглядати як незалежні не взаємодіючі частини подібно молекулам в газі. В цих умовах k не залежить від концентрації n , а відношення $\frac{\alpha^2}{1-\alpha}$ обернено пропорційне концентрації.

Коли $n \rightarrow 0$, то $\frac{\alpha^2}{1-\alpha} \rightarrow \infty$ і отже, $\alpha \rightarrow 1$.

Таким чином, в нескінченно розбавлених розчинах всі молекули розчиненої речовини будуть дисоційовані.

Закон розбавлення Освальда добре виконується для слабких електролітів, тобто для таких, у яких ступінь дисоціації мала ($\alpha \ll 1$). Для сильних електролітів, тобто електролітів, у яких величина α порядку 1, закон Освальда не узгоджується з дослідними даними.

2. РУХЛИВІСТЬ ІОНІВ В ЕЛЕКТРОЛІТАХ. ЗАКОН ОМА ДЛЯ ЕЛЕКТРОЛІТІВ.

При русі в електроліті на іон діє сила опору, яка для випадку сталого руху пропорційна швидкості іона. *Рухливістю іона* називають величину дрейфової швидкості, якої набуває частинка під дією електричного поля, напруженістю \vec{E} , яка дорівнює одиниці.

Рухливості іонів позначимо U_+, U_- , тоді середня швидкість іонів рівна:
 $\langle V_+ \rangle = U_+ E$; $\langle V_- \rangle = U_- E$

Густина струму утворена позитивними і негативними іонами дорівнює :
 $\vec{j} = \alpha \cdot n (q_+ \langle V_+ \rangle + q_- \langle V_- \rangle)$

$$\text{або через рухливості : } \vec{j} = \alpha \cdot n (q_+ U_+ + q_- U_-) \vec{E}$$

Величина $\alpha \cdot n = n_o$ - концентрація іонів в розчині. Електроліт в цілому нейтральний тому :

$$q_+ n_o = q_- n_o.$$

Закон Ома для електролітів можна записати так :

$$\vec{j} = \alpha \cdot n q_+ (U_+ + U_-) \vec{E}; \quad \text{або} \quad \vec{j} = n_o q_+ (U_+ + U_-) \vec{E}.$$

Враховуючи, що заряд іона кратний заряду електрона :

$$q_+ = Ze, \text{ де } Z - \text{ валентність.}$$

$$\vec{j} = n_0 Ze(U_+ + U_-)\vec{E}$$

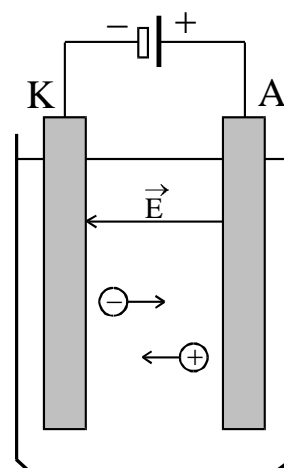
Для питомої провідності :

$$\sigma = \alpha \cdot nZe(U_+ + U_-)$$

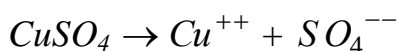
3. ЗАКОНИ ФАРАДЕЯ ДЛЯ ЕЛЕКТРОЛІЗУ.

Електролізом називають сукупність електрохімічних реакцій, які відбуваються поблизу електродів в **електролітах** при проходженні крізь них постійного струму. При цьому на електродах виділяється чиста речовина або виникають нові хімічні з'єднання. Електричний струм в електролітах – це рух **іонів** під дією зовнішнього електричного поля. Іони в електролітах утворюються незалежно від зовнішнього електричного поля внаслідок **електролітичної дисоціації**.

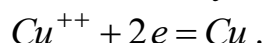
Якщо ввести в електроліт два електроди і сполучити їх з джерелом постійного струму, то між електродами виникає електричне поле. Під впливом електричних сил іони з позитивним зарядом (їх називають **катіонами**) рухаються до катода, а іони з негативним зарядом (**аніони**) – до анода (Рис.). Швидкість руху іонів залежить від їх природи, в'язкості електроліту і напруги, прикладеної до електродів. Досягнувши електродів, іони нейтралізуються: аніони віддають аноду свої надлишкові електрони, які переходять у зовнішнє електричне коло і рухаються в ньому до катода.



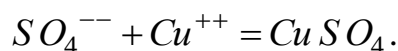
Катіони захоплюють з катода електрони, яких їм не вистачало. Якщо на катоді відбувається реакція **відновлення**, то на аноді – реакція **оксидування**. Наприклад, молекули мідного купоросу $CuSO_4$ дисоціюють при розчиненні у воді на позитивні іони Cu^{++} і негативні іони SO_4^{--} :



При проходженні струму на катоді осідає мідь. Позначивши вільний електрон через e , реакцію відновлення можна подати у вигляді:



Іони SO_4^{--} притягуються анодом і передають йому свої надлишкові електрони. Якщо анод **мідний**, то іони SO_4^{--} , віддавши надлишкові електрони, вступають з ним в хімічну реакцію і знов утворюють молекули мідного купоросу:



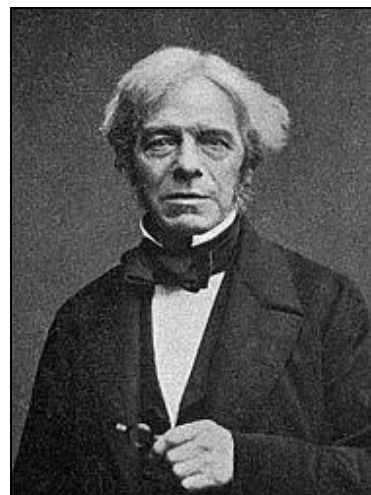
Новоутворені молекули мідного купоросу переходять у розчин.

Отже, електроліз водного розчину $CuSO_4$ при мідному аноді зводиться до перенесення міді з анода на катод. При цьому кількість мідного купоросу в розчині залишається сталою, а маса анода зменшується.

Згідно з **першим** законом Фарадея, маса речовини m , яка виділяється на одному з електродів, прямо пропорційна величині заряду q , який пройшов через електроліт:

$$m = k q, \quad (*)$$

де k – коефіцієнт пропорційності, який називається **електрохімічним еквівалентом** даної речовини; він різний для різних речовин, але не залежить від форми електродів, віддалі між ними, сили струму, температури і т.д. З формули (*) бачимо, що електрохімічний еквівалент чисельно визначає масу речовини, яка виділяється на електроді при проходженні через електроліт заряду в 1 Кл.



Майкл Фарадей
Michael Faraday
(1791 — 1867)

Якщо врахувати, що $q = It$ (I – сила струму, t – час, протягом якого проходить струм), то перший закон Фарадея набуває вигляду:

$$m = k I t.$$

Другий закон Фарадея полягає в тому, що електрохімічний еквівалент речовини прямо пропорційний **хімічному еквіваленту**:

$$k = C \frac{M}{Z}, \quad (**)$$

де C – коефіцієнт пропорційності. Хімічним еквівалентом називають відношення молярної маси речовини M до валентності речовини Z . Замість сталої C користуються оберненою до неї величиною, яку називають **числом Фарадея**

$$F = \frac{1}{C} - \text{універсальна стала для всіх елементів: } F = 9,65 \cdot 10^4 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}$$

Тоді рівняння (**) перепишемо так:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{Z}.$$

На основі останніх формул отримуємо формулу **об'єднаного** закону Фарадея:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{Z} \cdot I t.$$

За фізичним змістом число Фарадея F - чисельно рівне величині заряду, який треба пропустити через розчин електроліту, щоб на електродах виділився 1 моль речовини.

Електроліз широко використовується в техніці:

- В електрометалургії для добування металів:

Na шляхом електролізу розплавленого *Na OH* і кухонної солі .

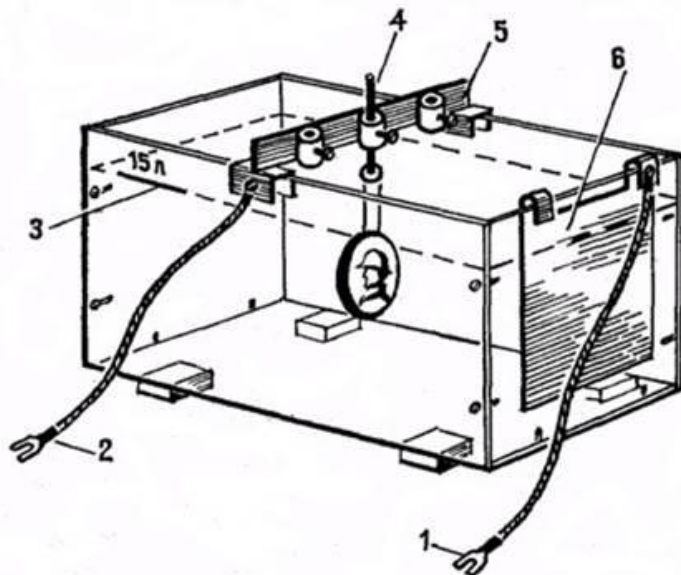
Al з окису алюмінію. З сировини бокситу після видалення води одержують глинозем - Al_2O_3 . Електроліз відбувається в розчині глинозему в кріоліті - Na_3AlF_6 . Електроди – вугільні пластини. Суміш нагрівають до стану розплаву ($T = 900^\circ C$).

- Для очистки металів, зокрема міді(*Cu*) із руд, які мають різні домішки. Електроліт – водний розчин $CuSO_4$ - 15% $CuSO_4$ і 10% H_2SO_4 .

- Гальванопластика – одержання зображень предметів шляхом осадження металів. (Якобі 1836 рік).

- Гальваностегія – покриття чорних металів благородними (нікелювання, хромування тощо).

- Електричне полірування.



Електролітична ванна для гальванопластики.

*1 — «плюс» джерела струму, 2 — «мінус» джерела струму,
3 — контроль рівня електроліту, 4 — підвіс, 5 — катодна штанга,
6 — анодна пластина.*

4. ГАЛЬВАНІЧНІ ЕЛЕМЕНТИ

Якщо опустити будь-який метал у воду, то в перший момент система не буде знаходитись в рівновазі. Для прикладу візьмемо цинк (*Zn*). В перший момент часу під впливом полярних молекул води іони *Zn* відриваючись від металу почнуть переходити в шар води, який контактує з поверхнею металу. Утвориться тонкий поверхневий шар, який називається подвійним електричним шаром, в якому електричне поле направлене від води до металу. Це поле заважає переходу іонів металу в воду. Встановлюється рівновага. **Різниця по-**

тенціалів між металом і розчином при їх динамічній рівновазі і буде називатись електрохімічним потенціалом.

Такі ж явища відбуваються, коли метал *Zn* помістити в водний розчин солі того ж металу $ZnSO_4$. Підвищення концентрації іонів *Zn* в розчині полегшує перехід іонів *Zn* в метал і заважає оберненому переходу *Zn* із металу в сіль. На електрохімічний потенціал металу наявність інших домішок іонів не впливає. Наприклад, електрохімічний потенціал *Zn* з розчинами $ZnSO_4$ і $ZnCl_2$ мусить бути однаковим. **Електрохімічний потенціал даного металу не залежить від природи аніонів.** Якщо ж концентрацію іонів металу брати однією і тією ж, то електрохімічний потенціал буде залежати тільки від властивостей металу.

Умовились брати розчин із вмістом в одному літрі один грам-еквівалента іонів металу. Це розчин так званої нормальної концентрації. Електрохімічний потенціал в такому розчині називається **абсолютним нормальним електрохімічним потенціалом.**

Виміряти абсолютне значення електрохімічного потенціалу практично неможливо, бо в місці дотику вольтметра утворюється новий потенціал.

І тому, для практичних цілей вимірюють відносне значення електрохімічного потенціалу виміряне відносно водневого електроду. Такий потенціал називається **нормальним електрохімічним потенціалом.**

Значення нормальних електрохімічних потенціалів деяких елементів наведені в таблиці.

<i>H</i>	+ 0.274 В
<i>Zn</i>	- 0.50 В
<i>Pb</i>	+ 0.15 В
<i>Cu</i>	+ 0.61 В
<i>Ag</i>	+ 1.07 В

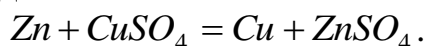
Елемент Даніеля.

Електроди *Zn* і *Cu* поміщені в розчин цинкового і мідного купоросу. Між ними пориста перегородка із неопаленої глини. Розрахуємо Е.Р.С елемента. Із попередньої таблиці:

$$\varepsilon = U_{Cu} - U_{Zn} = 0,61 - (-0,50) = 1,11 \text{ В}$$

Цинк має негативний заряд, але менший ніж це необхідно для рівноваги і іони *Zn* почнуть інтенсивно переходити в розчин і рухатись від цинку. Потік електронів до мідного електроду знизить потенціал міді і стане причиною більш інтенсивного переміщення іонів міді до позитивного електроду і осідання *Cu* на електроді.

Таким чином, в лівій частині розчин поповнюється іонами міді, а в правій – збіднюється на іони міді. Іони SO_4^{2-} проникають в ліву частину і вступають в реакцію з *Zn* і осідають в осадок:



Елемент Вольта.

Zn і мідний електрод занурені в розчин сірчаної кислоти. Водний розчин H_2SO_4 не має іонів Cu і Zn , але поблизу електродів виникають мономолекулярні шари, які містять ці іони.

Е.Р.С. елемента Вольта дорівнює $\varepsilon \approx 1.1V$ і визначається різницею електрохімічних потенціалів.

При замиканні елемента Вольта додатні іони Zn з катоду переходять в розчин. Додатні іони водню рухаються до міді і осідають на ній. Утворюється газова плівка, яка збільшує внутрішній опір елемента. Крім того, сам водень створює додаткову Е.Р.С. $\approx 0.337V$ і тим самим знижує Е.Р.С. елемента на таку ж величину. Все це приводить до зниження сили струму в колі. Це явище називається **поляризацією елемента**.

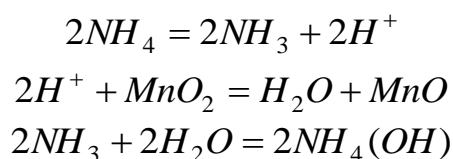
Оскільки це явище шкідливе, тому застосовують **деполяризацію** елементів. Найбільш вживані два способи:

- Перший застосовується в елементі Даніеля. Суть його в тому, щоб під час роботи не змінювався склад електроліту - так на мідному електроді виділяється мідь, на цинковому розчиняється цинк.

- Другий спосіб деполяризації елементів – хімічний, який полягає в застосуванні різних окислювачів для речовин, які виділяються. Цей спосіб застосовується в широко відомому в побуті **елементі Лекланше**.

Додатнім електродом є графітовий стержень, який оточений спресованою масою перекису марганцю MnO_2 і графіту (для збільшення теплопровідності). Ця суміш оточена цинковим циліндричним електродом (від'ємний) і занурена в розчин нашатирного спирту NH_4Cl .

Е.Р.С. $\approx 1.5V$. На цинковому електроді іони Zn^{2+} переходять із розчину на другий електрод і заряджають його позитивно. Потім відбуваються вторинні реакції.



Перекис MnO_2 окислює водень і перетворює його в воду. Практично елемент Лекланше випускається у вигляді сухих елементів. До розчину електроліту додається компонента для підвищення в'язкості суміші (крохмаль, борошно). Зверху вся конструкція заливається шаром смоли.

ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ В ГАЗАХ

1. Іонізація і рекомбінація.
2. Несамостійний і самостійний розряди в газах.
3. Основні види розрядів. Катодні промені.

1. ІОНІЗАЦІЯ І РЕКОМБІНАЦІЯ.

За нормальних умов всі гази не проводять електричний струм. Тобто є діелектриками. Провідність може виникнути за умови появи носіїв електричного заряду. Під дією зовнішніх факторів: високої температури, рентгенівських чи ультрафіолетових променів, випромінювання радіоактивних елементів, космічних променів, в результаті зіткнення атомів газу з електронами і іншими швидкими частинками відбувається виривання одного або декількох електронів з електронної оболонки атому. Явище відриву електронів від молекул газу, яке приводить до утворення в газі вільних електронів і позитивних іонів та обумовлює його електропровідність, називається **іонізацією**. Енергія, необхідна для відривання від нейтрального атому одного (першого) електрону називається **енергією або роботою іонізації**. В молекулах різних газів електрони “тримаються” з різною силою. Тому робота іонізації A_i або потенціал іонізації ($\varphi_i = A_i/q_e$) – є характеристики конкретного газу. (Потенціал іонізації в вольтах чисельно рівний роботі іонізації в електрон-вольтах). Робота іонізації змінюється протягом періоду періодичної системи хімічних елементів: вона менша для лужних металів і більша для галогенів та інертних газів.

Робота іонізації, eV

Водень	Гелій	Азот	Кисень	Натрій	Неон	Цезій
15,40	24,58	15,80	13,56	5,12	21,48	3,89

Електропровідність іонізованого газу змішана: носіями можуть бути вільні електрони, позитивні і негативні іони. Їх роль не однакова. Більш рухливі електрони мають більше число переносів.

Іони, вільні електрони, як і нейтральні молекули знаходяться в постійному хаотичному русі. При зіткненні позитивні іони можуть захоплювати електрони. Позитивні і негативні іони газів можуть з'єднуватись між собою з утворенням нейтральних молекул і атомів. Цей процес обернений до іонізації називається **рекомбінацією**.

Стан газу, при якому кількість іонів, що утворились в наслідок іонізації стає рівною кількості нейтральних атомів або молекул, що за цей же час виникли внаслідок рекомбінації, називається **динамічною рівновагою**.

При рекомбінації позитивного іона і електрона, чи двох іонів звільняється певна частина енергії, яка дорівнює енергії, що затрачується на іонізацію. Частково вона випромінюється у вигляді світіння різної довжини хвиль.

Якщо помістити іонізований газ в електричне поле напруженістю E то на носії заряду будуть діяти сили:

$$F_e = q_e E; \quad F_+ = q_+ E; \quad F_- = q_- E$$

Направлений рух носіїв буде накладатись на хаотичний рух. Виникатиме рівномірне переміщення всієї “хмаринки” носіїв заряду до відповідних електродів. При цьому при невеликих полях струм в газі буде описуватись законом Ома:

$$j = (q_e n_e u_e + q_+ n_+ u_+ + q_- n_- u_-) E,$$

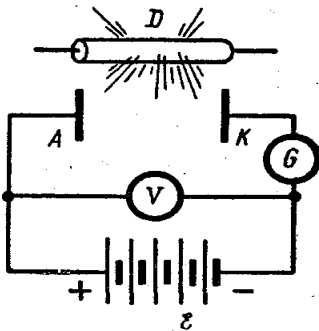
Дія цієї формули обмежена невеликими значеннями напруженості E і вказує на лінійний зв'язок j і E при незмінних концентраціях електронів n_e , позитивних n_+ і негативних n_- іонів. Рухливість іонів газу залежить від тиску. Так для широкого інтервалу тисків $10^{-4} < p < 10^2$ атм виконується залежність $u \cdot p = const$. За нормальних умов рухливість позитивних та негативних іонів в повітрі становить:

$$u_+ \approx 1,37 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с} \quad u_- \approx 1,89 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$$

Для порівняння: рухливість електронів і дірок в Ge становить відповідно $u_n \approx 0,36$ та $u_p \approx 0,19$ м²/В·с, рухливість іонів в розчині HCl становить $u_{H^+} \approx 3,27 \cdot 10^{-7}$ та $u_{Cl^-} \approx 0,68 \cdot 10^{-7}$ м²/В·с відповідно. Середній час життя іонів в газах становить $\tau \approx 0,1 - 0,5$ с.

2. НЕСАМОСТІЙНИЙ І САМОСТІЙНИЙ РОЗРЯДИ В ГАЗАХ.

а) Несамостійний розряд.



Розглянемо електричне коло, що включає камеру для дослідження у вигляді плоского конденсатора. Нехай на простір між анодом A та катодом K діє зовнішній іонізатор D . Електричний струм, обумовлений електропровідністю газу, яку він набув в результаті неперервної дії на нього зовнішніх джерел іонізації називається **несамостійним розрядом**.

Водночас із закінченням дії зовнішнього іонізатора несамостійний розряд припиняється.

Нехай в одиниці об'єму за одиницю часу утворюється n пар нових іонів. Тоді число іонів, які рекомбінують в об'ємі: $V = Sl$ буде :

$$2n^2 V = \alpha \cdot n^2 Sl,$$

де α - коефіцієнт рекомбінації; S - площа електродів; l - довжина камери.

За одиницю часу на електроди повинно відтікати з одиниці об'єму $\frac{Sj}{e}$ пар іонів. Тому рівняння балансу буде мати вигляд:

$$\frac{d(nV)}{dt} = NV - \alpha \cdot n^2V - \frac{Sj}{e} \quad (*)$$

де - n - число позитивних і негативних іонів;

N - число пар іонів, які утворюються;

$\frac{d(nV)}{dt}$ - швидкість зменшення іонів різних знаків в об'ємі V ;

NV - число пар іонів в об'ємі V , які утворюються внаслідок дії іонізатора;

$\alpha \cdot n^2V$ - зменшення числа пар іонів внаслідок рекомбінації ;

α - коефіцієнт рекомбінації;

$\frac{Sj}{e}$ - зменшення числа пар іонів внаслідок проходження струму.

Скоротимо (*) на V :

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha \cdot n^2 - \frac{j}{el}$$

Для стаціонарних струмів: $\frac{dn}{dt} = 0$,

$$\boxed{N = \alpha \cdot n^2 + \frac{j}{el}} \quad (**)$$

де N - число іонів, які утворюються;

n - число позитивних і негативних іонів;

α - коефіцієнт рекомбінації;

j - густина струму;

l - відстань між електродами.

Розглянемо розв'язок (**) для граничних випадків:

1). Густина струму мала $j \rightarrow 0$.

Тоді : $\frac{j}{el} \ll \alpha \cdot n^2$ і отже : $N = \alpha \cdot n^2$, або:

$$\boxed{n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}} = const}$$

Для таких випадків справедливий закон Ома, аналогічний тому, який ми одержали раніше для електролітів, а саме:

$$\vec{j} = ne(U_+ + U_-)\vec{E}$$

де - n - концентрація іонів обох знаків, e - заряд іона.

$$n = n_+ = n_-;$$

Підставимо значення n і одержимо:

$$\vec{j} = e \sqrt{\frac{N}{\alpha}} (U_+ + U_-) \vec{E}$$

де $-\alpha$ - коефіцієнт рекомбінації . Отже, в слабких електричних полях виконується закон Ома.

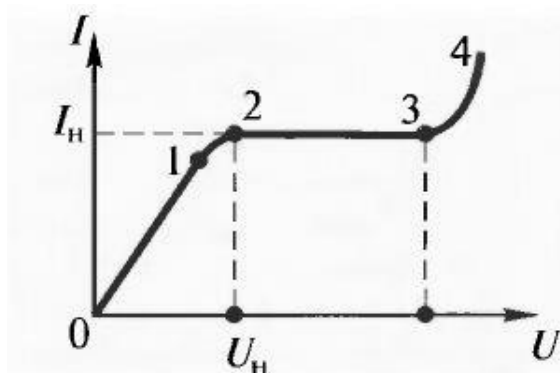
2). Концентрація іонів n мала.

Тоді можна знехтувати доданком $\alpha \cdot n^2$, оскільки тут n^2 буде мати ще менше значення. При такому наближенні із (**): $j = eNl$

Струм не залежить від величини прикладеної напруги. Цей результат справедливий для сильних полів. При таких полях іон так швидко долає відстань між електродами, що не встигає рекомбінувати і, отже всі іони потрапляють на електроди. При цьому величина струму буде постійною: $jS = eNSl$; $I_H = eNV$

Цей струм називається **струмом насичення**, а густина – густиною струму насичення :

$$j_H = Nle$$



Експериментальна залежність величини струму від значення напруги називається **вольтамперною характеристикою несамоствійного** газового розряду і представлена на рисунку: 01 – лінійна область залежності величини струму від величини напруги. Це область в якій виконується закон Ома.

12 – нелінійна область залежності величини струму від величини напруги. 23 – область насичення; 34 – область різкого зростання струму внаслідок появи нового внутрішнього джерела іонів. Це пов'язано з тим, що, як правило, при великих значеннях напруги та малих концентраціях електрони отримують енергію достатню для іонізації декількох нейтральних атомів. Із несамоствійного газовий розряд перетворюється в самоствійний (34). Для повітря самоствійний розряд (пробій) відбувається при $E_{кр} \approx 3 \cdot 10^6$ В/м.

б) Самоствійний газовий розряд.

Однією з перших кількісних теорій самоствійного газового розряду була теорія Таунсенда. Розглянемо фізичні основи утворення самоствійного газового розряду.

Електрон, який утворився під дією зовнішнього іонізатора, рухається до аноду. В прискорюючому електричному полі збільшується його швидкість, а отже і значення енергії $mv^2/2$. За даних умов її може бути достатньою, щоб електрон іонізував нейтральний атом. При цьому утворюється нова пара - іон і

електрон. При наступних співударах буде вже 4 електрони \rightarrow 16 електронів \rightarrow і так далі - утворюється **електронна лавина**.

Розглянемо газ, що знаходиться між плоскими електродами і обчислимо величину коефіцієнта іонізації в шарі товщиною dx на відстані x від катоду.

Позначимо через β кількість пар електронів і іонів, що утворюються на проміжку, який відповідає одиниці довжини шляху (β - коефіцієнт об'ємної іонізації).

$$\text{Збільшення числа електронів дорівнює: } dn = n\beta dx,$$

де n - число утворених електронів.

$$\text{Так як } \beta \text{ величина стала: } n = Ce^{\beta \cdot x}$$

При $x=0$, $C = n_o$ числу електронів n_o , що утворюються іонізатором.

Нехай $x = d$, тоді число активованих електронів рівне:

$$n_a = n_o e^{\beta \cdot d}$$

Щоб розряд був самостійним необхідно щоб існував процес, який би забезпечив неперервне поповнення електронів. Це можливо при утворенні вторинної електронної емісії. Це явище полягає в утворенні нових електронів під дією бомбардування ними атомів братки. Це поверхнева **вторинна електронна емісія**.

Таунсенд показав, що існування обох типів розрядів може привести до виникнення самостійного розряду.

Позначимо n_1 - повне число електронів, які залишають за 1с поверхню катоду. Тоді:

$$n_a = n_1 e^{\beta \cdot d}$$

Число нових електронів в лавині дорівнює :

$$n_a - n_1 = n_1 (e^{\beta \cdot d} - 1)$$

Це число дорівнює кількості утворених в лавині позитивних іонів.

Позначимо через γ коефіцієнт вторинної емісії, який показує, скільки вторинних електронів вибиває з катоду один додатній іон. Ця величина залежить від швидкості іонів, їх природи і матеріалу катоду.

Тому, іони виб'ють з катода:

$$\gamma \cdot (n_a - n_1) = \gamma \cdot n_1 (e^{\beta \cdot d} - 1) \text{ вторинних електронів.}$$

Повне число електронів, які виходять з катоду буде тоді дорівнювати:

$$n_1 = n_o + \gamma \cdot (n_a - n_1)$$

$$n_1 = n_o + \gamma \cdot n_1 (e^{\beta \cdot d} - 1)$$

Звідси:

$$n_1 = \frac{n_o}{1 - \gamma \cdot (e^{\beta \cdot d} - 1)}$$

Тоді, підставимо цей вираз в попереднє рівняння :

$$n_a = \frac{n_o e^{\beta \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\beta \cdot d} - 1)}$$

Даний вираз пояснює утворення самостійного розряду. Проаналізуємо дану формулу. Якщо збільшувати величину напруги, при цьому величини α , γ і n_a теж зростають. При деякій напруженості поля виконується умова:

$$\gamma \cdot (e^{\beta \cdot d} - 1) = 1,$$

При цьому $n_a \rightarrow \infty$, отже n_a зростає при будь-якому значенні n_0 . **Висновок - зовнішній іонізатор не потрібний і виникає можливість перетворення несамостійного розряду в самостійний.**

3. ОСНОВНІ ВИДИ РОЗРЯДІВ. КАТОДНІ ПРОМЕНІ.

Нагадаємо, що при досить великій різниці потенціалів електричний розряд, який розпочався як несамостійний, сам створює необхідні для підтримання розряду іони. Струм не буде припинятись і після припинення дії іонізатора. Такий розряд називається самостійним. Виникнення самостійного розряду пов'язано з особливим видом іонізації – **іонізації ударам**. Якщо під впливом сил поля іон отримав велику швидкість, то при зіткненні з молекулою він може її розколоти на іони або вибити з неї електрони, тобто іонізувати її. Зрозуміло, що при однаковій напруженості поля швидкість іона (а отже і його енергія) буде тим більшою, чим більшою буде довжина вільного пробігу. Тобто чим більше енергії він набуде між двома послідовними зіткненнями.

$$mv^2/2 = qU = qE\lambda,$$

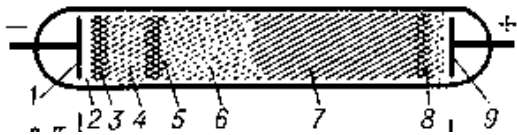
тут λ - довжина вільного пробігу.

Саме тому самостійна провідність краще реалізується в розріджених газах. Проте, якщо λ стане співрозмірною з розмірами між електродами, то про іонізацію взагалі не буде відбуватись.

В зв'язку з тим, що в кожному газі є завжди невелика кількість іонів (обумовлена, наприклад, природною радіоактивністю землі, сонячним випромінюванням тощо), то прикладенням до електродів значної напруги (більшої за $U_{кр}$) обумовлює появу іонізації ударом і самостійного розряду. Процеси іонізації та рекомбінації тісно пов'язані з оптичним збудженням атомів. Тому свічення газів є характерним супутником електричного розряду в них.

Тліючий розряд – це самостійний розряд, при якому катод випромінює електрони внаслідок бомбардування його позитивними іонами, що утворюються в газі. Тліючий розряд спостерігається в розріджених газах при падінні напруги поблизу катоду $\approx 150 \div 300 В$. Візьмемо скляну газорозрядну трубку довжиною $0,30 \div 0,50 м$, прикладемо між її електродами напругу декілька сотень вольт. При атмосферному тиску свічення газу не відбувається. Почнемо зменшувати тиск.

- При значенні тиску всередині трубки $\approx 50 мм.рт.ст.$ виникає самостійний розряд у вигляді червонуватого шнура напрямленого від катоду до аноду.
- При значенні тиску $\approx 2 - 3 мм.рт.ст.$ свічення заповнює всю трубку.
- При значенні тиску $\approx 0,1 - 0,01 мм.рт.ст.$ розряд має вигляд, зображений на рисунку:



Тліючий розряд:
1 — катод; 9 — анод.

- Темний *Астонов проміжок* (2), в якому електрони ще не встигли набути енергії достатньої для збудження (іонізації) молекул газу. Вперше спостерігав Ф. Астон в H_2 , He , Ne . Ширина порядку: $0,2 \div 0,7$ мм обернено пропорційна тиску газу і зменшується із збільшенням густини газу.

- Безпосередньо до катоду після астонового проміжку прилягає *катодне свічення* (3) (катодний шар).
- Темний катодний простір – *темний простір Крукса* (4). В цій частині починається іонізація атомів і молекул і наростання електронних лавин.
- Темний катодний простір переходить у *від'ємне тліюче свічення* (5). З боку катоду воно різко обмежене. Виникає за рахунок рекомбінації електронів з позитивними іонами, при якому останні збуджуються і переходять на вищий енергетичний рівень. Після цього мають місце квантові переходи збуджених атомів на більш низькі (стійкі) енергетичні рівні з виділенням надлишку енергії у вигляді кванту світла.
- *Фарадеїв темний простір* (6). До цього простору вже не долітають швидкі електрони лавин. Ці області називаються катодними частинами розряду. В них відбуваються процеси необхідні для підтримання розряду.
- Остання частина трубки до анода заповнена *позитивним свіченням* (7), яке іноді розпадається на окремі зони – *страхи*. Іноколи між додатнім свіченням і анодом спостерігається темний анодний простір, або анодний світний шар. Тоді розряд називається складним. Свічення позитивного світного стовпа відбувається за рахунок рекомбінації електронів з позитивними іонами. В цій частині ступінь іонізації газу висока, отже висока і провідність газу.
- *Анодне свічення (анодний світний шар-8)* виникає в області так званого анодного падіння, коли електрони на відстані декількох вільних пробігів можуть накопичити достатню енергію, щоб викликати іонізацію атомів.

Розподіл потенціалу в трубці є характерним для тліючого розряду. Найбільший спад припадає на область темного катодного проміжку. Дана різниця потенціалів між катодом і границею тліючого свічення одержала назву *катодного спаду потенціалу*. Суттєвим є те, що величина нормальної катодної напруги залежить лише від матеріалу катода і типу газу, катодний спад напруги пропорційний роботі виходу електронів із катоду.

Фізичні процеси при тліючому розряді можна уявити таким чином: Іони, які утворюються в результаті іонізації електронними ударами в тліючому розряді і в позитивному стовпі, рухаються до катода і проходячи через область катодного спаду потенціалу, набувають значної енергії. Ударяючись об катод вони вибивають з нього електрони, які рухаються до анода. Електрони в області спаду потенціалу прискорюються і при співударах з атомами їх іонізують.

Таким чином, *основними процесами, що підтримують розряд, є іонізація за рахунок зіткнень електронів з нейтральними атомами (молекулами) в об'ємі газу і вторинна електронна емісія на катоді.*

Зовнішніми ознаками тліючого розряду є:

- Чергування світних і темних ділянок розрядного простору.
- Густина струму порівняно мала.
- Температура електродів досить мала.
- При збільшенні величини струму збільшується інтенсивність свічення і зростає температура катоду.

В газосвітних трубках (так званих неонових лампах) спостерігається позитивне свічення: неон – червоне світло; азот – золотисто – жовте; суміш неону або аргону з парами ртуті – блакитне або синє. В лампах “денного світла” використовують тліючий розряд в парах ртуті. Випромінювання поглинається шаром люмінофору, яким покрита трубка. Свічення люмінофору по спектральному характеру наближається до денного (сонячного). Такі лампи в 3-4 рази економніше за звичайні лампи розжарення.

Катодні і анодні (каналні) промені. В 1879р. У. Крукс відкрив існування особливих катодних променів. При тисках $< 0,01$ мм.рт.ст. в розрядній трубці довжина вільного пробігу електронів, вибитих з катоду, стає співрозмірною з розмірами трубки. Свічення газу майже зникає і з'являється зеленувате свічення скла трубки, викликане ударами електронів, що летять від катоду (катодні промені). Г. Герц вважав, що катодні промені це електромагнітні хвилі малої довжини. В. Крукс вважав, що це потік матеріальних частинок. В 1895р. Ж.Б. Перрен довів, що це потік електронів.



Генріх Рудольф Герц
Heinrich Rudolf Hertz
(1857 — 1894)



Вільям Крукс
William Crookes
(1832 — 1919)



Жан Батіст Перрэн
Jean Baptiste Perrin
(1870 — 1942)

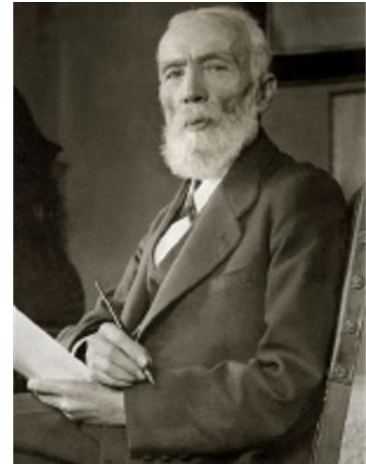
Властивості катодних променів:

- Поширюються прямолінійно. Дають тінь.
- Поглинаються металевими предметами, але проходять через пластинки товщиною $\approx 0,003 \div 0,03$ мм.
- Викликають люмінесценцію (свічення скла).

- Здатні нагрівати предмети, що попадають на їх шлях.
- Несуть імпульс (викликають обертання млинця).
- Викликають флюоресценція (свічення різних кристалів, наприклад, ZnS – зелений колір).
- “Засвічують” фотоплівку.
- Відхиляються в магнітному полі.
- Несуть негативний електричний заряд.
- “Засвічують” фотоплівку.
- Відхиляються в магнітному полі.
- Несуть негативний електричний заряд.

Великий внесок в дослідження природи і властивостей катодних та рентгенівських променів вніс відомий віртуозний експериментатор і теоретик Іван Павлович Пулюй.

Анодні (канальні) промені, відкриті в 1886р. Голдштейном, являють собою молекулярний пучок позитивних іонів газу, що рухаються з великою швидкістю. Анодні промені вивчались Дж.Томсоном, В. Віном, Ф. Астоном.



Іван Пáвлович Пулю́й
(1845 — 1918)

Іскровий розряд – належить до самостійних розрядів і виникає між двома електродами в повітрі за нормальних тисків і високих напруженостях електричного поля. Характерний вигляд іскри між двома електродами представлено на рисунку.

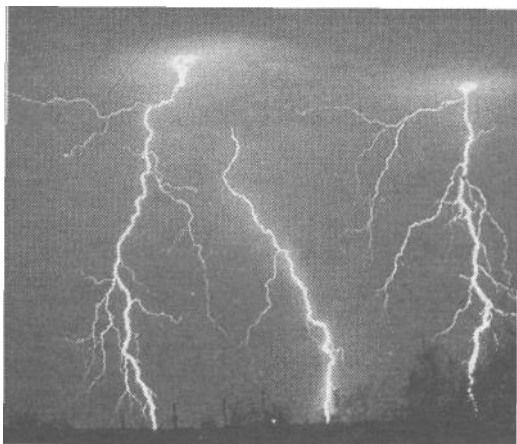


Яскравий світний канал зигзагоподібної іскри з’єднує обидва електроди. Для повітря пробій починається при критичній напруженості $E_{кр} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$. Даний розряд супроводжується звуковим ефектом – внаслідок ударної хвилі, що утворюється при підвищенні тиску до сотень атмосфер і температурах $T \approx 100000^\circ\text{C}$.

Дане явище можна пояснити з позицій стримерної теорії, розробленої Д.Міхом і Т.Льобом (1940 р.) . **Стример** – це локальні області підвищеної провідності газу. Негативні стримери представляють собою потік електронів. Схема розвитку негативного стримеру представлена на рисунку.



Блискавка - це приклад іскрового електричного розряду в нижніх шарах атмосфери. Природа блискавки вивчалась в дослідях Б.Франкліна, М.В.Ломоносова, Г.Ріхмана.



Блискавка.

У відсутності грози напруженість поля поблизу поверхні Землі порядку ≈ 100 В/м і напрямлена зверху вниз. В дощовій хмарі електризація відбувається внаслідок конденсації вологи і виникнення потоків повітря, які розбивають водяні краплі. На маленьких краплинах з'являються негативні заряди, краплі опускаються вниз. Іскровій блискавці передують поява так званого *лідера*, подібного до стримеру при іскрі.

Лідер досягає землі і по ньому інтенсивно проходить електричний заряд – блискавка. По лідеру рухаються заряди із інших частин хмари. Тому за першим проходить ще цілий ряд розрядом. Число таких електричних розрядів може досягати до декількох десятків, загальна тривалість процесу до 1 секунди. Струм в ній може досягати $20000A$, а напруга 10^9V між хмарою і землею. Крім іскрової блискавки в природі може існувати ще *плоска та кульова блискавки*. Кульова блискавка зазвичай зароджуються при сильній блискавці. Мають вигляд світних куль діаметром $20 \div 30$ см, які або повільно рухаються, або прикріплюються до нерухомих предметів. Через декілька секунд (іноді - хвилин) сильно вибухають і зникають. Суть цього явища до кінця не вивчена.



**Васіль Володімирович
Петрów**
(1761 — 1834)

Дуговий розряд. Дуговий розряд був відкритий в 1802р. В.В.Петровим. Пристрій для отримання дугового розряду зображено на Рис.1. Дуговий розряд можна отримати з іскрового. При появі іскри зменшується опір кола, і за рахунок вибивання електронів з електроду (термоелектронна емісія) в ньому виникає дуговий розряд. Для отримання дугового розряду використовують, як правило спеціальні вугільні електроди.

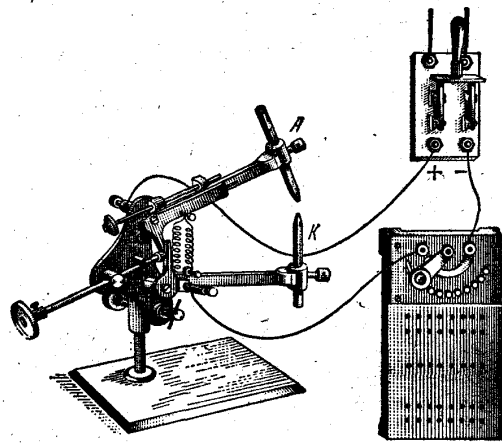
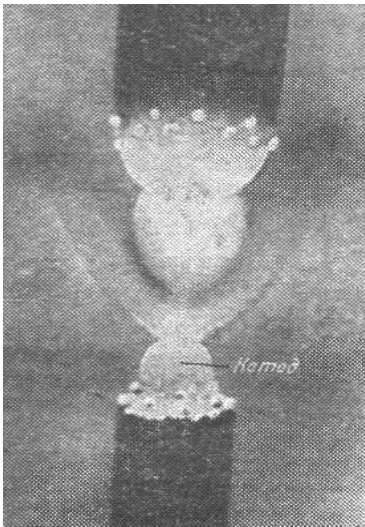


Рис.1. Пристрій для отримання дугового розряду.

Найбільш гарячим місцем дуги є кратер на позитивному електроді. Його температура може досягати 4000K і більше при $U \approx 30 \div 40V$. Висока електропровідність дуги зумовлена високою температурою катода, внаслідок інтенсивної термоелектронної емісії.

Коронний розряд це проміжний розряд між тліючим і іскровим. На відміну від іскрового в коронному розряді має місце неповний пробій газового проміжку, так як електронні лавини не проходять через весь шар газу. Коронний розряд спостерігається при досить високий тисках (наприклад - атмосферних) в сильно неоднорідних полях. Для спостереження вибирають електроди з великою різницею площ поверхні (наприклад – тонка дротина в циліндрі). Силові лінії напруженості сильно згущуються наближуючись до тонкої дротини. При досягненні напруженості поля $\approx 3 \cdot 10^6 V/m$ (тиск – атмосферний, температура - нормальна) між дротиною і циліндром запалюється розряд і в колі виникає струм. При цьому біля дротини виникає свічення у вигляді корони, що оточує дротину. Електронні лавини, які виникли біля провідника, рухаються від нього і обриваються в просторі за рахунок зменшення напруженості електричного поля. Коронний розряд спостерігається як при негативному потенціалі на дротині (негативна корона - рис.2), так і при позитивному (позитивна корона), а також при змінній напрузі між дротиною і циліндром. При збільшенні напруги між циліндром і дротиною зростає струм в коронному розряді і збільшується товщина корони.

Коронний розряд може виникнути біля будь-яких провідників з малою поверхнею (вістря). Корона виникає іноді в природі під впливом атмосферного електричного поля і появляється на верхівках дерев та щоглах кораблів (вогні “святого Ельма”).

Плазма – це високо іонізований квазінейтральний газ. Під квазінейтральністю розуміють, що сумарний об’ємний заряд такого середовища дорівнює нулю (як і для металів).

Розрізняють слабо іонізовану, середньо іонізовану та повністю іонізовану плазму. В земних умовах у зовнішніх шарах атмосфери присутня слабо іонізо-

вана плазма, а в блискавці – сильно іонізована плазма. Плазма утворюється в різних формах газового розряду. В космосі плазма являється найбільш поширеним станом речовини.

Експериментальні дослідження в даній галузі направлені на розробку методів отримання плазми з високими параметрами та з проблемою керованого термоядерного синтезу.

Для спостереження швидких частинок застосовуються **іонізаційні камери та лічильники**. Принцип їх роботи ґрунтується на виникненні газового розряду внаслідок іонізації газу, викликаного дією зарядженої частинки. Це – камера Вільсона, в якій робочим середовищем являється насичена пара; бульбашкова камера; іонізаційні лічильники з самостійним розрядом – лічильник Гейгера-Мюллера; сцинтиляційні лічильники; лічильник Черенкова, принцип дії якого ґрунтується на властивостях випромінювання Вавілова-Черенкова та інші.

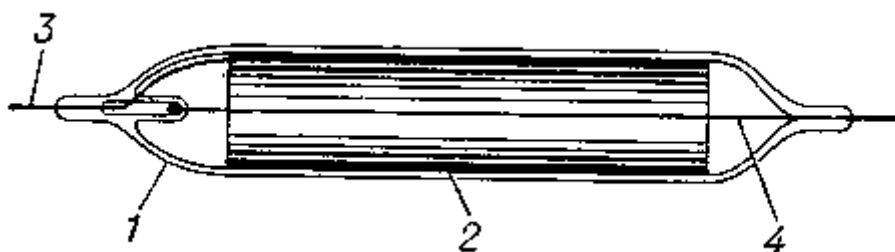
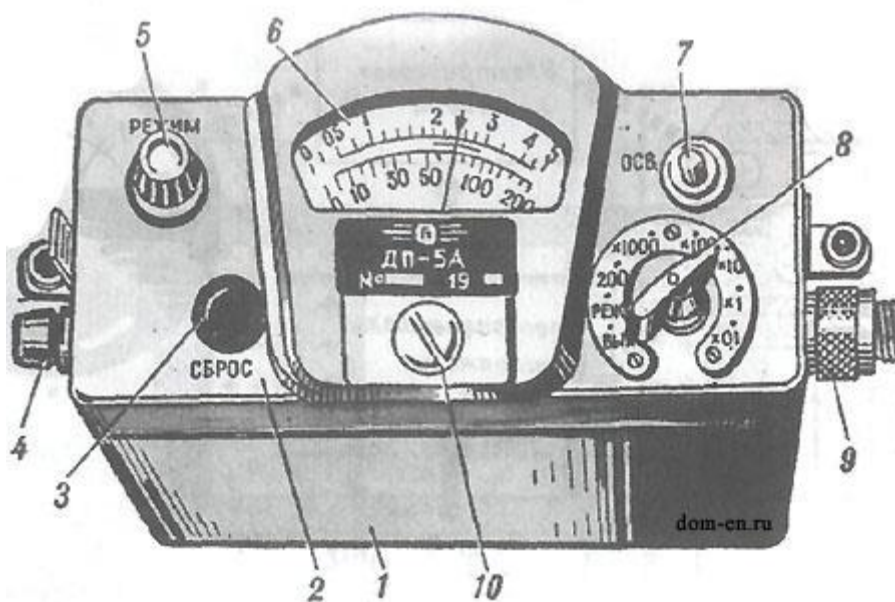


Схема скляного лічильника Гейгера — Мюллера: 1 — герметично запаяна скляна трубка; 2 — катод (тонкий шар міді на трубі з нержавіючої сталі); 3 — виводи катоду; 4 — анод (тонка натягнута нитка).



Дозиметр ДП-5А на базі лічильника Гейгера – Мюллера.

Е Л Е К Т Р О М А Г Н Е Т И З М

МАГНІТНЕ ПОЛЕ У ВАКУУМІ

1. Взаємодія струмів. Закон Ампера.
2. Магнітне поле електричного струму.
3. Закон Біо-Савара-Лапласа.
4. Циркуляція вектора напруженості магнітного поля.
Закон повного струму.
5. Сили, що діють на струм в магнітному полі.
6. Дія електричного та магнітного полів на рухомий заряд. Сила Лоренца.
7. Магнітне поле рухомого заряду.
8. Робота при переміщенні провідника зі струмом у магнітному полі.
Магнітний потік.

До відомих дослідів Ерстеда, Біо, Савара, Ампера і Фарадея, що встановили зв'язок магнітних явищ з електричним струмом, під магнетизмом розуміли сукупність явищ, пов'язаних з властивостями природних магнітів (залізорудних мінералів) і земного магнітного поля. Дія останнього на магніти спостерігалась ще за стародавніх часів і дозволила створити компас. В дослідях перелічених вище вчених було встановлено, що точно таке ж силове поле як поле природних магнітів як земне, створюється електричними струмами. Встановлено, що це поле діє не тільки на природні магніти, але і на електричні струми, наприклад, розвертає рамку з струмом, що по ній проходить (рис. 1).

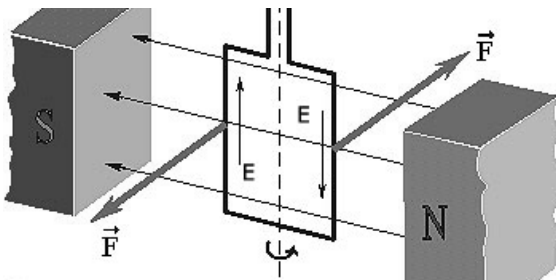


Рис. 1. Дія постійного магніту на рамку з електричним струмом



Андрé-Марі Ампер
André-Marie Ampère
(1775 — 1836)

В теорії, створеній Ампером, дія природних магнітів пояснена як дія кільцевих струмів мікроскопічного розміру, що постійно протікають в об'ємі магнітного матеріалу. Сучасна наука, спираючись на квантову теорію, розвинену в 20 сторіччі, доповнює концепцію Ампера уявленнями про власний магнітний момент частинок, що складають атоми, і пояснює з єдиної точки зору магнітні властивості не тільки природних магнітів, але і всіх речовин.

1. ВЗАЄМОДІЯ СТРУМІВ. ЗАКОН АМПЕРА

У попередніх розділах розглядалися явища, які мають місце в середині провідника із струмом. Сюди відносяться теплова і хімічна дія струмів та інше.

Відтепер звернемо увагу на ті явища, які відбуваються за межами провідника по якому проходить електричний струм. Уже відомо, як взаємодіють нерухомі електричні заряди: різнойменні притягуються, однойменні відштовхуються. Сила їх взаємодії пропорційна величині цих зарядів. А як взаємодіють між собою провідники із струмом? Дослід (рис.2) показує, що провідники із струмом взаємодіють і напрям сили взаємодії F залежить від напрямку струму I . Однонаправлені струми притягуються (рис.2-а), різнонаправлені – відштовхуються (рис.2-б). Пояснити взаємодію з точки зору електростатики неможливо. Отже, між електричними струмами існує взаємодія не електростатичного походження.

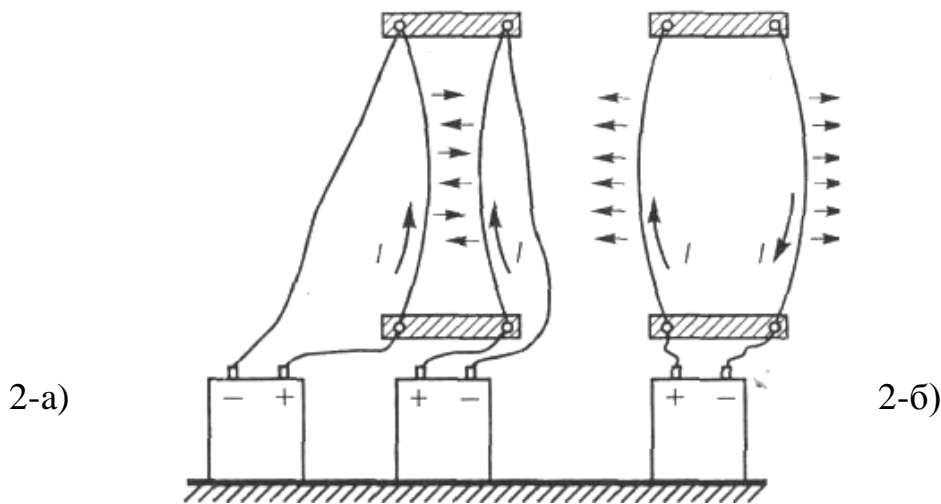


Рис.2. Взаємодія провідників із струмом.

Вперше цю силу експериментально виявив Андре-Марі Ампер в 1820 році. Він встановив, що сила дії $d\vec{F}_{12}$ першого елемента струму $I_1 d\vec{l}_1$ на другий елемент $I_2 d\vec{l}_2$ прямо пропорційна добутку цих елементів струмів, обернено пропорційна квадрату відстані між ними і залежить від взаємної орієнтації.

$$d\vec{F}_{12} = k \frac{I_1 I_2}{r_{12}^3} \left[d\vec{l}_2 \left[d\vec{l}_1 \cdot \vec{r}_{12} \right] \right] \quad (1)$$

або в скалярній формі

$$dF_{12} = k \frac{I_1 I_2 dl_1 dl_2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2}{r_{12}^2}.$$

Тут α_1 - кут між напрямом вектора $d\vec{l}_1$ та радіусом-вектором \vec{r}_{12} ;

α_2 - кут між напрямом $d\vec{l}_2$ та нормаллю \vec{n} до площини, в якій лежать $d\vec{l}_1$ та $d\vec{l}_2$.

Напрямок \vec{n} визначається векторним добутком $\left[d\vec{l}_1 \vec{r}_{12} \right]$.

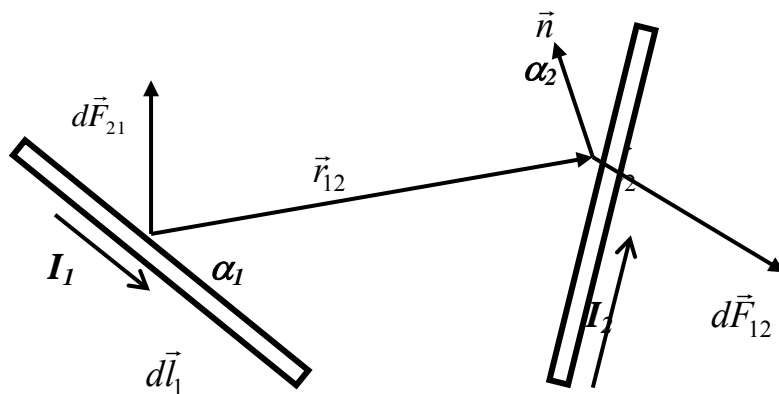


Рис 3. Взаємодія елементів струмів.

Сила $d\vec{F}_{21}$, з якою діє елемент струму $I_2 d\vec{l}_2$ на елемент струму $I_1 d\vec{l}_1$:

$$d\vec{F}_{21} = k \frac{I_2 I_1}{r_{21}^3} [d\vec{l}_1 [d\vec{l}_2 \cdot \vec{r}_{21}]]$$

не завжди рівна силі $d\vec{F}_{12}$.

Формула (1) виражає закон Ампера і дає можливість обчислити сили взаємодії замкнених лінійних струмів скінченної довжини. Коефіцієнт k в міжнародній системі одиниць SI дорівнює

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi}; \quad \text{тут} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{A}^2} - \text{магнітна стала.}$$

Закон Ампера в електродинаміці відіграє ту ж роль, що і закон Кулона в електростатиці. Але повної симетрії між цими законами і взагалі між взаємодією нерухомих електричних зарядів та взаємодією провідників зі струмами не існує.

Джерелом електростатичного поля є елементарні заряди, пов'язані з електронами, позитронами, протонами тощо. Аналогічних носіїв магнітного заряду в природі не виявлено, хоча в 1931 році Поль Дірак теоретично обґрунтував існування такої частинки – монополя Дірака.

Закон Ампера дає можливість розрахувати силу взаємодії між провідниками. Для випадку двох близько розташованих паралельних провідників кінцевої довжини l сила взаємодії може бути розрахована за формулою:

$$F = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi r_0} l \quad (2)$$

тобто, сила взаємодії двох струмів I_1 та I_2 паралельно розташованих на відстані r_0 прямо пропорційна добуткові цих сил і їх довжині l та обернено пропорційна відстані між ними r_0 . При цьому однонаправлені струми притягуються, різнойменні відштовхуються.

Формула (2) дає можливість дати визначення основній одиниці електрики - одному Амперу: За одиницю сили струму в SI 1А береться сила такого постійного струму, який проходить по двох паралельних провідниках

нескінченної довжини і дуже малого круглого поперечного перерізу, що знаходяться в вакуумі на відстані 1 м один від одного і викликає між ними силу взаємодії рівну $2 \cdot 10^{-7}$ Н на кожний метр довжини.

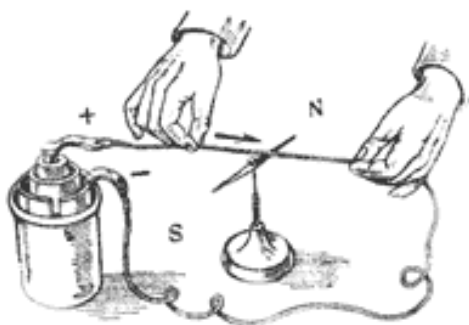


Рис.4. Дія електричного струму на магнітну стрілку (дослід Ерстеда).

Ганс Крістіан Ерстед
Ørsted
(1777 — 1851)

Для пояснення нового типу взаємодії між елементарними струмами, тобто рухомими електричними зарядами, було прийнято, що навколо нерухомих зарядів виникає лише електростатичне поле, навколо рухомих зарядів (електричних струмів) виникає ще і магнітне поле. Цей висновок був підтверджений дослідями датського вченого Ганса Ерстеда в 1820 р. В цих дослідах було показано, що електростатичні заряди не діють на магнітну стрілку, а провідник із струмом (рис.4) викликає коливання останньої. При вміщенні в поле постійного магніту провідника із струмом спостерігається виникнення сили, яка діє на провідник і магніт. Взаємодіяти між собою можуть лише однорідні величини. Отже, електричний струм еквівалентний до постійного магніту. Взаємодія відбувається через матеріальне середовище - *магнітне поле*.

2. МАГНІТНЕ ПОЛЕ ЕЛЕКТРИЧНОГО СТРУМУ

З електричним струмом зв'язано магнітне поле, яке є особливою формою існування матерії, через яке відбувається взаємодія рухомих електричних зарядів, провідників із струмом чи постійних магнітів.

Навколо рухомих зарядів існує два поля - електричне і магнітне, які є різними проявами більш загального, електромагнітного поля.

Історично, індикатором магнітного поля вважається магнітна стрілка. Магнітна стрілка - це маленький лінійний природний магніт (наприклад, стрілка компаса, намагнічений шматок заліза та інш.). Назвемо його *пробним магнітом* по аналогії з пробним зарядом в електростатиці. Так само, як на магнітну стрілку, магнітне поле діє на дротяну *рамку* (або багатовиткову рамку – *катушку*) зі струмом. Тому в якості пробного магніту для експериментального дослідження магнітного поля можна використати рамку зі струмом (або катушку). Крім того, магнітне поле катушки у всьому подібно полю постійного магніту.

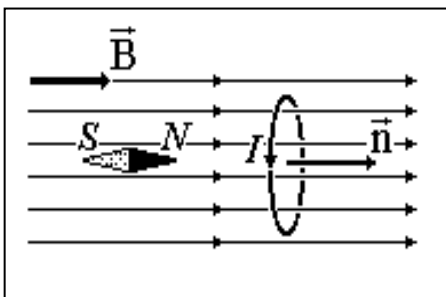
Для описання магнітного поля (аналогічно до електростатичного) вводяться поняття *індукції B* та *напруженості H* магнітного поля.

Нехай в магнітному полі, створеному постійним магнітом знаходиться провідник із струмом I . На кожен ділянку dl цього провідника буде діяти сила dF пропорційна силі струму, довжині ділянки dl . Залежить вона також від орієнтації провідника та властивостей поля

$$F = IBl \cdot \sin \alpha \quad (3)$$

тут α - кут між напрямком струму і магнітного поля; B - індукція магнітного поля в даному середовищі.

Індукція магнітного поля – векторна величина. Вектор магнітної індукції \vec{B} є основною характеристикою магнітного поля. Умовились вважати, що вектор \vec{B} у довільній точці поля співпадає за напрямком з напрямком сили, що діє на північний полюс нескінченно малої магнітної стрілки (рис. 5).



Рис

с.5. Визначення напрямку вектора магнітної індукції \vec{B} за допомогою магнітної стрілки

Якщо порівняти з відомою формулою електростатики $\vec{F} = q\vec{E}$, то видно, що у випадку магнітного поля роль заряду відіграє елемент струму $I d\vec{l}$, а роль напруженості \vec{E} відіграє індукція \vec{B} магнітного поля. З (3) видно, що індукція магнітного поля в даному середовищі чисельно рівна силі, з якою діє магнітне поле на провідник одиничної

довжини зі струмом силою в 1 А, розміщений перпендикулярно до ліній індукції \vec{B} . В міжнародній системі одиниць SI:

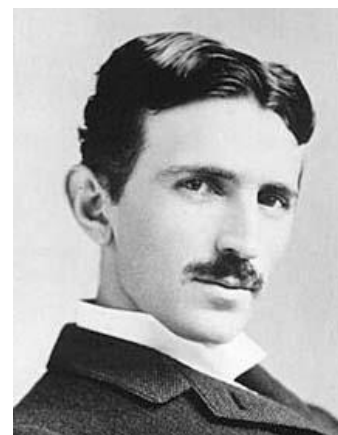
$$[B] = \frac{H}{A \cdot m} = \frac{\text{Дж}}{A \cdot m^2} = \frac{B \cdot c}{m^2} = \text{Тл (Тесла)}$$

Ця одиниця названа на честь сербського електротехніка Ніколи Тесла.

Формула (3) виражає закон Ампера і може бути записана в векторному вигляді:

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}] \quad (4)$$

Для визначення напрямку дії сили (4) користуються правилом лівої руки: якщо лінії індукції магнітного поля входять в долонь (рис.6), чотири випрямлені пальці співпадають з напрямком струму I в провіднику, то відігнутий на 90° великий палець укаже напрям дії сили.



Нікола Тесла
Nikola Tesla
(1856 — 1943)

З закону Ампера випливає що, сили взаємодії не є центральними. Вони завжди напрямлені перпендикулярно до ліній магнітної індукції.

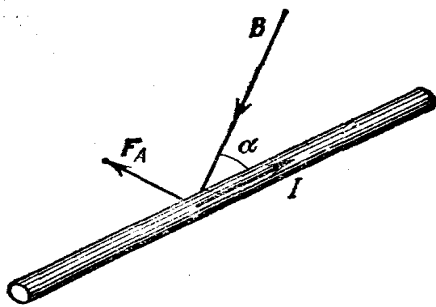


Рис.6. Визначення напрямку сили Ампера

Для графічного зображення магнітних полів користуються лініями магнітної індукції. Лініями магнітної індукції називаються лінії, дотичні до яких в кожній точці збігаються з напрямом вектора \vec{B} в цих точках поля. Розташування в просторі ліній магнітного поля, створеного струмами і природними магнітами, Ерстед, а потім Біо (1820-1822) демонстрували в дослідях з продовговатими залізними ошурками, що відігравали роль пробних магнітів (Рис. 7.)

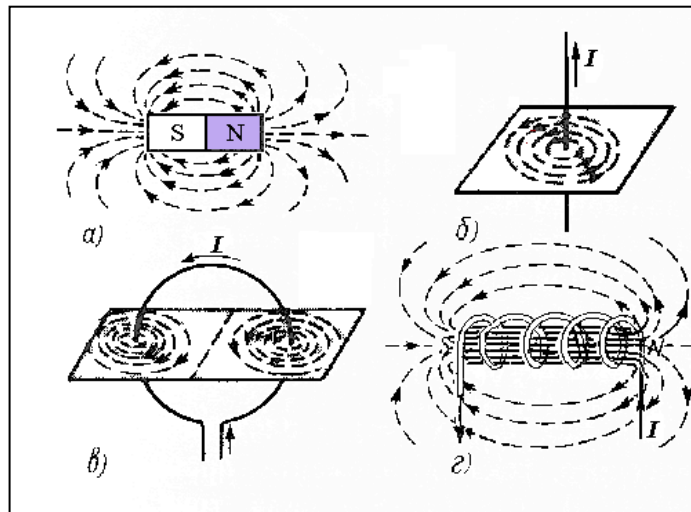


Рис. 7. Лінії магнітної індукції: а) постійного магніту; б) прямого провідника; в) дотяного витка; г) котушки зі струмом.

Розташування ошурок в полі прямолінійного струму показало, що лінії магнітної індукції в цьому випадку являють собою кола, концентричні відносно осі провідника (рис. 7). Лінії індукції магнітного поля природного магніту і котушки розташовані в просторі так само, як і лінії напруженості електричного диполя.

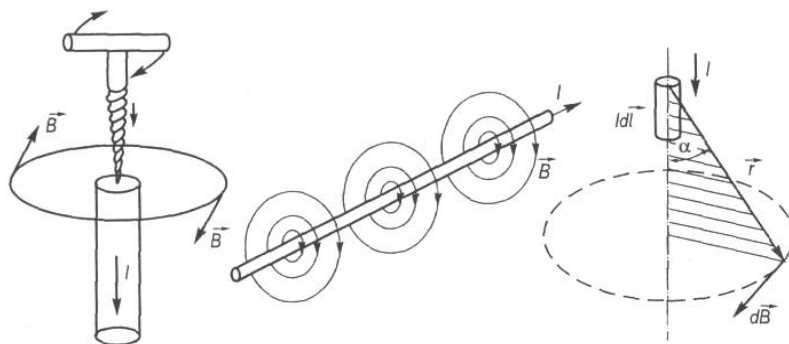


Рис.8. Визначення напрямку вектора \vec{B} за допомогою правила свердлика.

Напрямок лінії індукції визначається також за правилом свердлика: якщо поступальний рух свердлика співпадає з напрямком струму I , то напрям обертання рукоятки свердлика співпадає з напрямком вектора індукції \vec{B} (рис.8). Лінії індукції магнітного поля можна продемонструвати за допомогою металевих ошурків (рис.9). Аналогія між магнітними полями прямих магнітів і соленоїдів (рис.7) дала змогу Амперу в 1821-1822 роках висловити гіпотезу про те, що магнітні властивості постійних магнітів зумовлені мікрострумами, які існують в них. Природа їх на той час була невідома.

Поряд з магнітною індукцією для описання магнітного поля широко використовується і фізична величина, яка називається *напруженістю магнітного поля*. Історично назва напруженості магнітного поля закріпилася за вектором \vec{H} , незважаючи на те, що він не враховує властивості середовища.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \quad \text{або} \quad \boxed{\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}} \quad (5)$$

де μ_0 - магнітна стала, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}$, або $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м}$

μ - магнітна проникність,

Для вакууму $\mu=1$, для більшості не феромагнетиків $\mu \approx 1$.

Напруженість вимірюється в А/м. Напруженість величиною в 1 А/м характеризується магнітне поле в центрі кола діаметром 1м, по контуру якого проходить струм в 1А. (Це стане зрозумілим пізніше під час обчислення поля колового струму).

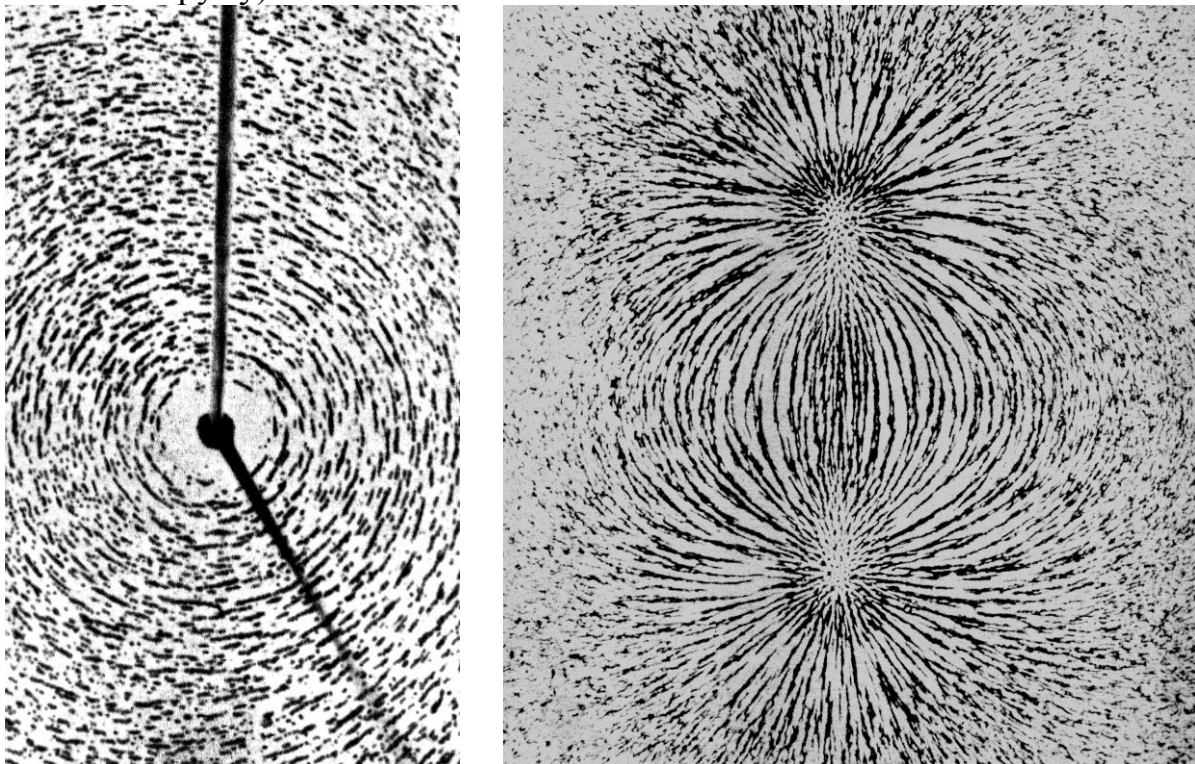


Рис.9. Фотографії ліній індукції магнітних полів, створених провідником із струмом та намагніченим стержнем і отриманих за допомогою залізних ошурків.

Рівняння (5) аналогічне до рівняння $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$, яке описує зв'язок векторів індукції і напруженості електростатичного поля. Згадаємо обґрунтування доцільності введення цих понять в електриці: - джерелом ліній індукції \vec{D} є тільки вільні заряди (тобто макроскопічні заряди). Джерелом ліній напруженості \vec{E} є не тільки вільні заряди, але і зв'язані заряди, тобто такі заряди, які виникають на поверхні внесеного в електричне поле діелектрика внаслідок його поляризації. Це, так би мовити, - мікроскопічні заряди.

Магнітне поле електричного струму також необхідно врахувати в вакуумі або в середовищі, яке складається з окремих частинок. Наприклад, атом складається з ядра та електронів, що рухаються навколо нього. Ці рухомі електрони створюють мікроструми, які в свою чергу створюють певні мікрополя. Напруженість \vec{H} враховує лише ті поля, які створюються навколо провідника з макрострумами (струмами провідності I). Індукція \vec{B} відіграє роль результуючої, яка враховує і поля, створені струмами провідності, і поля, створені в середовищі мікрострумами.

Таким чином, за фізичним змістом, напруженість магнітного поля є аналогом індукції електричного поля в той час, як індукція магнітного поля є аналогом напруженості електричного поля.

3. ЗАКОН БІО–САВАРА-ЛАПЛАСА

Як було показано вище, магнітне поле, як і електричне, описується за допомогою векторів напруженості та індукції. Напрямок вектора напруженості \vec{H} (як і вектора індукції \vec{B}) визначається за допомогою магнітної стрілки або за правилом свердлика. Лінії напруженості магнітного поля створеного прямим провідником із струмом мають вигляд концентричних кіл навколо цього провідника. При цьому напрямок вектора \vec{H} в будь-якій точці співпадає з віссю магнітної стрілки (рис. 5), яку помістили в цю точку, і проведено від південного до північного полюсу. Якщо магнітна стрілка відсутня, то можна скористатись свердликом або гвинтом (рис.8).



Жан-Батіст Біо
Jean-Baptiste Biot
(1774 — 1862)



Фелікс Савар
Félix Savart
(1791 — 1841)



П'єр-Симон
маркиз де Лаплас
Pierre-Simon de Laplace
(1749 — 1827)

Величина елементарної напруженості $\Delta \vec{H}$ магнітного поля, створеного елементом струму $I \Delta \vec{l}$ в довільній точці M , що знаходяться на відстані r від цього елемента визначається за допомогою закону Біо-Савара-Лапласа. Жан-Батіст Біо та Фелікс Савар в 1820 році експериментально встановили (П'єр Сімон Лаплас математично обробив відкриття), що: *елементарна напруженість ΔH прямо пропорційна силі струму I , який створює магнітне поле, довжині елемента Δl провідника, обернено пропорційна квадрату відстані r і залежить від кута α між напрямком струму та радіус-вектором \vec{r} , проведеним від елемента струму Δl до точки M .*

$$\Delta H \approx \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}; \quad \Delta H = k \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}; \quad k = \frac{1}{4\pi} \quad (\text{в SI})$$

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad \text{або} \quad \Delta \vec{H} = \frac{I [\Delta \vec{l} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3} \quad (6)$$

Формула (6) є математичним виразом закону Біо-Савара-Лапласа, при цьому напрям вектора $\Delta \vec{H}$ визначається за допомогою магнітної стрілки або правила свердлика (рис.5, рис.8).

Магнітне поле, як і електричне підпорядковується *принципу суперпозиції*. Тобто напруженість магнітного поля в будь-якій точці M , створеного декількома струмами, дорівнює сумі напруженостей $\Delta \vec{H}_i$ магнітних полів, створених в цій точці кожним окремим струмом.

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^n \Delta \vec{H}_i \quad (7)$$

Розрахуємо напруженість деяких магнітних полів користуючись законом Біо-Савара-Лапласа та принципом суперпозиції:

А. Магнітне поле прямого провідника із струмом.

Уявно розіб'ємо провідник на елементарні ділянки dl . Користуючись правилом свердлика визначимо напрямки векторів $d\vec{H}$ в деякій точці M . Зрозуміло, що всі елементарні напруженості в цій точці направлені однаково: перпендикулярно площині малюнка (рис.10а) до нас.

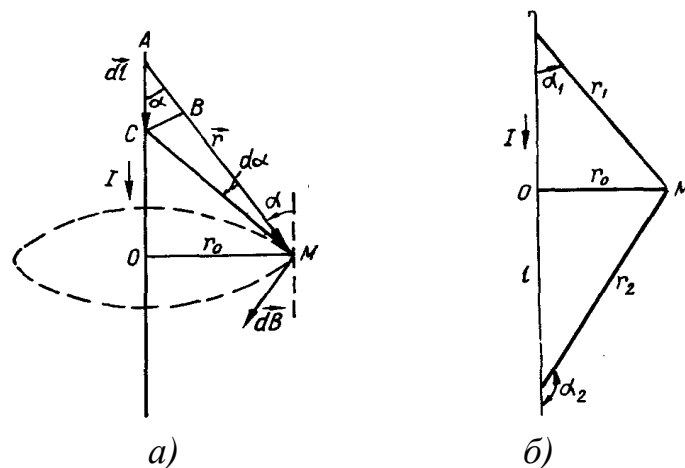


Рис.10. Розрахунок напруженості поля прямого провідника із струмом.

Елементарна напруженість dH згідно (6) може бути розрахована за формулою:

$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (*)$$

тут змінні r , dl , $\sin \alpha$.

Так як dl дуже мала величина, то $AM \approx CM = r$,

$$CB \approx dS(\text{дуга}) \approx r d\alpha \quad \text{тобто} \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0}{\sin \alpha} \frac{d\alpha}{\sin \alpha}.$$

Підставимо отримані значення dl та r в (*) і проінтегруємо по всіх значеннях $d\alpha$ від α_1 до α_2 (рис.10б)

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha} \frac{\sin^2 \alpha}{r_0^2} \sin \alpha = \frac{I}{4\pi r_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha,$$

отже

$$H = \frac{I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \quad (8)$$

Формула (8) дозволяє розрахувати напруженість магнітного поля довільного прямолінійного провідника із струмом. Для нескінченно довгого провідника ($\alpha_1 \rightarrow 0$; $\alpha_2 \rightarrow \pi$; $\cos \alpha_1 = 1$; $\cos \alpha_2 = -1$) ця формула набере вигляду:

$$H = \frac{I}{2\pi r_0} \quad (9)$$

Б. Магнітне поле колового струму.

На рис.11 зображено коловий виток із струмом. Зрозуміло, що магнітне поле всередині витка із струмом буде завжди більшим (лінії напруженості розташовані щільніше) ніж зовні.

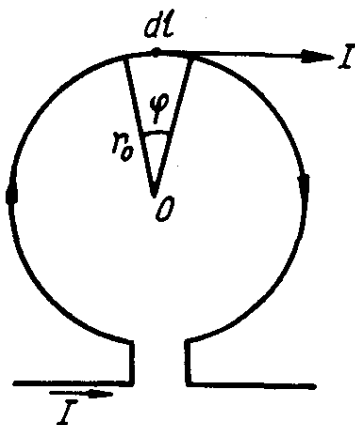


Рис.10. Магнітне поле колового провідника із струмом.

Розрахуємо індукцію магнітного поля всередині колового витка із струмом користуючись законом Біо-Савара-Лапласа: Виберемо елементарну довільну ділянку витка dl (рис.9) і обчислимо індукцію магнітного поля створеного цією ділянкою в центрі витка:

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin(\vec{dl}, \vec{r})}{r^2}$$

з рис.9 видно, що: $\sin(\vec{dl} \wedge \vec{r}) = 1$ і

$$r = r_0 \text{ отже одержимо: } dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r_0^2}$$

Користуючись принципом суперпозиції обчислимо сумарну індукцію магнітного поля, створеного витком в цілому. Для цього проінтегруємо останній вираз:

$$B = \int_0^B dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi r_0} \frac{Idl}{r_0^2} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r_0^2} \int_0^{2\pi r_0} dl;$$

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2r_0} \quad \text{або для напруженості } H = \frac{I}{2r_0} \quad (10)$$

Якщо ми маємо не один, а N витків, то напруженість поля, згідно до принципу суперпозиції буде в N раз більшою:

$$B = \mu\mu_0 \frac{IN}{2r_0} \quad ; \quad H = \frac{IN}{2r_0} \quad (11)$$

Напруженість поля на осі витків в точці, що віддалена від центру витків на відстань h :

$$H = \frac{Ir_0^2 N}{2(r_0^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (12)$$

В. Поле соленоїдного струму.

Соленоїдом називають довгу циліндричну котушку, яка складається з багатьох однакових, соосних, щільно укладених витків дроту, що утворюють гвинтову лінію. (рис.12).

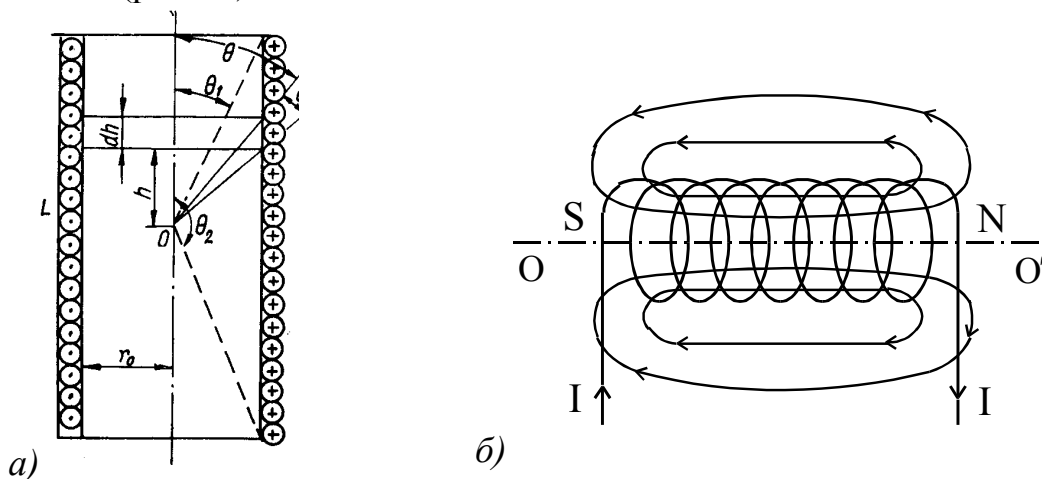


Рис.12. Соленоїд (а) та магнітне поле соленоїда (б).

Для розрахунку магнітного поля прямого соленоїда використовують поняття *густини витків* (n) - це кількість витків на одиницю довжини соленоїда:

$$n = \frac{N}{L} = \frac{1}{d},$$

тут L - довжина соленоїда, d - діаметр дроту, з якого намотано соленоїд.

В довільній точці на осі соленоїда індукція магнітного поля \vec{B} має вигляд:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} nI (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad H = \frac{nI}{2} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (13)$$

Формули (13) справедливі для визначення індукції і магнітного поля в будь-якій точці всередині соленоїда. Так в центрі нескінченно довгого соленоїда: $L \gg R$, $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \pi$:

$$B = \mu\mu_0 nI; \quad H = nI.$$

на краю соленоїда:

$$\theta_2 = 0, \theta_1 = \pi/2 \quad \text{або для іншого краю} \quad \theta_1 = 0, \theta_2 = \pi/2,$$

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} nI; \quad H = \frac{nI}{2}.$$

4. ЦИРКУЛЯЦІЯ ВЕКТОРА НАПРУЖЕНОСТІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ. ЗАКОН ПОВНОГО СТРУМУ

Нагадаємо, що електростатичне та магнітні поля мають ряд відмінностей:

<i>Електростатичне поле</i>	<i>Магнітне поле</i>
Лінії напруженості починаються на позитивних зарядах	Лінії напруженості починаються на північному полюсі
Лінії напруженості розімкнені	Лінії напруженості замкнені
Поле потенціальне	Поле вихрове
Окремо існують позитивні та негативні заряди	Окремо не існують північний та південний полюси

Потенціальність електростатичного поля означає, що робота по переміщенню електричного заряду в ньому не залежить від обраного шляху, тобто циркуляція вектора напруженості електростатичного поля дорівнює нулеві:

$$\oint_L \vec{E}_l dl = 0.$$

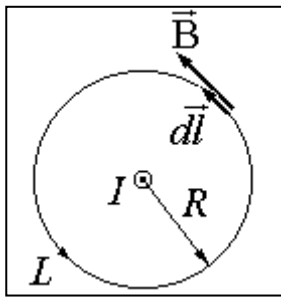
Оцінимо циркуляцію вектора напруженості магнітного поля. Розглянемо магнітне поле утворене нескінченно довгим провідником. Лінії напруженості є концентричними колами.

Циркуляція вектора напруженості дорівнює:

$$\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = \oint_L H_l dl \quad (14)$$

Згідно з (9) величина напруженості магнітного поля для прямого струму:

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$



Тоді у формулі (14) :

$$\oint_L H_i dl = \int_0^{2\pi} \frac{I}{2\pi r} dl = \frac{I}{2\pi r} \cdot 2\pi r = I$$

$$\oint H_i dl = I \quad (15)$$

Вираз (15) буде справедливим для будь-якого замкненого контуру довільної форми.

Таким чином: циркуляція вектора напруженості магнітного поля прямолінійного нескінченно довгого провідника зі струмом I вздовж замкненого контуру, який охоплює провідник, не залежить від форми контуру і чисельно дорівнює силі струму I .

Якщо магнітне поле створене декількома струмами, то напруженість поля в деякій точці дорівнює по принципу суперпозиції:

$$H = \sum_{i=1}^n H_i \quad \oint H_i dl = \sum_{k=1}^n I_k, \quad (16)$$

де n – кількість провідників зі струмом, які охоплюються контуром L .

Це є вираз закону повного струму: *Циркуляція вектора напруженості магнітного поля постійного електричного струму вздовж замкненого контуру дорівнює алгебраїчній сумі струмів, які охоплює цей контур.*

Даний закон має для розрахунку магнітних кіл таке саме значення, як і теорема Гауса для електростатичних полів.

Циркуляція вектора напруженості не дорівнює нулеві, а отже: магнітне поле, на відміну від електростатичного, не є потенціальним. Поля, для яких циркуляція вектора напруженості відмінна від нуля називаються вихровими. Вихровим, наприклад, є електричне поле постійного струму, циркуляція вектора напруженості для якого дорівнює *е.п.с.*:

$$\oint_L E_i dl = \varepsilon$$

5. СИЛИ, ЩО ДІЮТЬ НА СТРУМ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Згідно до закону Ампера на провідник із струмом в магнітному полі діятиме сила: $dF = BIdl \sin \alpha$ або $dF = \mu\mu_0 HIdl \sin \alpha$.

Розглянемо деякі окремі випадки:

А. Круговий контур, площа якого перпендикулярна до ліній індукції.

Напрямок сили, що діє з боку магнітного поля на контур розташований таким чином (рис.13а), визначимо за правилом лівої руки. Не важко побачити, що в залежності від напрямку струму ця сила буде або направлена до центру контуру (тобто його стискувати), або від центра (тобто розтягувати його). При досить жорсткому контуру макроскопічного його переміщення не буде.

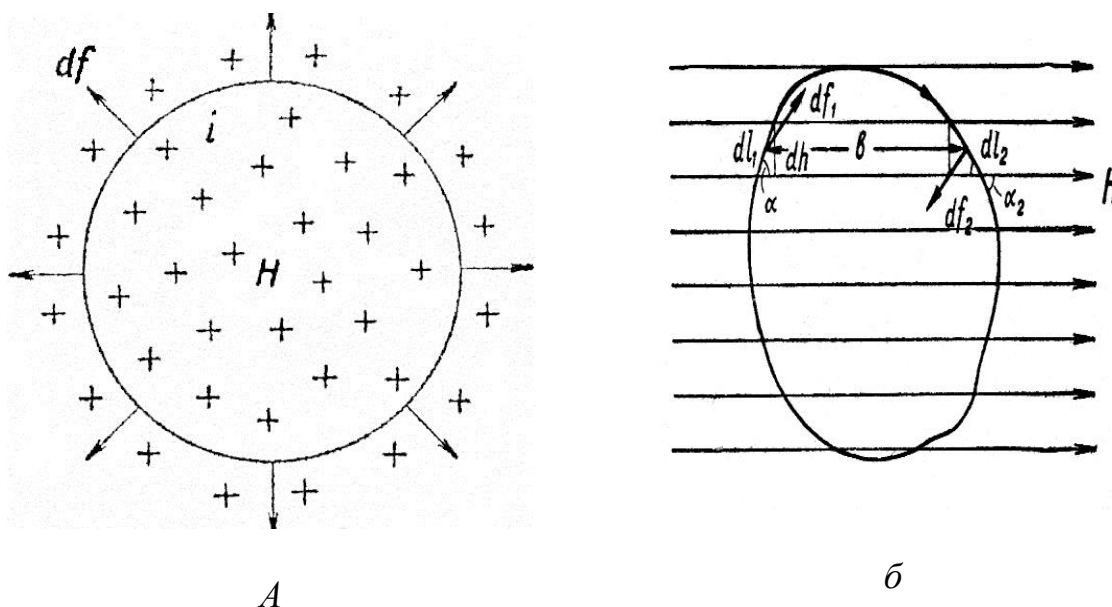


Рис. 13. Круговий контур в магнітному полі.

Б. Круговий контур, площина якого паралельна до ліній індукції.

Якщо застосувати до будь-якої ділянки dl (рис.13б) правило лівої руки, то видно, що на ділянки з лівої частини контуру діятимуть сили направлені від спостерігача, а на ділянки з правої частини діятимуть сили направлені до спостерігача. Тобто виникатиме обертальний момент

$$M = B I S N$$

тут S - площа контуру, N - кількість витків.

Сили, що діють на замкнутий контур із струмом в однорідному магнітному полі, паралельному до площини цього контуру, створюють обертальний момент M , величина якого залежатиме від індукції магнітного поля, сили струму в контурі I та його площі S .

Величина $P_m = I S N$ називається магнітним моментом струму. При обертанні контуру магнітний момент P_m залишатиметься сталим, а момент M зменшуватиметься від максимального значення коли нормаль до площини і лінії індукції утворюють кут $\alpha = 90^\circ$ до значення рівного нулю при $\alpha = 0^\circ$. Тобто в довільному положенні обертальний момент дорівнюватиме:

$$M = P_m B \sin \alpha$$

В неоднорідному магнітному полі крім сил, що деформують контур, (розтягують або стискають його) та сил, що обертають його, виникає сила, що втягує контур з струмом в зони з підвищеним значенням індукції магнітного поля.

6. ДІЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТА МАГНІТНОГО ПОЛІВ НА РУХОМИЙ ЗАРЯД. СИЛА ЛОРЕНЦА.

В попередньому параграфі ми розглянули дію магнітного поля на провідник із струмом. При цьому виникає сила, яка обертає або деформує цей провідник. Яка причина виникнення цієї сили? Магнітне поле діє на *окремі рухомі електричні заряди (електрони)*. Електрони, відхиляючись від прямолінійного напрямку, співударяються з вузлами кристалічної ґратки, передають їй свій імпульс і, таким чином, викликають макроскопічне переміщення провідника.

Електричне поле діє як на нерухомі, так і на рухомі заряди. Сила цієї дії $\vec{F}_e = q\vec{E}$ (*)

Магнітне поле на нерухомі заряди не діє, а діє лише на рухомі. Сила з якою діє магнітне поле на електричний заряд при їх відносному русі

$$F_m = Bqv \sin \alpha \quad \text{або} \quad \vec{F}_m = q[\vec{v}\vec{B}] (**)$$

тут v - швидкість відносного руху заряду і магнітного поля, α - кут між напрямком вектора швидкості \vec{v} та індукції магнітного поля \vec{B} .

Напрямок дії цієї сили визначається також за правилом лівої руки, як і напрям сили Ампера: *Якщо ліву руку розташувати таким чином, що чотири пальці співпадають з напрямом руху позитивних зарядів а лінії індукції магнітного поля входять в долоню, то відігнутий на 90° великий палець укаже напрям сили F_m , що діє з боку магнітного поля на цей рухомий заряд.*

Звертаємо увагу, що у випадку негативного заряду ліву руку слід розташувати таким чином, щоб чотири пальці були направлені проти напрямку вектора \vec{v} .

Якщо на рухомий заряд одночасно діють і електричне і магнітне поля, то результуюча сила:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m \quad \text{або враховуючи (*) та (**):} \quad \vec{F} = q(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) \quad (17)$$

Формула (17) називається *формулою Лоренца* на честь автора електронної теорії провідності нідерландського фізика Гендріка-Антон Лоренца. Сила Лоренца завжди напрямлена перпендикулярно до швидкості руху і тому відіграє роль доцентрової. Роботи сила Лоренца не виконує. Вона змінює лише напрям швидкості.

Сила Лоренца відіграє велику роль в техніці. Саме ця сила відхиляє електрон в електронно-променевої трубки осцилографа, в кінескопі телевізора, приводить до явища Холла тощо. Принцип дії цієї сили покладено в основу роботи прискорювачів заряджених частинок: циклотронів, синхрофазотронів, сконструйовано гідродинамічний генератор.



Гендрік Антон Лоренц
Hendrik Antoon Lorentz
(1853 — 1928)

Розглянемо деякі випадки прояву дії сили Лоренца:

A. Заряджена частинка влітає в магнітне поле під кутом.

Нехай частинка з зарядом q та масою m влітає під кутом α в магнітне поле з індукцією \vec{B} . З боку магнітного поля на частинку заряду q буде діяти сила Лоренца $\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}]$, яка примусить частинку рухатись з прискоренням:

$$\vec{a} = \frac{q}{m}[\vec{v}\vec{B}].$$

При русі частинки перпендикулярно до напрямку \vec{B} траєкторією буде коло:

$$R = \frac{mv}{qB}; \quad v = \omega \cdot R; \quad \frac{mv^2}{R} = qBv; \quad m\omega^2 \cdot R = qB\omega \cdot R;$$

$$\omega = \frac{qB}{m}.$$

Величина ω називається циклічною частотою, а R - циклотронним радіусом.

Якщо ж частинка влітає в магнітне поле під кутом α , то сила Лоренца, як відомо, перпендикулярна до руху частинки, а отже і прискорення викликатиме обертання цієї частинки по колу деякого радіусу r . Разом з тим частинка зберігатиме поступальний рух вздовж ліній напруженості. При цьому частинка буде рухатись по гвинтовій лінії (рис.14), радіус якої – r та крок - h визначають за формулами:

$$r = \frac{mv \sin \alpha}{qB}, \quad h = \frac{2\pi mv \cos \alpha}{qB},$$

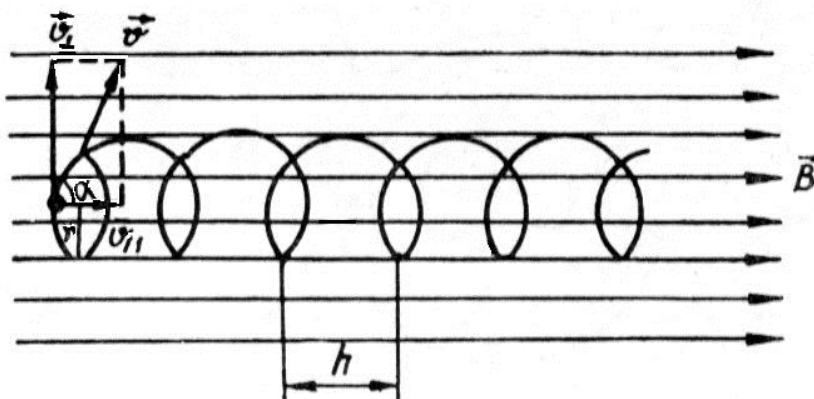


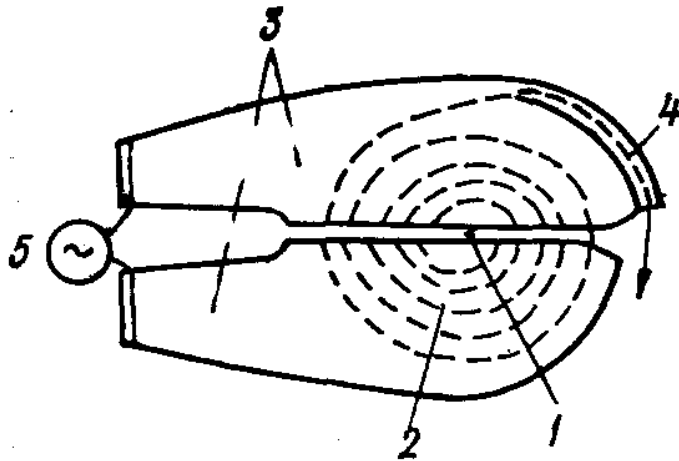
Рис.14. Рух зарядженої частинки, що влітає в магнітне поле під кутом α .

Основним методом дослідження структури атомів і ядер є їх бомбардування зарядженими частинками, які рухаються з великими швидкостями. На принципі відхилення заряджених частинок магнітним полем основана дія *прискорювачів заряджених частинок*. Це установки, які були створені на початку 30-х років ХХ століття для одержання заряджених частинок великих енергій. За формою траєкторій вздовж яких розганяють частинки вони поділяються на *лінійні і циклічні*. Необхідним елементом кожного прискорювача є наявність електричного поля.

Робота $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ йде на збільшення кінетичної енергії зарядженої частинки. В лінійних прискорювачах з електростатичними генераторами енергія частинки може досягати 1 мільйона електрон-вольт.

В резонансних лінійних прискорювачах збільшення енергії відбувається за рахунок високочастотного електричного поля.

Найбільшого поширення набули циклічні прискорювачі, які дають можливість одержувати групи електронів і іонів шляхом періодичного прискорення їх в електричному полі. Для управління рухом частинок по коловій траєкторії використовують сильне поперечне магнітне поле.



- 1- джерело частинок
- 2- орбіта руху частинки
- 3- прискорюючі електроди
- 4- вивідний пристрій
- 5- генератор прискорюючого поля

В 1944 році відомий фізик Векслер довів, що існує *принцип автофазування*. Це відкриття дозволило прискорювати заряджені частинки, які рухаються з великими швидкостями, тобто енергіями порядку мільярдів, навіть десятків мільярдів електрон-вольт. Циклічний прискорювач іонів побудований на цьому принципі називається *фазотроном*.

У фазотроні магнітне поле – постійне, а частота електричного повільно змінюється. Орбіта руху частинок – спіралеподібна. Максимальна енергія протонів може становити 1 ГеВ. Фазотрон малопридатний для електронів.

Для одержання пучків великих енергій застосовують *бетатрон і синхротрон* ($V \neq \text{const.}$, а $\omega = \text{const.}$). Принцип бетатрона заснований на явищі електромагнітної індукції. Для протонів найпотужнішим прискорювачем є *синхрофазотрон*, в якому одночасно змінюється і частота прискорюючого поля, і індукція магнітного поля.

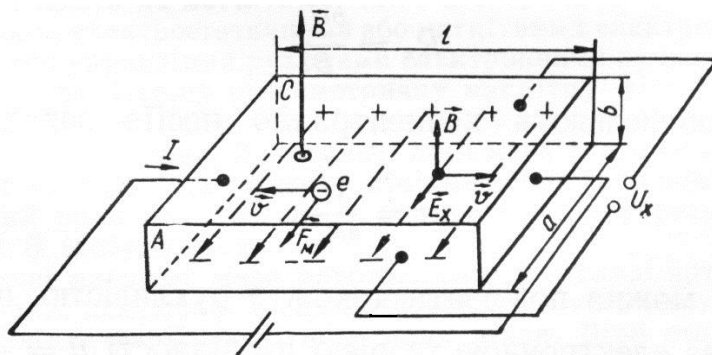
Один з найбільших: прискорювачів знаходиться в Росії (Дубно) $R = 28\text{м}$, а маса електромагніту $36 \cdot 10^6\text{кг}$, значення енергії може досягати 10, 30, 33 ГеВ.



*Брукхейєнський синхротрон
на 30 БеВ.
(Магніт довжиною майже
в кілометр в кільцевому підземному тунелі)*

Б. Ефект Холла.

Американський фізик Е.Холл у 1879-1880р виконав дослід з пропускання струму через золоту пластинку.



Едвін Герберт Холл
Edwin Herbert Hall
(1855 — 1938)

Він вимірював різницю потенціалів між протилежними точками на верхній та нижній гранях. У відсутності магнітного поля різниця потенціалів рівна нулю. В магнітному полі потенціали нижньої і верхньої граней різні.

Було показано, що різниця потенціалів рівна:

$$\varphi_A - \varphi_C = R_x \frac{IB}{b},$$

R_x - називається сталою Холла. Стала R_x залежить від матеріалу пластинки і може бути як більша так і менша нуля.

Ефект Холла з положень класичної електронної теорії провідності металів можна пояснити так:

-позначимо число електронів в одиниці об'єму n_0 , середня швидкість впорядкованого руху V , тоді сила струму I :

$$I = qVn_0S = qVn_0ab \quad (*)$$

$S = ab$ - площа поперечного перерізу пластини. Якщо $q > 0$, то напрямок \vec{V} співпадає з напрямком струму.

Сила Лоренца $\vec{F}_L = q[\vec{V}\vec{B}] = qVB\sin\alpha$ змушує заряди відхилитись до верхньої грані. Внаслідок перерозподілу на верхній грані буде надлишок зарядів, на нижній їх нестача. Між гранями виникне електричне поле \vec{E} .

Сила $q\vec{E}$ зрівноважена \vec{F}_L тоді $qE = qVB$ і отже $E = VB$.

Для довгої пластинки, електричне поле можна вважати однорідним і отже

$$\Delta\varphi = Ea = VBa,$$

Підставимо значення V з (*): $V = \frac{I}{qn_0ab}$, і отримаємо: $\Delta\varphi = \frac{1}{qn_0} \frac{IB}{b}$

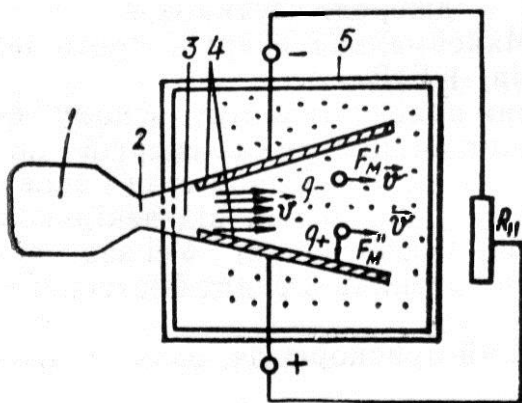
Якщо порівняти з експериментальною формулою, то $R_x = \frac{1}{qn_0}$. Для металів ($n_0 \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$) $R_x \sim 10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$, для напівпровідників $R_x \sim 10^3 \text{ м}^3/\text{Кл}$.

Ефект Холла застосовується :

- Для визначення природи носіїв струму
- Для визначення концентрації носіїв струму $n_0 = \frac{1}{qR_x}$
- Для визначення рухливості носіїв заряду $u: u = \frac{U_x c}{BUb}$

В. Магнітогідродинамічний генератор (МГД-генератор).

На явищі розділення зарядів в електричному і магнітному полях засновано принцип роботи магнітогідродинамічного генератора. МГД-генератори призначені для безпосереднього перетворення теплової енергії в електричну. В механічному потоці заряджених частинок в магнітному полі носії зарядів протилежного знаку відхиляються в протилежні сторони.



МГД-генератор

Потік плазми при температурі $\sim 2500\text{-}3000\text{K}$ зі швидкістю $2000\text{-}2500 \text{ м/с}$ вприскується в простір між полюсами потужного магніту. Під дією сили Лоренца частинки протилежного знаку відхиляються в протилежних напрямках і знімаються токознімачами. Процес розділення зарядів неперервний і, якщо з'єднати електроди струмознімачів з споживачем – буде проходити електричний струм.

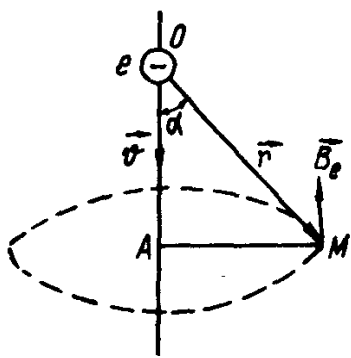
Генератори бувають плазмові та рідкометалічні. Вони можуть працювати по відкритому або замкненому циклах. В першому випадку відпрацьований газ викидається в атмосферу. В другому – за допомогою насосів повертається повторно до МГД-каналу. ККД МГД-генераторів $\eta \approx 20\%$ а потужність на одиницю об'єму робочого тіла порядку 10^3 МВт.

Відпрацьований газ при температурах $\sim 1500K$ можна використовувати в традиційних парогенераторах ТЕЦ для підвищення ККД ще на 10-15%.

7. МАГНІТНЕ ПОЛЕ РУХОМОГО ЗАРЯДУ

Провідник із струмом створює магнітне поле. Але оскільки струм – це потік заряджених частинок, тому кожний рухомий заряд теж створює навколо себе магнітне поле.

Розглянемо провідник із струмом. За законом Біо-Савара-Лапласа:



$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2} \quad \text{або} \quad H = \frac{Il \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2}$$

Розглядатимемо струм I як потік заряджених частинок: $I = jS$, в свою чергу $j = nev$, тоді:

$$Il = nevSl = Nev. \quad N = nSl,$$

N – повне число рухомих іонів. Отже:

$$H = \frac{Nev \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2}$$

Для одної частинки:

$$H = \frac{eV \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2}$$

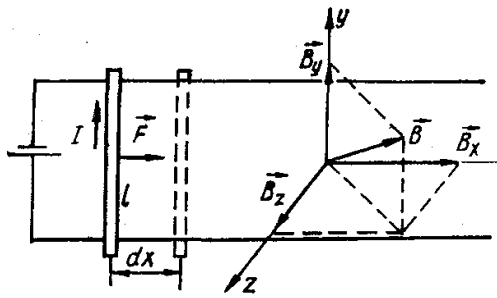
Напрямок визначається правилом свердлика. У векторній формі:

$$\vec{H} = \frac{e[\vec{v}\vec{r}]}{4\pi \cdot r^3}$$

Якщо заряджене тіло нерухоме відносно спостерігача, то для спостерігача існує лише електричне поле. Якщо ж тіло рухається відносно спостерігача, то крім електричного існує ще й магнітне поле. В цьому проявляється відносний характер електричного і магнітного полів. Причина полягає в нерозривній єдності електричного і магнітного полів. У природі існує матеріальне електромагнітне поле, а окремі його прояви у вигляді електричного або магнітного полів залежать від стану систем відліку, в яких ведеться їх вивчення.

8. РОБОТА ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ ПРОВІДНИКА ЗІ СТРУМОМ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ. МАГНІТНИЙ ПОТІК.

Нехай маємо провідник довжиною l і по ньому протікає струм I . Провідник знаходиться в однорідному магнітному полі \vec{B} і на нього діє сила \vec{F} , яка зумовить його переміщення.



При переміщенні провідника на відстань dx буде виконана робота:

$$dA = dF \cdot dx$$

Згідно закону Ампера:

$$dF = IBdl \sin(\widehat{dl B}) = IBdl \sin \alpha$$

отже: $dA = IBdl dx \sin \alpha,$

добуток $l dx = dS$ - площа поверхні, $B \sin \alpha = B_n$ - проекція \vec{B} на нормаль

$$dA = IB dS \sin \alpha$$

Позначимо $d\Phi = B_n dS = B dS \sin \alpha$ тоді: $dA = Id\Phi$

Добуток $B_n dS = d\Phi$ називають магнітним потоком, або потоком вектора індукції через поверхню. Робота, яка виконується при переміщенні провідника рівна добутку сили струму I на магнітний потік крізь поверхню яку описує провідник при своєму русі. При зміні магнітного потоку, робота яка виконується під дією сили Ампера при переміщенні замкнутого контуру рівна добутку величини струму на зміну магнітного потоку.

$$A = I (\Phi_2 - \Phi_1)$$

Магнітним потоком або потоком вектора магнітної індукції крізь площадку dS називають фізичну величину, яка дорівнює добутку проекції вектора \vec{B} на величину площадки:

$$d\Phi = B_n dS = B dS \sin \alpha$$

$$\Phi_m = \int B_n dS$$

або для однорідного поля: $\Phi_m = BS$

В SI одиниця магнітного потоку названа на честь німецького фізика В.Е.Вебера: $[\Phi] = [B][S] = 1 \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = 1(B \cdot \text{с}/\text{м}^2) \cdot \text{м}^2 = 1B \cdot \text{с} = 1\text{Вб} (1\text{Вебер})$ - це магнітний потік створений магнітним полем, індукцією в 1Тл крізь одиничну площадку, перпендикулярну до вектора \vec{B} .

ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ІНДУКЦІЯ

1. Відкриття Фарадея. Правило Ленца.
2. Електрорушійна сила індукції.
3. Самоіндукція та взаємоіндукція.
4. Енергія магнітного поля.

1. ВІДКРИТТЯ ФАРАДЕЯ. ПРАВИЛО ЛЕНЦА.

В дослідах Ерстеда було показано, що магнітне поле виникає навколо провідника із струмом. Фарадей, так само як і Ерстед, вважав, що всі сили природи зв'язані між собою і, більш того, що вони здатні перетворюватися одна на одну. Цікаво, що цю думку Фарадей виказував ще до встановлення закону збереження і перетворення енергії. Роздумуючи над відкриттям Ампера, Фарадей дійшов висновку, що якщо «електрика створює магнетизм», то і навпаки, «магнетизм повинен створювати електрику». І ще в 1823 р. він записав в своєму щоденнику: «Обернути магнетизм в електрику». Протягом восьми років Фарадей працював над рішенням поставленої задачі. Довгий час його переслідували невдачі, але в 1831 році Фарадей показав, що в замкнутому провідникові виникає електричний струм при будь-яких змінах магнітного потоку через площину охоплену цим провідником. Явище виникнення в замкнутому провідникові електричного струму при зміні магнітного потоку, що проходить крізь контур провідника, називають *електромагнітною індукцією*.

Виникнення індукційного струму завжди пов'язано із зміною магнітного потоку через контур, наприклад при:

- наближенні або віддаленні постійного магніту від контуру (відносному наближенні або віддаленні);
- наближенні або віддаленні котушки електромагніту від контуру;
- витягуванні або введенні залізного осердя в електромагніт;
- зміна напрямку струму в обмотці електромагніта розташованого поблизу контуру;
- обертання електромагніту в контурі (останнє покладене в основу роботи роторних електричних генераторів) та інше.

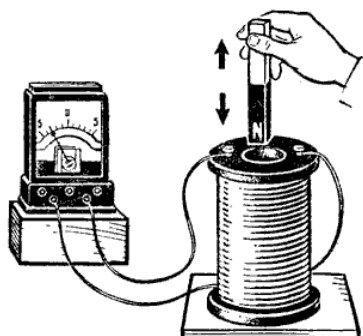
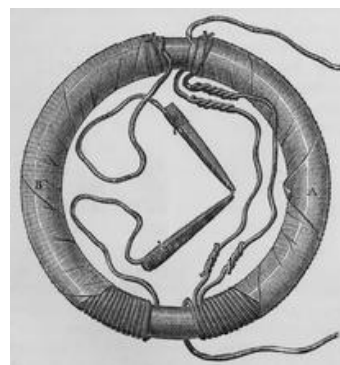


Рис.1. Спостереження явища електромагнітної індукції.



«Трансформатор»
Фарадея

На основі великої кількості експериментів М.Фарадей встановив також, що напрямок індукційного струму в провіднику буде залежати від характеру зміни (збільшення або зменшення) магнітного потоку через його контур.



Майкл Фарадей
Michael Faraday
(1791 — 1867)



Емілій Христіанович Ленц
Heinrich Friedrich Emil Lenz
(1804 — 1865)

Загальне правило визначення напрямку індукційного струму в замкнутому провідникові сформульовано *правилом Ленца* (1833р.):

- індукційний струм в замкнутому провіднику завжди має такий напрям, що створений цим струмом власний магнітний потік протидіє тим змінам зовнішнього магнітного потоку, який збудив індукційний струм.

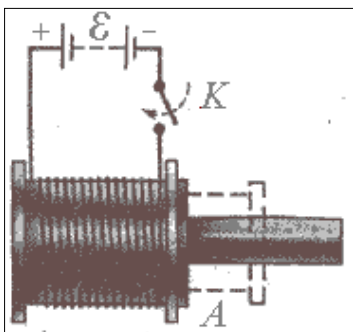


Рис.2. Ілюстрація правила Ленца.

При замиканні ключа провідне кільце, надіте на продовження магнітного осердя переміщується вправо. При розмиканні - вліво. У випадку виведення магніту з контуру створений індукційним струмом магнітний потік притягуватиме постійний магніт (Рис.3.). Якщо магніт північним полюсом рухається до контуру то струм I_i матиме такий напрямок, щоб його магнітний потік чинив опір наближенню постійного магніту.

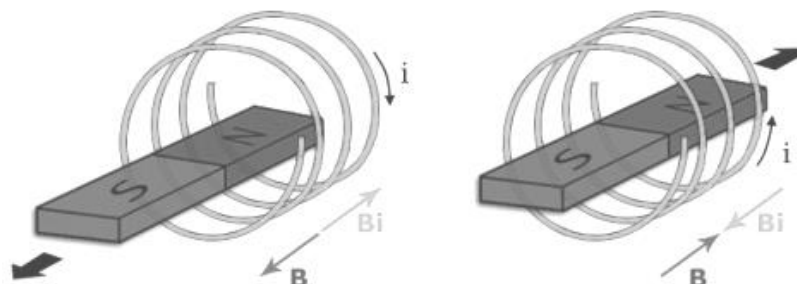


Рис. 3. Визначення напрямку струму індукції за правилом Ленца.

2. ЕЛЕКТРОРУШІЙНА СИЛА ІНДУКЦІЇ.

Дослідним шляхом М.Фарадей встановив, що електрорушійна сила індукції \mathcal{E}_i , яка виникає при зміні магнітного потоку через контур провідника, прямо пропорційна швидкості зміни цього потоку:

$$\mathcal{E}_i \approx \frac{d\Phi}{dt}$$

В міжнародній системі одиниць SI для рамки, що містить N витків е.р.с. індукції визначається законом *Фарадея-Максвелла*.

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} N \quad (1)$$

Магнітний потік $d\Phi = B_n dS$ дорівнює кількості силових ліній магнітної індукції B , що перетинають площину dS контуру.

Як видно з (1) магнітний потік вимірюється в $B \cdot c$. Ця одиниця називається Вебером ($Bб$).

$$[\Phi] = 1 B \cdot c = 1 Bб.$$

Розглянемо деякі частинні випадки застосування закону Фарадея-Максвелла, основного закону електромагнітної індукції.



Вільгельм Едуард Вебер
Wilhelm Eduard Weber
(1804 — 1891)

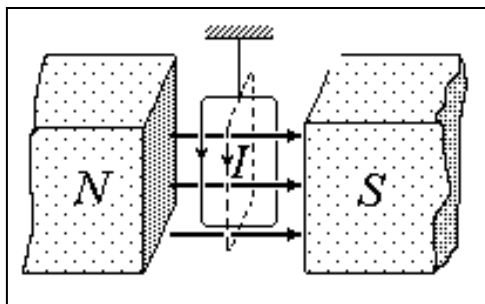


Рис.3. Обертання рамки в магнітному полі.

Нехай прямокутна рамка обертається в однорідному магнітному полі рівномірно з циклічною частотою ω . Згідно з основним законом електромагнітної індукції в рамці буде виникати е.р.с. індукції, яка буде змінюватись в часі.

Нехай в початковий момент рамка займала положення в якому вектор нормалі \vec{n} співпадав по напрямку з вектором індукції магнітного поля \vec{B} , тоді магнітний момент $\Phi = \Phi_0 = BS$.

Через час t рамка повернеться на кут $\varphi = \omega t$ і магнітний момент становитиме:

$$\Phi = B_n S = BS \cos \varphi = BS \cos \omega t$$

е.р.с. індукції в цей момент становитиме

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(BS \cos \omega t) = BS \omega \sin \omega t$$

тобто при рівномірному обертанні рамки в магнітному полі в ній виникатиме електрорушійна сила індукції, яка в часі буде змінюватися за синусоїдним законом.

Амплітудне (максимальне) значення цієї е.р.с. буде в момент часу, коли $|\sin \omega t| = 1$.

Позначимо амплітудне значення е.р.с. індукції:

$$\mathcal{E}_0 = BS\omega$$

тоді

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_0 \sin \omega t.$$

Саме за цим законом змінюється електрорушійна сила індукції в електричних генераторах.

3. САМОІНДУКЦІЯ ТА ВЗАЄМОІНДУКЦІЯ.

Як було показано раніше, е.р.с. індукції виникає при будь-яких змінах магнітного потоку, що пронизує контур (закон Фарадея-Максвелла). Отже: будь-яка змінна власного магнітного потоку, що створюється струмом в провіднику, також будуть приводити до виникнення в контурі е.р.с. індукційного струму.

Уявимо собі котушку з N витків, по якій проходить струм силою I . Струм I створює в котушці магнітне поле і її витки буде пронизувати власний магнітний потік Φ . Якщо струм I змінювати: замикати або розмикати коло, то магнітний потік Φ змінюватиметься; в колі буде виникати е.р.с. індукції.

Явище виникнення е.р.с. індукції в провіднику при змінах власного магнітного потоку, пов'язаних із зміною струму в цьому провіднику називається *самоіндукцією*.

Тобто самоіндукція це окремий випадок загального явища електромагнітної індукції. Е.р.с. в цьому випадку називають е.р.с. самоіндукції \mathcal{E}_{si} . Е.р.с. самоіндукції пов'язана із зміною струму. Вона пропорційна до швидкості зміни струму.

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

L -параметр, що характеризує індивідуальні властивості котушки і називається коефіцієнтом індуктивності або індуктивністю провідника.

Згідно з законом Фарадея-Максвелла е.р.с. самоіндукції може бути розрахована

$$\mathcal{E}_{si} = -N \frac{d\Phi}{dt}$$

Магнітний потік для нормального соленоїда $\Phi = BS\mu\mu_0 HS = \mu\mu_0 I \frac{N^2}{l} S$

тоді

$$\mathcal{E}_{si} = -\mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S \frac{dI}{dt}$$

Порівнюючи останній вираз з виразом (2), отримаємо $L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S$ (3)

В міжнародній системі одиниць (SI) індуктивність вимірюється в: $[L] = \frac{B \cdot C}{A} = \text{Гн}$ (Генрі) на честь американського фізика Джозефа Генрі.

Фізичний зміст індуктивності стає зрозумілим, якщо швидкість зміни струму взяти рівного одиниці: $\frac{dI}{dt} = 1 \frac{A}{C}$, тоді $\mathcal{E}_{si} = L$.

Індуктивність котушки чисельно рівна тій е.р.с. самоіндукції, яка виникає в ній при зміні струму в 1 A/c . Відповідно 1 Гн - це індуктивність такої котушки, в якій при зміні струму зі швидкістю 1 A/c виникає е.р.с. самоіндукції рівна $\mathcal{E}_{si} = 1 \text{ В}$.

З формули (3) випливає, що магнітна стала вимірюється не тільки в H/A^2 , але і в Гн/м .

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{A}^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$$

Явище самоіндукції найбільш яскраво демонструється при виникненні екстраструмів розмикання та розмикання кіл, які містять котушку з великою індуктивністю.

А. ЕКСТРАСТРУМИ ЗАМИКАННЯ

На рис.5. зображена схема, в якій містяться однакові лампи Н1 та Н2, котушка великої індуктивності L та опір R , який дорівнює омичному опорів котушки.

В момент замикання ключа S струм в колі зростає від 0 до значення I_0 . При цьому в котушці L виникає струм самоіндукції, який за законом Ленца направлений назустріч зростаючому струму. Тому лампа Н1 запалюється повільніше ніж лампа Н2. Величина струму $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$. Струм в ділянці з лампою Н1 наростатиме за законом $I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right)$ (тут L та R індуктивність та омичний опір котушки).

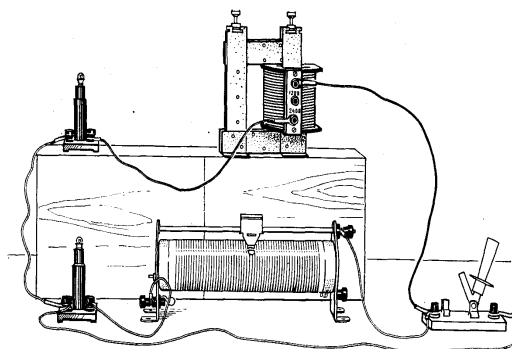
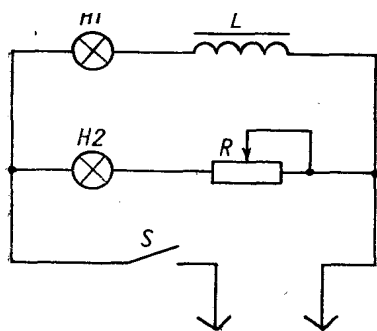


Рис.5. Виникнення екстраструмів замикання



Джозеф Генрі
Joseph Henry
(1797 — 1878)

Б. ЕКСТРАСТРУМИ РОЗМИКАННЯ.

При розмиканні кола, що містить котушку з великою індуктивністю L ,

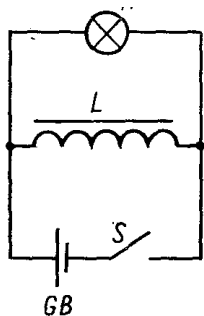


Рис.6. Виникнення екстраструмів розмикання

включену паралельно до лампи (рис.6), магнітний потік через котушку Φ_0 зменшується і виникає струм самоіндукції напрямлений таким чином, що він чинить опір зменшенню магнітного потоку. Тобто екстраструм розмикання в котушці L буде мати такий напрям як і струм від зовнішнього джерела \mathcal{E}_0 . Тому струм в котушці зменшується не миттєво, а повільніше. При цьому в момент відключення ключа S (рис.6) лампа яскравіше спалахує.

В. ВЗАЄМОІНДУКЦІЯ.

Якщо котушки розмістити так, що магнітний потік однієї з них частково перетинає другу котушку (рис.7), то говорять що вони *індуктивно зв'язані*, або між ними виникає *взаємоіндукція*.

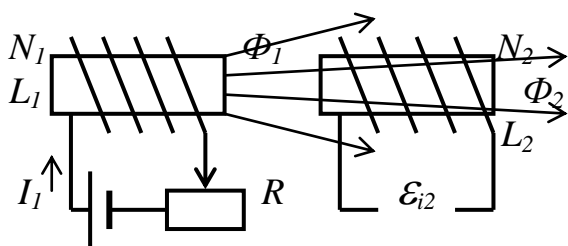


Рис.7. Індуктивно зв'язані котушки $\eta_1 < 1$.

Розглянемо дві індуктивно зв'язані котушки (рис.7) з кількістю витків N_1 і N_2 , які характеризуються індуктивністю L_1 і L_2 . Струм I_1 створює в котушці L_1 потік Φ_1 , частина якого Φ_2 менша Φ_1 пронизує котушку L_2 . Потік $\Phi_2 = \eta_1 \Phi_1$,

Якщо змінювати реостатом R струм I_1 , то буде змінюватись магнітний потік Φ_1 та його частина Φ_2 . При цьому в котушці L_2 виникатиме е.р.с. індукції, величина якої залежатиме від зміни струму I_1 в першій котушці:

$$\varepsilon_{i2} \approx \frac{dI_1}{dt} \quad \text{або} \quad \varepsilon_{i2} \approx -M_{12} \frac{dI_1}{dt}.$$

M_{12} - коефіцієнт взаємоіндукції розглядуваних котушок. Це міра магнітного зв'язку між двома контурами (котушками), характеризує їх здатність збуджувати е.р.с. індукції в одній з них при зміні струму в другій. Коефіцієнт взаємоіндукції залежить від параметрів котушок:

$$M_{12} = \eta_1 \frac{L_1}{N_1} N_2.$$

Якщо поміняти котушки місцями і змінювати струм в котушці L_2 то:

$$M_{21} = \eta_2 \frac{L_2}{N_2} N_1.$$

Можна довести, що $M_{21} = M_{12}$ тобто коефіцієнт взаємоіндукції двох котушок залежить від їх параметрів і взаємного розміщення. Для двох котушок із

сильним магнітним зв'язком (наприклад: намотаних на спільному феритовому осерді, або намотаних одна на одну): $\eta_1=1$ та $\eta_2=1$, $M = \frac{L_1}{N_1} N_2 = \frac{L_2}{N_2} N_1$.

4. ЕНЕРГІЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ.

Магнітне поле, створене струмом, як і електричне характеризується енергією. Розрахуємо її. Нехай в котушці індуктивністю L з N витків за час dt струм зростає на dI . При цьому власний магнітний момент змінюється на $Nd\Phi$. Нехай в момент часу t струм був I , тоді при зміні потоку на $Nd\Phi$ виконується додаткова робота

$$dA = -\varepsilon_1 Idt = N \frac{d\Phi}{dt} Idt = INd\Phi \quad (*)$$

врахуємо що $\varepsilon_1 = -N \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$, отже $Nd\Phi = LdI$.

Тоді вираз (*) набуде вигляду:

$$dA = ILdI.$$

Виконана робота приводить до зміни енергії магнітного поля, отже $dW_M = ILdI$, або після інтегрування

$$W_M = \frac{LI^2}{2} \quad (4)$$

Формула (4) виражає енергію магнітного поля, створеного струмом I в провіднику з індуктивністю L . Для порівняння згадаємо, що енергія електричного поля конденсатора дорівнювала

$$W_E = \frac{CU^2}{2}.$$

Згадаємо, що для нормального соленоїда

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S = \mu_0 \mu n^2 V,$$

тоді з формули (4) маємо

$$W_M = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 I^2 V, \quad In = H, \quad \mu_0 \mu H = B.$$

тоді

$$W_M = \frac{1}{2} BHV \quad (5)$$

Згадаємо, що для електричного поля:

$$W_E = \frac{1}{2} DEV$$

Згадаємо, що електрична енергія зарядженого конденсатора зосереджена безпосередньо в електричному полі, локалізованому між пластинами цього конденсатора. Так само енергія магнітного поля зосереджена в об'ємі навколо провідника (котушки) зі струмом.

Густина енергії магнітного поля.

Густина магнітної енергії чисельно рівна енергії магнітного поля одиниці об'єму:

$$\omega_m = \frac{W_M}{V} = \frac{1}{2} BH .$$

Густина енергії електромагнітного поля буде складатись з електричної та магнітної складових:

$$\omega = \omega_e + \omega_M = \frac{1}{2}(DE + BH)$$

Для випадку неоднорідного електромагнітного поля енергія його може бути розраховано за формулою

$$dW = \omega dV \text{ або } W = \int_V \omega dV .$$

$$W = \int_V (DE + BH) dV .$$

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ РЕЧОВИНИ

1. Магнетики. Намагнічування магнетиків.
Магнітна сприйнятливість та проникність.
2. Діа-, пара-, феромагнетизм.
3. Магнітний гістерезис.
4. Магнітні матеріали. Постійні магніти.

1. МАГНЕТИКИ. НАМАГНІЧУВАННЯ МАГНЕТИКІВ. МАГНІТНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ТА ПРОНИКНІСТЬ.

В попередніх темах ми розглядали властивості магнітного поля, яке утворилось навколо провідника із струмом в вакуумі. Якщо ж провідник із струмом буде оточений речовиною, то параметри магнітного поля зміняться. Речовини, здатні впливати на магнітне поле, створене струмами провідності та сталими магнітами, називаються *магнетиками*. Зміна магнітного поля, викликана заповненням простору навколо провідника із струмом магнетиком, обумовлена *намагнічуванням* останнього. Це явище полягає у виникненні в магнетиках, внесених в зовнішнє магнітне поле відмінного від нуля магнітного моменту.

Як відомо, кожний електрон характеризується спіновим магнітним моментом, обумовленим його квантовою природою, та орбітальним магнітним моментом, що обумовлений рухом електрона в атомі навколо ядра. Атоми і молекули речовини перебувають в безперервному хаотичному русі. Їхні результуючі магнітні моменти в кожний момент часу орієнтовані в просторі статистично рівномірно в усіх напрямках, тому збуджені ними магнітні поля взаємно компенсуються. При внесенні магнетиків в зовнішнє магнітне поле магнітні моменти атомів речовини набувають переважної орієнтації і речовина стає джерелом додаткового магнітного поля.

При цьому сумарний магнітний момент деякого об'єму дорівнює геометричній сумі елементарних магнітних моментів атомів, що містяться в цьому об'ємі.

Кількісною мірою намагнічування речовини є *вектор намагнічення*:

$$\vec{j} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi} \quad (1)$$

тут \vec{p}_{mi} - власний магнітний момент i -го атома.

Вектор намагнічення пропорційний до напруженості зовнішнього магнітного поля.

$$\vec{j} \sim \vec{H}_0 \quad \text{або} \quad \vec{j} = \chi \vec{H}_0 \quad (2)$$

тут χ - магнітна сприйнятливість речовини, яка чисельно рівна намагніченості речовини в магнітному полі з одиничною напруженістю.

Для вакууму $\chi = 0$, для всіх речовин $\chi \neq 0$. Це означає, що теоретично всі речовини є магнетиками.

Магнітне поле в речовині можна розглядати як таке, що складається з *зовнішнього* поля, обумовленого макрострумами провідності в провідниках та *внутрішнього* (власного) поля, яке створюється в результаті намагнічення речовини.

$$\vec{B} = \vec{B}_3 + \vec{B}_{BH} \quad (3)$$

При цьому потрібно враховувати, що вектор намагнічення визначає ту додаткову (внутрішню) напруженість магнітного поля в магнетик, яка обумовлена його намагнічуванням. По суті в цьому полягає фізичний зміст вектора \vec{j} . Таким чином

$$\text{індукція зовнішнього поля: } \vec{B}_3 = \mu_0 \vec{H}$$

$$\text{внутрішнього поля: } \vec{B}_{BH} = \mu_0 \cdot \vec{j}$$

$$\text{індукція сумарного поля: } \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{j})$$

$$\text{з урахуванням (2): } \vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}$$

величину $\mu = (1 + \chi)$ називають *відносною магнітною проникністю* речовини.

$$\boxed{\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}} \quad (4)$$

Індукція магнітного поля в магнетиках залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} та від індивідуальних магнітних властивостей магнетика, що враховується наявністю в формулі (4) магнітної проникності μ .

2. ДІА-, ПАРА-, ФЕРОМАГНЕТИЗМ. ДІАМАГНЕТИКИ

Речовини, в атомах яких орбітальні та спінові магнітні моменти електронів при відсутності зовнішнього магнітного поля взаємно скомпенсовані, називають *діамагнетиками*.

До діамагнетиків належать інертні гази: *He*-гелій, *Ne*-неон, *Ar*-аргон, *Kr*-криптон, *Xe*-ксенон. Крім того вода, ацетон, нафталін, гліцерин, кухонна сіль, *H₂*-водень, *N₂*-азот, *P*-фосфор, *Si*-кремній, *C*-карбон, *Cu*-мідь, *Zn*-цинк, *Hg*-ртуть, *Pb*-свинець, *Ag*-срібло, *Au*-золото та деякі інші елементи та велика кількість органічних і неорганічних сполук.

В зовнішньому магнітному полі у атомів будь-якої речовини виникає магнітний момент, який завжди направлений проти вектора напруженості зовнішнього магнітного поля, тобто:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} - \vec{j}) = \mu_0 (1 - \chi_D) \vec{H}$$

Магнітна сприйнятливості діамагнетиків χ_D від'ємна і за величиною дуже мала:

Таблиця.1 Магнітні сприйнятливості деяких діамагнетиків

Речовина	<i>He</i>	<i>Ne</i>	<i>Ar</i>	<i>Kr</i>	<i>Xe</i>	<i>H₂O</i>
$\chi_D \cdot 10^6$	-1.9	-7.2	-19.4	-28.0	-43.0	-13.0

Макроскопічно діамагнетизм проявляється в тому, що діамагнетики виштовхуються з неоднорідного магнітного поля, а в однорідному полі діамагнітний стержень орієнтується перпендикулярно до ліній напруженості.

Хоча діамагнітний ефект має місце для всіх без винятку речовин, проте експериментально він спостерігається лише для речовин, які не мають власного магнітного моменту, тобто у яких спінові та орбітальні магнітні моменти електронів повністю взаємно скомпенсовані.

Тепловий рух практично не впливає на рух електронів. Тому діамагнетизм речовини практично не залежить від температури.

Речовини, атоми, молекули, іони або ядра яких мають власний магнітний момент \vec{P}_m навіть при відсутності зовнішнього поля, називають *парамагнетиками*.

Вперше поділ речовин на діамагнетики і парамагнетики ввів ще в 1845 році Майкл Фарадей.

При відсутності зовнішнього магнітного поля власні магнітні моменти окремих частинок парамагнетика внаслідок теплового руху не мають якогось певного переважного напрямку. В зовнішньому полі носії магнітних моментів \vec{P}_m орієнтуються, намагаючись зменшити кут між \vec{P}_m та вектором напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} . Відбувається переважна орієнтація носіїв магнітних моментів в напрямку поля. Індукція поля намагнічення підсилює зовнішнє поле:

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \vec{j}) = \mu_0(1 + \chi_n)\vec{H}$$

При збільшенні температури тепловий рух приводить до розорієнтації і магнітна сприйнятливість парамагнетиків зменшується, на відміну від діамагнетиків. Вперше це експериментально встановив в 1896 році П'єр Кюрі.

$$\chi_n = \frac{C}{T} \quad (5)$$

Залежність (5) називається законом Кюрі. C - стала Кюрі, яка за елект-

ронною теорією рівна $C = \frac{\mu_0 n \vec{P}_m^2}{3k}$

До парамагнетиків відносяться *Mg*-магній, *Al*-алюміній, *Ca*-кальцій, *Cr*-хром, *Mn*-марганець, *O* та *O₂*-кисень, *Li*-літій, *U*-уран, *Pt*-платина, *Na*-натрій, *Ti*-титан, *K*-калій, *Nd*-неодим, солі заліза, кобальту, нікелю та інші.

Таблиця.2 Магнітні сприйнятливості деяких парамагнетиків

Речовина	<i>O₂</i>	<i>Nd</i>	<i>U</i>	<i>Cr</i>	<i>Li</i>	<i>Al</i>	<i>Na</i>
$\chi_n \cdot 10^6$	3395.9	5600	620	160	25.2	16.7	15.6

Атомні магнітні моменти парамагнетиків мають порядок $p_m \sim 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Тоді при кімнатних температурах $\chi_{\text{п}} \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$, тобто значення на один-два порядки більші від магнітної сприйнятливості діамагнетиків (таблиці 1 та 2). Тому у парамагнетиків слабкий діамагнітний ефект не проявляється, і ним під час розрахунків нехтують.

Як і діамагнітний ефект так і парамагнітний ефект зникають при знятті зовнішнього магнітного поля. На відміну від них *феромагнітний* ефект зберігається і при знятті зовнішнього магнітного поля.

У дев'яти хімічних елементів: *Fe*-заліза, *Ni*-нікеля, *Co*-кобальта та лантаноїдів з порядковими номерами в періодичній системі Менделєєва з 64 по 69

(*Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm*), а також у деяких сплавів на їх основі в кристалічному стані спостерігається властивість сильно намагнічуватись, навіть в слабких магнітних полях. Ці сильно магнітні речовини називають феромагнетиками. Вони підсилюють зовнішнє магнітне поле в сотні або тисячі разів ($\chi_{\text{ф}} = 10^2 \div 10^5$). Крім того, феромагнетики характеризуються сильно вираженою нелінійністю залежності індукції B від напруженості H зовнішнього магнітного поля (рис. 1).

Основи теорії феромагнетизму заклали в 1928 році Я.І. Френкель та В. Гейзенберг.

Досліди показали, що в феромагнетиках утворюються ділянки (домени) з паралельною орієнтацією спінових магнітних моментів атомів. При відсутності зовнішнього поля магнітні момент доменів мають довільну орієнтацію. Розміри цих доменів досягають 0,001–0,1 мм. (рис.2)

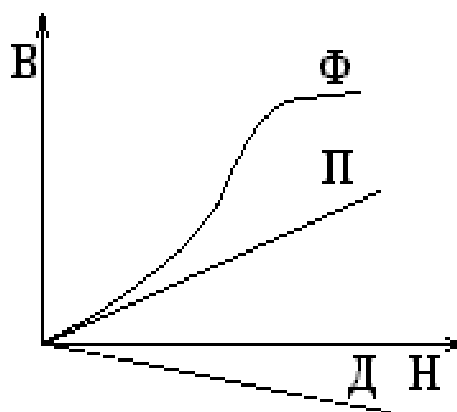
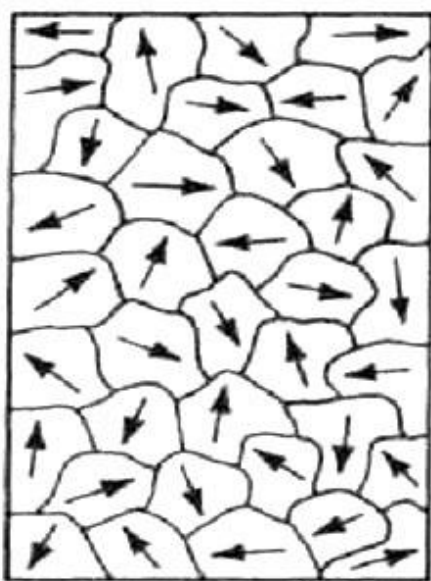
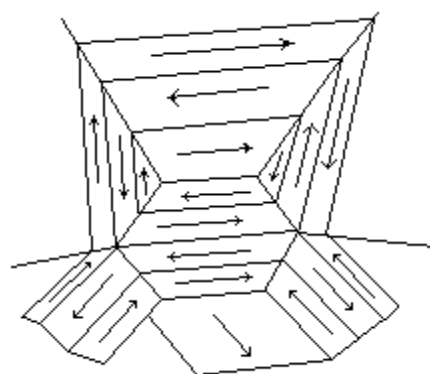


Рис. 1. Залежності $B=f(H)$ для:
Д – діа – , П – пара –
та Ф – феромагнетиків



а)



б)

Рис. 2. Доменна структура аморфного (а) та полікристалічного (б) феромагнетиків

При внесенні феромагнетиків в зовнішнє магнітне поле відбувається зміщення границь доменів (рис. 3). Домени, зорієнтовані в напрямку поля, збільшуються за рахунок доменів, які мають протилежний напрям власного магнітного моменту \vec{P}_m . Так продовжується до тих пір, поки домени з малими кутами між напрямком власних магнітних моментів та напруженістю зовнішнього поля не захоплять повністю об'єм всього феромагнетика. В сильних полях, на наступному етапі, відбувається повертання (чи краще – «довертання») напрямків власних магнітних моментів окремих доменів до повного співпадання з напрямком вектора напруженості зовнішнього поля.

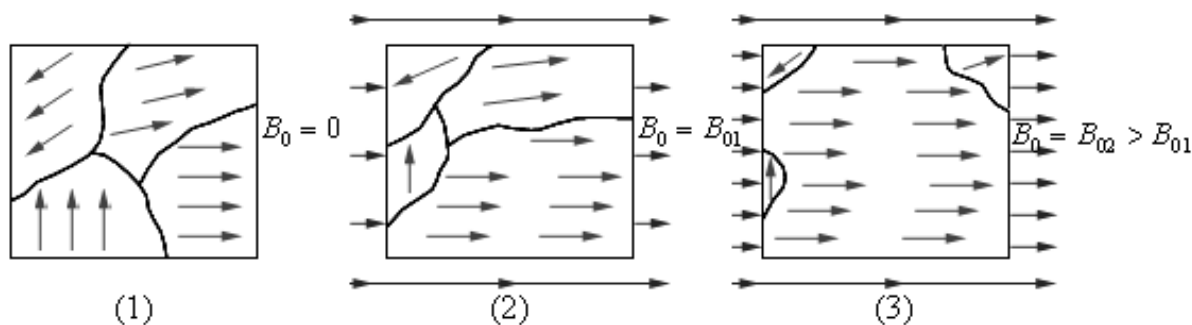


Рис. 3. Намагнічення феромагнітного зразка.

Але при досягненні певної температури ділянки спонтанного намагнічування розпадаються і феромагнетик втрачає свої специфічні властивості, тобто перетворюється в звичайний парамагнетик. Ця температура носить назву температури Кюрі T_c , а температурна залежність магнітної сприйнятливості описується законом Кюрі - Вейса.

$$\chi_{\Phi} = \frac{C}{T - T_c} \quad (6)$$

Таблиця 3 Температури Кюрі для деяких феромагнетиків

Речовина	Fe	Co	Ni
T_c, K	1041	1423	631

В деяких магнітних матеріалах в межах одного і того ж домена спінові магнітні моменти сусідніх частинок речовини зорієнтовані назустріч один одному. Через це намагніченість в межах одного домена і в речовині в цілому взаємно компенсується. Такі речовини називаються *антиферомагнетиками*. Можна уявити собі, що такі речовини складаються з двох підрешіток з протилежною орієнтацією спінів. Антиферомагнітний стан руйнується при досягненні певної температури і речовина набуває властивостей парамагнетика. Таку поведінку мають деякі сполуки заліза, марганцю, хрому (FeF_2 , $FeCl$, FeO , MnO , MnS , MnF_2 , $CrSb$, CrO_3). Якщо підрешітки будуть складатись з неоднакових сортів іонів, то їх спонтанна намагніченість буде різною. Настає часткова компенсація магнітних моментів в межах одного іона. Такі речовини називають некомпенсованими антиферомагнетиками або *феримагнетиками*. До них належать зокрема: $Co \cdot Fe_2O_3$, $MnO \cdot Fe_2O_3$, $NiO \cdot Fe_2O_3$ та інші.

3. МАГНІТНИЙ ГІСТЕРЕЗИС

Розглянемо як буде змінюватись вектор намагнічення із зміною напруженості зовнішнього магнітного поля (рис. 4).

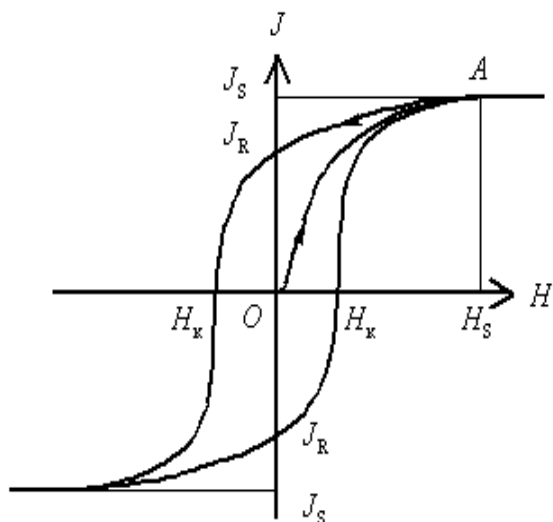


Рис.4. Петля магнітного гістерезису

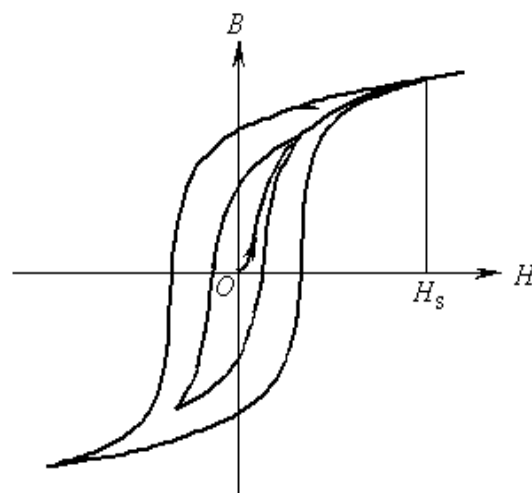


Рис.5. Комутаційна крива
Намагнічування

а) При збільшенні зовнішнього поля \vec{H} на початкових етапах спостерігається стрімке збільшення вектора магнічення (рис.4 ділянка OA) за рахунок збільшення по об'єму доменів з малими кутами між \vec{P}_m та \vec{H} . При великих значеннях \vec{H} вектор \vec{j} зростає за рахунок подальшого зменшення цих кутів (див. попередній параграф) до досягнення насичення J_s при H_s . Подальше збільшення \vec{H} не приведе до збільшення \vec{j} .

б) Якщо поступово зменшувати напруженість зовнішнього поля, то буде зменшуватись і намагніченість феромагнетика за рахунок того, що домени з непаралельними або антипаралельними до вектора \vec{H} власними магнітними моментами збільшуватимуться в розмірах. Але і при $H=0$ буде існувати залишкова намагніченість \vec{j}_R .

в) Для того, щоб феромагнетик повністю розмагнітити потрібно створити магнітне поле протилежного до залишкової намагніченості напрямку. Величина напруженості, при якій зникатиме залишкова намагніченість, називається коерцитивною напруженістю (або коерцитивною силою) H_K .

г) Якщо продовжувати збільшувати напруженість зовнішнього поля, то виявиться, що при напруженості зовнішнього магнітного поля - H_K феромагнетик знову набуде намагніченості насичення, але протилежного напрямку $-J_R$.

д) Якщо повторити зміну магнітного поля, то крива замкнеться і набуде вигляду петлі. Ця крива так і називається *гранична петля магнітного гістерезису*.



Столётов
Олексáндр Григóрович
(1839 — 1897)

Подібні петлі утворюються також і при перемагніченні без досягнення насичення. Вершини всіх цих петель будують криву, яка називається комутаційною кривою намагнічування. В певному масштабі площа петлі гістерезису визначає ту енергію, яка розсіюється в феромагнетику при його перемагнічуванні за один цикл.

Систематичне вивчення феромагнетиків було започатковано в 1871 році роботами О.Г. Столєтова.

4. МАГНІТНІ МАТЕРІАЛИ. ПОСТІЙНІ МАГНІТИ.

В різних галузях техніки використовуються магнітні матеріали, які поділяють на *магнітом'які*, *магнітотверді* та матеріали спеціального призначення. Намагнічення магнітом'яких і магнітотвердих матеріалів відбувається аналогічно, але кількісне співвідношення процесів зміщення меж доменів та довертання власних магнітних моментів різні. Процеси зміщення меж вимагають значно менших енергетичних затрат в порівнянні з процесами довертання магнітних моментів, і тому переважають в магнітом'яких матеріалах. В магнітотвердих матеріалах процес намагнічення відбувається переважно за рахунок довертання намагніченості доменів. Таким чином магнітом'які феромагнетики мають вузьку петлю гістерезису, магнітотверді - широку. Тобто відрізняються коерцитивною силою H_K .

Умовно вважають, що матеріал є магнітом'яким, якщо $H_K < 800 \text{ А/м}$, і магнітотвердим, якщо $H_K > 4 \text{ кА/м}$.

Магнітом'які феромагнетики широко використовуються в електротехніці і радіотехніці для виготовлення осердь трансформаторів, котушок індуктивності, магнітних антен, статорів і роторів височастотних електродвигунів тощо. Це в першу чергу пермалої - сплави заліза і нікелю або заліза з нікелем і кобальтом; марганець-цинкові і нікель-цинкові ферити, електротехнічні сталі, технічно чисте залізо.

Магнітотверді феромагнетики використовуються переважно для виготовлення *постійних магнітів* шляхом короткочасного введення в магнітне поле. Після зняття зовнішнього поля за рахунок наявності великої залишкової намагніченості магнітотвердий матеріал стає постійним магнітом.

В пристроях автоматики та обчислювальної техніки широко використовуються магнітні матеріали з прямокутною петлею гістерезису.

Розвиток сучасної техніки вимагає створення нових і нових магнітних матеріалів з специфічними властивостями.

КВАЗИСТАЦІОНАРНІ СТРУМИ.

1. Змінний струм. Діючі значення сили струму і напруги.
2. Активний опір, індуктивність та ємність в колі змінного струму.
Закон Ома для змінного струму.
3. Резонанс струмів та резонанс напруг в колі змінного струму.
4. Робота і потужність в колі змінного струму.
5. Проблеми передачі електричної енергії. Трансформатори.
6. Електричні коливання.

1. ЗМІННИЙ СТРУМ. ДІЮЧІ ЗНАЧЕННЯ СИЛИ СТРУМУ ТА НАПРУГИ

Змінні струми відносяться до квазістаціонарних процесів. Ці процеси відбуваються в обмежених системах і швидкість їх розповсюдження в цих системах настільки велика, що за час розповсюдження процесу в межах системи її стан не встигає суттєво змінитися. Змінні струми також будуть квазістаціонарними, якщо магнітне поле розповсюджується миттєво, і ми враховуємо лише струми провідності, нехтуючи струмами зміщення.

Розглянемо, як виникають змінні струми на прикладі електричного генератора, в якому механічна енергія перетворюється в електричну за рахунок явища електромагнітної індукції.

Нехай в деякий момент часу нормаль до площини рамки \vec{n} складає з вектором \vec{B} кут φ . Тоді магнітний потік через рамку становитиме:

$$\Phi = BS \cos \varphi = \Phi_0 \cos \varphi,$$

тут $\Phi_0 = BS$ максимальний потік при $\varphi = 0$.

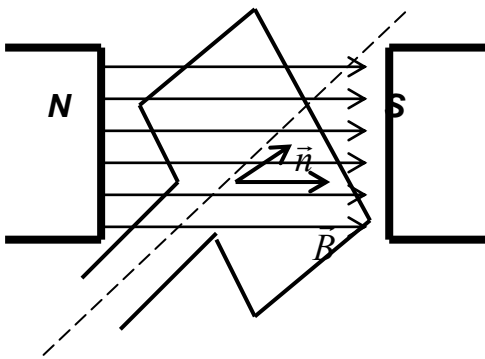
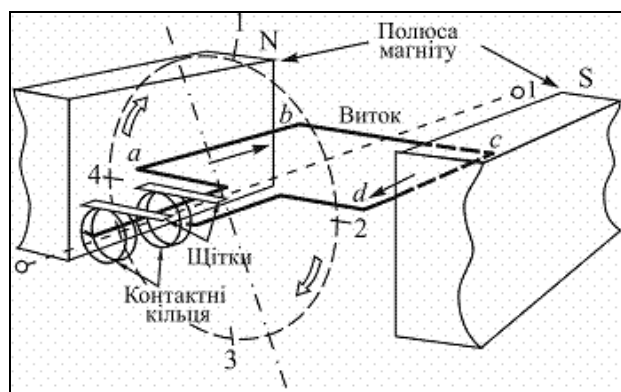


Рис.1. Схема, що пояснює принцип дії електричного генератора.



Електричний генератор

При рівномірному обертанні рамки з частотою ω , кут φ буде змінюватись за законом $\varphi = \omega t + \varphi_0$. При цьому магнітний потік змінюватиметься за гармонічним законом і у витках рамки виникатиме е.р.с. індукції ε_i , яка також змінюватиметься за гармонічним.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin(\omega t + \varphi_0) = \varepsilon_0 \sin(\omega t + \varphi_0).$$

Якщо рамка містить N витків то е.р.с. буде в N разів більшою. Якщо тепер таку рамку замкнути на опір R , то в ньому виникатиме *змінний струм* тієї ж частоти.

$$I = \frac{\varepsilon_i}{R} = \frac{\varepsilon_i}{R} \sin(\omega t + \varphi_0) = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0),$$

I_0 - амплітудне значення сили змінного струму.

Змінним струмом називається струм, який періодично змінюється по величині і напрямку. Найпростіший вид змінного струму - гармонічний (синусоїдальний). Будь-які інші складні види змінного струму можуть бути розкладені на складові синусоїдальні струми.

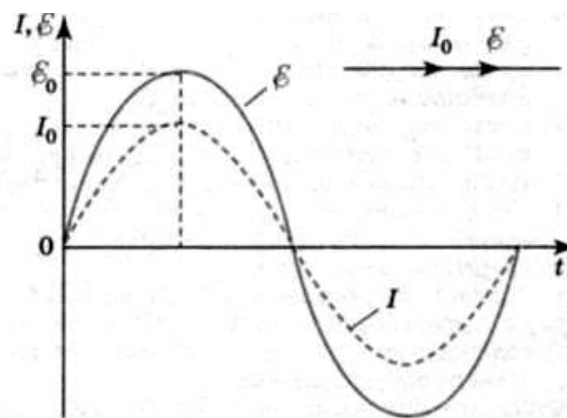


Рис.2.Графік залежності електрорушійної сили та сили змінного струму від часу для випадку $\varphi_0 = 0$.

В європейських країнах використовуються змінні струми частотою 50 Гц, в США та Японії - 60 Гц.

При проходженні електричного струму в колі він спричиняє теплову, магнітну, механічну та інші дії. В кожному випадку ця дія залежатиме від сили струму. При проходженні постійного струму виділяється кількість теплоти пропорційна квадратові сили струму:

$$Q = I^2 Rt.$$

Величину змінного струму, при проходженні якого виділяється така ж кількість теплоти називається *діючим* або *ефективним* значенням I_{ef} .

Знайдемо кількість теплоти, яка виділяється за час, рівний одному періоду змінного струму ($t=T$):

$$dQ = I_{ef}^2 R dt.$$

$$Q = \int_0^T I_{ef}^2 R dt = I_{ef}^2 RT. \quad (*)$$

Тепер розрахуємо кількість теплоти для змінного струму при $\varphi_0 = 0$.

$$Q = \int_0^T I^2 R dt = \int_0^T I_0^2 R \sin^2 \omega t dt = \int_0^T I_0^2 R \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} dt = \frac{1}{2} I_0^2 RT. (**)$$

Прирівнюємо кількості теплоти (*) та (**):

$$I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0,707 I_0. (1)$$

Аналогічне співвідношення отримаємо для напруги

$$U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. (2)$$

Вольтметри та амперметри проградуйовані на ефективні значення сили струму та напруги змінного струму. Амплітудні значення I_0 та U_0 визначають за допомогою осцилографа.

2. АКТИВНИЙ ОПІР, ІНДУКТИВНІСТЬ ТА ЄМНІСТЬ В КОЛІ ЗМІННОГО СТРУМУ. ЗАКОН ОМА ДЛЯ ЗМІННОГО СТРУМУ.

Реальне електричне коло може містити і індуктивність і ємність і омичний опір. Будемо вважати (це є певна наближення або ідеалізація), що резистор характеризується лише опором R , конденсатор лише ємністю C а котушка лише індуктивністю L . Розглянемо спочатку окрему поведінку вказаних електричних елементів в колі змінного струму.

А. Коло складається лише з резистора опором R , до якого подано змінну напругу:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$

За законом Ома: $I = \frac{U}{R} = \frac{U}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t. (3)$

$$I_0 = \frac{U_0}{R}. (3a)$$

З формули (3) видно, що струм змінюється в однаковій фазі з напругою, тобто зсув фаз між ними дорівнює нулеві. Сила струму і напруга досягають максимального (амплітудного) та мінімального значення одночасно (рис.3).

На векторній діаграмі, якщо за базову вісь вибрати вісь струмів це виразиться наступним чином (рис.4):

$$U_{oa} = I_0 R \quad I_0 \quad I$$

Рис.4. Векторна діаграма для випадку А.

Нагадаємо, що на векторних діаграмах вектори зображують амплітуди коливання сили струму та напруги.

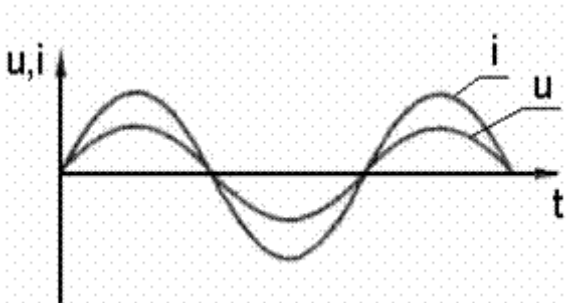
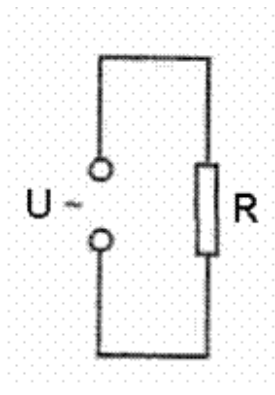
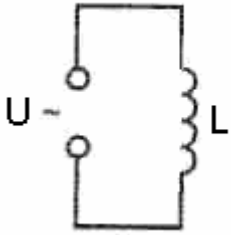


Рис.3. Залежності сили змінного струму та напруги від часу на активному опорі.

Б. Коло складається з котушки, омичним опором якої нехтуємо, і на яку подано змінну напругу:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$



Ця напруга приводить до виникнення струму I , який в свою чергу приводить до виникнення е.р.с. самоіндукції:

$$\varepsilon_{SI} = -L \frac{dI}{dt}.$$

Закон Ома для цього випадку записується у вигляді:

$$U = IR - \varepsilon_{SI}, \quad \text{за умовою } R=0.$$

Отже,

$$U = \varepsilon_{SI},$$

або:

$$U_0 \sin \omega t = L \frac{dI}{dt},$$

знайдемо I :

$$I = \frac{U_0}{L\omega} \int \sin \omega t d(\omega t) = -\frac{U_0}{L\omega} \cos \omega t = \frac{U_0}{L\omega} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Отже:

$$I = I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (4)$$

де $I_0 = \frac{U_0 L}{L\omega}$. (4а)

Таким чином, видно, що струм в котушці відставатиме від коливань напруги на $\pi/2$. Порівнюючи (4а) і (3а), отримаємо значення індуктивного опору:

$$R_L = \omega L. \quad (5)$$

Векторна діаграма для цього випадку набуде вигляду (рис.6).

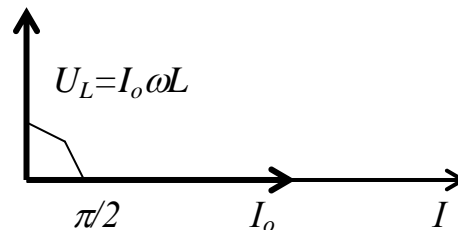
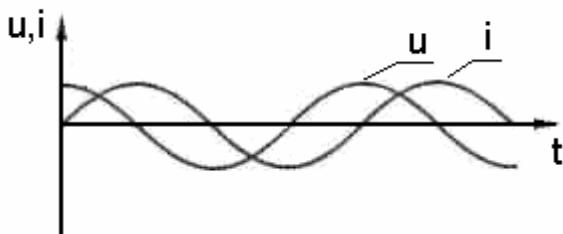


Рис.5. Залежність сили струму і напруги на котушці індуктивності в колі змінного струму.

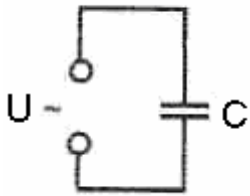
Рис.6. Векторна діаграма для випадку Б.

Фізично це відставання обумовлюється тим, що при відсутності омичного опору прикладена напруга дорівнює е.р.с. самоіндукції з протилежним знаком ("−"), а е.р.с. самоіндукції залежить не від миттєвого значення сили струму, а

від швидкості її зміни. Максимум цієї зміни приходить на момент проходження струму через нульове значення. Тому максимум напруги припадає на момент часу, коли сила струму дорівнює нулеві.

В. Коло складається з конденсатора, на який подано змінну напругу:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$



На відміну від постійного струму, коло змінного струму буде замкнено і при наявності конденсатора. Миттєве значення заряду на пластинках конденсатора становитиме:

$$q = CU = CU_0 \sin \omega t.$$

$$I = \frac{dq}{dt} = CU_0 \omega \cos \omega t = U_0 C \omega \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Отже:

$$I = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \quad (6)$$

де

$$I_0 = U_0 \omega C \quad (6a)$$

Порівнюючи (6) з (6a) отримуємо значення ємнісного опору

$$R_c = \frac{1}{\omega C}. \quad (7)$$

З (6) виходить, що в випадку ємнісного опору коливання напруги на $\pi/2$ відстають від коливань сили струму (рис.7).

Векторна діаграма для випадку включення в коло змінного струму ємнісного опору набуде вигляду (рис.8).

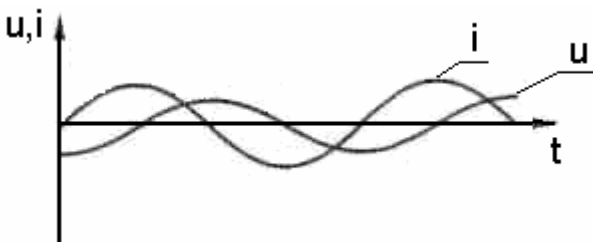


Рис.7. Залежність сили струму та напруги на ємності в колі змінного струму.

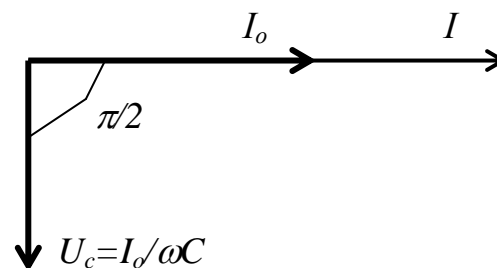
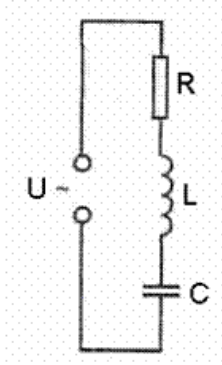


Рис.8. Векторна діаграма для випадку **В**.

Випередження струмом коливання напруги у випадку включення конденсатора в коло змінного струму пояснюється тим, що в початковий момент конденсатор не заряджений і $U_c=0$. Невелика напруга створює потік зарядів до пластин і створює струм. При збільшенні напруги заряди на пластинах починають чинити опір протіканню струму і тому коли напруга зростатиме, струм буде зменшуватись.

Г. Включено всі розглянуті вище елементи в коло, в якому створюється напруга:



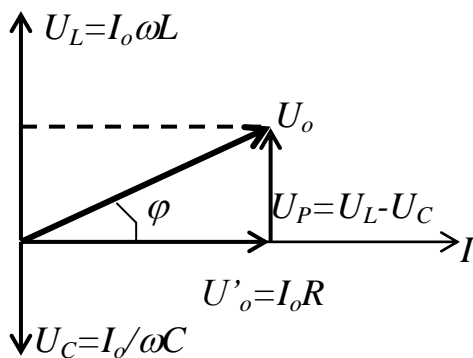
$$U = U_0 \sin \omega t.$$

При цьому виникатиме струм тієї ж частоти

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Кут φ - зсув фаз між коливаннями векторів напруги та сили струму. Цей кут визначатиметься параметрами L , C та R з векторної діаграми (рис.9). Базова вісь - вісь струмів. На активному опорі коливання напруги співпадає по фазі з коливаннями сили струму.

Колівання напруги на котушці U_L випереджає на $\pi/2$, а коливання напруги на ємності U_C відстає на кут $\pi/2$ від коливань сили струму. Ці вектори протилежно направлені. Результируючий вектор $U'_0 = U_L - U_C$ і вектор U_{OR} взаємно перпендикулярні. Векторна сума цих векторів визначатиме величину амплітуди коливання напруги в колі U_0 та кут зсуву фаз φ (рис.9).



$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

З векторної діаграми також можна отримати і співвідношення між I_0 та U_0 :

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (8)$$

Рис.9. Векторна діаграма для випадку Г.

тут $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ - імпеданс, що виконує роль повного опору в

колі змінного струму, що містить активний, індуктивний та ємнісний опори. Ємнісний та індуктивний опори ще називають реактивними опором. R'_0 - сумарний реактивний опір.

Таким чином, імпеданс - є векторна сума активного та реактивного опорів

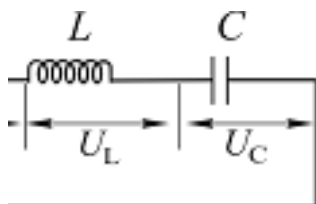
$$Z = \sqrt{R^2 + R_0'^2}.$$

Вираз (8) називається законом Ома для змінного струму. Він справджується як для амплітудного, так і для ефективних (діючих) значень напруги і сили струму, але не справджується для миттєвих значень цих величин.

Якщо значення реактивних опорів ємнісного та індуктивного рівні ($\omega L = \frac{1}{\omega C}$) то імпеданс струму різко зростатиме. Це явище називається резонансом.

З явищами резонансу струмів і резонансу напруг можна ознайомитись в додатковій рекомендованій літературі.

3. РЕЗОНАНС СТРУМІВ ТА РЕЗОНАНС НАПРУГ В КОЛІ ЗМІННОГО СТРУМУ



В електричному колі з послідовним з'єднанням котушки індуктивності та конденсатора при умові, що величини індуктивного та ємнісного опорів однакові спостерігається *явище резонансу напруг*:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \quad (*)$$

Таке коло називають послідовним коливальним контуром. Для нього:

$$I_m \omega L = \frac{I_m}{\omega C}, \quad \text{або} \quad U_{mL} = U_{mC}$$

При цьому зміна різниці потенціалів на індуктивному та ємнісному опорах відбувається в протифазі і врівноважуються.

Частота зміни струму, при якій відбувається явище резонансу називається *резонансною частотою даного коливального контуру*.

Із (*) маємо: $\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

відси період такого змінного струму:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad \text{- формула Томсона.}$$

Особливості явища резонансу напруг:

- повний опір кола мінімальний і дорівнює активному опору;
- *амплітудне значення струму досягає максимального значення:*

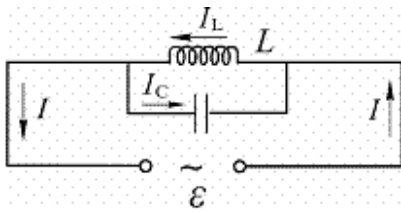
$$I_{max} = I_{рез} = \frac{U_m}{R}$$

- різниця потенціалів рівна:

$$U_{mR} = I_{max} R = U_m$$

- напруга і струм змінюються в однакових фазах;
- корисна потужність змінного струму максимальна і виділяється тільки на активному опорі.

Розглянемо паралельне з'єднання котушки індуктивності та конденсатора.



При паралельному з'єднанні напруга на обох ділянках однакова але змінюється зсув фаз сили струму в різних ланках:

$$I_L = I_{mL} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{U_m}{\omega L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$I_C = I_{mC} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U_m \omega C \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

При цьому струм в колі з котушкою відстає на $\frac{\pi}{2}$ за фазою від зміни напруги, а на ємності струм випереджає на $\frac{\pi}{2}$ зміну величини напруги. До розгалуження сила струму рівна:

$$I = I_m \sin \omega t$$

За законом Кірхгофа: $I = I_C + I_L$

Підберемо струми, щоб виконувалась умова: $\omega L = \frac{1}{\omega C}$

Тоді струми в обох вітках будуть однакові за величиною і змінюватимуться в протифазі, а отже врівноважуються і загальний струм $I = 0$, або $R \rightarrow \infty$

Насправді ж такого бути не може, при резонансі струмів $I = I_{min}$, а опір кола $R = R_{max}$.

$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \text{ це умова резонансу струмів.}$$

Отже, контур з паралельно з'єднаними L і C з малим активним опором утворює дуже великий опір для струмів резонансної частоти. Контур ніби відокремлюється від інших частин кола і в ньому незалежно циркулює струм. Це явище широко застосовується в радіотехніці в електричних схемах з коливальними контурами та індукційних печах, де метал плавиться під дією вихрових струмів.

Результуюча амплітуда струму в контурі залежить від амплітуди джерела е.р.с., частоти її зміни та параметрів контуру (R, L, C). Інакше кажучи, коливальний контур при однакових амплітудах е.р.с. реагує на зовнішні джерела залежно від частоти зміни струму та напруги.

4. РОБОТА І ПОТУЖНІСТЬ В КОЛІ ЗМІННОГО СТУМУ

Постійний струм характеризується потужністю $P = IU$. При цьому миттєве і середнє значення потужності однакові.

У випадку змінного струму між струмом і напругою існує зсув фаз:

$$U = U_0 \sin \omega t,$$

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

тоді миттєве значення струму:

$$P(t) = IU = I_0 U_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (9)$$

При цьому значення потужності можуть бути і від'ємними і додатними і рівними нулеві в залежності від значень сили струму та напруги.

Розглянемо спочатку випадок, коли зсув фаз між струмом і напругою становить $\varphi = 0$, тоді вираз (9) набуває вигляду:

$$P(t) = I_0 U_0 \sin^2 \omega t.$$

Отже, залежність миттєвої потужності носить пульсуючий характер з частотою 2ω .

Знайдемо роботу, яка виконується за один період:

$$A = \int_0^T P(t) dt = \int_0^T I_0 U_0 \sin^2 \omega t dt = \int_0^T I_0 U_0 \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} dt = \frac{1}{2} I_0 U_0 T.$$

Таким чином, середнє значення потужності за період:

$$P = \frac{1}{2} I_0 U_0 = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \frac{U_0}{\sqrt{2}} = I_{ef} U_{ef}$$

Розглянемо випадок, коли зсув фаз між струмом і напругою в колі змінного струму становить $\pi/2$.

Для розрахунків в цьому випадку розділимо напругу на дві складові:

U_p - реактивну та U_A - активну.

$$U_a = U_0 \cos \varphi \sin \omega t$$

$$U_p = U_0 \sin \varphi \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Середня потужність за період буде

$$P_a = \frac{1}{T} I_0 U_0 \cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi = I_{ef} U_{ef} \cos \varphi$$

$$P_p = \frac{1}{T} I_0 U_0 \sin \varphi \int_0^T \sin \omega \cos \omega t dt = 0.$$

Середня потужність змінного струму визначатиметься тільки активною складовою напруги.

$$P = P_a = I_{ef} U_{ef} \cos \varphi \quad (10)$$

тут $\cos \varphi$ - коефіцієнт потужності змінного струму. Отже, потужність залежить не тільки від наруги та сили струму, але і від зсуву фаз між ними.

Формула (10) дозволяє оцінити потужність для різних зсувів фаз між напругою та силою струму.

Так, при $\varphi=0$ $P = I_{ef}U_{ef}$ отримуємо уже відомий вираз, а при $\varphi=\frac{\pi}{2}$; $\cos\frac{\pi}{2} = 0$ і $P=0$. Тобто, при зсуві фаз між струмом і напругою $\varphi = \frac{\pi}{2}$ середня потужність за період дорівнює нулеві. За період потужність двічі набуває позитивного значення, двічі – таких же, але негативних. Отже, в сумі матимемо нуль.

Справді за умовою, що $R=0$, на індуктивності і конденсаторі робота не виконується: за першу чверть періоду робота передається від генератора в коло змінного струму, нагромаджується в котушці індуктивності і конденсаторі; за другу чверть повертається назад до генератора.

5. ПРОБЛЕМИ ПЕРЕДАЧІ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ. ТРАНСФОРМАТОРИ

Сучасні генератори виробляють змінні струми при напругах 2,2; 6,6; 11; 13,2; 15 та 20кВ та сили струму понад 10кА. Електрична енергія зручно, у порівнянні з іншими видами енергії, передається на великі відстані. Однак, при цьому відбуваються втрати за рахунок виділення Ленц-Джоулевого тепла, яке пропорційне до I^2 та R . Зменшення R приводить до великих втрат металу. Тому доцільно зменшувати значення сили струму. Перевага змінного струму як раз і полягає в тому, що напругу і силу струму можна змінювати без суттєвих втрат потужності. Прилади, за допомогою яких перетворюється напруга і сила струму, називається трансформаторами.

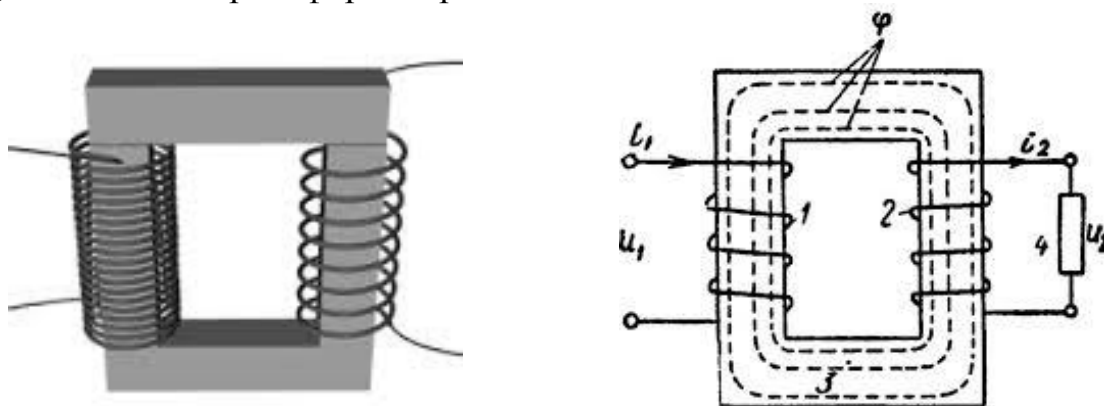


Рис.10. Схема трансформатора.

Для зменшення втрат на нагрівання дротів необхідно зменшити силу струму в лінії передачі, і, отже, збільшити напругу. Зазвичай лінії електропередачі будуються з розрахунку на напругу 400–500 кВ, при цьому в лініях використовується трифазний струм частотою 50 Гц. На Рис.11 представлена схема лінії передачі електроенергії від електростанції до споживача.

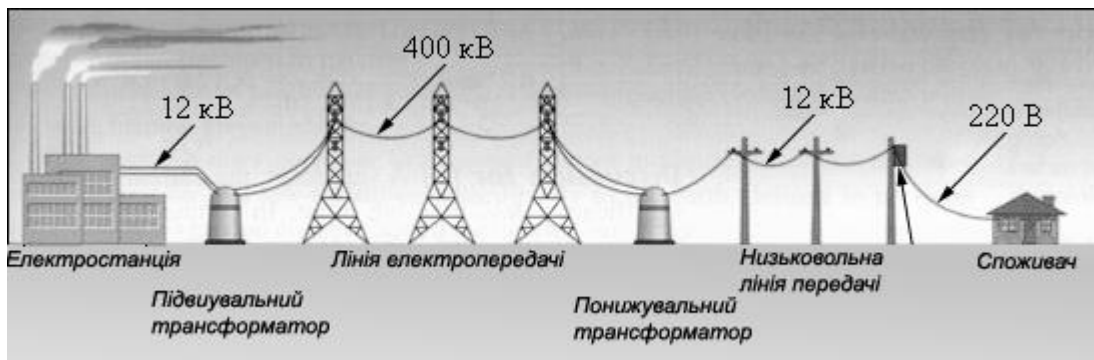


Рис.11.Схема лінії електропередачі.

Схема дає уявлення про використання трансформаторів при передачі електроенергії. Слід зазначити, що при підвищенні напруги в лініях передачі збільшуються втрати енергії через повітря. У сиру погоду поблизу дротів лінії може виникнути струм, що називається коронний розряд, який можна виявити по характерному потріскуванню. Коефіцієнт корисної дії лінії передач не перевищує 90 %.

Перший трансформатор виготовив в 1876р. П.М. Яблочков. В 1882р. І.П.Усагін запропонував використовувати замкнений магнітопровід. З винайденням трансформатора виник технічний інтерес до змінного струму. Електротехнік російсько-польського походження М.О. Доліво-Добровольський у 1889р. розробив для німецької фірми «Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft» перший трифазний трансформатор. На електротехнічній виставці у Франкфурті-на-Майні у 1891р. Доліво-Добровольський демонстрував дослідну високовольтну електропередачу трифазного струму на відстань 175 км. Трифазний генератор мав потужність 230 кВт при напрузі 95 В. У 1891р. Нікола Тесла винайшов резонансний трансформатор для генерування високої напруги при високій частоті



Павло Миколайович
Яблочков
(1847 – 1894)



Іван Пилипович
Усагін
(1855 — 1919)



Михайло Осипович
Доліво-Добровольський
(1861 — 1919)

Дія трансформатора основана на явищі електромагнітної індукції. Подаємо змінну напругу на первинну обмотку (котушку) трансформатора. Змінний струм створює змінний магнітний потік:

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$$

Запишемо закон Ома для обох обмоток

$$U_1 = I_1 R_1 - \varepsilon_1 = I_1 R_1 + n_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (*)$$

$$U_2 = I_2 R_2 - \varepsilon_2 = I_2 R_2 + n_2 \frac{d\Phi}{dt}$$

Якщо трансформатор ненавантажений, то $I_2=0$. Так як первинна обмотка має великий реактивний опір, то струм в ній буде незначний, а отже, $I_1 R_1 \ll \varepsilon_1$. З урахуванням цього рівняння (*) при почленному діленні дадуть

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1} = k \quad (11)$$

k - коефіцієнт трансформації.

Якщо $k>0$ - трансформатор підвищуючий; якщо $k<0$ - трансформатор знижуючий.

Для підвищення магнітного зв'язку між первинною та вторинною котушками, їх намотують одну на одну (рис. 12) на одне осердя.

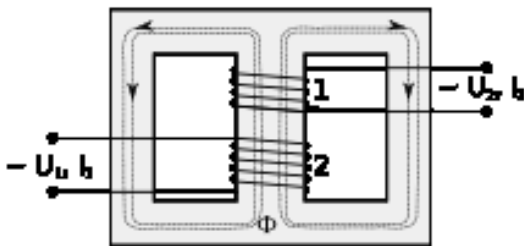
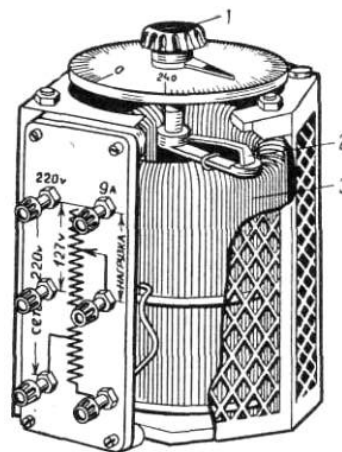


Рис. 12. Трансформатор з одним осердям.

Трансформатори ділять на *силові*, які використовуються для передачі та розподілу електроенергії, для живлення силового та освітлювального навантаження; *вимірювальні*, які застосовуються для живлення електровимірювальних приладів; *спеціальні*, до яких належать зварювальні та випробувальні.

Широко застосовуються трансформатори в радіотехнічних пристроях і не тільки для підвищення чи зниження напруг її сил струму, але і для розділення сигналів в фільтрах тощо. В лабораторіях широко використовуються автотрансформатори (типу ЛАТР або РНШ). В цих пристроях роль обмотки відіграє частина першої обмотки. Один з контактів K виготовляють рухомим, що дає можливість регулювати вихідну напругу.



Автотрансформатор.

6. ЕЛЕКТРИЧНІ КОЛИВАННЯ

Раніше було введено поняття електричного коливального контуру, а саме: *коливальним контуром називається електричне коло складене з котушки індуктивності і конденсатора.*

Розглянемо процеси, які можуть мати місце в даній системі:

- *Нехай активний опір контуру $R \rightarrow 0$.*

Надамо певного заряду конденсатору. Енергія конденсатора рівна:

$$W_c = \frac{q_0^2}{2C}.$$

Після цього конденсатор буде розряджатися і в котушці пройде електричний струм: енергія електричного поля конденсатора перетворюватиметься в енергію магнітного поля котушки, потім процес відбудеться в зворотному напрямку. В даному електричному контурі виникнуть *електричні коливання*. Енергія магнітного поля може бути представлена:

$$W_m = \frac{LI_0^2}{2}.$$

Із даних формул випливає: $\frac{q^2}{2C} = \frac{LI_0^2}{2}$, $I_0 = \frac{q_0}{\sqrt{LC}} = w_0 q_0$, $w_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

*Коливання, які відбуваються під дією процесів у коливальному контурі без зовнішніх впливів і втрат енергії на нагрівання називаються **власними**.*

Складемо диференціальне рівняння коливань для коливального контуру. Закон Ома запишеться так:

$$iR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon;$$

де i , $\Delta\varphi$, ε — миттєві значення величин струму, різниці потенціалів і е.р.с. в колі котушки і $\Delta\varphi$ - різниця потенціалів прикладена до конденсатора:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U, \quad \varepsilon = -L \frac{di}{dt}; \quad U = -\frac{q}{C};$$

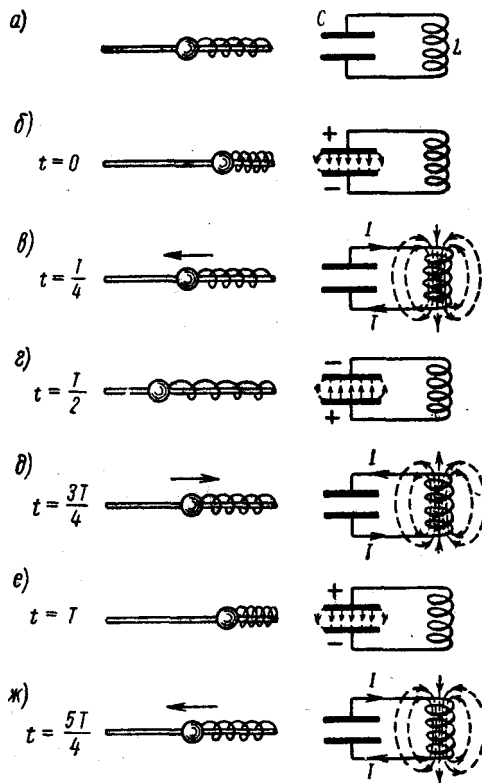
$$iR = -\frac{q}{C} - L \frac{di}{dt}, \text{ врахуємо що } i = \frac{dq}{dt}, \text{ тоді:}$$

$$\boxed{L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0} \quad (12)$$

Одержали *диференціальне рівняння коливань*.

На рисунках представлено процеси, які відбуваються в коливальному контурі і порівняно їх із процесами в пружинному маятнику.

Коливальний контур



$$W = \frac{q^2}{2C}$$

енергія електричного поля конденсатора
перейшла в енергію магнітного поля котуш-
ки індуктивності

$$W = \frac{LI_0^2}{2}$$

Це коливання аналогічне рівнянню механічних коливань вантажу на пружині:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0$$

Проаналізуємо рівняння (12):

- коли $R=0$, для власних коливань: $m \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0$

Позначимо $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, тоді розв'язок рівняння буде:

$$q = q_m \sin(\omega t + \varphi)$$

де ω_0 – власна частота контуру. Для періоду коливань одержуємо формулу Томсона:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Для напруги і струму :

$$U = U_m \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad i = \frac{dq}{dt} = \omega_0 q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi);$$

Отже, коли струм в колі котушки досягає максимального значення, заряд і напруга на конденсаторі стають рівні нулю.

• Розділимо (12) на L:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0.$$

Позначимо: $\beta = \frac{R}{2L} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

де β - коефіцієнт затухання, тоді: $\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 = 0$.

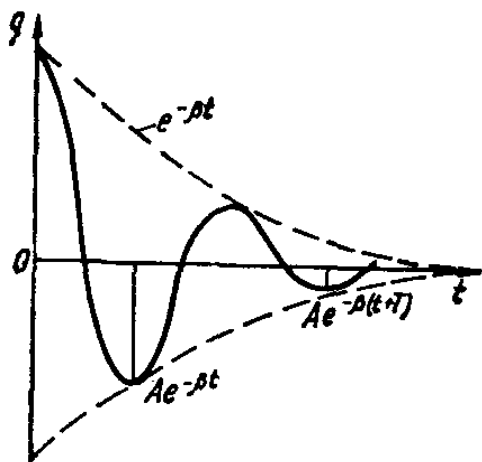
Розв'язком рівняння по аналогії з механічними коливаннями є:

$$q = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)$$

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ - циклічна частота затухаючих коливань

$$\omega = \sqrt{1/LC - R^2/4L^2}$$

Графік $q = f(t)$ має вигляд.



Зменшення амплітуди коливань оцінюють *декриментом затухання*, який визначається відношенням амплітуд двох послідовних коливань:

$$D = \frac{A_1}{A_2} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+\tau)}} = e^{\beta\tau},$$

Отже, за час $\tau = \frac{1}{\beta}$ - амплітуда

зменшується в e разів. Крім цього часто використовують *логарифмічний декримент затухання*:

$$\Delta = \ln \frac{A_1}{A_2} = \beta \cdot T.$$

Логарифмічний декримент затухання-безрозмірна фізична величина обернена до числа коливань N , які здійснюються за час, на протязі якого амплітуда зменшується в e разів:

$$\Delta = \frac{1}{N_e}.$$

На практиці використовують значення *реактивного опору контуру* на резонансній частоті (або *хвильового*, або *характеристичного*):

$$\rho = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} = \sqrt{L/C}$$

Якщо маємо явище резонансу напруг в контурі, то напруги на індуктивності та ємності однакові за величиною і протилежні за знаком, внаслідок чого вони взаємно компенсуються, напруга на активному опорі дорівнює е.р.с. джерела. Крім того, напруги на ємності та індуктивності перевищують величину е.р.с. в Q разів, тобто:

$$U_L = U_C = QE_m \text{ і } U_R = E_m$$

Величина Q називається *добротністю* контуру. Таке саме співвідношення існує між напругою на реактивних елементах і напругою на активному опорі і звідси можна отримати співвідношення:

$$Q = \frac{\rho}{R_a}$$

Добротність і хвильовий опір – найважливіші параметри коливального контуру. Один з шляхів підвищення добротності полягає в зменшенні активного опору, який характеризує втрати енергії в контурі на нагрівання.

Можна показати, що добротність контуру – це величина обернено пропорційна до логарифмічного декрименту затухання

$$Q = \frac{\pi}{\Delta} = \pi \cdot N_e.$$

Чим більше число коливань здійснено, тим вище добротність контуру. Замість Δ візьмемо його значення: $\Delta = \beta \cdot T$.

Тоді: $q = \frac{\pi}{\Delta} = \frac{\pi}{\beta \cdot T} = \frac{1}{2\beta} \cdot \left(\frac{2\pi}{T}\right) = \frac{w}{2\beta}$. При великих затуваннях коливань в кон-

турі $\beta^2 \gg w_0^2$, або $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{w}{2\beta}$ замість коливань відбувається аперіодичний роз-

ряд. Опір контуру при якому відбувається аперіодичний розряд контуру називається *критичним*.

- Система, яка сама регулює введення енергії в контур називається *автоколивальною*, а збудженні в ній коливання – *автоколиваннями*

Для збудження і підтримання незатухаючих електричних коливань в контурі необхідно весь час підводити енергію від зовнішнього джерела, яка б компенсувала втрати на нагрівання і випромінювання.

Для цього використовуються вакуумний або напівпровідниковий триоди.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ

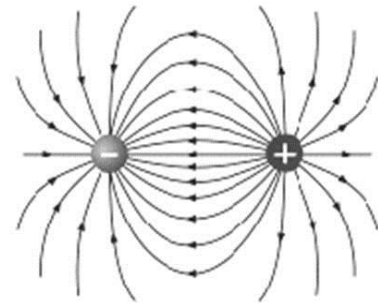
1. Вихрове електричне поле. Досліди Ейхенвальда і Роуlanda.
2. Система рівнянь Максвелла в інтегральній та диференціальній формах.

1. ВИХРОВЕ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ. ДОСЛІДИ ЕЙХЕНВАЛЬДА І РОУЛАНДА.

Оцінюючи електростатичне поле ми називали його потенціальним (консервативним), враховуючи що робота по переміщенню електричного заряду вздовж замкнутої лінії дорівнює нулеві тобто циркуляція вектора напруженості дорівнює нулеві:

$$\oint_l E_l dl = 0$$

Лінії напруженості електростатичного поля починаються на позитивних зарядів і закінчуються на негативних або ідуть в нескінченність. Тому електричний струм в такому полі не може існувати довгий час. Для того, щоб існував електричний струм необхідна наявність сторонніх сил.



Електричне поле, яке при цьому виникає докорінним чином відрізняється від електростатичного поля. Лінії напруженості цього поля замкнуті вздовж провідного контуру, і циркуляція вектора напруженості при цьому не рівна нулеві:

$$\oint_l E_l dl = \varepsilon \neq 0$$

Такі поля називають вихровими.

Електричні поля, які збуджуються змінним в часі магнітними полями, також є вихровими і для них циркуляція вектора напруженості по довільному контуру відмінна від нуля і дорівнює швидкості зміни магнітного потоку, який пронизує довільну поверхню охоплену контуром інтегрування:

$$\oint_l E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS$$

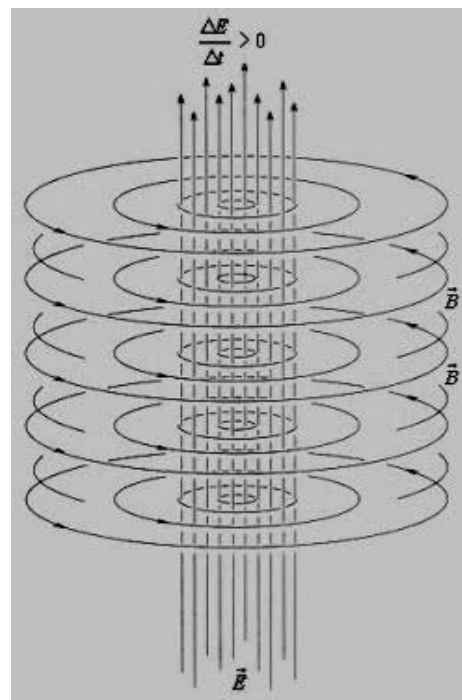
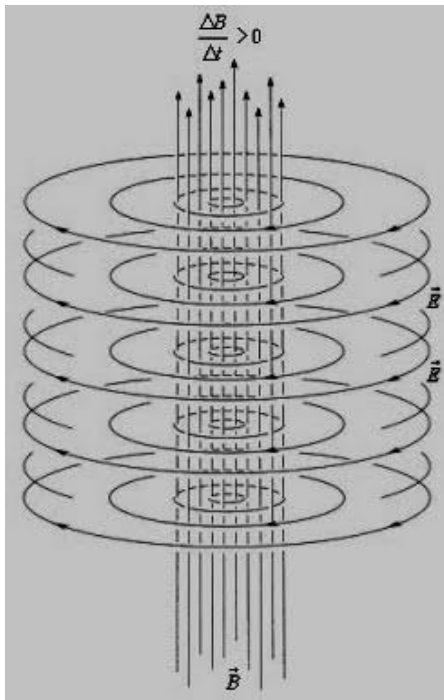
Такі вихрові поля викликають неперервний рух електричних зарядів вздовж замкнутих провідників, вміщених в це поле, тобто можуть приводити до виникнення індукційних струмів. Вперше це показав М. Фарадей. Але суть свого відкриття Фарадей звів лише до виникнення індукційного струму в провіднику, що пронизувався змінним магнітним полем.

Дж. К. Максвелл узагальнив це явище:

Скрізь де виникає змінне магнітне поле виникатиме вихрове електричне поле.

Аналізуючи різні явища Максвелл прийшов і до іншого висновку:

Будь-які зміни електричного поля супроводжуються виникненням вихрового магнітного поля.



Ці два фундаментальних висновки Максвелла склали базу для висновку про *єдину природу електричних і магнітних явищ*.

Взагалі довгий час існували окремо і незалежно вчення про електрику, магнетизму природу світла. “Містком” між електричними та магнітними явищами стали досліди Ерстеда, Фарадея та Ампера. Завершив об’єднання теорій електрики і магнетизму та теоретично передбачив електромагнітну природу світла Дж.К.Максвелл. Теоретичні висновки Максвелла мали і експериментальне підтвердження.

Перший висновок взагалі впливав з експериментів М.Фарадея. Другий підтверджувався дослідом Ерстеда, який показав, що навколо провідника із струмом виникає магнітне поле.



Джеймс Клерк Максвелл
James Clerk Maxwell
(1831 — 1879)

Однак, це стосується струмів, створених мікроскопічними рухомими частинками (електронами або іонами).

Але електричний струм можна отримати і при русі макроскопічних заряджених тіл. Такі струми називаються конвекційними. Доведення повної аналогії щодо створення магнітного поля конвекційними струмами і струмами провідності мало принципове значення для обґрунтування єдності електричних і магнітних явищ. Досліди по виявленню магнітного поля рухомими наелектризованими тілами були проведені незалежно Г. Роуландом (1878 р.) і більш точно О.О. Ейхенвальдом (1901 р.).

В одному з дослідів Ейхенвальда металевий диск або кільце заряджали зарядом q і приводили в обертальний рух з частотою ν . Величина конвекційного струму при цьому була $i = q\nu$.

Для вимірювання напруженості магнітного поля використовувалась спеціальна астатична магнітна система стрілок. Однорідне земне магнітне поле (а воно в 10^5 раз більше досліджуваного) на таку систему не впливало. А неоднорідне поле конвекційного струму сильніше впливало на найближчу стрілку. Потім по кільцю відповідних розмірів пропускали струм провідності і добивались аналогічного відхилення стрілок. При цьому вимірний струм провідності виявився рівним конвекційному струму. Цими дослідом було доведено, що конвекційні струму створюють такі самі магнітні поля, як і еквівалентні їм струми провідності. Це дало експериментальне підтвердження окремих висновків теорії електромагнітного поля Максвелла.



Генрі Роуланд
Henry-Augustus
Rowland,
(1848 — 1901)



Олександр
Олександрович
Ейхенвальд
(1863 — 1944)

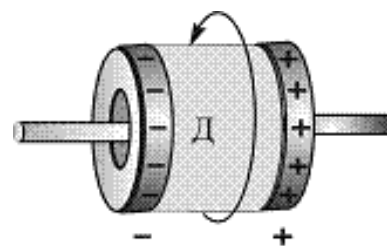


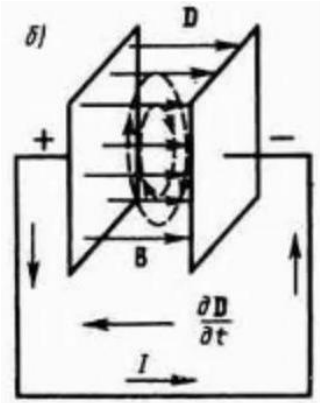
Схема одного з дослідів
О.О.Ейхенвальда

2.СИСТЕМА РІВНЯНЬ МАКСВЕЛЛА В ІНТЕГРАЛЬНІЙ ТА ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІЙ ФОРМАХ.

Електромагнітне поле є особлива форма матерії, через яку здійснюється взаємодія між зарядженими частинками.

Поняття поля (електричного та магнітного) ввів М.Фарадей у 1830 р. Д.К.Максвелл розвинув ідеї Фарадея про електромагнітне поле, розкрив його природу і сформулював основні закони. Згідно гіпотези Максвелла сукупність змінних електричного і магнітного полів створюють електромагнітне поле, яке розповсюджується в просторі зі швидкістю світла. Отримав цей результат Максвелл відмітив, що важко утриматись від думки про електромагнітну природу світла. Цей теоретичний висновок був підтверджений в 1888 р. дослідом Г.Герца.

За гіпотезою Максвелла причиною виникнення змінного магнітного поля є не тільки електричний струм (досліди Ерстеда) але й змінне електричне поле.



Розглянемо плоский конденсатор ємністю C , на який подано різницю потенціалів U . Через деякий час поки протікає струм по провідниках конденсатор набуває заряду $q = CU = \sigma_0 S$. Поки заряд буде збільшуватись між пластинами конденсатора буде існувати змінне електричне поле (його напруженість зростає). Це електричне поле буде створювати вихрове магнітне поле також, як і створене струмом провідності в з'єднувальних провідниках.

Це змінне електричне поле Максвелл назвав **струмом зміщення**. Введення такого поняття вочевидь пов'язане з тим, що магнітне поле завжди пов'язувалось з електричним струмом.

Кількісною мірою струму (а отже і струму зміщення) є величина сили струму:

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(\sigma_0 S) \quad \text{так як } |\vec{D}| = \sigma_0 \quad \text{то } I = S \frac{dD}{dt} \quad \text{або } j_{зм} = \frac{dD}{dt}$$

Так як вектор \vec{D} може змінюватись не тільки в часі, але й залежить від координат (неоднорідне поле) то останній вираз записують в символах частинних похідних

$$\vec{j}_{зм} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Електричне поле, яке змінюється зі швидкістю $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, створює також вихрове магнітне поле, як і струм провідності в провідниках, густина якого рівна $\vec{j}_{зм}$.

По суті струм зміщення в цьому випадку “закорочує” струм провідності.

Якщо по провіднику протікає змінний струм, то в ньому буде також і змінне електричне поле (струм зміщення), тоді магнітне поле навколо такого провідника буде визначатись густиною струму $\vec{j}_{нов}$, що складається з густини струму провідності \vec{j} та струму зміщення $\vec{j}_{зм}$:

$$\vec{j}_{нов} = \vec{j} + \vec{j}_{зм} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

В провідниках при невисоких частотах $\vec{j} \gg \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ то $\vec{j}_{нов} \cong \vec{j}$.

В діелектриках, де $\vec{j} \rightarrow 0$ $\vec{j}_{нов} \cong \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

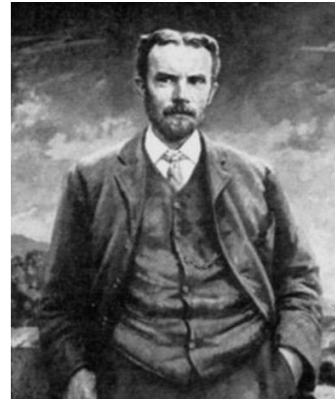
В загальному випадку вихрове магнітне поле створюється повним струмом, а не лише струмом провідності.

Система рівнянь Максвелла є узагальненням основних експериментальних законів електромагнітних явищ в довільному середовищі. Вони є основою теорії макроскопічної електродинаміки, яка була вперше опублікована Макс-

веллом в 1873 р. в “Трактаті з електрики і магнетизму”. Сучасного вигляду рівняння набули завдяки роботам Г.Герца та О.Хевісайда.



Генріх Рудольф Герц
Heinrich Rudolf Hertz
(1857 — 1894)



Олівер Гевісайд
Oliver Heaviside
(1850 — 1925)

Рівняння Максвелла встановлюють співвідношення між векторами \vec{E} , \vec{B} , \vec{D} і \vec{H} та розподілом в просторі їх джерел : електричних зарядів і струмів.

В інтегральній формі система рівнянь Максвелла має вигляд:

$$\begin{array}{ll}
 (1) \quad \oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} d\vec{S} + \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} & \oint_l H_l dl = I + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS \\
 (2) \quad \oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} & \oint_l E_l dl = - \int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS \\
 (3) \quad \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 & \oint_S B_n dS = 0 \\
 (4) \quad \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV & \oint_S D_n dS = \int_V \rho dV
 \end{array}$$

В диференціальній формі рівняння Максвелла відбивають просторові варіації електричного і магнітного полів, тобто пов’язує зміни векторів \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{H} залежно від координат (x, y, z) точок простору:

$$(1a) \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(2a) \quad \text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$(3a) \quad \text{div} \vec{B} = 0$$

$$(4a) \quad \text{div} \vec{D} = \rho$$

Перехід від інтегральної до диференціальної форми стане зрозумілим, якщо скористатись апаратом математичної фізики:

$$\text{div} \vec{A} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint_S A_n dS}{V}; \quad \text{div} \vec{A} = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} \text{ (скалярний добуток)}$$

$$\oint \vec{A} d\vec{l}$$

$$\text{rot} \vec{A} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{l}{\Delta S}; \quad \text{rot} \vec{A} = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} \text{ (векторний добуток)}$$

Перше рівняння Максвелла (1 та 1а) відображає закон збудження магнітного поля і є узагальненням закону Біо-Савара-Лапласа та більш загальною формою закону повного струму. Воно відображає експериментальний факт, що джерелами вихрового магнітного поля можуть бути струми провідності і струми зміщення.

$$\int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \int_S j_{з.м} dt = I_{з.м} \quad \text{тобто} \quad \boxed{\oint_l H_l dl = I + I_{з.м}}$$

Циркуляція вектора напруженості магнітного поля вздовж замкнутого контуру l дорівнює алгебраїчній сумі струмів провідності I і струмів зміщення $I_{з.м}$ охоплених цим контуром.

Друге рівняння Максвелла (2 та 2а) відображає закон електромагнітної індукції Фарадея.

$$\int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_S B_n dS = \frac{\partial \Phi}{\partial t}; \quad \oint_l E_l dl = \varepsilon \quad \text{тобто} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\varepsilon_i$$

Циркуляція вектора напруженості \vec{E} вихрового електричного вздовж довільного замкнутого контуру l чисельно рівна (з протилежним знаком) швидкості зміни потоку вектора магнітної індукції \vec{B} через площину S , охоплену цим контуром.

Третє рівняння Максвелла (3 та 3а) по формі аналогічне четвертому. Але рівність нулю говорить про експериментальний факт, що в природі не існує вільних магнітних зарядів, на яких, подібно електричних могли б починатись лінії вектора індукції \vec{B} . В природі не існує інших джерел магнітного поля, крім електричних струмів.

Четверте рівняння Максвелла (4 та 4а) є узагальненням на основі теореми Остроградського-Гаусса закону Кулона:

$$\oint_S D_n dS = N_D; \quad \int_V \rho dV = q \quad \text{тобто} \quad N_D = q.$$

Потік вектора індукції через довільну замкнену поверхню площею S чисельно дорівнює вільному (не скомпенсованому) заряду, що міститься в об'ємі, обмеженому цією поверхнею.

Це рівняння фізично вказує на існування в природі джерел електричного поля у вигляді електричних зарядів.

Рівняння Максвелла не симетричні відносно електричного і магнітного полів. Це зумовлено наявністю в природі джерел електричного поля - електричних зарядів і відсутністю подібних джерел магнітного поля - магнітних зарядів, монополів.

Інтегральна форма рівнянь Максвелла є більш загальною. Ці рівняння застосовні і тоді, коли є поверхня розриву, де характеристики середовища і поля змінюються стрибкоподібно. Диференціальна форма передбачає перервність

всіх характеристик поля і речовини в просторі і часі. Для повної еквівалентності диференціальну систему рівнянь Максвелла доповнюють граничними умовами :

$$\begin{aligned} D_{2n} - D_{1n} &= \sigma; \quad E_{2\tau} = E_{1\tau} \\ B_{2n} &= B_{1n}; \quad H_{2\tau} - H_{1\tau} = i \end{aligned}$$

Система рівнянь Максвелла разом з граничними умовами доповнюється матеріальними рівняннями, що характеризують властивості середовища, в якому збуджується електромагнітне поле:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}; \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}; \quad \vec{j} = \sigma\vec{E}.$$

Рівняння Максвелла разом з матеріальними рівняннями і граничними умовами складають замкнену систему рівнянь, яка дає можливість розв'язати будь-яку задачу макроскопічної електродинаміки: відшукати вектори поля в кожній точці простору в довільний момент часу за довільним розподілом електричних зарядів і струмів у функції координат і часу або, навпаки, знайти розподіл зарядів і струмів за відомими значеннями векторів поля.

Наприклад:

Для стаціонарних полів ($\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0; \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$) система рівнянь Максвелла розпадається на систему рівнянь електричного поля:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{E} &= 0; \quad \text{div}\vec{D} = \rho; \quad \vec{D} = \varepsilon_0\vec{E}; \\ D_{2n} - D_{1n} &= \sigma; \quad E_{2\tau} = E_{1\tau} \end{aligned}$$

і систему рівнянь магнітостатичного поля:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{H} &= \vec{j}; \quad \text{div}\vec{B} = 0; \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}; \\ B_{2n} &= B_{1n}; \quad H_{2\tau} - H_{1\tau} = i. \end{aligned}$$

Стаціонарні електричні і магнітні поля є незалежними між собою. Джерелами електричних полів є лише електричні заряди, а джерелами магнітних полів – лише струми провідності.

Для вакууму ($\rho = 0; j = 0$) рівняння Максвелла стають симетричними:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{H} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \text{rot}\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \\ \text{div}\vec{H} &= 0; \quad \text{div}\vec{E} = 0. \end{aligned}$$

Джерелами вихрового магнітного поля є лише змінні в часі електричні поля, а джерелами вихрового електричного поля – лише змінні в часі магнітні поля.

Рівняння Максвелла справедливі коли:

- Матеріальні тіла в електричному або магнітному полі нерухомі.
- Матеріальні характеристики речовини ε, μ, σ можуть залежати від координат, але не можуть залежати від часу і числових значень векторів поля.
- В полі відсутні постійні магніти і феромагнітні тіла.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ

1. Розповсюдження електромагнітних хвиль.
2. Енергія електромагнітної хвилі.
3. Випромінювання електромагнітних хвиль.
4. Принцип радіозв'язку і радіолокації.
5. Шкала електромагнітних хвиль.

Електромагнітна хвиля — процес розповсюдження *електромагнітної взаємодії* в просторі у вигляді змінних зв'язаних між собою *електричного та магнітного полів*.

1. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ.

З теорії Максвелла випливає існування електромагнітних хвиль або збуджень, які розповсюджуються в просторі з певною кінцевою швидкістю незалежно від джерел, які привели до виникнення електромагнітного поля.

Справді, всяка зміна в часі електричного поля приводить до появи змінного магнітного поля, яке в свою чергу є джерелом вихрового електричного поля. Тобто *змінні електричне і магнітне поля взаємно обумовлюють* одне одного. Вони існують в єдності складаючи єдине *електромагнітне поле*, яке виникнув в певній точці простору не заповнює його миттєво, а розповсюджується у вигляді електромагнітних коливань або хвиль кінцевої швидкості. Ця швидкість залежить від характеристик середовища.

Хвилевий характер електромагнітного поля визначається ще і тим, що з рівнянь Максвелла можна вивести хвилеві диференціальні рівняння.

Запишемо рівняння Максвелла для однорідного діелектричного середовища ($\sigma = 0; \rho = 0$)

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \end{aligned}$$

Продиференціюємо перше рівняння по часу

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{B} = \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{або} \quad \operatorname{rot} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

і врахуємо з другого рівняння, що $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \vec{E}$:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -\varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

з математичного аналізу відомо, що

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$$

з четвертого рівняння Максвелла зрозуміло $\operatorname{div} E = 0$, отже маємо :

$$\nabla^2 \vec{E} = \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

це вже хвильове рівняння ($\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$)

Найбільш простий вигляд рівняння набуде у випадку якщо хвиля розповсюджується в одному напрямку, наприклад вздовж осі OZ:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

якщо ввести позначення $\frac{1}{V^2} = \varepsilon_0 \mu \mu_0$ отримаємо:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (*)$$

Якщо повторити всі виведення відносно вектора індукції магнітного поля \vec{B} отримаємо :

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial z^2} - \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (**)$$

Рішеннями рівнянь (*) та (**) будуть рівняння електромагнітної хвилі :

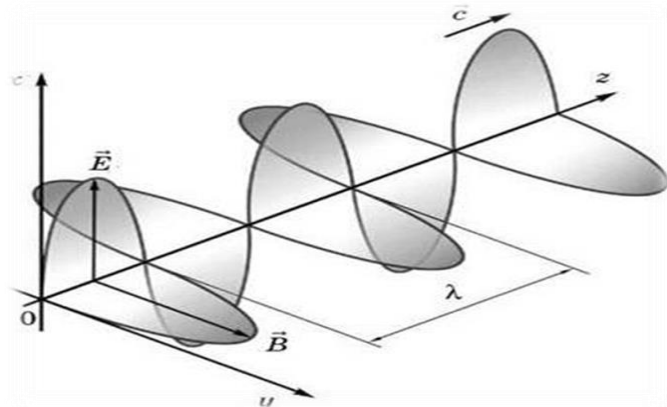
$$\vec{E} = \vec{E}(z - Vt) \quad \text{та} \quad \vec{B} = \vec{B}(z - Vt)$$

Вектори \vec{E} та \vec{B} є функціями одного і того ж аргументу $z - Vt$, який називається фазою хвилі.

Швидкість розповсюдження в просторі постійної фази називаються фазовою швидкістю:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}}$$

Вектори \vec{E} та \vec{B} коливаються в однакових фазах.



Значення швидкості, розраховане з цього рівняння має велике значення для встановлення єдності між електромагнітними і світловими явищами. Так для вакууму $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$

$$V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ (м/с)}$$

тобто $V = c$ швидкості світла у вакуумі.

Звідси Максвелл зробив висновок про те що світло є електромагнітною хвилею. Швидкість розповсюдження електромагнітної хвилі в довільному діелектрику визначається законом Максвелла : $V = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$

2. ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ.

Як відомо, енергію електричного поля визначають за формулою

$$W_e = \frac{1}{2} \int_v \vec{E} \vec{D} dv, \text{ магнітного поля } -W_m = \frac{1}{2} \int_v \vec{H} \vec{B} dv.$$

Якщо в обмеженому замкненому об'ємі V є електромагнітне поле, то його енергію визначають як суму електричної і магнітної складових:

$$W = \frac{1}{2} \int_v (\vec{E} \vec{D} + \vec{B} \vec{H}) dV$$

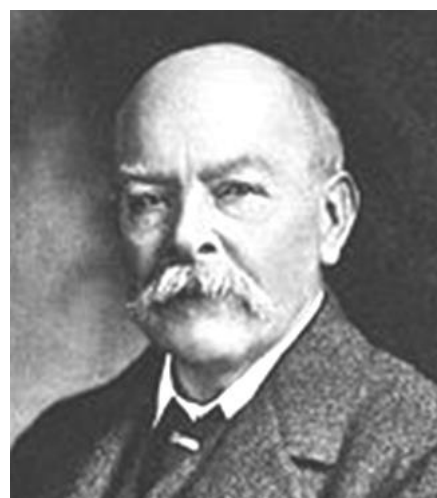
енергія електромагнітної хвилі розповсюджується в просторі за законом:

$$\operatorname{div}[\vec{E} \vec{H}] = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{E} \vec{D} + \vec{B} \vec{H}}{2} \right), \text{ або } \operatorname{div} \vec{\Pi} = -\frac{\partial \omega}{\partial t}, (*)$$

де $\omega = \frac{1}{2} (\vec{E} \vec{D} + \vec{B} \vec{H})$ – об'ємна густина енергії, а вектор $\vec{\Pi} = [\vec{E} \vec{H}]$ називають вектором Умова – Пойнтінга.



Микола Олексійович Умов
(1846-1915)



Джон Генрі Пойнтінг
(1852-1914)

З (*) видно, що $\operatorname{div} \vec{\Pi}$ дорівнює зміні електромагнітної енергії в одиниці об'єму за одиницю часу. Помноживши обидві частини (*) на dV і проінтегрувавши по V , знайдемо зміну енергії за одиницю часу в довільному об'ємі V :

$$\int_v \operatorname{div} \vec{\Pi} dV = -\int_v \frac{\partial \omega}{\partial t} dV = -\frac{\partial}{\partial t} \int_v \omega dV$$

За теоремою Остроградського-Гаусса

$$\int_v \operatorname{div} \vec{\Pi} dV = \int_s \Pi_n dS.$$

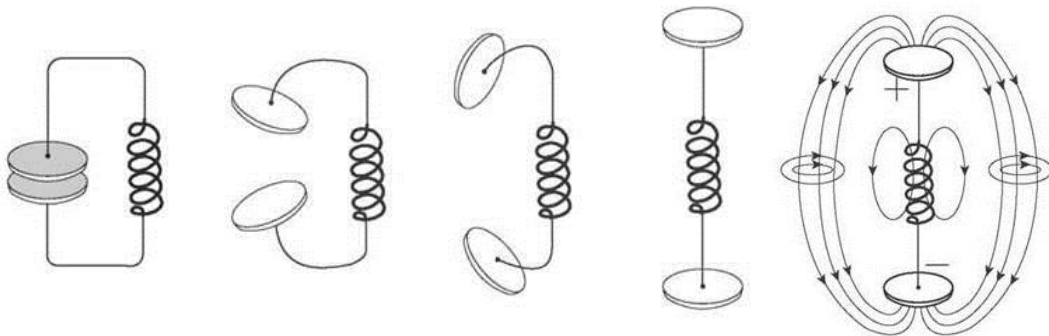
$$\text{тоді } \oint_s \Pi_n dS = -\frac{\partial W}{\partial t} (**)$$

Потік вектора Умова-Пойтінга через довільну замкнену поверхню S , що обмежує об'єм V , дорівнює зменшенню за одиницю часу запису електромагнітної енергії, яка міститься в об'ємі V . Це зменшення енергії може бути зумовлене витіканням її через поверхню S з об'єму V . Отже, електромагнітна енергія, подібно рідині, витікає з об'єму V , де є її певний запас, через замкнену поверхню S , яка обмежує об'єм V , в кількості $\oint_S \Pi_n dS$ ($\frac{Дж}{с}$). Вектори \vec{E} , \vec{H} і $\vec{\Pi}$ становлять правогвинтову трійку векторів. Напрямок вектора $\vec{\Pi}$ вказує напрям випромінювання електромагнітної енергії. Отже, енергія плоскої електромагнітної хвилі в однорідному ізотропному середовищі переноситься у напрямі її поширення.

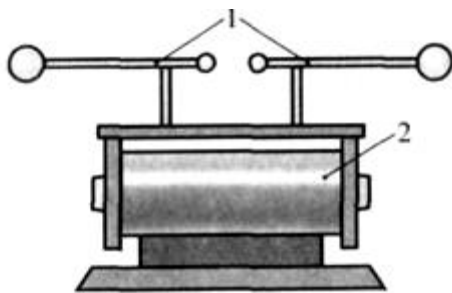
Формули (*) та (**) виражають закон збереження енергії в електродинаміці, і його часто називають теоремою Умова-Пойтінга.

3. ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ.

Джерелом електромагнітних хвиль може бути коливальний контур. Але випромінювання такого контуру незначне. В розгорнутому контурі електричне поле займає весь простір і змінне електричне поле створює в просторі магнітне поле. Відкритий коливальний контур для отримання електромагнітних хвиль отримують збільшуючи відстань між пластинами конденсатора.



Вперше електромагнітні хвилі одержав Г.Р.Герц в 1887 році. Хвилі створювали за допомогою вібратора із іскровим проміжком. Довжина хвилі вібратора визначається його розмірами.



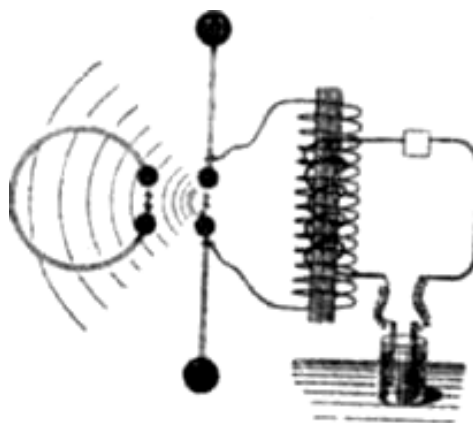
Основною частиною експериментальної установки Г.Р.Герца був випромінювач (вібратор) у вигляді двох металевих стрижнів 1, з'єднаних із джерелом високої напруги 2. Між стрижнями виникав іскровий розряд. Оскільки напруга на стрижні подавалася окремими імпульсами, то між кульками на кінцях стрижнів періодично відбувались іскрові розряди.

Якщо неподалік випромінювача знаходилася система (резонатор) з двох таких самих, як і у випромінювачі, стрижнів, то між їхніми суміжними кінцями пробігала іскра щоразу, коли відбувався розряд між стрижнями випромінюва-

ча. Це явище засвідчує, що в просторі між двома системами відбувається процес, внаслідок якого передається енергія. Дослідження цього процесу підтвердили, що він має всі ознаки хвилі. Для нього характерні явища відбивання від екрану, заломлення в діелектриках $n = \sqrt{\epsilon}$, інтерференції, дифракції, поляризації, які властиві лише хвильовим процесам. Г. Р. Герц навіть зміг виміряти довжину хвилі отриманого електромагнітного випромінювання, яка в дослідах приблизно дорівнювала 60 см. Ця система дістала назву вібратора Герца.



Генріх Рудольф Герц
Heinrich Rudolf Hertz
(1857 – 1894)



Вібратор Герца.

Вібратор Герца випромінює електромагнітну хвилю. Коливання у вібраторі Герца породжується іскрою. Причиною виникнення електромагнітних хвиль, як і хвиль будь-якої іншої природи, був коливальний процес, що відбувався у системі з двох стрижнів. Герц продовжував дослідження в хвильовій зоні свого вібратора, поле якого він пізніше розрахував теоретично. У багатьох наступних роботах Герц незаперечно довів існування електромагнітних хвиль, що розповсюджуються з кінцевою швидкістю. «Результати дослідів, поставлених мною над швидкими електричними коливаннями, - писав Герц у 1888 року, - показали мені, що теорія Максвелла має перевагу перед усіма іншими теоріями електродинаміки». Головне значення дослідів Герца полягає в тому, що вони підтвердили однакову природу світлових і електромагнітних хвиль, і тим самим експериментально підтвердили електромагнітну теорію світла Максвелла.

4. ПРИНЦИП РАДІОЗВ'ЯЗКУ І РАДІОЛОКАЦІЇ.

На основі дослідів Г.Р.Герца О.С.Попов і незалежно від нього Г.Марконі здійснили передачу телеграфних сигналів за допомогою електромагнітних хвиль.



Олександр Степанович Попов
(1859 – 1895)

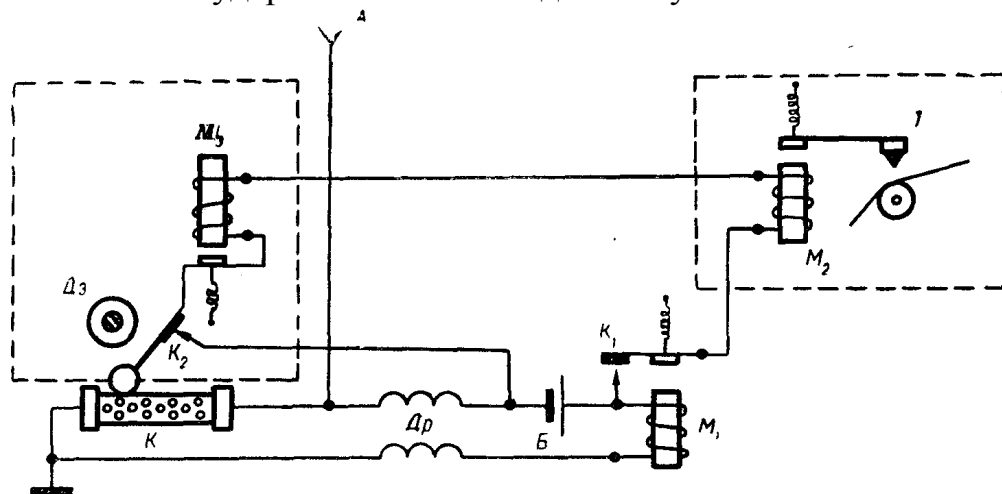


Гульєльмо Марконі
Guglielmo Marconi
(1874 — 1937)

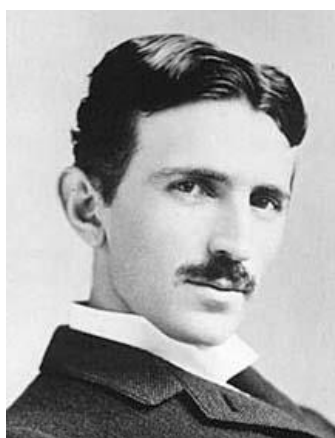
7 травня (25 квітня за старим стилем) 1895 р. О.С.Попов зробив доповідь на зібранні Російського фізико-хімічного товариства в Петербурзі та продемонстрував дію своїх приладів зв'язку. Це був один з перших дослідів що продемонстрували радіозв'язок. Радіоприймальний пристрій Попова – «грозовідмітник» реєстрував сигнали іскрового передавача і грозові розряди. Він складався з антени A , в якій енергія хвиль перетворюється у струм високої частоти; пристрою, що перетворює струм високої частоти у сигнал, придатний для реєстрації реєструючим приладом. Як реєструючий прилад використовувався телеграфний апарат T ; дзвінок Dz сигналізував про наявність приймання. Для перетворення струмів високої частоти Попов використав когерер K , що являв собою трубку із скла, наповнену металевими ошурками. Між електродами, виведеними з трубки, внаслідок поганого електричного контакту між окремими частками металевого порошку виникав великий опір. Під впливом електромагнітних коливань відбувалось «упорядкування», «злипання» ошурків і внаслідок цього підвищення провідності порошкової маси.

Розглянемо роботу радіоприймального пристрою. Під впливом е.р.с., наведеної в антені, в колі антена — когерер протікає високочастотний струм, внаслідок чого опір між електродами когерера зменшується. Це викликає зростання постійного струму (в колі батарея B — когерер — обмотка електромагніту M) і замикання контакту K_1 . Тепер батарея B живить ще одне коло: контакт K_1 - обмотка електромагніту телеграфного апарата M_2 - обмотка електромагніту дзвоника M_3 . Молоточок дзвоника притягується до сердечника електромагніту, розриває друге коло постійного струму і ударяє по когереру. Когерер струшується, його опір різко зростає. Якщо електромагнітні хвилі продовжують діяти на антену, процес повторюється, супроводжуючись записом

сигналу на телеграфній стрічці. Зникнення високочастотного сигналу приводить до встановлення великого опору когерера, контакт K_1 вимикає апарат Т, припиняється запис і удари молоточка по дзвонику.



О.С. Попов продовжував роботу і в 1896 році продемонстрував приймання телеграфних сигналів на відстань приблизно 250 м. Перша радіограма, яку передавав П.М. Рибкін і прийняв О.С. Попов, складалася з слів: «Генріх Герц». З ініціативи Попова було збудовано першу в Україні радіостанцію громадського користування. Перший бездротовий зв'язок в Україні відбувся між Херсоном і Голою Пристанню.



Нікола Тесла
Nikola Tesla
(1856 — 1943)

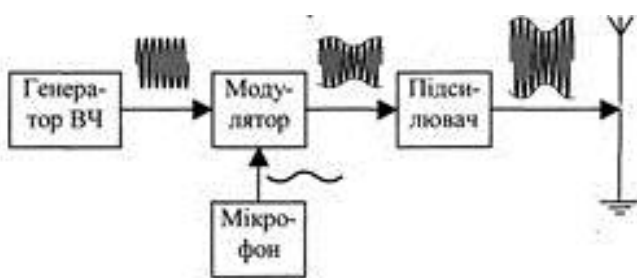
Влітку 1896 р. у пресі з'являється повідомлення про те, що італієць Марконі відкрив спосіб „бездротового телеграфування”. Ретельно вивчивши все, що було опубліковане з питання про передачу випромінювань без дротів, він сам сконструював відповідні прилади. За підтримкою поштового відомства Марконі організував приватну фірму ("Компанія бездротового телеграфу і сигналів"). Перша радіограма була передана в червні 1898 р. У 1899 р. Марконі здійснив передачу через Ла-Манш, а в 1901 р. — через Атлантику. Проблемою бездротової передачі сигналів багато займався Нікола Тесла. У 1890–1891 рр. він створив спеціальний високовольтний високочастотний резонансний трансформатор, що зіграв виняткову роль в подальшому розвитку радіотехніки.

Влітку 1896 р. у пресі з'являється повідомлення про те, що італієць Марконі відкрив спосіб „бездротового телеграфування”. Ретельно вивчивши все, що було опубліковане з питання про передачу випромінювань без дротів, він сам сконструював відповідні прилади. За підтримкою поштового відомства Марконі організував приватну фірму ("Компанія бездротового телеграфу і сигналів").

Перша радіограма була передана в червні 1898 р. У 1899 р. Марконі здійснив передачу через Ла-Манш, а в 1901 р. – через Атлантику. Проблемою бездротової передачі сигналів багато займався Нікола Тесла. У 1890–1891 рр. він створив спеціальний високовольтний високочастотний резонансний трансформатор, що зіграв виняткову роль в подальшому розвитку радіотехніки. Н. Тесла в 1896 р. недалеко від Нью-Йорка встановлює радіостанцію, яка передавала сигнали на відстань до 35 км на судна, що рухалися по Гудзону. З 1901 р. радіопередавачами стали обладнуватися морські судна. У 1905 р. американець Форест встановив радіозв'язок між залізничним потягом в дорозі із станціями на дальність 50 км. У 1907 році був встановлений надійний радіозв'язок між Європою і Америкою. У 1910 році пароплав "Теннесі" одержав повідомлення про прогноз погоди з Каліфорнії на відстані 7,5 тис. км, а в 1911 році був досягнутий радіозв'язок на 10 тис. км.

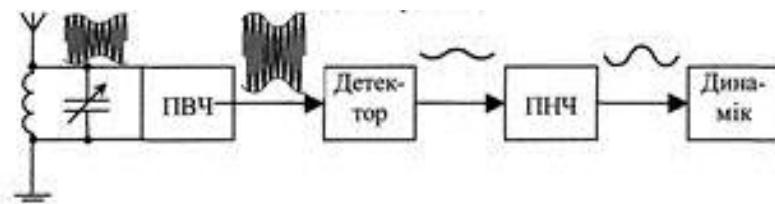
Радіозв'язок.

Радіозв'язок передбачає передачу інформації на відстань без проводів за допомогою електромагнітних хвиль. Коливання низької частоти не можуть бути використані в радіозв'язку через низьку інтенсивність їх випромінювання та великі розміри антен, для цих випромінювань (десятки і сотні кілометрів). Тому в радіотехніці використовують високочастотні коливання. Однак високочастотні коливання не сприймаються людиною.



Тому в модуляторі низькочастотні коливання передані від мікрофона (мікрофон перетворює акустичні коливання в електричні відповідної частоти) накладаються на сигнал від генератора високої частоти. Відбувається амплітудна модуляція

Модуляція може бути також частотною або фазовою. Високочастотні електромагнітні коливання служать для перенесення низькочастотного сигналу звукової частоти. Тому їх частоту називають несучою. Модульовані електромагнітні хвилі за допомогою антени передавача випромінюються в оточуючий простір.



Радіоприймач, настроєний на ту ж частоту шляхом налаштування LC – коливального контуру, сприймає даний сигнал. Енергія отриманого модульованого сигналу внаслідок розсіювання в просторі надзвичайно мала. Тому сигнал підсилюється підсилювачем високої частоти ПВЧ. Після підсилення сигнали демодулюють в детекторі, тобто розкладають на складові частини: коливання

високої та низької частоти. За допомогою спеціального фільтру виділяють коливання звукової частоти. Підсилені в ПНЧ низькочастотні коливання в динаміку перетворюються в акустичні звукові коливання.

Радіолокація.

Радіолокацією називається виявлення і визначення місцезнаходження об'єктів за допомогою радіохвиль. Апаратуру, що забезпечує виявлення і визначення координат об'єктів називають радіолокаційною станцією.

Передаюча система РЛС вузьким пучком направляє електромагнітні хвилі у простір. Якщо на шляху зустрічається об'єкт (ціль), то частина енергії відбивається назад в бік РЛС. За допомогою антени – приймача її можна виявити.

Радіотелескопи використовують для визначення місця знаходження кораблів і літаків по радіомаякам. Радіолокація використовується також для вивчення явищ в космічному просторі.

5. ШКАЛА ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ.

Назва діапазону		Довжини хвиль, λ	Частота, ν	Джерела випромінювання
Радіохвилі	наддовгі	понад 10 км	до 30 кГц	Атмосферні та магнітосферні явища. Радіозв'язок.
	Довгі	10 км — 1 км	30 кГц — 300 кГц	
	Середні	1 км — 100 м	300 кГц — 3 МГц	
	Короткі	100 м — 10 м	3 МГц — 30 МГц	
	Ультракорткі	10 м — 1 мм	30 МГц — 300 ГГц ^[4]	
Інфрачервоне випромінювання		1 мм — 780 нм	300 ГГц — 429 ТГц	Вивчення молекул і атомів при теплових та електричних впливах.
Видиме випромінювання		780 — 380 нм	429 ТГц — 750 ТГц	
Ультрафіолетові		380 нм — 10 нм	3×10^{14} Гц — 3×10^{16} Гц	Випромінювання атомів під впливом прискорених електронів.
Рентгенівські		10 нм — 5 пм	3×10^{16} Гц — 6×10^{19} Гц	Атомні процеси при впливі прискорених заряджених частинок.
Гамма		до 5 пм	понад 6×10^{19} Гц	Ядерні і космічні процеси, радіоактивний розпад.

Електромагнітне випромінювання прийнято поділяти за частотним діапазоном (див. таблицю). Між діапазонами немає чітких пере-

ходів, іноді вони перекриваються, а межі між ними є умовними. Так як швидкість поширення випромінювання (у вакуумі) є сталою, то частота коливань жорстко пов'язана з довжиною хвилі у вакуумі.

Радіохвилі. Ультракороткі радіохвилі прийнято поділяти на метрові, дециметрові, сантиметрові, міліметрові й субміліметрові. Хвилі довжиною $\lambda < 1$ м ($\nu > 300$ МГц) прийнято також називати мікрохвилями або хвилями надвисоких частот (НВЧ). **Іонізуюче електромагнітне випромінювання.** До цієї групи традиційно відносять рентгенівське і гамма-випромінювання, хоча, іонізувати атоми може і ультрафіолетове випромінювання, і навіть видиме світло. Межі областей рентгенівського й гамма-випромінювання можуть бути визначеними лише досить умовно. Можна прийняти, що енергія рентгенівських квантів лежить у межах 20 еВ — 0,1 МеВ, а енергія гамма-квантів — вище від 0,1 МеВ. У вузькому розуміння гамма-випромінювання здійснюється ядром, а рентгенівське — атомною електронною оболонкою при вибиванні електрона з низькорозташованих орбіт.

ЛІТЕРАТУРА

1. Загальна фізика. Програма нормативної навчальної дисципліни підготовки освітньо-кваліфікаційного рівня „бакалавр” напряму 6.040203 Фізика*/ М.І.Шут, Л.Ю.Благодаренко, Т.Г.Січкач – К.: НПУ, 2015. – 42 с.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики: Навчальний посібник. –Т. 2.: Електрика і магнетизм. – К.: Техніка, 2001. – 452 с.
3. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1985. – 576 с.
4. Меняйлов Н.С. Загальна фізика. Електрика і магнетизм. – К.: Вища школа, 1974. – 392 с.
5. Воловик П.М. Фізика: Для університетів. – К.: Ірпінь: Перун, 2005. – 864 с.
6. Січкач Т.Г. Електрика і магнетизм, Модуль № 1 Електростатика: Навчальний посібник – К.: НПУ імені М.П.Драгоманова, 2004. – 109 с.
7. Січкач Т.Г. Електрика і магнетизм, Модуль № 2 Постійний струм: Навчальний посібник – К.: НПУ імені М.П.Драгоманова, 2004. – 122 с.
8. Шут М.І., Сташкевич О.М., Касперський А.В., Січкач Т.Г. Електрика і магнетизм. – К.: НПУ імені М.П.Драгоманова, 2002. – 236 с.
9. Сусь Б.А. Електрика: навчальний посібник для самостійної роботи студентів. – Львів: Світ, 2002. – 68 с.
10. Сусь Б.А., Шут М.І. Проблеми дидактики фізики у вищій школі. – К.: ВЦ “Просвіта”, 2003. – 155с.
11. Шут М.І., Ільїн В.О., Заболотний В.Ф. Історія фізики. Навчальний посібник – К: Інститут обдарованої дитини, 2015. – 250с.
12. Храмов Ю.О. Фізик. Довідник. – К.: Наукова думка. 1974. – 480 с.
13. Гано А. Полный курс физики. Перевод с французского. – С.–Петербург.: типографии «Общественная польза» и Ю.Н.Элиха, 1888. – 506 с.
14. Зилов П.А. Курс физики. Часть вторая. Звук – Свет – Электричество. – Киев: Типография С.В.Кльженко, 1911. – 596 с.
15. Гончаренко С.У., Ляшенко О.І. Основні поняття і закони фізики. – К.: Рад. школа, 1986. – 286с.

Навчальне видання

Т.Г. СІЧКАР

ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ



Підписано до друку 27.01.2021 р. Формат 60x84/16.

Папір офісний. Гарнітура Times New Roman.

Ум. др. арк. 10,52. Обл.-вид. арк. 7,43

Наклад 100 прим. Зам. № 031.

Віддруковано з оригіналів.

Видавництво Національного педагогічного університету
імені М.П. Драгоманова. 01601, м. Київ-30, вул. Пирогова, 9
Свідоцтво про реєстрацію ДК № 1101 від 29.10.2002. (044) 234-75-87
Віддруковано в друкарні Національного педагогічного університету
імені М.П. Драгоманова (044) 239-30-26