

**УКРАЇНСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ЗАЛІЗНИЧНОГО ТРАНСПОРТУ**

ФАКУЛЬТЕТ УПРАВЛІННЯ ПРОЦЕСАМИ ПЕРЕВЕЗЕНЬ

Кафедра вищої математики та фізики

В. Ю. Гресь, К. А. Котвицька

ОСНОВИ ФІЗИКИ

Частина 2

ЕЛЕКТРИКА. МАГНЕТИЗМ

Конспект лекцій

Харків – 2025

Гресь В. Ю., Котвицька К. А. Основи фізики. Ч. 2. Електрика. Магнетизм: Конспект лекцій. – Харків: УкрДУЗТ, 2025. – 152 с.

Конспект лекцій з дисципліни «Фізика» призначено для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня навчання механіко-енергетичного факультету освітніх програм «Локомотиви та локомотивне господарство», «Вагони та транспортна інженерія», «Високошвидкісний рухомий склад», «Електричний транспорт», «Електропостачання та ресурсозберігаючі технології», «Енергетичний менеджмент», «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка» і будівельного факультету освітніх програм «Управління колійним комплексом залізниць», «Міський та промисловий транспорт», «Залізничні споруди та колійне господарство», «Промислове і цивільне будівництво», «Підйомно-транспортні, будівельні, дорожні, колійні машини та обладнання».

Іл. 92, табл. 1, бібліогр. 15 назв.

Конспект лекцій розглянуто і рекомендовано до друку на засіданні кафедри вищої математики та фізики 3 березня 2025 р., протокол № 7.

Рецензент

проф. Дмитро Чібісов (ХНУ ім. В. Н. Каразіна)

ЗМІСТ

Тематичний план навчальної дисципліни.....	4
Вступ.....	6
Лекція 1. Електричне поле.....	8
Лекція 2. Теорема Гауса	17
Лекція 3. Потенціал електростатичного поля. Зв'язок напруженості та потенціалу.....	32
Лекція 4. Діелектрики в електростатичному полі.....	46
Лекція 5. Провідники в електричному полі.....	54
Лекція 6. Постійний електричний струм.....	67
Лекція 7. Магнітне поле постійного струму.....	89
Лекція 8. Магнітне поле провідників різної конфігурації.....	99
Лекція 9. Сили у магнетизмі.....	106
Лекція 10. Магнітний потік. Явище електромагнітної індукції.....	117
Лекція 11. Явище самоіндукції. Індуктивність. Струми замикання та розмикання.....	126
Лекція 12. Магнітне поле у речовині. Магнетики.....	136
Список літератури.....	148
Додаток.....	150

ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ

МОДУЛЬ 1

Змістовий модуль 1. Фізичні основи класичної механіки.

Тема 1. Предмет фізики. Кінематика поступального руху.

Тема 2. Динаміка матеріальної точки.

Тема 3. Закони збереження в механіці.

Тема 4. Динаміка обертального руху твердого тіла.

Змістовий модуль 2. Молекулярна фізика.

Тема 5. Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газів.

Тема 6. Закони ідеального газу.

МОДУЛЬ 2

Змістовий модуль 3. Термодинаміка.

Тема 7. Основи термодинаміки.

Тема 8. Другий закон термодинаміки.

Змістовий модуль 4. Електростатика та постійний струм.

Тема 9. Електричний заряд. Електростатичне поле.

Тема 10. Електричне поле в речовині.

Тема 11. Постійний електричний струм.

МОДУЛЬ 3

Змістовий модуль 5. Електромагнетизм.

Тема 12. Магнітне поле та його характеристики. Магнітні властивості речовини.

Тема 13. Електромагнітна індукція.

Змістовий модуль 6. Механічні та електромагнітні коливання.

Тема 14. Гармонічні механічні коливання.

Тема 15. Згасаючі та вимушені механічні коливання.

Тема 16. Коливальний контур. Електромагнітні коливання.

МОДУЛЬ 4

Змістовий модуль 7. Пружні та електромагнітні хвилі. Хвильова оптика.

Тема 17. Пружні хвилі.

Тема 18. Електромагнітні хвилі. Елементи хвильової оптики.

Змістовий модуль 8. Квантова оптика.

Тема 19. Квантова природа випромінювання. Фотоефект. Тиск світла. Ефект Комптона.

Змістовий модуль 9. Елементи фізики атомного ядра.

Тема 20. Будова та властивості атомного ядра.

Тема 21. Радіоактивність. Ядерні реакції.

ВСТУП

Сучасні вимоги до рівня кваліфікації спеціалістів у різних галузях науки та технологій передбачають наявність у молодих спеціалістів чітко сформованої сучасної фізичної картини світу, здатність до наукового мислення, що ґрунтується на твердій основі знань про фундаментальні фізичні поняття та закони, уявлень про перебіг фізичних явищ та процесів. Отже, курс фізики, що пропонується здобувачам перших курсів, є основою для формування фахових компетенцій, які передбачені відповідною освітньою програмою, та слугує підґрунтям для успішного й ефективного вивчення спеціальних дисциплін.

Цей конспект лекцій є стислим викладанням лекційного матеріалу, що пропонується здобувачам будівельного, механіко-енергетичного факультетів задля вивчення курсу фізики. Курс лекцій «Основи фізики» поділений на декілька частин. У другій частині курсу лекцій «Основи фізики» розглядаються розділи: «Електростатика», «Постійний струм» і «Електромагнетизм». Ці розділи є фундаментальними для розуміння природи електричних і магнітних явищ, що мають широке застосування в техніці, особливо у сфері будівництва та енергетики.

У лекціях з електростатики вивчаються основні закономірності, пов'язані з електричними зарядами у стані спокою. Розглядаються такі базові поняття, як електричне поле, його характеристики – напруженість і потенціал, закон Кулона, принципи суперпозиції полів. Детально аналізуються властивості провідників і діелектриків у електростатичному полі. Розділ «Постійний струм» присвячений дослідженню електричних струмів у провідниках, їхніх властивостей і законів, що описують ці явища.

У лекціях з електромагнетизму розглядаються взаємозв'язки між електричними та магнітними полями. Вивчаються основні закони електромагнетизму: Ампера, Біо – Савара – Лапласа, Фарадея, а також

поняття магнітного поля, магнітної індукції та магнітного потоку. Окремо розглядаються магнетики – матеріали, що мають магнітні властивості. Вивчаються класифікації магнетиків (діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики), їхня поведінка в магнітному полі, а також таке важливе явище як магнітний гістерезис. Аналізується застосування магнітних матеріалів у техніці, зокрема в трансформаторах, електродвигунах і генераторах.

Цей конспект може бути корисним задля підготовки здобувачів до лабораторних і практичних занять, виконання домашніх завдань і самостійного вивчення матеріалу здобувачами.

Лекція 1. ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ

План лекції

- 1.1 Електричний заряд. Основні закони електростатики.
- 1.2 Закон Кулона.
- 1.3 Напруженість електростатичного поля.
- 1.4 Принцип суперпозиції електричних полів.

1.1 Електричний заряд. Основні закони електростатики

Електростатика — це розділ фізики, який вивчає нерухомі заряди і електричні поля, що не змінюються з часом. Як відомо зі шкільного курсу фізики, всі тіла в природі електризуються, тобто набувають електричного заряду. При цьому наявність електричного заряду проявляється в тому, що заряджене тіло взаємодіє з іншими зарядженими тілами. Розділ фізики, що вивчає взаємодію між електричними зарядами називається *електродинамікою*.

Електричний заряд — це скалярна фізична величина, що характеризує здатність тіл вступати в електромагнітні взаємодії. Електричні заряди можуть бути позитивними і негативними, причому однойменні заряди відштовхуються, різнойменні — притягуються. Якщо піднести заряджене тіло до незарядженого предмета, на найближчому до нього кінці виникнуть індуковані заряди протилежного знаку. Це явище, яке викликає притягання між зарядженим тілом і незарядженим предметом, називається **електростатичною індукцією**.

Наприклад, при терті повітряної кульки о сухий вовняний одяг кулька заряджається *негативно*, а одяг — *позитивно*. Внаслідок цього кулька може легко прилипати до стін або піднімати дрібні шматочки паперу.

Основні закони електростатики

1 Закон елементарного заряду був встановлений Робертом Мілікеном, який у своїх експериментах визначив величину елементарного заряду, що складає

$$q = |e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Цей результат став важливим кроком у розумінні основ електростатики та структури атома.

Елементарний заряд — це основна одиниця електричного заряду, однакова для всіх елементарних частинок. Негативний елементарний заряд має електрон (e), а позитивний — протон (p).

2 Електричний заряд квантується, тобто може змінюватися тільки порціями або квантами

$$q = N|e|,$$

де q — це загальний заряд;

e — елементарний заряд;

N — ціле число.

Одиницею вимірювання електричного заряду в системі SI є кулон [1]:

$$[q] = \text{Кл.}$$

Закон квантування електричного заряду: заряд може набувати лише значень, кратних елементарному заряду.

3 Повний електричний заряд замкненої системи є величиною постійною і дорівнює алгебраїчній сумі її позитивних і негативних зарядів

$$q_1 + q_2 + \dots + q_N = \text{const},$$

або

$$\sum_{i=1}^N q_i = \text{const.}$$

4 Закон збереження електричного заряду: у замкненій системі загальна величина електричного заряду залишається постійною. Закон був вперше сформульований Бенджаміном Франкліном у 1747 році [2]. Пізніше, у 1843 році, Майкл Фарадей підтвердив цей закон під час досліджень електролізу [3].

5 Величина електричного заряду не змінюється незалежно від того, чи знаходиться заряд у русі чи в спокої. Це означає, що заряд є **інваріантним** щодо змін швидкості чи систем відліку.

Закон інваріантності електричного заряду: величина електричного заряду залишається постійною і не залежить від швидкості його руху або від системи відліку. Цей закон був підтверджений експериментально і є ключовим у спеціальній теорії відносності, яку розробив Альберт Ейнштейн.

1.2 Закон Кулона

Французький фізик Шарль Кулон у 1785 році провів експеримент із використанням терезів для визначення сили електростатичної взаємодії між двома зарядженими тілами. Він використовував спеціальні терези, які дали змогу точно виміряти силу взаємодії, викликану електричними зарядами. Завдяки цим дослідженням Кулон сформулював фундаментальний закон електростатики.

Закон Кулона: сила електростатичної взаємодії між двома точковими зарядами прямо пропорційна добутку модулів цих зарядів і обернено пропорційна квадрату відстані між ними

$$F_{\text{кул}} = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2},$$

де $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$ – коефіцієнт пропорційності, залежить від системи відліку.

Закон Кулона справедливий лише для точкових зарядів, тобто для заряджених тіл, що взаємодіють на відстанях, набагато більших за їхні геометричні розміри. Зазначимо, що сила спрямована вздовж прямої, що з'єднує заряди (рисунок 1.1, [4]). Сила $\vec{F}_{12}$ діє на заряд q_1 з боку заряду q_2 , сила $\vec{F}_{21}$ – на заряд q_2 з боку q_1 .

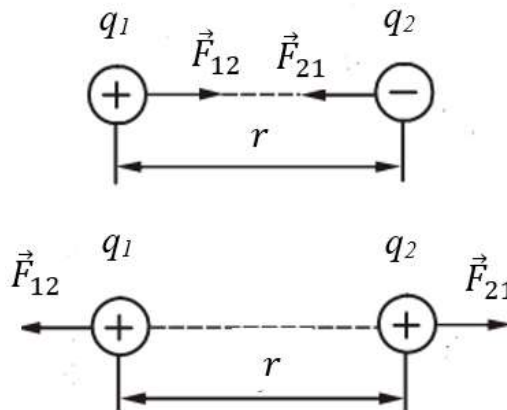


Рисунок 1.1 – Сили взаємодії точкових зарядів

У векторній формі цей закон Кулона має вигляд

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}},$$

де $\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}}$ – одиничний вектор, направлений від позитивного заряду до негативного.

Закон Кулона, який описує взаємодію між двома точковими електричними зарядами [5], змінюється при переході від вакууму до середовища. Для середовища закон Кулона набуває вигляду

$$F_{\text{кул}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{\epsilon r^2},$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$ – електрична стала;

ϵ – діелектрична проникність середовища. Для вакууму діелектрична проникність $\epsilon = 1$.

Діелектрична проникність середовища — це безрозмірна фізична величина, яка показує, у скільки разів сила взаємодії між зарядами у вакуумі більша, ніж у цьому середовищі [6]

$$\epsilon = \frac{F_0}{F},$$

де F_0 и F – сили взаємодії між зарядами у вакуумі і середовищі відповідно.

1.3 Напруженість електростатичного поля

Електричні заряджені частинки взаємодіють за допомогою електричного поля.

Електричне поле — особливий вид матерії, що існує навколо електричних зарядів, за допомогою якого передається електрична взаємодія [7]. Електричне поле створюється як нерухомими, так і рухомими зарядами. Про наявність електричного поля можна судити насамперед через його здатність чинити силовий вплив на електричні заряди. Щоб це поле виявити, слід помістити в точку спостереження пробний точковий заряд q (рисунок 1.2, [8]).

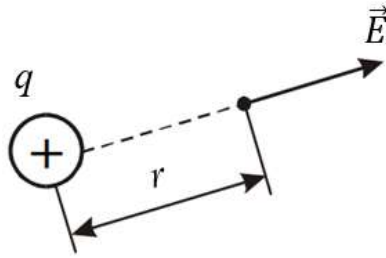


Рисунок 1.2 – Точковий заряд в електричному полі

Пробний заряд — це точковий заряд, значення якого настільки мале, що його присутність не впливає на характеристики електричного поля, яке досліджується.

Електростатичне поле описують за допомогою двох характеристик: напруженості і потенціалу електричного поля. Величина, яка дорівнює силі $\vec{F}$, що діє на одиничний позитивний заряд q , вміщений у певну точку поля, називається **напруженістю електричного поля**

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q},$$

де $\vec{E}$ – напруженість електричного поля;

$\vec{F}$ – сила, що діє на заряд;

q – величина пробного заряду.

Одиницею вимірювання напруженості електричного поля в SI є вольт на метр [1]: $[E] = \text{В/м} = \text{Н/Кл}$.

Виходячи з закону Кулона напруженість поля точкового заряду q має вигляд

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

де ε_0 – електрична стала (діелектрична проникність вакууму);

r – відстань від точкового заряду до точки, де вимірюється напруженість поля.

1.4 Принцип суперпозиції електричних полів

Принцип суперпозиції дає можливість обчислювати напруженість електричного поля будь-якої системи зарядів. На рисунку 1.3, [8] подано використання принципу суперпозиції для двох різнойменних зарядів

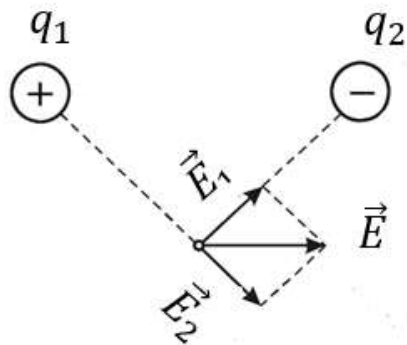


Рисунок 1.3 – Принцип суперпозиції електричних полів

Принцип суперпозиції електричних полів: напруженість електричного поля системи зарядів $\vec{E}$ дорівнює векторній сумі напруженості полів, які створював би кожен заряд окремо

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n,$$

або

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

Для графічного зображення картини поля, що оточує заряд чи систему зарядів, використовують силові лінії або лінії напруженості електричного поля.

Силові лінії електричного поля (або лінії напруженості) — це лінії, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямком вектора напруженості (рисунок 1.4, [9]).

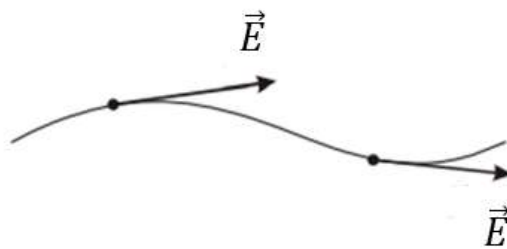


Рисунок 1.4 – Силові лінії електричного поля

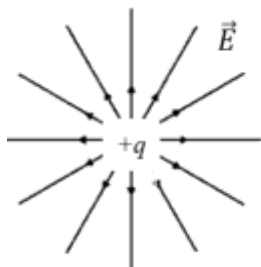
Властивості силових ліній:

1 Силові лінії електростатичного поля починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних.

2 Силові лінії не перетинаються та не дотикаються одна одної.

На рисунку 1.5, а, [7] наведені приклади силових ліній електростатичних полів, створених різними електричними зарядами, для системи зарядів – рисунок 1.5, б, [7].

а



б

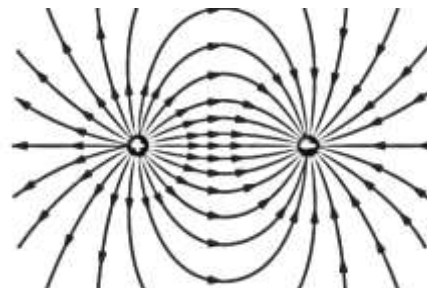
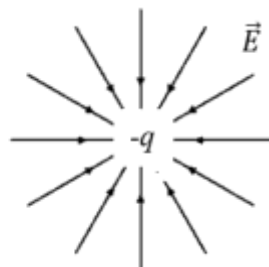


Рисунок 1.5 – Лінії напруженості точкових зарядів від позитивного заряду та негативного заряду

Окремим випадком електростатичного поля є однорідне поле (рисунок 1.6).

Однорідне поле — це поле, в якому величина і напрям вектора напруженості не змінюються в різних точках простору ($\vec{E} = \text{const}$). Таке поле утворюється, наприклад, між двома паралельними зарядженими пластинами (рисунок 1.6).

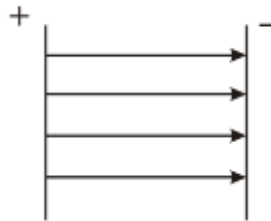


Рисунок 1.6 – Однорідне поле між двома паралельними зарядженими пластинами

Питання до лекції

- 1 Що вивчає електростатика?
- 2 Що називається електричним зарядом?
- 3 Сформулюйте основні властивості електричного заряду.
- 4 Запишіть закон збереження електричного заряду.
- 5 Сформулюйте і запишіть закон Кулона.
- 6 Як зміниться сила взаємодії між двома точковими зарядами, якщо модуль заряду збільшити в два рази, а відстань між зарядами зменшити в два рази?
- 7 Якою формулою визначається напруженість електричного поля точкового заряду?
- 8 Сформулюйте принцип суперпозиції електричних полів.
- 9 Що таке силові лінії електричного поля. Намалюйте силові лінії від точкових зарядів.
- 10 Яке поле називається однорідним. Наведіть приклади.

Лекція 2. ТЕОРЕМА ГАУСА

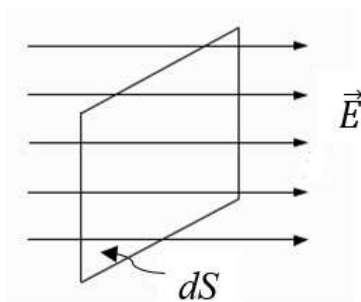
План лекції

- 2.1 Потік вектора напруженості електричного поля.
- 2.2 Теорема Гауса для електростатичного поля у вакуумі.
- 2.3 Використання теореми Гауса для різних поверхонь.
- 2.4 Робота сил електростатичного поля.
- 2.5 Теорема про циркуляцію вектора напруженості електростатичного поля.

2.1 Потік вектора напруженості електричного поля

Електричне поле, задане вектором напруженості $\vec{E}$, є **векторним полем**. Нехай в цьому полі знаходиться мала площадка dS . Потоком вектора напруженості через деяку поверхню називається кількість силових ліній електростатичного поля, що перетинають цю поверхню (рисунок 2.1, а, [8]).

а



б

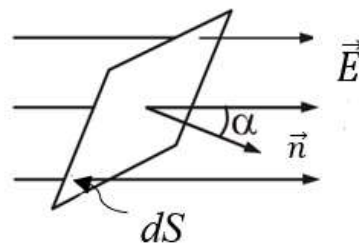


Рисунок 2.1 – Потік вектора напруженості електричного поля

Потоком вектора напруженості електричного поля через елементарну площадку dS називається добуток модуля вектора напруженості $|\vec{E}|$ на площу елементарної поверхні dS і на косинус кута α між нормаллю до поверхні (рисунок 2.1, б, [7])

$$d\Phi_E = E dS \cos \alpha,$$

тоді, потік вектора E через довільну поверхню S дорівнює

$$\Phi_E = \int \vec{E} d\vec{S} = \int E_n dS,$$

де $d\vec{S} = \vec{n} dS$, n – одиничний вектор, перпендикулярний до площадки dS ;

E_n – проєкція вектора E на нормаль до площадки dS .

Одиницею вимірювання потоку вектора напруженості електричного поля в системі SI є вольт-метр: $[\Phi_E] = \text{В} \cdot \text{м}$.

Якщо поверхня S замкнена, то потік вектора $\vec{E}$ через цю поверхню визначається за формулою

$$\Phi_E = \oint \vec{E} d\vec{S},$$

інтегрування ведеться по замкненій поверхні dS .

Можна зазначити, що потік вектора напруженості Φ_E є алгебраїчною величиною. Його знак залежить від вибору напрямку нормалі до елементарних поверхонь dS , на які розбивається поверхня S при обчисленні потоку Φ_E . У випадку замкнених поверхонь знак потоку прийнято вважати позитивним, якщо силові лінії поля виходять із області, яку оточує поверхня. У випадку, коли силові лінії поля входять в замкнену поверхню, потік вважається негативним.

2.2 Теорема Гауса для електростатичного поля у вакуумі

Теорема Гауса є фундаментальним законом електростатики, який встановлює зв'язок між електричним полем і зарядом. Вона використовується для спрощення розрахунків електричних полів у випадках симетричних розподілів зарядів.

Теорема Гауса: потік вектора напруженості електричного поля $\vec{E}$ крізь довільну замкнену поверхню дорівнює алгебраїчній сумі зарядів всередині цієї поверхні, ділений на ϵ_0

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i,$$

де $\vec{E}$ – вектор напруженості електричного поля;

$d\vec{S}$ – елементарний вектор площі поверхні, спрямований уздовж нормалі;

q_i – сумарний заряд усередині замкненої поверхні;

ϵ_0 – електрична стала.

Для доведення теореми Гауса візьмемо точковий заряд q і охопимо його замкненою сферичною поверхнею радіусом r , де заряд знаходиться в центрі цієї сфери. Електричне поле від точкового заряду q має сферичну симетрію, тому на однаковій відстані від заряду напруженість $\vec{E}$ є постійною.

Силкові лінії поля напрямлені радіально від заряду (рисунок 2.2, [7]).

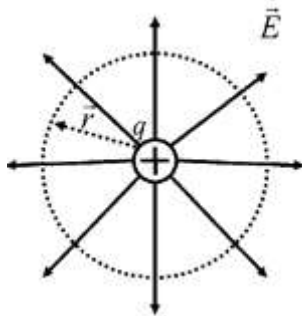


Рисунок 2.2 – Напруженість поля точкового заряду

Потік електричного поля через поверхню сфери обчислюється за допомогою інтеграла

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \oint E dS = E \oint dS.$$

Оскільки напруженість поля E є однаковою в усіх точках сфери, (завдяки сферичній симетрії), інтеграл по поверхні дає площу сфери

$$\oint dS = 4\pi r^2,$$

тоді

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

звідки

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

Поле є сильнішим поблизу заряду і зменшується пропорційно квадрату відстані r .

2.3 Використання теореми Гауса для різних поверхонь

За допомогою теореми Гауса можна розрахувати напруженість електричних полів, створених різними зарядженими тілами, такими як площина, сфера, куля або циліндр.

2.3.1 Напруженість поля нескінченної рівномірно зарядженої площини

Нехай нескінченна площина заряджена з постійною поверхневою густиною заряду ($\sigma = \frac{dq}{dS}$ – заряд, який припадає на одиницю площі). Лінії напруженості електричного поля біля зарядженої площини є перпендикулярними до її площині і спрямовані в обидва боки від площини.

Оскільки площина є нескінченною, напруженість поля не залежить від відстані від площини і залишається сталою на будь-якій відстані від неї з обох боків (рисунок 2.3, [7]).

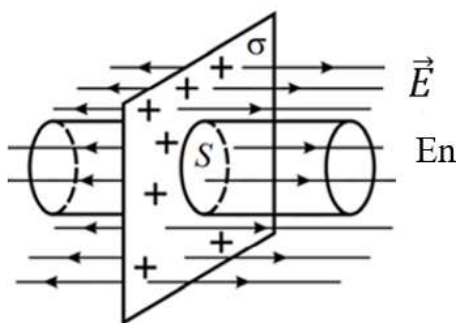


Рисунок 2.3 – Напруженість поля нескінченної, однорідно зарядженої площини

Оберемо поверхню циліндра S як замкнену поверхню. Повний потік електричного поля через циліндр дорівнює сумі потоків через його основи. Оскільки площі основ циліндра рівні, і на них напруженість поля E_n збігається з напруженістю поля E , то потік через обидві основи дорівнює $2ES$. Заряд, що знаходиться всередині циліндра становить σS . Згідно з теоремою Гауса,

$$2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0},$$

звідки

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

Отже, напруженість електричного поля на будь-якій відстані від зарядженої площини залишається однаковою. Це означає, що поле нескінченної рівномірно зарядженої площини є однорідним.

2.3.2 Напруженість поля від двох нескінченних різнойменно заряджених паралельних площин

Розглянемо електричне поле, створене двома різнойменно зарядженими нескінченними площинами з однаковою поверхневою густиною заряд $+\sigma$ і $-\sigma$ (рисунок 2.4, [7]).

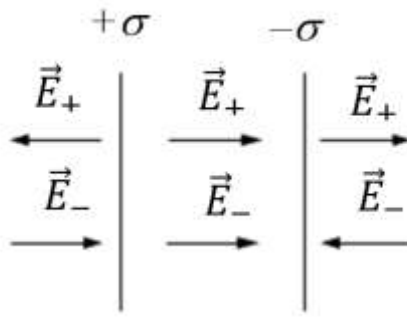


Рисунок 2.4 – Напруженість поля від двох нескінченних різнойменно заряджених паралельних площин

За межами площин силові лінії електричного поля спрямовані назустріч одна одній. У цій області напруженість поля дорівнює нулю, оскільки електричні поля двох площин взаємно компенсуються. У просторі між площинами напрями силових ліній збігаються, тому напруженість поля визначається як сума напруженостей, створених кожною з площин

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-.$$

Згідно з формулою $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$, для кожної площини напруженість поля дорівнює

$$E_+ = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}, \quad E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0},$$

тоді сумарна напруженість між площинами

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Отже, у просторі між площинами утворюється однорідне електричне поле, напруженість якого є сумою полів, створених обома площинами.

2.3.3 Напруженість поля від зарядженої сфери

Розглянемо електричне поле зарядженої сферичної поверхні радіусом R , яка має поверхневу густину заряду $+\sigma$. Електричне поле такої поверхні має сферичну симетрію. Це означає, що напруженість E однакова на всіх точках, розташованих на однаковій відстані від центру сфери, незалежно від напрямку, тому силові лінії електричного поля спрямовані радіально (рисунок 2.5, [8]).

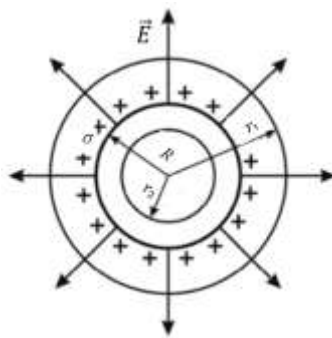


Рисунок 2.5 – Напруженість поля від зарядженої сфери

Застосуємо теорему Гауса для обчислення напруженості електричного поля зарядженої сфери в різних областях.

Поле поза сферою (при $r_1 > R$).

Розглянемо уявну гаусову поверхню радіусом r_1 , центр якої збігається з центром зарядженої сфери. Через сферичну симетрію електричного поля, напруженість $\vec{E}$ має однакову величину в кожній точці поверхні й напрямлена по радіусу. За теоремою Гауса, потік через цю сферичну поверхню визначається як

$$\Phi = \oint_S (\vec{E} d\vec{S}) = E \cdot 4\pi \cdot r_1^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_i,$$

звідки

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_1^2}, \quad \text{при } r_1 \geq R.$$

Отже, поза зарядженою сферою поле еквівалентне полю точкового заряду, розташованого в центрі сфери.

Поле всередині сфери (при $r_2 < R$).

Якщо радіус гаусової поверхні r_2 менший за R , то всередині зарядженої сферичної поверхні замкнена поверхня не містить зарядів

$$E = 0, \quad \text{при } r_2 < R.$$

Отже, напруженість електричного поля від зарядженої сфери визначається виразом

$$E = \begin{cases} 0, & \text{при } r_2 < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1^2}, & \text{при } r_1 \geq R \end{cases}.$$

2.3.4 Напруженість поля зарядженого нескінченного циліндра (нескінченної нитки)

Розглянемо електричне поле нескінченно зарядженого циліндра радіусом R , рівномірно зарядженого із лінійною густиною заряду ($\tau = \frac{dq}{dl}$ – заряд, який припадає на одиницю довжини). Вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ має циліндричну симетрію (рисунок 2.6, [8]).

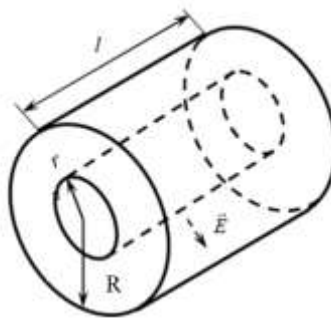


Рисунок 2.6 – Напруженість поля зарядженого нескінченного циліндра (нескінченної нитки)

Застосуємо теорему Гауса для обчислення напруженості електричного поля для різних областей.

Напруженість усередині циліндра (при $r < R$). Згідно з теоремою Гауса, якщо уявна гаусова поверхня знаходиться всередині циліндра, то заряд усередині цієї поверхні дорівнює нулю. Оскільки немає зарядів усередині поверхні, тому напруженість електричного поля дорівнює нулю

$$E = 0, \text{ при } r < R.$$

Напруженість поза циліндром (при $r \geq R$). Для зовнішньої області уявна гаусова поверхня — це коаксіальний циліндр із радіусом r та висотою l . Потік електричного поля через торцеві поверхні дорівнює нулю, бо вектор $\vec{E}$ перпендикулярний до бічної поверхні гаусового циліндра. Згідно з теоремою Гауса,

$$\Phi = \oint_S (\vec{E} d\vec{S}) = 2\pi r l E = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_i E,$$

де $2\pi r l$ — площа бічної поверхні гаусової поверхні.

Заряд усередині гаусової поверхні дорівнює $q = \tau \cdot l$, тоді

$$2\pi r l = \frac{\tau \cdot l}{\varepsilon_0}.$$

Спростуючи, маємо

$$E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}, \quad \text{при } r \geq R.$$

Отже, напруженість електричного поля від рівномірно зарядженого нескінченного циліндра визначається виразом

$$E = \begin{cases} 0, & \text{при } r < R \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r}, & \text{при } r \geq R \end{cases}$$

2.3.5 Напруженість кулі, рівномірно зарядженої по об'єму

Розглянемо однорідну заряджену кулю радіусом R , всередині якої заряд рівномірно розподілений по об'єму ($\rho = \frac{dq}{dV}$ – заряд, який припадає на одиницю об'єму) (рисунок 2.7, [8]).

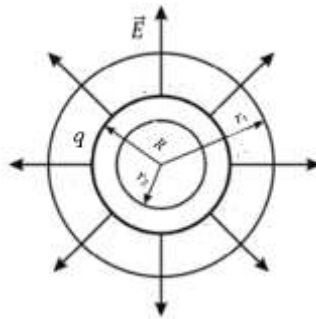


Рисунок 2.7 – Напруженість кулі, рівномірно зарядженої по об'єму

Застосуємо теорему Гауса для обчислення напруженості електричного поля як всередині кулі, так і поза нею.

Напруженість всередині кулі ($r_2 < R$). Для точки всередині кулі на відстані r_2 від центру застосуємо теорему Гауса. Уявна гаусова поверхня є сферою радіуса r_2 та зарядом q , де $q = \rho \frac{4}{3}\pi r_2^3$. Повна густина заряду

$$\rho = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3},$$

де Q – повний заряд у кулі радіуса R ;

тоді

$$q = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi\rho R^3} \cdot \frac{4}{3}\pi\rho r_2^3,$$

звідки

$$q = \frac{Qr_2^3}{R^3}.$$

За теоремою Гауса,

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = E \cdot 4\pi r_2^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}.$$

Підставимо формулу для заряду, отримуємо

$$E \cdot 4\pi r_2^2 = \frac{\frac{Qr_2^3}{R^3}}{\varepsilon_0},$$

звідки

$$E = \frac{Qr_2}{4\pi\varepsilon_0 R^3}.$$

Напруженість поза кулею ($r_1 \geq R$). Для точки на відстані r_1 весь заряд q можна розглядати як точковий заряд, розташований у центрі кулі. Застосуємо теорему Гауса

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = E \cdot 4\pi \cdot r_1^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0},$$

звідки

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_1^2}.$$

Загальна формула для визначення напруженості кулі, рівномірно зарядженої по об'єму

$$E = \begin{cases} \frac{Qr_2}{4\pi\epsilon_0 R^3}, & \text{при } r_2 < R \\ \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_1^2}, & \text{при } r_1 \geq R \end{cases}.$$

2.4 Робота сил електростатичного поля

Розглянемо нерухомий точковий електричний заряд Q , який створює електричне поле у вакуумі. Повільно переміщуємо пробний заряд q в електричному полі точкового нерухомого заряду Q вздовж шляху від точки 1 до точки 2 (рисунок 2.8, [6]).

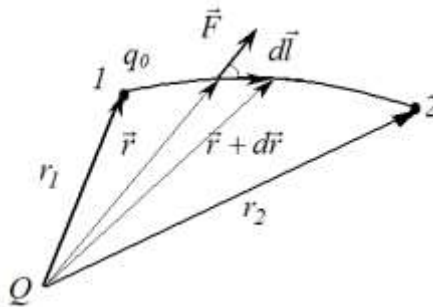


Рисунок 2.8 – Робота сил електростатичного поля

Знайдемо елементарну роботу сил електростатичного поля, виконану при переміщенні заряду q_0 за формулою

$$dA = F dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq_0}{r^2} dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq_0}{r^2} dr.$$

Оскільки $dl \cos \alpha = dr$, то на шляху 1-2 повна робота

$$A_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Qq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Отже, робота $A_{1,2}$, виконана при переміщенні заряду в електростатичному полі, залежить лише від положення початкової та кінцевої точок. Поля, що задовольняють цю умову, називаються консервативними або **потенціальними**. Отже, електростатичне поле точкового заряду є **консервативним**.

З механіки відомо, що робота потенціальних сил для замкненого контура дорівнює нулю. Це можна записати у вигляді інтегралу по замкненому контуру

$$\oint_L (\vec{F} d\vec{r}) = q \oint_L (\vec{E} d\vec{r}) = 0.$$

Інтеграл по замкненому контуру від скалярного добутку називається **циркуляцією** вектора електричної напруженості $\vec{E}$ по цьому контуру.

2.5 Теорема про циркуляцію вектора напруженості електростатичного поля

Теорема про циркуляцію вектора $\vec{E}$: циркуляція вектора напруженості електростатичного поля вдовж довільного замкненого контура завжди дорівнює нулю

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0.$$

Щоб довести цю теорему, розглянемо переміщення заряду q по замкненому контуру $1a2b1$ в полі напруженості $\vec{E}$. Поділимо цей контур на дві частини: відрізок $1a2$ і відрізок $2b1$ (рисунк 2.9, [7]).

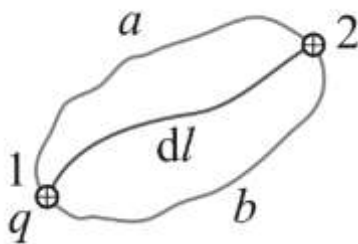


Рисунок 2.9 – Переміщення заряду q по замкненому контуру

Оскільки робота в електростатичному полі залежить лише від положення початкової та кінцевої точок, а не від форми траєкторії, робота по шляху $1a2$ дорівнює роботі по шляху $1b2$

$$q \int_{1a}^2 \vec{E} d\vec{l} = q \int_{2b}^1 \vec{E} d\vec{l}.$$

Робота по замкненому шляху

$$A = q \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} - q \int_2^1 \vec{E} d\vec{l},$$

або

$$\oint_L (\vec{E} d\vec{l}) = 0.$$

Отже, доведено, що циркуляція вектора $\vec{E}$ по будь-якому замкненому контуру в електростатичному полі дорівнює нулю, що підтверджує консервативність електростатичного поля. Можна зробити висновки з теореми про циркуляцію вектора напруженості електростатичного поля:

- 1 Лінії електростатичного поля не можуть бути замкненими.
- 2 Електростатичне поле не вихрове.

Питання до лекції

- 1 Сформулюйте теорему Гауса. Як її можна застосувати для електростатичного поля?
- 2 Який фізичний зміст має потік вектора напруженості електричного поля через замкнену поверхню?
- 3 Чому потік вектора напруженості через замкнену поверхню дорівнює нулю?
- 4 Як за допомогою теореми Гауса розрахувати поле зарядженої площини?
- 5 Як застосувати теорему Гауса для розрахунку поля зарядженого нескінченно довгого циліндра?
- 6 Які відмінності виникають при обчисленні поля зарядженої сфери та зарядженої кулі за допомогою теореми Гауса?
- 7 Чи можуть силові лінії електричного поля перетинатися або дотикатися?
- 8 Як змінюється напруженість електричного поля між двома паралельними нескінченними площинами з рівними і протилежними густинами заряду? Що можна сказати про поле поза площинами?
- 9 Чому заряд розподілений рівномірно на поверхні провідника?
- 10 Як можна експериментально перевірити теорему Гауса?

Лекція 3. ПОТЕНЦІАЛ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ. ЗВ'ЯЗОК НАПРУЖЕНОСТІ ТА ПОТЕНЦІАЛУ

План лекції

3.1 Потенціальна енергія та різниця потенціалів електростатичного поля.

3.2 Принцип суперпозиції потенціалів.

3.3 Зв'язок потенціалу електростатичного поля з напруженістю.

3.4 Еквіпотенціальні поверхні.

3.5 Обчислення різниці потенціалів за напруженістю електричних полів.

3.1 Потенціальна енергія та різниця потенціалів електростатичного поля

Потенціальна енергія виникає у тіла, що перебуває в полі потенціальних сил, і саме завдяки цій енергії здійснюється робота силами поля. Робота, яку виконує електростатичне поле при переміщенні пробного заряду q між двома точками поля, створеного зарядом Q , визначається за формулою

$$A_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Qq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = W_{p1} - W_{p2},$$

де W_p – потенціальна енергія заряду.

Одиницею вимірювання потенціальної енергії в SI є джоуль:
 $[W_p] = \text{Дж}$.

Потенціальна енергія заряду q у полі заряду Q на відстані r від нього визначається формулою

$$W_p = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 r} + \text{const},$$

де значення $const$ вибирають так, щоб при перенесенні заряду q на нескінченну відстань його потенціальна енергія дорівнювала нулю. Потенціальну енергію точкового заряду можна знайти за формулою

$$W_p = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

У разі внесення в точку поля зарядів різного значення q , їхня потенціальна енергія W_p змінюється, проте співвідношення $\frac{W_p}{q}$ залишається сталою величиною. Ця величина називається електричним потенціалом поля у певній точці.

Потенціал – це фізична величина, що чисельно дорівнює потенціальній енергії W_p одиничного позитивного заряду q в певній точці

$$\varphi = \frac{W_p}{q}.$$

Одиницею вимірювання потенціалу в системі SI є вольт [1]: $[\varphi] = \frac{Дж}{К} = В$. Підставивши вираз для потенціальної енергії у формулу потенціалу, отримаємо потенціал у точці на відстані r від заряду q

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

де ϵ_0 – діелектрична проникність вакууму.

Якщо в просторі діє система зарядів, для визначення потенціалу у вибраній точці можна використати принцип суперпозиції потенціалів.

3.2 Принцип суперпозиції потенціалів

Принцип суперпозиції потенціалів стверджує, що потенціал поля, створеного в певній точці системою зарядів дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів полів, створених у цій точці кожним зарядом окремо

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_N = \sum_{i=1}^N \varphi_i .$$

Різниця потенціалів між двома точками поля визначається як робота, яку виконують сили електростатичного поля при переміщенні одиничного позитивного заряду між цими точками

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{A_{1,2}}{q}.$$

Потенціальна енергія W_p заряду q , який знаходиться в точці з потенціалом φ , прямо пропорційна заряду та потенціалу [3]. Робота $A_{1,2}$, виконана силами поля над зарядом q , дорівнює різниці потенціальних енергій, тоді вираз для роботи електростатичних сил можна записати у вигляді

$$A_{1,2} = q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Якщо потенціал у нескінченно віддаленій точці вважається нульовим, ($\varphi_\infty = 0$), то робота, виконана при переміщенні заряду з цієї точки до заданої, дорівнює

$$A_{1,\infty} = q\varphi_1.$$

3.3 Зв'язок потенціалу електростатичного поля з напруженістю

Електростатичне поле в точці простору з координатами x, y, z можна характеризувати вектором напруженості поля $\vec{E}(x, y, z)$, що задається трьома незалежними функціями: $E_x(x, y, z)$, $E_y(x, y, z)$ і $E_z(x, y, z)$. Умова потенціальності електростатичного поля означає, що для його характеристики достатньо задати лише одну скалярну функцію — потенціал поля $\varphi(x, y, z)$. Очевидно, що між напруженістю і потенціалом існує зв'язок.

Розглянемо цей зв'язок спочатку для одновимірного випадку, коли вектор напруженості поля $\vec{E}$ залежить тільки від координати x і спрямований вздовж осі x (рисунок 3.1, [6]).

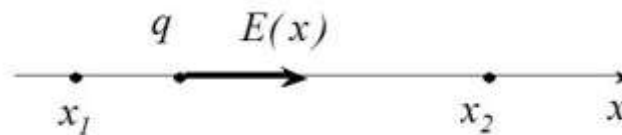


Рисунок 3.1 – Переміщення заряду q вздовж осі x

За переміщення заряду q з точки з координатою x_1 в точку з координатою x_2 здійснюється робота

$$A_{1,2} = q(\varphi_1 - \varphi_2),$$

де $\varphi_1 = \varphi(x_1)$, $\varphi_2 = \varphi(x_2)$ – потенціали поля в точках 1 і 2.

З іншого боку, робота виражається через силу, яка діє на заряд у полі, і переміщення

$$A_{1,2} = F \cdot \Delta x = q E(x) \cdot (x_2 - x_1),$$

де $E(x)$ – напруженість електростатичного поля вздовж осі x .

Прирівнюючи праві частини останніх двох рівнянь, отримуємо

$$q(\varphi_1 - \varphi_2) = q E \cdot (x_2 - x_1).$$

Скоротивши рівняння на q та врахувавши, що $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, маємо

$$E(x) = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}.$$

У межі, коли $\Delta x \rightarrow 0$, це рівняння переходить у похідну

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx},$$

аналогічно для інших координат $E(y) = -\frac{d\varphi}{dy}$, $E(z) = -\frac{d\varphi}{dz}$.

Отже, вектор напруженості $\vec{E}$ можна записати через його компоненти

$$\vec{E} = -\left(\frac{d\varphi}{dx}\vec{i} + \frac{d\varphi}{dy}\vec{j} + \frac{d\varphi}{dz}\vec{k}\right),$$

де вираз $\frac{d\varphi}{dx}\vec{i} + \frac{d\varphi}{dy}\vec{j} + \frac{d\varphi}{dz}\vec{k}$ – називається градієнтом потенціалу $\varphi(x, y, z)$,

$$\text{grad } \varphi = \frac{d\varphi}{dx}\vec{i} + \frac{d\varphi}{dy}\vec{j} + \frac{d\varphi}{dz}\vec{k},$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори вздовж осей x, y, z .

Градієнт скалярної функції $\varphi(x, y, z)$ є вектором, який спрямований у напрямку максимального збільшення функції $\varphi(x, y, z)$. Модуль цього вектора дорівнює похідній функції за напрямком вектора. Отже, градієнт показує напрямок найшвидшого зростання потенціалу, а напруженість поля визначається за формулою

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

Це рівняння описує взаємозв'язок між напруженістю електричного поля та потенціалом.

У випадку однорідного поля напруженість виражається через різницю потенціалів

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} = \frac{U}{d},$$

де d – відстань між точками з потенціалом φ_1 і φ_2 ;

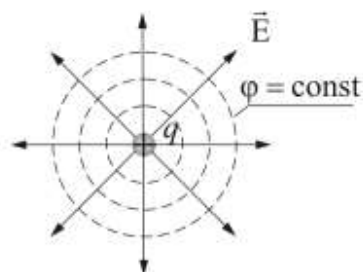
U – напруга.

3.4 Еквіпотенціальні поверхні

Точки простору з однаковим потенціалом утворюють еквіпотенціальні поверхні.

Еквіпотенціальні поверхні — це геометричне місце точок електростатичного поля, у яких потенціал має однакове значення. Інакше кажучи, всі точки на такій поверхні мають однакову потенціальну енергію для заданого пробного заряду. Еквіпотенціальні поверхні часто позначають пунктирними лініями. На рисунку 3.2, а, [8] позначені еквіпотенціальні поверхні від позитивного точкового заряду, 3.2, б, [2] – від системи зарядів.

а



б

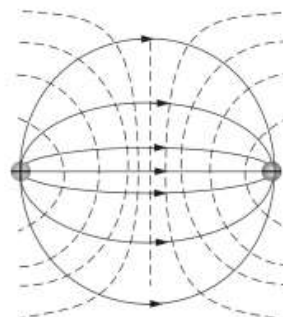


Рисунок 3.2 – Еквіпотенціальні поверхні: від позитивного точкового заряду (а); від системи зарядів (б)

Основні властивості екіпотенціальних поверхонь:

1 Екіпотенціальні поверхні завжди перпендикулярні до силових ліній електростатичного поля.

2 Щільність екіпотенціальних поверхонь відображає величину електричного поля: чим ближче розташовані поверхні, тим стрімкіше змінюється потенціал уздовж нормалі до них.

3 При переміщенні заряду всередині екіпотенціальної поверхні робота не виконується, оскільки різниця потенціалів між будь-якими точками такої поверхні дорівнює нулю.

3.5 Обчислення різниці потенціалів за напруженістю електричних полів

Розглянемо кілька прикладів обчислення різниці потенціалів між точками електростатичного поля, створеного різними тілами.

3.5.1 Різниця потенціалів поля рівномірно зарядженої нескінченної площини

Напруженість електричного поля нескінченної рівномірно зарядженої площини визначається за формулою

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

Різниця потенціалів між точками, розташованими на відстанях x_1 та x_2 , від площини визначається інтегруванням

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_2 - x_1).$$

3.5.2 Різниця потенціалів поля двох нескінченних паралельних різнойменно заряджених площин

Напруженість поля двох нескінченних паралельних площин із різнойменними зарядами та поверхневою густиною заряду σ визначається за формулою

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

Різниця потенціалів між точками, розташованими на відстанях x_1 та x_2 , визначається інтегруванням

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} (x_2 - x_1).$$

У випадку, коли $x_1 = 0$, $x_2 = d$, отримуємо формулу для визначення різниці потенціалів між площинами (рисунок 3.3, [7])

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} d,$$

де d – це відстань між двома нескінченними паралельними площинами.

На рисунку 3.4, [6] показано залежність напруженості електричного поля E від відстані d між двома зарядженими площинами.

Напруженість поля між паралельними площинами залишається постійною та не залежить від відстані між ними, якщо площини заряджені рівномірно й мають протилежні заряди.

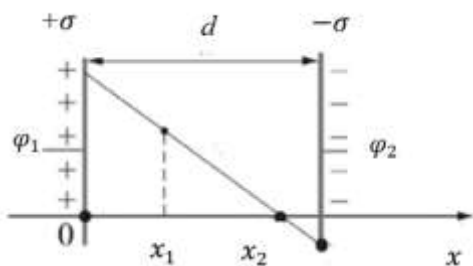


Рисунок 3.3 – Потенціал двох нескінченних паралельних площин з різнойменними зарядами

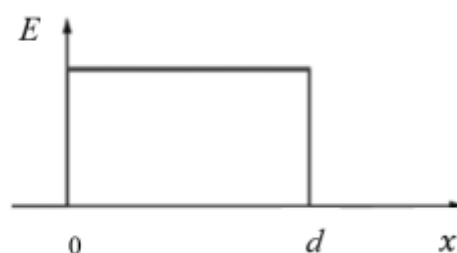


Рисунок 3.4 – Залежність напруженості від відстані між площинами

3.5.3 Різниця потенціалів поля рівномірно зарядженої сферичної поверхні радіуса R

Розглянемо сферичну поверхню радіусом R , рівномірно заряджену із загальним зарядом q . Потенціал та напруженість електричного поля сфери змінюється залежно від відстані r від центру сфери. Розглянемо окремо для зовнішньої та внутрішньої областей.

Потенціал поза сферою. Для обчислення різниці потенціалів скористаємося формулою

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

Зовні зарядженої сфери електричне поле поводить себе як поле точкового заряду. Визначимо різницю потенціалів між двома точками, що знаходяться на відстанях r_1 та r_2 від центру сфери

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Якщо $r_1 = r$, $r_2 \rightarrow \infty$, то потенціал поза сферою дорівнює

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

Потенціал усередині сферичної поверхні. Всередині сферичної поверхні електричне поле дорівнює нулю ($E = 0$), оскільки заряд рівномірно розподілений по поверхні. Це означає, що потенціал у будь-якій точці всередині сфери залишається сталим і дорівнює потенціалу на її поверхні

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

На рисунку 3.5 зображено залежність електричного потенціалу φ та напруженості електричного поля E від відстані r для рівномірно зарядженої сферичної поверхні радіуса R з зарядом q [6]

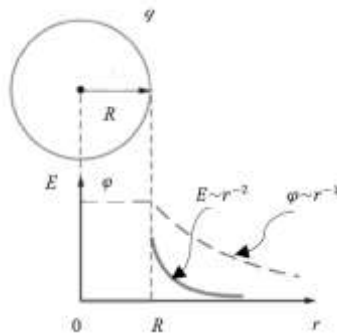


Рисунок 3.5 – Напруженість і потенціал від зарядженої сфери

З рисунка 3.5 видно, що всередині сфери (при $r < R$) електричне поле відсутнє ($E = 0$), а потенціал φ залишається сталим. Поза сферою ($r > R$) напруженість і потенціал зменшуються за законами $E \sim r^{-2}$, $\varphi \sim r^{-1}$.

3.5.4 Різниця потенціалів поля кулі, зарядженої по об'єму, радіуса R із загальним зарядом q

Розглянемо кулю радіусом R , рівномірно заряджену об'ємною густиною заряду $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$. Розглянемо окремо для зовнішньої та внутрішньої областей.

Зовнішня область (при $r > R$). Напруженість електричного поля зовні кулі знаходиться за формулою

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

Різниця потенціалів між двома точками, що знаходяться на відстані r_1 та r_2 від центра кулі ($r_1 > R$, $r_2 > R$, $r_2 > r_1$), визначається за формулою

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Якщо $r_1 = r$, $r_2 \rightarrow \infty$, то потенціал на відстані r зовні кулі

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

Поверхня кулі (при $r = R$). Потенціал на поверхні кулі визначається за формулою

$$\varphi(R) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}.$$

Внутрішня область (при $r < R$). Для точки всередині кулі напруженість електричного поля визначається за формулою

$$E = \frac{q r}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

Різниця потенціалів між двома точками всередині кулі на відстанях r_1 та r_2 від центру кулі, визначається інтегруванням

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q r}{4\pi\epsilon_0 R^3} dr = \frac{q}{8\pi\epsilon_0 R^3} (r_1^2 - r_2^2).$$

Потенціал всередині кулі можна знайти за формулою

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} + \frac{q}{6\pi\epsilon_0 R^3} (R^2 - r^2).$$

Підставимо вираз для q через густину заряду ρ , отримуємо $q = \frac{4\pi R^3 \rho}{3}$, тоді вираз для потенціалу запишемо у вигляді

$$\varphi = \begin{cases} \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0} \frac{1}{r}, & \text{для зовнішньої області} \\ \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0} + \frac{\rho}{6\epsilon_0} (R^2 - r^2), & \text{для внутрішньої області} \end{cases}.$$

Тобто, у зовнішній області потенціал зменшується обернено пропорційно r , а у внутрішній області потенціал залежить від r^2 , що враховує рівномірний розподіл заряду.

3.5.5 Різниця потенціалів поля рівномірно зарядженого циліндра (або нескінченно довгої нитки)

Для рівномірно зарядженого циліндра електричне поле на відстані r від осі зарядженого циліндра визначається формулою

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r}.$$

Різниця потенціалів між двома точками на відстанях r_1 та r_2 від осі циліндра визначається інтегруванням

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} dr.$$

Після інтегрування отримаємо

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Потенціал всередині зарядженого циліндра (при $r < R$).

Всередині рівномірно зарядженого циліндра електричне поле дорівнює нулю, тому потенціал залишається сталим. Потенціал на відстані r від осі для циліндра з радіусом R

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{R}.$$

Потенціал зовні циліндра (при $r > R$). У зовнішній області ($r > R$), потенціал залежить від відстані r і визначається формулою

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{R}.$$

Зовні рівномірно зарядженого циліндра потенціал зменшується логарифмічно зі збільшенням відстані r від осі. На рисунку 3.6 зображені залежності напруженості і потенціалу від відстані [9].

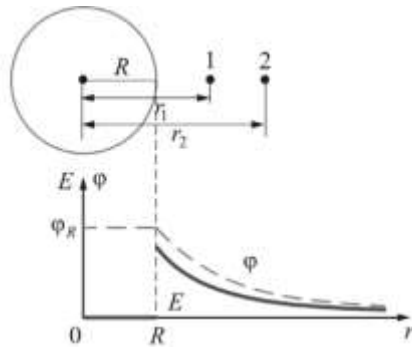


Рисунок 3.6 – Напруженість і потенціал від зарядженої нитки

На рисунку 3.6 бачимо, що всередині сфери ($r < R$) електричне поле відсутнє ($E = 0$), а потенціал залишається постійним ($\phi = \phi_R$). Зовні сфери ($r > R$) поле зменшується обернено пропорційно квадрату відстані ($E \sim \frac{1}{r^2}$), а потенціал спадає як $\phi \sim \frac{1}{r}$.

Питання до лекції

- 1 Що означає різниця потенціалів у двох точках електричного поля і як вона визначається?
- 2 Чи можна записати формулу потенціалу для електричного поля нескінченної рівномірно зарядженої площини?
- 3 Яку форму має екіпотенціальна поверхня, що проходить через середину відрізка між двома однаковими різнойменними зарядами?
- 4 Як виглядають силові лінії електричного поля, якщо відома картина екіпотенціальних поверхонь?
- 5 Чим відрізняється похідна потенціалу у напрямку силової лінії від похідної в іншому напрямку?
- 6 Чому не можна сказати, що вектор напруженості електричного поля є просто похідною потенціалу в напрямку силової лінії?
- 7 Що можна сказати про напруженість і потенціал електричного поля між двома паралельними нескінченними площинами, які заряджені з однаковими, але протилежними густинами заряду σ і $-\sigma$?

Лекція 4. ДІЕЛЕКТРИКИ В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПОЛІ

План лекції

4.1 Діелектрики. Типи діелектриків.

4.2 Диполь в електричному полі.

4.3 Поляризація діелектриків.

4.4 Поляризованість.

4.1 Діелектрики. Типи діелектриків

Однією з важливих груп непровідних матеріалів є діелектрики. **Діелектрики** – це речовини, які не мають вільних зарядів, а отже, не проводять електричний струм. Залежно від хімічного складу та будови розрізняють полярні та неполярні діелектрики, а також іонні кристалічні діелектрики.

Оскільки властивості діелектриків визначаються їхнім хімічним складом і молекулярною структурою, їх поділяють на кілька типів.

Полярним діелектриком (NH_3 , H_2O , CO) називають діелектрик, у молекулах якого центри розподілу позитивного та негативного зарядів не співпадають (рисунок 4.1, [10]).

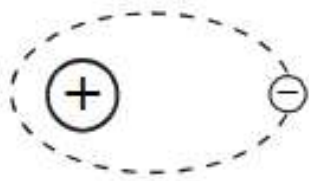


Рисунок 4.1 – Полярний діелектрик

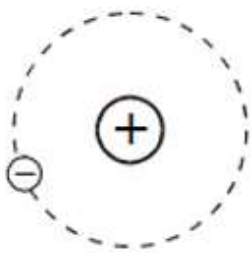
Молекули такого діелектрика є електричними диполями і мають власні дипольні моменти навіть за відсутності зовнішнього електричного поля. У відсутності зовнішнього поля молекули полярного діелектрика

здійснюють хаотичний тепловий рух, тому їхні дипольні моменти орієнтовані випадково. Векторна сума дипольних моментів усіх молекул дорівнює нулю, і діелектрик загалом не має дипольного моменту — в такому стані діелектрик не поляризований.

Коли на діелектрик впливає зовнішнє електричне поле E_0 , на позитивний заряд диполя діє сила в напрямку поля, а на негативний — у протилежному напрямку. У результаті дипольні моменти молекул орієнтуються вздовж напрямку поля. В такому стані векторна сума дипольних моментів молекул діелектрика вже не дорівнює нулю, і діелектрик в цілому набуває дипольного моменту, тобто поляризується.

Неполярний діелектрик (H_2 , O_2 , N_2) — це діелектрик, у молекулах якого центри позитивного та негативного зарядів збігаються (рисунок 4.2, а, [6]).

а



б

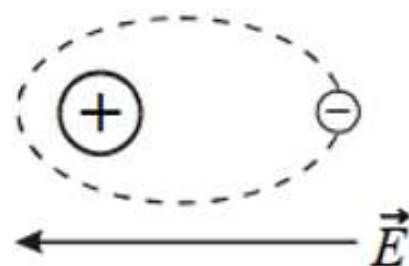


Рисунок 4.2 – Неполарний діелектрик у відсутності зовнішнього

електричного поля ($\vec{E} = 0$) (а);

у зовнішньому електричному полі ($\vec{E} \neq 0$) (б)

Без впливу зовнішнього електричного поля такі молекули не створюють дипольного моменту, тому й сам діелектрик не має загального дипольного моменту. Коли на молекулу неполярного діелектрика діє зовнішнє електричне поле $\vec{E}$, вона деформується, тобто позитивний заряд

зміщується в напрямку поля $\vec{E}$, а негативний — у протилежному (рисунок 4.2, б, [6]).

У результаті молекула неполярного діелектрика перетворюється на електричний диполь і набуває дипольного моменту. Дипольні моменти всіх молекул орієнтуються вздовж напрямку зовнішнього поля $\vec{E}$, тому їхній загальний дипольний момент стає відмінним від нуля, і діелектрик поляризується.

Спонтанно поляризовані діелектрики —. Це матеріали з кубічними ґратками, наприклад NaCl і KCl. У таких кристалах поляризація виникає внаслідок зсуву іонів відносно один одного (іонна поляризація) та деформації електронних оболонок окремих іонів (електронна поляризація). Це явище спонтанної поляризації відбувається без впливу зовнішнього електричного поля і є результатом взаємодії між іонами та їхніми електронними оболонками. Отже, загальна поляризація є сумою іонної та електронної поляризації.

Під впливом електричного поля позитивні іони зміщуються в напрямку вектора напруженості поля, а негативні іони — у протилежному напрямку. Водночас всередині кристалу зберігається рівна кількість позитивних і негативних іонів. На протилежних гранях кристалу накопичуються іони одного знака. Такий процес поляризації називається іонною поляризацією.

4.2 Диполь в електричному полі

Електричний диполь — це система двох точкових зарядів рівної за модулем, але протилежної за знаком величини (q і $-q$), які розташовані на певній відстані l один від одного (рисунок 4.3, [7]).

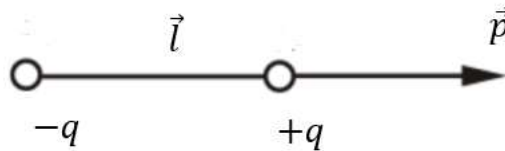


Рисунок 4.3 – Електричний диполь

Основною характеристикою диполя є **дипольний момент**, що обчислюється як добуток величини заряду на відстань між ними

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

де $\vec{l}$ – вектор, спрямований від негативного до позитивного заряду.

Якщо електричний диполь помістити в однорідне електричне поле (рисунок 4.4, [13]), заряди, які утворюють диполь ($-q$ і $+q$), опиняться під дією рівних за модулем, але протилежних за напрямком сил

$$\vec{F}_+ = q\vec{E} \qquad \vec{F}_- = -q\vec{E}.$$

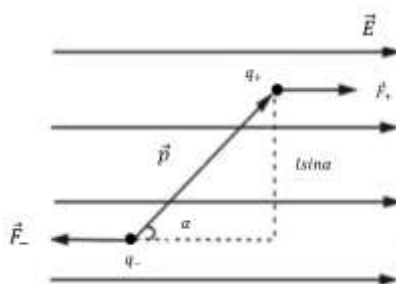


Рисунок 4.4 – Диполь в електричному полі

Оскільки сили рівні за модулем, але протилежні за напрямком, результуюча сила, яка діє на диполь, дорівнює нулю. Проте ці сили утворюють пару сил, яка створює момент сили відносно центру диполя.

Момент пари сил M обчислюється за формулою

$$M = F \cdot l \cdot \sin\alpha = q \cdot E \cdot l \cdot \sin\alpha = p \cdot E \cdot \sin\alpha,$$

де α – кут між напрямком дипольного моменту $\vec{p}$ і вектором напруженості поля $\vec{E}$.

У векторній формі момент сил записується у вигляді

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}.$$

Дія моменту $\vec{M}$ змушує диполь повертатися, прагнучи встановитися в положенні, де його дипольний момент $\vec{p}$ співнаправлений з полем $\vec{E}$ (тобто $\alpha = 0$). Абсолютне значення моменту сили визначається за формулою

$$M = pE\sin\alpha.$$

Під дією моменту сил диполь обертається, доки не займе стійке положення, у якому його дипольний момент $\vec{p}$ співпадає з напрямком поля $\vec{E}$.

4.3 Поляризація діелектриків

Поляризація діелектриків — це процес, у результаті якого діелектрик набуває загального дипольного моменту. Під час поляризації відбувається впорядкування дипольних моментів окремих молекул. У діелектриках позитивні та негативні заряди молекул взаємно компенсуються, однак на їхній поверхні така компенсація відсутня. Як результат, одна з поверхонь діелектрика заряджається позитивно, а протилежна — негативно (рисунок 4.5, [10]).

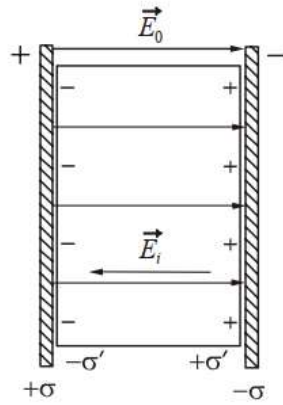


Рисунок 4.5 – Поляризація діелектрика

Ці заряди є частиною молекул діелектрика і не можуть вільно переміщуватися в його об'ємі, тому їх називають **поверхневими зв'язаними зарядами**. Поява таких зарядів на поверхні створює додаткове електричне поле, спрямоване проти зовнішнього поля, яке називається полем зв'язаних зарядів $\vec{E}_i$. Поле всередині діелектрика є результатом взаємодії зовнішнього електричного поля $\vec{E}_0$ і поля зв'язаних зарядів $\vec{E}_i$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_i,$$

або в скалярному вигляді

$$E = E_0 - E_i.$$

Оскільки $\vec{E}_i$ має протилежний напрямок до $\vec{E}_0$, результуюче поле E всередині діелектрика завжди менше за $\vec{E}_0$, тому поле в діелектриках **послаблюється**.

Кожна речовина характеризується здатністю зменшувати напруженість зовнішнього електричного поля. Ця властивість визначається фізичною величиною — діелектричною проникністю.

Діелектрична проникність — це фізична величина, яка показує, у скільки разів напруженість електричного поля всередині діелектрика менша за напруженість зовнішнього поля

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Діелектрична проникність є безрозмірною величиною $[\varepsilon] = 1$.

Для кількісної характеристики поляризації використовується вектор поляризованість.

4.4 Поляризованість

Поляризованість — дипольний момент, який припадає на одиницю об'єму діелектрика. Вона визначається як векторна сума дипольних моментів усіх молекул, що знаходяться в одиниці об'єму

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum \vec{p}_i,$$

де $\vec{p}_i$ — дипольний момент i -тої молекули;

V — об'єм діелектрика.

Одиницею вимірювання поляризованості в SI є кулон на квадратний метр [1]:

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

Досліди показують, що для більшості діелектриків поляризованість $\vec{P}$ залежить від напруженості зовнішнього електричного поля $\vec{E}$ за лінійним законом

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E},$$

де χ – діелектрична сприйнятливість (безрозмірна величина, що характеризує властивості діелектрика і не залежить від $\vec{E}$).

Питання до лекції

- 1 Що таке діелектрик і які його основні властивості?
- 2 Яка різниця між полярними та неполярними діелектриками?
- 3 Як молекули полярного діелектрика поведуться за відсутності зовнішнього електричного поля?
- 4 Що таке електричний диполь і які фізичні величини його характеризують?
- 5 Як поводить ся диполь у зовнішньому електричному полі?
- 6 Як зовнішнє електричне поле впливає на поляризацію молекул полярного діелектрика?
- 7 Як виникає поляризованість в неполярних діелектриках?
- 8 Що таке іонна поляризація і як вона проявляється в іонних кристалах?
- 9 Як змінюється поляризація діелектрика при зміні інтенсивності електричного поля?
- 10 Які фактори впливають на величину поляризованості діелектриків?

Лекція 5. ПРОВІДНИКИ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

План лекції

- 5.1 Провідники в електричному полі.
- 5.2 Електроємність усамітненого провідника.
- 5.3 Конденсатори. З'єднання конденсаторів.
- 5.4 Енергія електричного поля.

5.1 Провідники в електричному полі

Провідниками називаються речовини, в яких є вільні заряди, здатні переміщатися по всьому об'єму провідника. Провідниками є всі метали, розчини електролітів, іонізовані гази. У металах провідність зумовлена рухом вільних електронів, які не пов'язані з атомами і можуть вільно переміщуватися всередині матеріалу. В електролітах струм передається за рахунок переміщення позитивних і негативних іонів, що утворюються при розчиненні солей, кислот чи лугів у воді. Носіями струму в плазмі є заряджені частинки: вільні електрони, а також позитивні та негативні іони.

При внесенні незарядженого провідника у зовнішнє електростатичне поле на його поверхні виникають **індуковані заряди**. Поле індукованих зарядів E_i спрямоване в протилежний бік до напрямку зовнішнього поля E_0 (рисунок 5.1, [12]).

Сумарний заряд провідника при цьому залишається рівним нулю. Вільні заряди у провіднику починають переміщуватися доти, доки не настане електростатична рівновага.

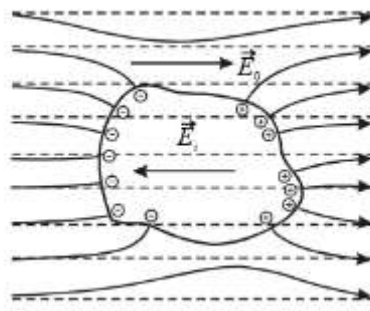


Рисунок 5.1 – Провідник в електричному полі

Для того щоб у провіднику настала рівновага зарядів, мають виконуватися такі умови:

1 Напруженість електричного поля всередині провідника дорівнює нулю

$$\vec{E} = 0.$$

2 Відсутність напруженості електростатичного поля всередині провідника означає, що потенціал у всьому об'ємі провідника є сталим

$$\varphi = const.$$

3 Лінії напруженості поля перпендикулярні поверхні провідника

$$E = E_n,$$

отже, поверхня провідника є екіпотенціальною.

4 У кожній точці поверхні провідника напруженість поля прямо пропорційна поверхневій густині заряду і може бути розрахована за формулою

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Якщо провіднику надати певний заряд q , він розподіляється так, щоб виконувалися умови рівноваги зарядів. Надлишкові заряди не можуть розташовуватися всередині провідника чи в будь-якому випадковому місці на його поверхні. Однойменні заряди відштовхуються і прагнуть розміститися на найбільшій відстані один від одного. Тому всі заряди розміщуються на поверхні провідника. Цей процес можна спостерігати і в разі, коли провідник знаходиться в електричному полі.

5.2 Електроємність усамітненого провідника

Провідник, ізольований від інших заряджених тіл, називається **усамітненим провідником**. При передаванні ізольованому провіднику заряду dq його потенціал змінюється. Зміна потенціалу $d\phi$ залежить від величини заряду та описується формулою

$$d\phi = \frac{dq}{C},$$

де C – електрична ємність провідника.

Ємність **усамітненого** провідника чисельно дорівнює величині заряду, який слід передати провіднику, щоб підвищити його потенціал до одного вольт

$$C = \frac{q}{\phi}.$$

Одиницею вимірювання електроємності в SI є фарад [1]: $[C] = \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = \text{Ф}$.

Ємність залежить від геометричних параметрів провідника, таких як розміри і форма, а також від розташування навколишніх тіл. З цієї причини

для отримання конкретних значень ємності зазвичай використовують не окремі провідники, а конденсатори.

5.3 Конденсатори. З'єднання конденсаторів

Конденсатор — це електричний пристрій, призначений для накопичення електричного заряду та енергії електричного поля. Конденсатор складається з двох провідників, які називаються обкладками, розділених тонким шаром діелектрика або повітря.

Форму обкладок підбирають так, щоб електричне поле, яке вони створюють, зосереджувалося між обкладками, тому конденсатори бувають трьох типів – плоскі, циліндричні та сферичні (рисунок 5.2, [5]).

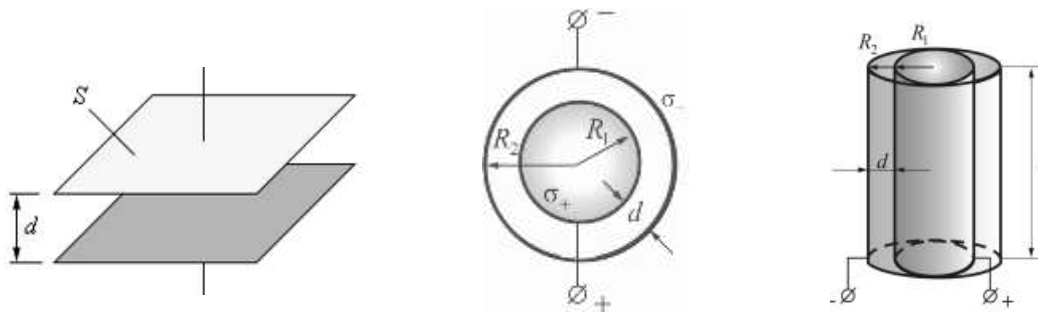


Рисунок 5.2 – Види конденсаторів

Коли до обкладок конденсатора прикладають напругу, заряд переноситься з однієї обкладки на іншу. В результаті одна обкладка отримує позитивний заряд, інша – рівний за величиною, але негативний. Заряд, накопичений конденсатором, залежить від різниці потенціалів між обкладками та його ємності.

Ємністю конденсатора називається відношення заряду конденсатора до різниці потенціалів між його обкладками

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

Ємність конденсатора залежить від форми і розмірів його обкладок, а також від діелектричної проникності матеріалу між ними.

Розглянемо формули, які використовуються для обчислення електроємності різних типів конденсаторів.

Плоский конденсатор

Розглянемо плоский конденсатор, в якому відстань між обкладками d значно менша за площу обкладок S (рисунок 5.3, [12]).

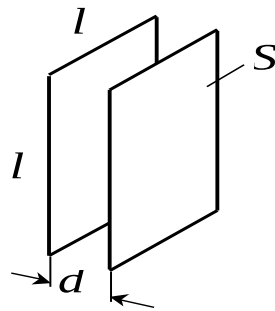


Рисунок 5.3 – Плоский конденсатор

Електричне поле між обкладками плоского конденсатора можна вважати однорідним, тоді

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} d,$$

після підстановки, маємо формулу для знаходження **ємності плоского конденсатора**

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d},$$

де S – площа обкладки;

d – відстань між обкладками;

ε – діелектрична проникність середовища (діелектрика), що знаходиться між обкладками.

Сферичний конденсатор

Розглянемо сферичний конденсатор з радіусами обкладок R_1 і R_2 (рисунок 5.4, [7]). Для сферичного конденсатора різниця потенціалів між обкладками виражається як

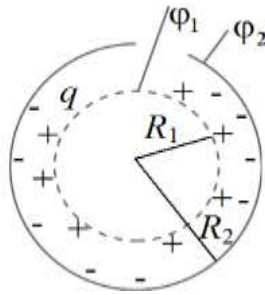


Рисунок 5.4 – Сферичний конденсатор

Для сферичного конденсатора різниця потенціалів між обкладками виражається як

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Підставивши вираз у формулу для ємності, отримуємо формулу для знаходження ємності сферичного конденсатора

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1},$$

де R_1 і R_2 — радіуси внутрішньої та зовнішньої обкладок.

Циліндричний конденсатор

Розглянемо циліндричний конденсатор з коаксіальними циліндрами радіусами R_1 і R_2 та довжиною l (рисунок 5.5, [7]).

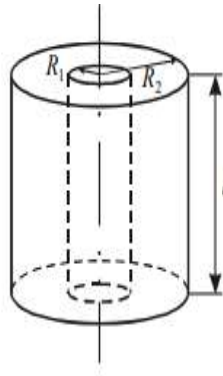


Рисунок 5.5 – Циліндричний конденсатор

Для циліндричного конденсатора різниця потенціалів між обкладками виражається як

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Ємність циліндричного конденсатора

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{R_2}{R_1}},$$

де l — довжина конденсатора;

R_1 і R_2 — радіуси внутрішньої та зовнішньої обкладок.

Конденсатори можна з'єднувати різними способами, що впливає на загальну ємність. Для знаходження ємності з'єднання потрібно визначити еквівалентну ємність цього з'єднання.

Послідовне з'єднання. Розглянемо послідовне з'єднання конденсаторів (рисунок 5.6, [12]).

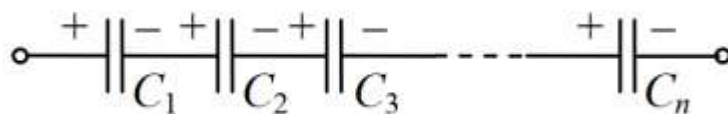


Рисунок 5.6 – Послідовне з'єднання конденсаторів

За послідовного з'єднання конденсаторів напруга, що подається від джерела живлення U , розподіляється між кожним конденсатором так, що

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n = \sum_{i=1}^n U_i,$$

заряди на всіх конденсаторах однакові

$$q_1 = q_2 = \dots = q_n = q,$$

загальна ємність для послідовного з'єднання визначається за формулою

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}.$$

Для n послідовних конденсаторів формулу можна записати у вигляді

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

У разі послідовного з'єднання конденсаторів заряд на всіх елементах однаковий, але напруга розподіляється між ними так, що більша напруга буде падати на конденсатор з меншою ємністю.

Паралельне з'єднання

Розглянемо паралельне з'єднання конденсаторів (рисунок 5.7, [11]).

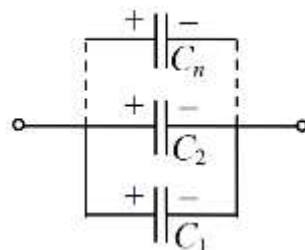


Рисунок 5.7 – Паралельне з'єднання конденсаторів

За паралельного з'єднання конденсаторів напруга на всіх конденсаторах однакова

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_n,$$

заряд батареї дорівнює сумі зарядів на кожному конденсаторі

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n,$$

ємність батареї конденсаторів за паралельного з'єднання дорівнює сумі ємностей окремих конденсаторів

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n.$$

Узагальнюючи цю формулу на випадок n паралельно з'єднаних конденсаторів, одержимо

$$C_{\text{парал}} = \sum_{i=1}^n C_i.$$

За паралельного з'єднання загальна ємність системи є сумою ємностей окремих конденсаторів. Так, чим більше конденсаторів з'єднано паралельно, тим більшу ємність має вся система.

5.4 Енергія електричного поля

Енергія системи нерухомих зарядів. Для визначення потенціальної енергії системи нерухомих зарядів розглянемо систему двох зарядів q_1 та q_2 , розташованих на відстані r один від одного (рисунок 5.8, [9])

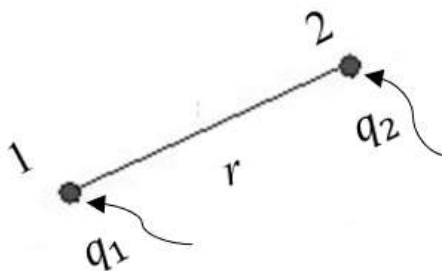


Рисунок 5.8 – Система нерухомих зарядів q_1 та q_2

Спочатку перенесемо заряд q_1 у точку 1. Оскільки в просторі ще немає інших зарядів, які б створювали електричне поле, виконана при цьому робота дорівнює нулю. Далі перенесемо заряд q_2 із нескінченності до точки 2. Робота, виконана при цьому, визначається через потенціал φ_2 , створений зарядом q_1 у точці 2

$$A_2 = q_2 \varphi_2 = q_2 \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Якщо виконати ці дії у зворотному порядку, тобто спочатку перенести заряд q_2 у точку 2, а потім перенести q_1 у точку 1, виконана робота обчислюється за аналогічним виразом

$$A_1 = q_1 \varphi_1 = q_1 \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Оскільки роботи A_1 і A_2 однакові, загальну роботу, необхідну для формування системи зарядів, а отже, її потенціальну енергію можна представити у вигляді

$$W = \frac{1}{2}(q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2).$$

Для системи з N нерухомих потенціальна енергія обчислюється за формулою

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i,$$

де q_i – величина i -го заряду;

φ_i – потенціал у точці, де знаходиться цей заряд, створений усіма іншими зарядами системи.

Енергія зарядженого конденсатора. Енергія зарядженого конденсатора може бути визначена, виходячи з формули для обчислення потенціальної енергії системи зарядів

$$W = \frac{1}{2} (q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2).$$

Для конденсатора заряди на обкладках мають однакову величину, але протилежні знаки $q_1 = +q$, $q_2 = -q$ (рисунок 5.9, [7]). Потенціали обкладок позначимо як φ_1 і φ_2 , а різниця потенціалів дорівнює напрузі ($\varphi_1 - \varphi_2 = U$).

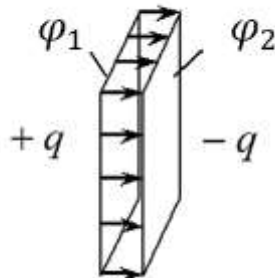


Рисунок 5.9 – Заряджений конденсатор

Підставивши ці значення у формулу енергії зарядженого конденсатора, отримаємо

$$W = \frac{q}{2} (\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{qU}{2}.$$

Знаючи, що заряд і напруга зв'язані ємністю за формулою $q = CU$, вираз для енергії можна записати у кількох еквівалентних формах

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}.$$

Енергія плоского конденсатора. Розглянемо плоский конденсатор, у якого площа обкладок дорівнює S , відстань між обкладками d , а заряд конденсатора q . Оскільки напруженість поля між обкладками $E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S}$, заряд можна виразити через напруженість $q = \epsilon\epsilon_0 SE$. Підставивши у вираз для енергії $W = \frac{q^2}{2C}$ заряд q і ємність $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon d}{S}$, отримаємо

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

де $V = Sd$ – об'єм простору між обкладками конденсатора.

Густина енергії електричного поля (енергія в одиниці об'єму) визначається як

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

тобто енергія зарядженого конденсатора зосереджена в електричному полі між його обкладками, і її розподіл залежить від властивостей середовища та напруженості поля.

Одиницею вимірювання щільності енергії електричного поля в системі SI є джоуль на метр кубічний: $[\omega] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$.

Питання до лекції

- 1 Як поведуться вільні електрони в провіднику, поміщеному в електричне поле?
- 2 Як визначити напруженість електричного поля в точках всередині і навколо провідника?
- 3 Що таке електроємність усамітненого провідника?
- 4 Як залежить електроємність провідника від його розмірів і форми?
- 5 Що таке конденсатор, і як він працює?
- 6 Як розрахувати загальну ємність батареї конденсаторів при послідовному з'єднанні?
- 7 Як розрахувати загальну ємність батареї конденсаторів при паралельному з'єднанні?

Лекція 6. ПОСТІЙНИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ

План лекції

- 6.1 Постійний електричний струм.
- 6.2 Сторонні сили. Електрорушійна сила.
- 6.3 Закони постійного струму.
- 6.4 Послідовне та паралельне з'єднання провідників.
- 6.5 Робота струму. Закон Джоуля-Ленца.
- 6.6 Потужність електричного струму. ККД джерела.
- 6.7 Правила Кірхгофа для розгалуженого кола.

6.1 Постійний електричний струм

Електричним струмом називається впорядкований (спрямований) рух електричних зарядів.

У провіднику під дією прикладеного електричного поля вільні електричні заряди починають рухатися: позитивні заряди переміщуються за напрямком поля, а негативні — проти нього (рисунок 6.1, [12]).

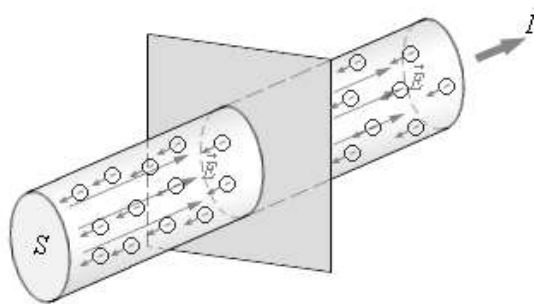


Рисунок 6.1 – Рух електричних зарядів у провіднику

Таке явище призводить до виникнення електричного струму, який називається **струмом провідності**.

Для виникнення і підтримання електричного струму мають виконуватися основні умови:

1 Наявність вільних носіїв зарядів, які можуть рухатися у провіднику. У металах це електрони провідності; в електролітах — позитивні та негативні іони; в газах — позитивні, негативні іони та електрони.

2 Наявність електричного поля, яке забезпечує енергію для руху заряджених частинок. Для постійного струму потрібно джерело енергії, яке підтримує електричне поле.

До основних характеристик електричного струму відносяться сила струму та густина.

Сила струму – скалярна фізична величина, що дорівнює заряду, який переноситься через поперечний переріз провідника за одиницю часу

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Якщо сила струму і його напрямок залишаються постійними протягом часу, то такий струм називається **постійним**. Для постійного струму сила струму виражається як

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

де q – заряд, що проходить через переріз провідника за час t .

Одиницею вимірювання сили струму в SI є ампер [1]: $[I] = \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = \text{А}$.

Густина струму – це векторна величина, яка чисельно дорівнює силі струму, що проходить через одиницю площі перерізу провідника, який проведений перпендикулярно до напрямку струму

$$j = \frac{dI}{dS}.$$

Для рівномірно розподіленому по провіднику

$$j = \frac{I}{S},$$

де S – площа поперечного перерізу провідника.

Одиницею вимірювання густини струму в SI є Ампер на квадратний метр [1]: $j = \left[\frac{\text{A}}{\text{м}^2} \right]$.

Розглянемо вираз сили I та густини струму $\vec{j}$ через швидкість упорядкованого руху зарядів у провіднику $\langle v \rangle$. Заряди рухаються в напрямку впорядкованого потоку через поперечний переріз провідника S (рисунок 6.2, [11]).

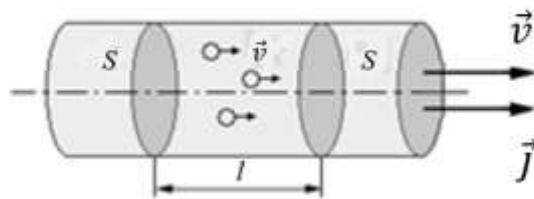


Рисунок 6.2 – Потік зарядів у провіднику

Якщо концентрація носіїв струму дорівнює n , то за проміжок часу dt через поперечний переріз провідника S проходить заряд dq

$$dq = ne\langle v \rangle S dt,$$

де n – концентрація зарядів;

e – елементарний заряд;

$\langle v \rangle$ – середня швидкість руху носіїв заряду (дрейфова швидкість).

Сила струму I визначається як зміна заряду за одиницю часу

$$I = \frac{dq}{dt} = ne\langle v \rangle S,$$

Густина струму j визначається як сила струму, поділена на площу поперечного перерізу,

$$j = \frac{I}{S} = ne\langle v \rangle.$$

Напрямок густини струму співпадає з вектором швидкості.

Сила струму, що проходить через довільну поверхню dS , визначається як потік вектора густини струму $\vec{j}$

$$I = \int_S j_n dS = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S},$$

де j_n – проєкція вектора густини струму $\vec{j}$ на напрям нормалі до елемента площі;

$d\vec{S}$ – елемент площі, спрямований по нормалі до поверхні.

6.2 Сторонні сили. Електрорушійна сила

Постійний струм проходить у провіднику доки існує стаціонарне електричне поле, тобто існує на його кінцях різниця потенціалів. За проходження струму через провідник відбувається перерозподіл зарядів, що призводить до вирівнювання потенціалів, і напруженість електричного поля всередині провідника зменшується до нуля. Внаслідок цього струм припиняється. Для підтримки постійного струму в колі необхідно мати пристрій (джерело струму), в якому позитивні заряди рухаються проти напрямку сил електричного поля (рисунок 6.3, [11]). Це переміщення носіїв позитивного заряду можливе лише завдяки стороннім силам.

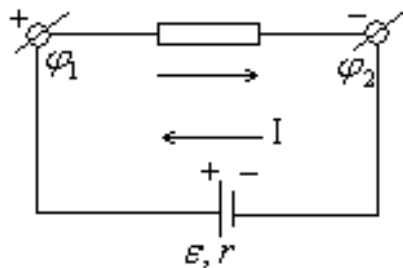


Рисунок 6.3 – Електричне коло з внутрішнім опором джерела

Сторонні сили – це сили не електростатичного походження, що діють на заряди з боку джерела струму. Ці сили можуть бути різного походження: хімічного – у гальванічних елементах і акумуляторах, механічного – у роторних генераторах електричного струму, теплового – у термоелектричних генераторах, оптичного – у сонячних батареях тощо.

Фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яка виконується сторонніми силами під час переміщення одиничного позитивного заряду по замкненому колу, називається **електрорушійною силою (ЕРС)**

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{ст}}}{q},$$

де $A_{\text{ст}}$ – робота сторонніх сил;

q – заряд.

Одиницею вимірювання електрорушійної сили в SI є Вольт [1]:

$$[\varepsilon] = \frac{\text{Дж}}{\text{Кл}} = \text{В}.$$

Для більш глибокого розуміння врахуємо, що сторонні сили, які діють на заряд q , можна виразити як

$$\vec{F}_{\text{ст}} = q \vec{E}_{\text{ст}},$$

де $\vec{E}_{\text{ст}}$ – напруженість поля сторонніх сил.

Робота сторонніх сил при переміщенні заряду q по замкненому контуру L визначається формулою

$$A_{\text{ст}} = \oint_L \vec{F}_{\text{ст}} d\vec{l} = q \oint_L \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l},$$

де $d\vec{l}$ – елементарне переміщення заряду q вздовж замкненого контура.

Підставимо вираз для роботи $A_{\text{ст}}$ у визначення ЕРС

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{ст}}}{q} = \frac{q \oint_L \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l}}{q} = \oint_L \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l},$$

отже, електрорушійна сила ε дорівнює циркуляції вектора напруженості поля сторонніх сил $\vec{E}_{\text{ст}}$ вздовж замкненого контура L .

При розімкненому колі крім сторонніх сил діють сили електростатичного поля. Тому результуюча сила, що діє на заряд, дорівнює

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{ст}} + \vec{F}_e = q(\vec{E}_{\text{ст}} + \vec{E}_e),$$

де $\vec{E}_{\text{ст}}$ – напруженість поля сторонніх сил;

$\vec{E}_e$ – напруженість електростатичного поля.

Робота результуючої сили при переміщенні заряду на ділянці 1-2 дорівнює

$$A_{1,2} = q \int_1^2 \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l} + q \int_1^2 \vec{E}_e d\vec{l} = q \varepsilon + q(\varphi_1 - \varphi_2),$$

де φ_1 і φ_2 – потенціали в точках 1 і 2 відповідно.

Отже, повна робота результуючої сили

$$A_{1,2} = \varepsilon + q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Напругою на ділянці кола 1-2 називається фізична величина, яка дорівнює роботі, виконаній електростатичними і сторонніми силами при переміщенні одиничного позитивного заряду на цій ділянці

$$U = \frac{A_{1,2}}{q} = \varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2),$$

де U – напруга на ділянці кола.

Одиницею вимірювання напруги в СИ є вольт: $U = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{Кл}} \right] = \text{В}$.

За відсутності сторонніх сил напруга U збігається з різницею потенціалів $\varphi_1 - \varphi_2$.

6.3 Закони постійного струму

Закон Ома для однорідної ділянки кола

У 1826 році Георг Симон Ом встановив, що сила струму I , яка протікає через однорідний провідник, пропорційна напрузі U , прикладеній до нього. Ця залежність описується функцією $I = f(U)$, що називається вольт-амперною характеристикою (ВАХ) провідника (рисунок 6.4, [13]).

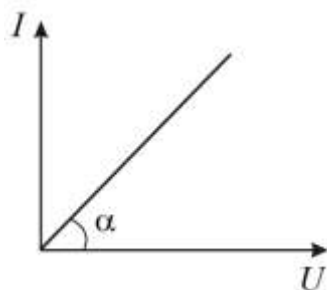


Рисунок 6.4 – Вольт-амперна характеристика (ВАХ) провідника

Для різних провідників і пристроїв характер залежності між напругою, струмом і опором може бути дуже різноманітним. Однак для багатьох провідних матеріалів справджується рівняння $U = IR$, що відоме як закон Ома для однорідної ділянки кола. Ділянка кола, на якій не діють сторонні сили, називається **однорідною** (рисунок 6.5, [11]).

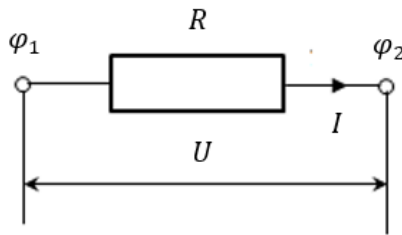


Рисунок 6.5 – Однорідна ділянка кола

Закон Ома для однорідної ділянки кола: сила струму в однорідному провіднику прямо пропорційна різниці потенціалів на його кінцях і обернено пропорційна опору цієї ділянки

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} \quad \text{або} \quad I = \frac{U}{R},$$

де R – опір провідника;

U – напруга.

Опір провідника залежить від матеріалу, його геометричних розмірів та температури. Для однорідного циліндричного провідника опір можна виразити за формулою

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

де ρ – питомий електричний опір;

l – довжина провідника;

S – площа поперечного перерізу провідника.

Одиницею вимірювання електричного опору в SI є Ом: $[R] = \frac{B}{A} = \text{Ом}$.

Для більшості металів опір R залежить від температури t ($^{\circ}\text{C}$), згідно з виразом

$$R = R_0(1 + \alpha t),$$

де R – опір за температурою t , ($^{\circ}\text{C}$);

R_0 – опір за 0°C ;

t – температура в градусах Цельсія;

α – термічний коефіцієнт опору, що залежить від матеріалу провідника.

Для чистих металів температурний коефіцієнт опору $\alpha = 0,004\text{K}^{-1}$. Для деяких сплавів (манганін, константан) α є малим, тому ним можна нехтувати, тобто вважати опір незалежним від температури.

Розглядаючи фізичну природу питомого опору, використовують поняття питомої електричної провідності

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

Одиницею вимірювання питомої електричної провідності в SI є сименс на метр: $[\sigma] = \frac{\text{См}}{\text{м}}$.

Закон Ома для неоднорідної ділянки кола

Розглянемо неоднорідну ділянку кола, яка містить джерело електрорушійної сили (ЕРС) (рисунок 6.6, [12]).

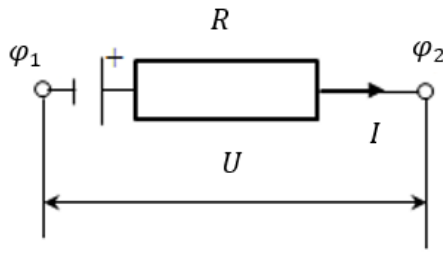


Рисунок 6.6 – Неоднорідна ділянка кола

За законом Ома для неоднорідної ділянки кола, загальний струм I , що протікає через цю ділянку, можна виразити через напругу $U = \varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2)$ і сумарний опір R , враховуючи вплив джерела ЕРС

$$I = \frac{\varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R},$$

де ε – електрорушійна сила (ЕРС);

R – сумарний опір ділянки кола.

Для неоднорідних ділянок кола опір може залежати не лише від матеріалу провідника, але й від наявності джерела ЕРС, яке додатково впливає на поведінку струму в колі.

Закон Ома для повного (замкненого) кола.

При з'єднанні неоднорідної ділянки кола ідеальним провідником утворюється замкнуте коло, в якому потенціали φ_1 і φ_2 вирівнюються, тобто $\varphi_1 = \varphi_2$ (рисунок 6.7, [13]).

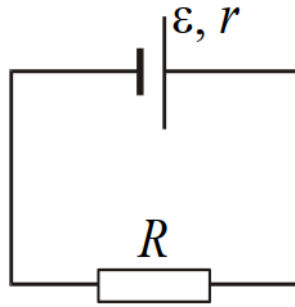


Рисунок 6.7 – Замкнене електричне коло

Сила струму I в замкненому електричному колі пропорційна електрорушійній силі (ЕРС) джерела ε і обернено пропорційна сумі опорів цього кола

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r},$$

де ε – ЕРС джерела струму;

R – опір зовнішнього кола;

r – внутрішній опір джерела струму.

Якщо опір зовнішнього кола $R = 0$, то маємо випадок **короткого замикання**

$$I = \frac{\varepsilon}{r_{max}},$$

де r_{max} – максимальний внутрішній опір джерела струму.

Якщо $R = \infty$ (**розімкнене коло**), то струм в колі дорівнює нулю, тобто

$$I = 0.$$

Закон Ома в диференціальній формі

Для отримання закону Ома для однорідної ділянки кола в диференціальній формі скористаємося такими виразами:

1 Сила струму I через густину струму j

$$I = jS.$$

2 Напруга на кінцях провідника U через напруженість поля E

$$U = El.$$

3 Опір провідника R через питомий опір ρ , довжину l і площу поперечного перерізу S

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

Підставимо ці вирази в закон Ома $I = \frac{U}{R}$, отримуємо

$$jS = \frac{El}{\rho \frac{l}{S}},$$

після скорочення

$$j = \frac{E}{\rho}.$$

Враховуючи, що питома електропровідність σ визначається як обернена величина питомого опору ρ (тобто $\sigma = \frac{1}{\rho}$), можемо записати закон Ома в диференціальній формі

$$\vec{j} = \sigma \vec{E},$$

де $\vec{E}$ – напруженість електричного поля.

6.4 Послідовне та паралельне з'єднання провідників

У разі послідовного з'єднання провідників кінці провідників з'єднуються так, що кінець попереднього провідника з'єднується з початком наступного, і між провідниками струм не розгалужується (рисунок 6.8, [10]).

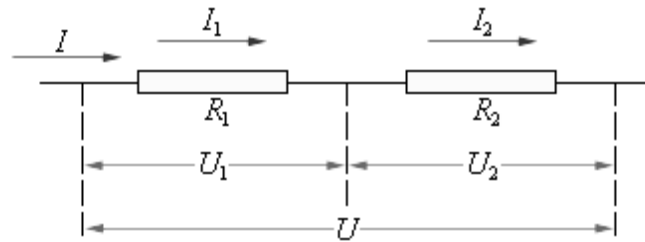


Рисунок 6.8 – Послідовне з'єднання провідників

Сила струму в усіх провідниках однакова

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n = I.$$

Напруга на всіх ділянках кола є сумою напруг, що припадають на кожен провідник

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n.$$

Повний опір послідовно з'єднаних провідників дорівнює сумі їхніх опорів

$$R = \sum_{i=1}^n R_i,$$

де R_i – опір i -го провідника;

n – кількість провідників.

У разі паралельного з'єднання провідників сила струму в незаглушеній частині кола дорівнює сумі струмів, що течуть через розгалужені ділянки кола (рисунок 6.9, [10]).

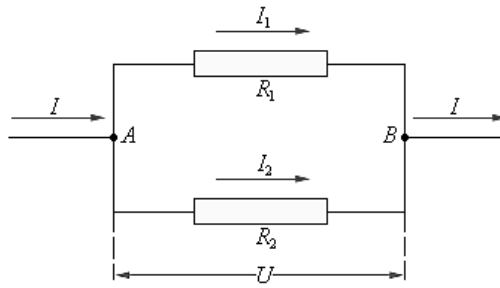


Рисунок 6.9 – Паралельне з'єднання провідників

Сума струмів в розгалужених ділянках

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n.$$

Напруга на кожному з паралельних з'єднаних провідників однакова:

$$U_1 = U_2 = \dots = U_n = U.$$

Відповідно, загальний опір паралельно з'єднаних провідників визначається як обернене значення суми обернених опорів кожного провідника

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i},$$

де R_i – опір кожного з паралельних провідників;

n – кількість провідників у паралельному з'єднанні.

6.5 Робота струму. Закон Джоуля-Ленца

Розглянемо довільну ділянку кола, до кінців якої прикладена напруга U . За час dt крізь поперечний переріз провідника проходить заряд $dq = Idt$. Сили електричного поля, здійснюють роботу

$$dA = Udq = IUdt.$$

За час t виконується робота

$$A = IU \int_0^t dt = IUt,$$

або

$$A = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t.$$

Робота, що виконується електричним полем перенесенням зарядів по провіднику, витрачається на нагрівання провідника. Це відбувається через те, що заряди (електрони) при своєму русі співударяються з іонами кристалічної решітки, передаючи їм енергію, зумовлену поступальним рухом уздовж напрямку електричного поля. У результаті цього процесу в провіднику виділяється кількість теплоти

$$Q = I^2 R dt,$$

де Q – кількість теплоти, що виділяється на ділянці кола за час dt .

Одиницею вимірювання кількості теплоти в SI є джоуль: $[Q] = \text{Дж}$.

Якщо сила струму змінюється з часом, кількість теплоти, що виділяється, визначається інтегруванням

$$Q = \int_1^2 I^2 R dt.$$

Ця формула носить назву закону Джоуля-Ленца в інтегральній формі.

Кількість теплоти, що виділяється в одиниці об'єму провідника за одиницю часу, називається питомою потужністю. Її можна визначити як

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \frac{I^2 R dt}{S dl \cdot dt} = \frac{I^2 \rho \frac{dl}{S}}{S dl} = \rho \frac{I^2}{S^2} = \rho j^2,$$

де S – площа поперечного перерізу провідника;

ρ – питомий опір провідника;

j – густина струму.

Отже,

$$w = \rho j^2 = \sigma E^2,$$

де σ – електропровідність провідника;

E – напруженість електричного поля.

Це формулювання закону Джоуля-Ленца в диференціальній формі.

6.6 Потужність електричного струму. ККД джерела

Потужність електричного струму — це фізична величина, що визначає швидкість виконання роботи струму

$$P = \frac{dA}{dt},$$

де A – робота;

t – час.

Одиницею вимірювання потужності в SI є ват [1]: $[P] = \frac{Дж}{с} = Вт$.

Потужність можна також виразити через параметри кола

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

де I – сила струму;

U – напруга;

R – опір.

Джерело струму виконує роботу з переміщення електричних зарядів у замкненому колі, яка поділяється на **корисну** і **повну**.

Корисна робота – робота, яку здійснює джерело з переміщення зарядів у зовнішньому колі

$$A_k = qU = IUt = I^2 R t,$$

де q – заряд, перенесений у зовнішньому колі;

U – напруга на зовнішньому опорі R .

Повна робота – робота джерела з переміщення зарядів у всьому колу

$$A_{\pi} = q\varepsilon = I\varepsilon t = I^2(R + r)t,$$

де ε – електрорушійна сила джерела;

r – внутрішній опір джерела.

Корисна потужність визначається роботою на зовнішньому опорі R

$$P_a = \frac{A_k}{t} = I^2 R t.$$

Повна потужність джерела струму

$$P = \frac{A_{\pi}}{t} = I^2(R + r).$$

Коефіцієнт корисної дії (ККД) джерела струму η визначається як відношення корисної потужності до повної

$$\eta = \frac{A_K}{A_{\Pi}} = \frac{P_a}{P} = \frac{I^2 R}{I^2 (R+r)} = \frac{R}{R+r}.$$

З'ясуємо, за якого опору зовнішньої ділянки корисна потужність максимальна

$$P_a = I^2 R = \frac{\varepsilon^2 R}{(R+r)^2}.$$

Максимум P_a визначається умовою

$$\frac{dP_a}{dR} = \varepsilon^2 \frac{(R+r)^2 - 2(R+r)R}{(R+r)^4} = \frac{R+r-2R}{(R+r)^3} \varepsilon^2 = 0,$$

звідки $R = r$.

Максимальна корисна потужність

$$P_{a(max)} = \frac{\varepsilon^2}{4r}.$$

Умова $R = r$ є умовою узгодження джерела та навантаження (рисунок 6.10, [13]).

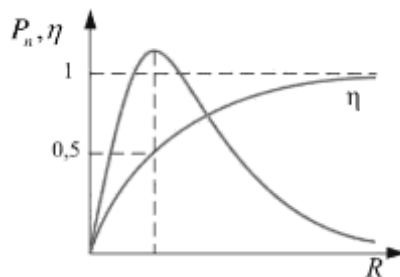


Рисунок 6.10 – Залежність корисної потужності та ККД від опору

За цієї умови коефіцієнт корисної дії (ККД) джерела дорівнює

$$\eta = \frac{r}{r + r} = 0,5.$$

Це означає, що половина загальної потужності буде корисною. Максимальна загальна потужність джерела досягається при $R=0$ (коротке замикання), але в цьому випадку корисна потужність $P_a=0$. Найбільша корисна потужність спостерігається при узгодженні опорів $R=r$.

6.7 Правила Кірхгофа для розгалуженого кола

Розгалужене коло – це електрична мережа, що складається з двох або кількох замкнених кіл, з'єднаних між собою в окремих точках, і мають спільні ділянки. Такі кола можуть містити різноманітні елементи, такі як резистори, джерела струму або напруги, які утворюють складну структуру з кількома шляхами для струму.

У розгалужених колах важливими є правила, що визначають співвідношення між струмами та напругами в різних частинах мережі. Одним із основних інструментів для аналізу таких кіл є **правила Кірхгофа**, які дають змогу знаходити невідомі струми і напруги. Перше правило Кірхгофа, також відоме як правило вузлів, стосується точок, де струми з різних шляхів зустрічаються.

Вузлом називається точка розгалуженого кола, в якій сходяться не менше трьох провідників, через які протікають струми (рисунок 6.11, [10])

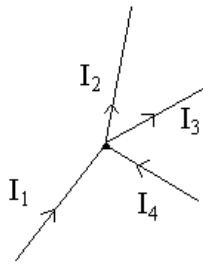


Рисунок 6.11 – Вузол

Перше правило Кірхгофа стверджує, що алгебраїчна сума всіх струмів, які сходяться у вузлу, дорівнює нулю

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0,$$

де I_i – струм, що протікає через i -й провідник;

n – кількість струмів, що сходяться у вузлу.

Важливою умовою є те, що струми, які входять у вузол, вважаються позитивними, а струми, які виходять, — негативними. Це дає змогу визначити напрямок струму та правильно скласти рівняння для аналізу мережі (рисунок 6.11)

$$I_1 - I_2 - I_3 + I_4 = 0.$$

Перше правило Кірхгофа є наслідком закону збереження електричного заряду, оскільки струм, що входить у вузол, має дорівнювати струму, що виходить, що забезпечує збереження електричного потоку в мережі.

Друге правило Кірхгофа (правило контурів) стосується замкнених контурів у розгалужених колах. Воно стверджує, що в будь-якому замкненому контурі алгебраїчна сума спадів напруги на всіх ділянках цього

контура дорівнює алгебраїчній сумі електрорушійних сил (ЕРС), які діють у цьому контурі

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

де I_i – сила струму на i -й ділянці;

R_i – активний опір на i -й ділянці;

ε_i – ЕРС джерел струму на i -й ділянці;

n – кількість ділянок, що містять активний опір;

k – кількість джерел струму на всіх ділянках замкненого контура.

Це правило є наслідком закону Ома для замкненого контура і впливає із закону збереження енергії: загальна енергія, що поставляється джерелами струму, має дорівнювати енергії, що втрачається на активних опорах. Отже, друге правило Кірхгофа дає змогу описати енергетичний баланс в електричних колах та застосовується для визначення напруг і струмів у більш складних розгалужених мережах.

Питання до лекції

1 Що таке постійний електричний струм і які його основні характеристики?

2 Що таке сторонні сили в електричному колі, і яку роль відіграє електрорушійна сила (ЕРС)?

3 Сформулюйте закон Ома для однорідної ділянки кола та для повного електричного кола.

4 Чим відрізняється послідовне з'єднання провідників від паралельного, і які формули визначають загальний опір у цих випадках?

5 Як визначається робота електричного струму, і як її можна обчислити?

6 Сформулюйте закон Джоуля-Ленца та поясніть його фізичний зміст.

7 Як визначається потужність електричного струму, і які існують формули для її розрахунку?

8 Що таке ККД джерела струму, і як його можна знайти?

9 Сформулюйте перше і друге правило Кірхгофа та поясніть їхнє застосування в розгалужених електричних колах.

Лекція 7. МАГНІТНЕ ПОЛЕ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ

План лекції

7.1 Магнітні явища. Магнітні та географічні полюси Землі.

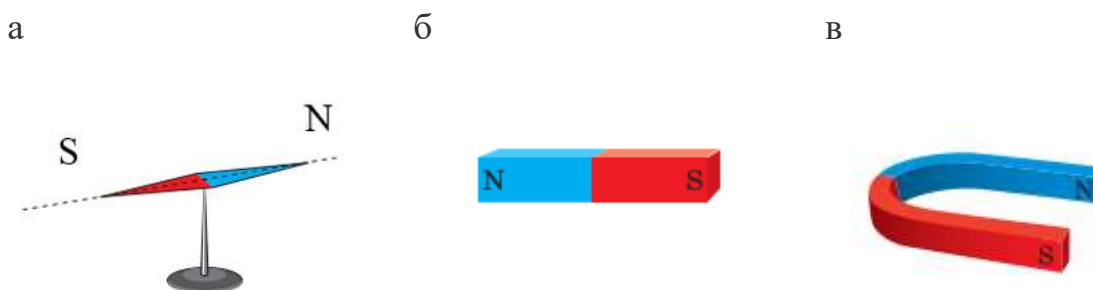
7.2 Досліди Гільберта й Ерстеда.

7.3 Характеристики магнітного поля. Силкові лінії магнітних полів магнітів різної форми. Напруженість магнітного поля.

7.4 Магнітний момент контура зі струмом. Поведінка контура зі струмом у зовнішньому магнітному полі.

7.1 Магнітні явища. Магнітні та географічні полюси Землі

Магнітні явища відомі людству з глибокої давнини. До них відносяться: винахід компасу в стародавньому Китаї, спостереження незвичайної поведінки залізних предметів поблизу родовищ корисних копалин. На той час вже було відомо, що існують так звані «постійні» магніти – зразки з магнітних матеріалів у формі стрілки, бруска, підкови, які здатні тривалий час зберігати у своєму об'ємі магнітне поле. Це поле розташовується між північним N і південним S магнітними полюсами (рисунок 7.1, [2, 3]).



а – магнітна стрілка; б – штабовий магніт; в – підковоподібний магніт

Рисунок 7.1 – Постійні магніти

Наша планета Земля теж є величезним магнітом, вона має магнітне поле, яке ми виявляємо за допомогою стрілки компаса. Магнітні полюси Землі знаходяться неподалік перетину поверхні з віссю обертання. Географічно це Південний та Північний полюси. Саме тому стрілка в компасі, яка теж є магнітом, взаємодіє з Землею. Вона орієнтується у такий спосіб, що один кінець вказує на північний полюс, а інший – на південний (рисунок 7.2, [2]).

Той, що вказує на північний полюс Землі, окреслили N, що означає «north» – у перекладі з англійської «північ». А той, що вказує на південний полюс Землі – S, що означає «south» – у перекладі з англійської «південь». Оскільки притягуються різноименні полюси магнітів, то північний полюс стрілки вказує на Південний магнітний полюс Землі (рисунок 7.3, [3]).

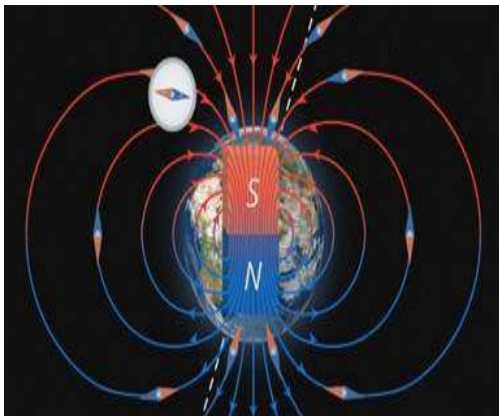


Рисунок 7.2 – Орієнтація стрілки компаса у магнітному полі Землі

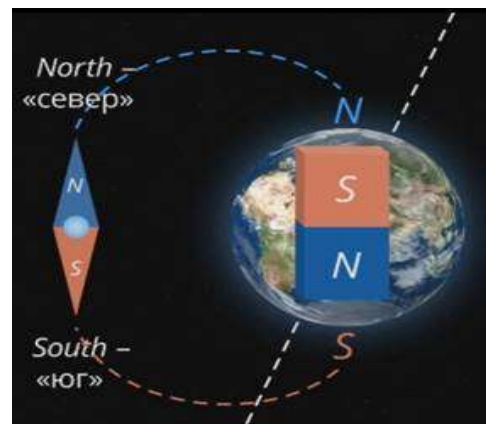


Рисунок 7.3 – Розташування магнітної стрілки компаса щодо магнітних полюсів Землі

Виходить, що південний магнітний полюс знаходиться біля північного географічного. І навпаки, північний магнітний знаходиться біля південного географічного полюса Землі.

7.2 Досліди Гільберта й Ерстеда

Перше систематичне вивчення магнітних явищ було здійснено Гільбертом у 1600 році. Він зробив досліди з поділу постійного магніту на S і N полюси. Але йому це не вдалося: будь-який, навіть крихітний магніт, мав одночасно обидва полюси. В результаті проведених дослідів Гільберт зробив важливий висновок: **у природі не існує магнітного заряду** (протилежно до **електричного**, який існує).

У 1820 році датський вчений Ерстед виявив, що магнітна стрілка взаємодіє з провідником, по якому тече електричний струм (рисунок 7.4, [3]).

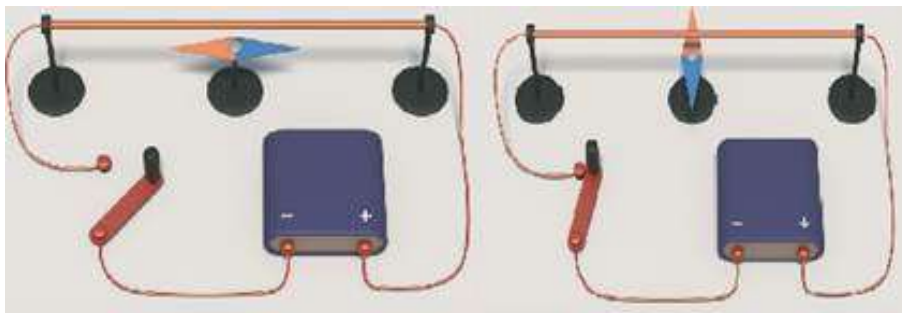


Рисунок 7.4 – Дослід Ерстеда

Якщо замість провідника у штативі помістити нерухомий електричний заряд (наприклад, кульку бузини), то в такому електричному колі струм не виникає. На підставі дослідів Ерстеда було зроблено висновок: **магнітне поле створюється тільки рухомими зарядами.**

7.3 Характеристики магнітного поля. Силкові лінії магнітних полів магнітів різної форми. Напруженість магнітного поля

Для кількісного опису магнітних явищ запровадили **силову характеристику магнітного поля $\vec{B}$** (аналог **силової характеристики**

електричного поля $\vec{E}$). Векторна величина $\vec{B}$, яка кількісно характеризує магнітне поле у певній точці простору, називається **магнітною індукцією**. Одиницею вимірювання магнітної індукції в системі SI є Тесла [1]: $[B] = \text{Тл}$.

Напрямок магнітної індукції поля $\vec{B}$ визначається за аналогією з моделлю електростатики, в якій поле характеризується дією на пробний заряд, що покоїться. Тільки тут як «пробний елемент» використовується магнітна стрілка. Повну та наочну картину магнітного поля можна отримати, якщо побудувати так звані **силові лінії магнітного поля** – це лінії, напрямки яких у кожній точці магнітного поля збігаються з напрямком вектора $\vec{B}$ в цих точках (рисунок 7.5, [3]).

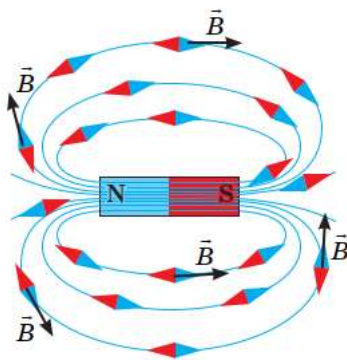


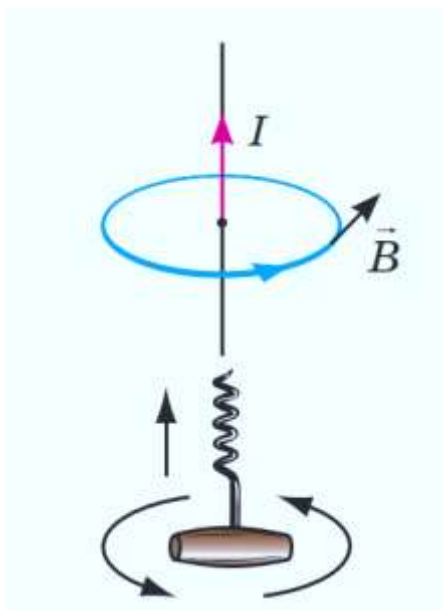
Рисунок 7.5 – Розташування магнітної стрілки в магнітному полі

Ці лінії показують напрямок вектора магнітної індукції (тобто напрямки полюса N магнітної стрілки) у кожній точці простору. Зі свого боку, напрямки вектора $\vec{B}$ визначають за **правилом свердлика**: якщо вкручувати свердлик за напрямком струму в провіднику, то напрямки обертання ручки свердлика покаже напрямки ліній магнітного поля струму.

Правило свердлика має такий зміст: при вкручуванні вістря свердлика вздовж напрямку струму – рукоятка обертатиметься за напрямком вектора $\vec{B}$

(рисунок 7.6 а, [6]). Цей рисунок відповідає випадку, коли струм тече по прямолінійному провіднику. Якщо струм тече по коловому витку (рисунок 7.6 б, [6]), то обертання рукоятки відповідає напрямку струму, а переміщення свердлика – напрямку ліній магнітного поля.

а



б

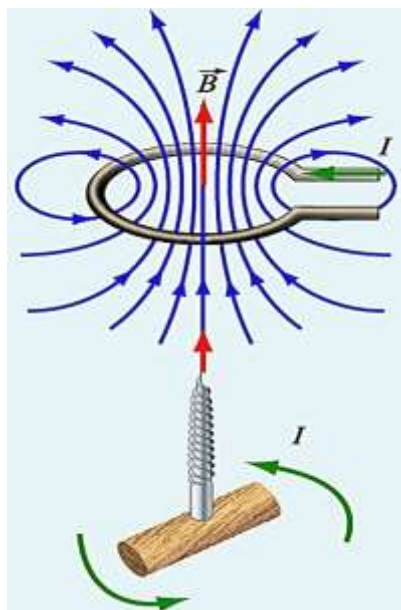


Рисунок 7.6 – Правило свердлика: для провідника зі струмом (а);
для колового витка зі струмом (б)

Магнітне поле існує у кожній точці, але лінії ми зображуємо на певній відстані одна від одної. Такий спосіб зображення магнітного поля використовується аналогічно лініям напруженості електричного поля (рисунок 7.7, [7]).

Чим щільніше намальовані лінії – тим більше модуль магнітної індукції у цій ділянці простору. Силкові лінії виходять із північного полюса магніту і входять до південного полюса. Всередині магніту силкові лінії поля також продовжуються. На відміну від силових ліній електричного поля, які починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних, силкові лінії магнітного поля замкнені (рисунок 7.8, [7]).

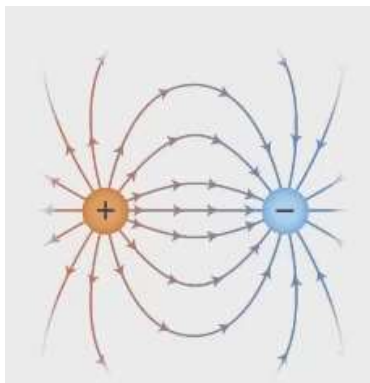


Рисунок 7.7 – Силіві лінії
електричного поля

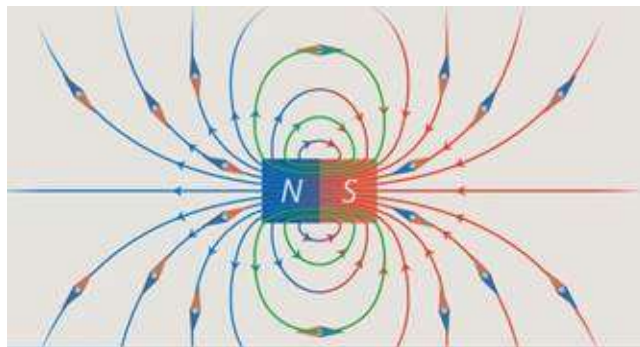
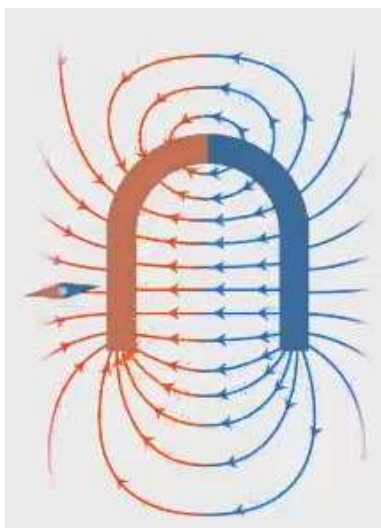


Рисунок 7.8 – Силіві лінії магнітного
поля

За допомогою магнітної стрілки, у такий спосіб, можна отримати картину силових ліній різних магнітних полів. На рисунку 7.9 надані картини силових ліній магнітного поля постійних магнітів різної геометричної форми [6]: підковоподібного (а) та штабового (б).

Існує також характеристика магнітного поля, яка не залежить від властивостей середовища, що оточує провідник, – **напруженість магнітного поля $\vec{H}$** .

а



б

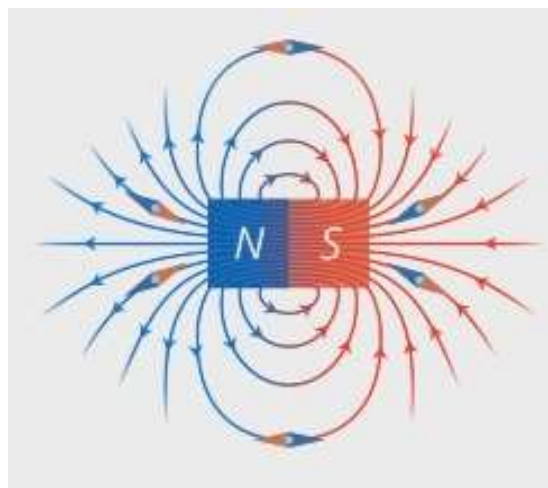


Рисунок 7.9 – Силіві лінії магнітного поля постійного магніту:
підковоподібного (а), штабового (б)

Напруженістю $\vec{H}$ магнітного поля називається вектор, що характеризує магнітне поле у певній точці простору, яке створює провідник зі струмом.

Одиницею вимірювання напруженості в системі SI є ампер на метр [1]: $[H] = A/m$.

Зв'язок між $\vec{B}$ та $\vec{H}$ визначається формулою:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}. \quad (7.1)$$

Поле, силові лінії якого замкнені, називається **вихровим** полем. Магнітне поле є вихровим. На відміну від магнітного, електростатичне поле є потенційним. Принципова відмінність вихрових і потенційних полів у тому, що робота потенційного поля на будь-якому замкненому шляху дорівнює нулю, для вихрового поля це не так.

7.4 Магнітний момент контура зі струмом. Поведінка контура зі струмом у зовнішньому магнітному полі

Магнітне поле проявляється за своєю дією на заряди, що рухаються. Щоб визначити, чи існує поле в певній точці, використовують пробний контур зі струмом (рисунок 7.10, [7]).

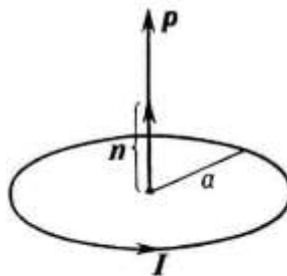


Рисунок 7.10 – Магнітний момент контура зі струмом

Поле певним чином орієнтує поміщений у нього контур, тобто нормаль $\vec{n}$ до контура встановлюється у певному напрямку (за правилом свердлика). В результаті виникає магнітний момент $\vec{p}_m$ – векторна величина, спрямована вздовж осі витка зі струмом у той же бік, що і вектор магнітної індукції $\vec{B}$ певного поля. Магнітний момент контура зі струмом визначається за формулою

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}. \quad (7.2)$$

У скалярному вигляді

$$p_m = IS. \quad (7.3)$$

Одиницею вимірювання магнітного моменту у системі SI є ампер на квадратний метр: $[p_m] = \text{A} \cdot \text{м}^2$.

При внесенні контура зі струмом (або рамки зі струмом) в магнітне поле на нього починає діяти пара сил. У результаті їхньої дії виникає обертальний момент $\vec{M}$, який створює орієнтовний вплив на контур. У результаті контур (рамка) встановлюється так, що напрямки зовнішньої нормалі $\vec{n}$ та векторів $\vec{p}_m$ і $\vec{B}$ співпадають (рисунок 7.11, [13]).

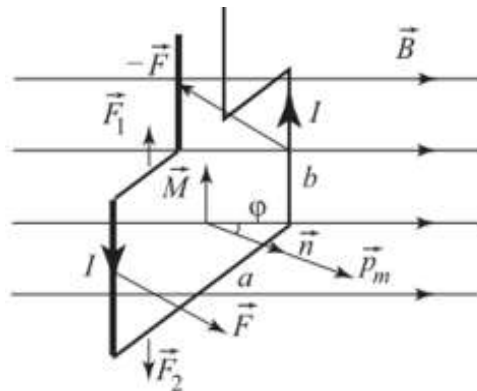


Рисунок 7.11 – Прямокутна рамка зі струмом у магнітному полі

Якщо зовнішнє поле однорідне ($B = \text{const}$ та $p_m = \text{const}$), то на контур діє тільки обертальний (крутний) момент. Якщо зовнішнє поле неоднорідне, то дія пари сил призводить не тільки до виникнення крутного моменту, але і до втягування контура в область сильнішого поля (рисунок 7.12, [13]). Напрямок обертального (крутного) моменту визначається за правилом векторного добутку.

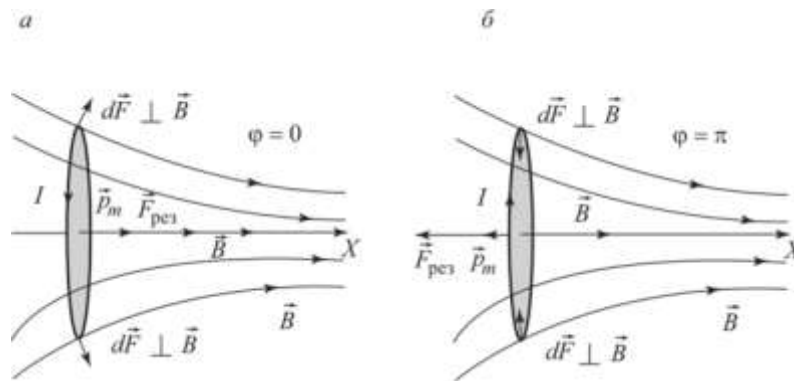


Рисунок 7.12 – Виток зі струмом у неоднорідному магнітному полі (а);
виток втягується в область сильнішого поля (б)

Крутний момент $\vec{M}$ зв'язан зі $\vec{p}_m$ і $\vec{B}$ співвідношенням

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]. \quad (7.4)$$

У скалярному вигляді

$$M = p_m B \sin \varphi. \quad (7.5)$$

Одиницею вимірювання обертального (крутного) моменту в системі SI є Ньютон на метр [1]: $[M] = \text{Н} \cdot \text{м}$.

Звідси можна вивести **фізичний зміст вектора $\vec{B}$** : це вектор, напрямок якого визначається рівноважним напрямком додатній зовнішній нормалі до пробного контура зі струмом.

Питання до лекції

1 У чому полягав дослід Гільберта і який висновок він зробив про магнетизм Землі?

2 Який зв'язок між електричним струмом і магнітним полем показав дослід Ерстеда?

3 Назвіть основну характеристику магнітного поля. Яким об'єктом створюється магнітне поле?

4 Які основні властивості силових ліній магнітного поля?

5 Вкажіть правильний напрямок вектора $\vec{B}$ (вказати номер вектора).

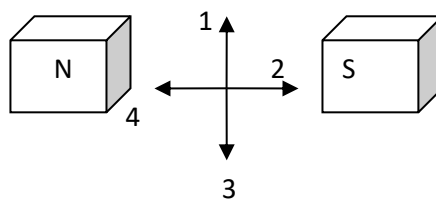


Рисунок 7.13 – До питання 5

6 У чому полягає правило свердлика? Зробіть пояснювальний рисунок.

7 Як визначити напрямок вектора магнітної індукції $\vec{B}$ у соленоїді?

8 Що таке магнітний момент контура зі струмом? Які одиниці вимірювання магнітного моменту контура в системі SI?

9 Що таке обертальний момент, який діє на контур зі струмом у магнітному полі? Які одиниці вимірювання обертального моменту в системі SI?

10 У чому полягає фізичний зміст магнітної індукції?

Лекція 8. МАГНІТНЕ ПОЛЕ ПРОВІДНИКІВ РІЗНОЇ КОНФИГУРАЦІЇ

План лекції

- 8.1 Закон Біо – Савара – Лапласа.
- 8.2 Магнітне поле прямого струму.
- 8.3 Магнітне поле колового струму.
- 8.4 Магнітне поле соленоїда.

8.1 Закон Біо – Савара – Лапласа

Дослідним шляхом, змінюючи силу струму та відстань від провідника, вченими Біо та Саваром було встановлено, що величина магнітної індукції $\vec{B}$ прямо пропорційна силі струму I та обернено пропорційна величині відстані від провідника $\vec{r}$. Також було показано, що для магнітних полів, як і для електричних, справедливий принцип суперпозиції: магнітну індукцію поля $\vec{B}$, створюваного будь-яким джерелом струму в певній точці простору, можна представити як векторну суму магнітних індукцій полів $d\vec{B}$, створюваних елементарними ділянками струму довжиною $d\vec{l}$ (рисунок 8.1, [4]).

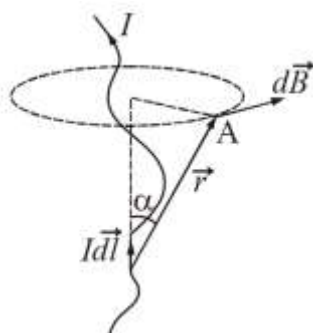


Рисунок 8.1 – Закон Біо – Савара – Лапласа

Лаплас узагальнив результати експериментів Біо та Савара у вигляді диференціального закону

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 I [d\vec{l}, \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (8.1)$$

де $d\vec{B}$ – елементарна магнітна індукція елементу dl провідника зі струмом I ;

α – кут між векторами $\vec{r}$ і $d\vec{l}$;

μ – магнітна проникність середовища, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнітна стала.

Для вакууму та повітря $\mu = 1$. Враховуючи властивості векторного добутку, напишемо цей вираз у скалярному вигляді

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I dl \sin\alpha}{4\pi r^2}. \quad (8.2)$$

Проінтегрувавши (8.2), отримуємо

$$B = \int_L dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{I \sin\alpha dl}{r^2}. \quad (8.3)$$

8.2 Магнітне поле прямого струму

Застосуємо закон Біо – Савара – Лапласа для розрахунку магнітних полів найпростіших струмів. Розглянемо магнітне поле прямого струму [14]. Оскільки усі вектори $d\vec{B}$ від довільних елементарних ділянок $d\vec{l}$ мають однаковий напрямок, то додавання векторів можна замінити додаванням їхніх модулів (за принципом суперпозиції). Нехай точка, в якій визначається магнітне поле, знаходиться на відстані b від провідника (рисунок 8.2, [12]).

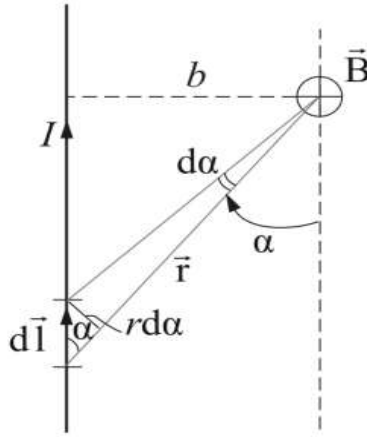


Рисунок 8.2 – Магнітне поле, створене прямолінійним провідником зі струмом

З рисунка 8.2 бачимо:

$$r = \frac{b}{\sin \alpha}; dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{b d\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

Підставивши знайдені значення r і dl до закону Біо – Савара – Лапласа, отримаємо:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I b d\alpha \sin \alpha \sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha b^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \sin \alpha d\alpha.$$

Для провідника кінцевої довжини кут α змінюється від α_1 до α_2 , тому

$$B = \int_L dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2), \quad (8.4)$$

де r – довжина перпендикуляру, проведеного з точки, де треба визначити магнітну індукцію $\vec{B}$, на напрямок провідника;

α_1 і α_2 – кути між напрямками струму у провіднику та напрямком на певну точку в началі та наприкінці провідника.

У випадку **провідника нескінченної довжини** очевидно, що у вираз (8.4) треба підставити значення $\alpha_1 = 0^\circ, \alpha_2 = 180^\circ$. Отже,

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi b} (\sin 0^\circ - \sin 180^\circ) = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi b}. \quad (8.5)$$

Лінії магнітної індукції $\vec{B}$ прямого струму являють собою систему концентричних кіл – ліній $\vec{B}$, що охоплюють струм I , густина якого $\vec{j}$ (рисунок 8.3, [7]).

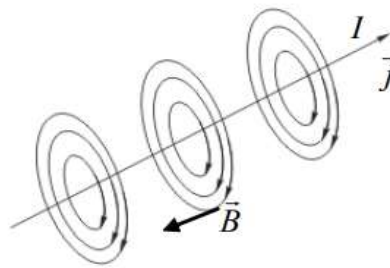


Рисунок 8.3 – Лінії вектора $\vec{B}$ прямого струму

8.3 Магнітне поле колового струму

Розглянемо магнітне поле, створюване струмом, що тече по тонкому дроту, що має форму кола радіуса R (коловий струм). Визначимо магнітну індукцію у центрі колового струму. Кожен елемент струму $d\vec{l}$ створює у центрі індукцію $d\vec{B}$, спрямовану вздовж позитивної нормалі до контура. Тому із формули закону Біо – Савара – Лапласа (8.2) отримаємо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I dl}{4\pi R^2},$$

де $r = R$, R – радіус витка, створеного провідником зі струмом;

α – кут між $\vec{r}$ та $Id\vec{B}$ (рисунок 8.4, [8]).

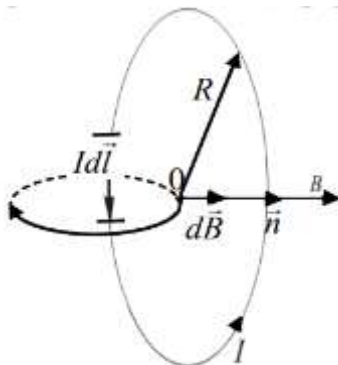


Рисунок 8.4 – Магнітне поле, створене провідником, що має форму кола

Проінтегруємо цей вираз по всьому контуру:

$$B = \int_L dB = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi R^2} 2\pi R = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}.$$

Отже, магнітна індукція у центрі витка зі струмом:

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}. \quad (8.6)$$

8.4 Магнітне поле соленоїда

Якщо довгий провідник, по якому тече струм, згорнути в пружину, то цей пристрій буде являти собою безліч витків. Такий пристрій називається котушкою або **соленоїдом** (рисунок 8.5, [6]).

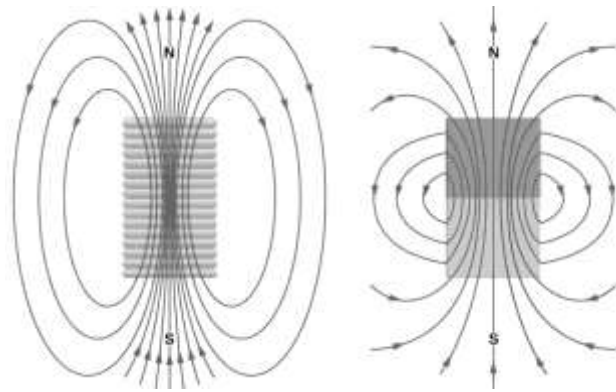


Рисунок 8.5 – Магнітні властивості котушки та постійного магніту

Один бік котушки грає роль північного полюса магніту, а інший бік – південного полюса. Такий пристрій широко застосовується в техніці, тому що ним можна керувати: він стає магнітом тільки при включенні струму в котушці.

Поле всередині соленоїда дуже сильне та однорідне. Напрямок магнітного поля всередині соленоїда визначається за правилом свердлика, як для поля всередині одного витка (рисунок 8.6, [7]).

Формула для визначення модуля $\vec{B}$:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} nI (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2), \quad (8.7)$$

де $n = \frac{N}{L}$ – кількість витків на одиницю довжини соленоїда.

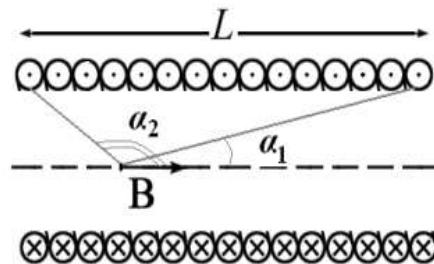


Рисунок 8.6 – Визначення магнітного поля соленоїда

Для соленоїда нескінченної довжини

$$B = \mu\mu_0 nI. \quad (8.8)$$

Питання до лекції

- 1 Запишіть формулу закону Біо – Савара – Лапласа у загальному вигляді та зробіть відповідний рисунок.
- 2 Запишіть вирази (8.1), (8.2), (8.3) для напруженості магнітного поля $\vec{H}$.
- 3 Запишіть формулу закону Біо – Савара – Лапласа для прямолінійного провідника зі струмом та зробіть відповідний рисунок.
4. Запишіть формулу закону Біо – Савара – Лапласа для колового провідника зі струмом та зробіть відповідний рисунок.
- 5 Запишіть формулу для визначення магнітної індукції для соленоїда (розгляньте два випадки).
- 6 Як змінюється магнітне поле всередині та зовні колового струму?
- 7 Які фактори впливають на величину магнітного поля всередині соленоїда?
- 8 Як залежить магнітна індукція всередині довгого соленоїда від сили струму та кількості витків на одиницю довжини?
- 9 Чим відрізняються магнітні поля прямолінійного провідника, колового струму та соленоїда?

Лекція 9. СИЛИ У МАГНЕТИЗМІ

План лекції

- 9.1 Дія магнітного поля на провідник зі струмом. Сила Ампера.
- 9.2 Взаємодія двох паралельних нескінченно довгих провідників зі струмами.
- 9.3 Дія магнітного поля на рухомий заряд. Сила Лоренца.
- 9.4 Рух електричного заряду в магнітному полі. Радіус траєкторії руху заряду. Період і частота обертання.
- 9.5 Використання сили Лоренца.

9.1 Дія магнітного поля на провідник зі струмом. Сила Ампера

На підставі дослідів Ерстеда було встановлено, що навколо провідника, по якому тече струм, виникає магнітне поле. Також магнітне поле впливає на провідник зі струмом, поміщений в магнітне поле. Величина та напрямок цієї сили визначається за **законом Ампера**.

На елемент провідника $d\vec{l}$ зі струмом I , що знаходиться у магнітному полі $\vec{B}$, діє елементарна сила $d\vec{F}_A$, яка має назву **сила Ампера**. Вона визначається за формулою

$$d\vec{F}_A = I[d\vec{l}, \vec{B}]. \quad (9.1)$$

У скалярному вигляді

$$dF_A = IdlB\sin\alpha. \quad (9.2)$$

Напрямок сили Ампера $d\vec{F}_A$ визначається за правилом векторного добутку, яке зручно запам'ятати за допомогою **правила лівої руки**

(рисунок 9.1, [9]: якщо чотири пальці розташувати у напрямку струму так, щоб лінії вектора $\vec{B}$ входили в долонь, то відігнутий на 90° великий палець покаже напрям сили Ампера.

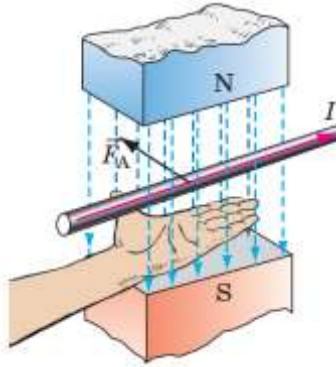


Рисунок 9.1 – Використання правила лівої руки в законі Ампера

Для знаходження сили, яка діє на весь провідник, проінтегруємо вираз (9.2)

$$F_A = \int_L dF_A = \int_0^L I dl B \sin \alpha = IB \sin \alpha \int_0^L dl = Il B \sin \alpha. \quad (9.3)$$

Отже,

$$F_A = Il B \sin \alpha. \quad (9.4)$$

Значення сили Ампера залежить від взаємного розташування провідника та ліній магнітної індукції $\vec{B}$ (рисунок 9.2, [15]).



Рисунок 9.2 – Визначення сили Ампера

З (9.4) можна вивести **фізичний зміст** вектора $\vec{B}$:

$$B = \frac{F_A}{Il \sin \alpha}, \quad (9.5)$$

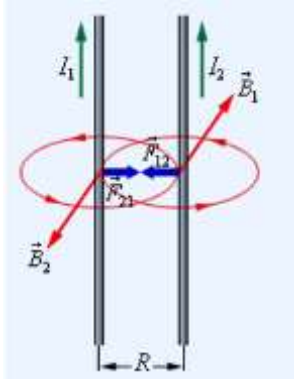
де магнітна індукція $\vec{B}$ чисельно дорівнює силі, яка діє на провідник довжиною l , по якому тече струм I , якщо провідник розташований перпендикулярно до напрямку (тобто $\sin \alpha = 1$).

Сила Ампера виникає в електродвигунах, де магнітні поля створюються електромагнітами – електричними котушками, намотаними на залізні сердечники. У цих приладах виникають магнітні поля величиною 1 – 1,5 Тл.

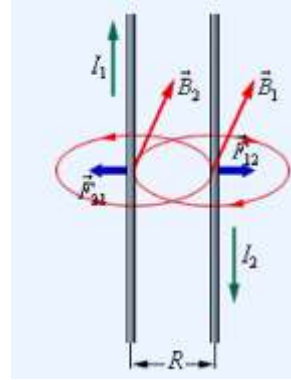
9.2 Взаємодія двох паралельних нескінченно довгих провідників зі струмами

Застосуємо закон Ампера для обчислення сили взаємодії двох довгих прямолінійних провідників зі струмами I_1 та I_2 , що знаходяться на відстані d один від одного (рисунок 9.3, [15]).

а



б



а – струми одного напрямку; б – струми протилежних напрямків

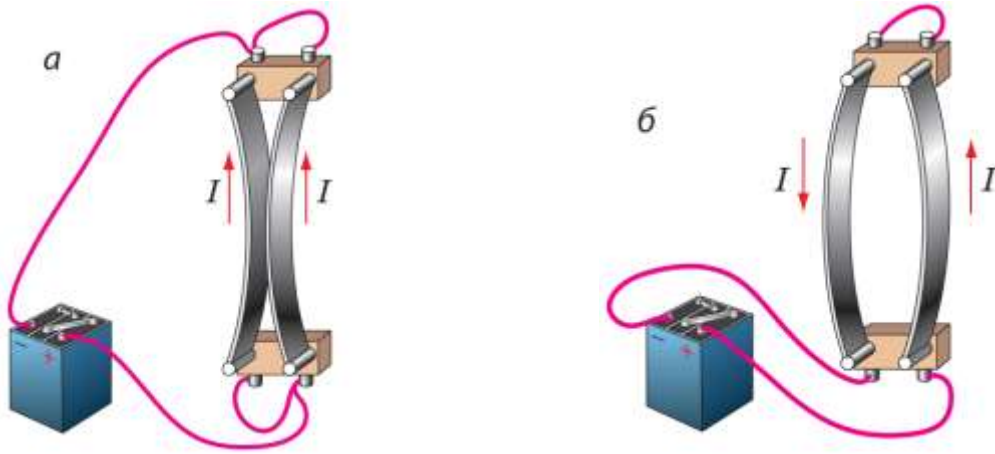
Рисунок 9.3 – Силова взаємодія прямолінійних струмів

Сила взаємодії двох довгих паралельних прямолінійних провідників зі струмами, розрахована на елемент довжини dl провідника, пропорційна добутку сил струмів I_1 та I_2 , що протікають в провідниках, і обернено пропорційна відстані між ними

$$F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \Delta l, \quad (9.6)$$

(згадаємо, що в електростатиці за аналогічним законом взаємодіють дві довгі заряджені нитки). При паралельних струмах сили F_{12} і F_{21} спрямовані назустріч одна одній (притягнення), при антипаралельних струмах – сили F_{12} і F_{21} спрямовані у протилежні боки (відштовхування) (рисунок 9.3).

На рисунку 9.4 поданий дослід, якій демонструє притягнення паралельних струмів та відштовхування антипаралельних [15]. Для цього використовуються дві алюмінієві стрічки, підвішені вертикально поруч одна з одною, у слабо натягнутому стані, паралельно одна одній. Якщо пропускають крізь них постійний струм силою $I \approx 10\text{А}$, стрічки притягуються, а якщо змінюють напрям одного зі струмів на протилежний – відштовхуються.



а – струми одного напрямку; б – струми протилежних напрямків
Рисунок 9.4 – Силова взаємодія довгих прямолінійних провідників
зі струмом

9.3 Дія магнітного поля на рухомий заряд. Сила Лоренца

Розрахуємо силу, яка діє на один заряд, що рухається в магнітному полі, з боку цього поля. У формулу закону Ампера для елемента провідника зі струмом (9.2): $dF_A = IdlB\sin\alpha$ підставимо вираз

$$Idl = jSdl,$$

де j – густина струму;

S – площа перерізу провідника.

Елемент об'єму провідника $dV = Sdl$. Тоді

$$dF_A = jSdlB\sin\alpha = jdVB\sin\alpha.$$

Сила, що діє на одиницю об'єму провідника,

$$\frac{dF_A}{dV} = jB\sin\alpha.$$

Оскільки $j = nqv$, то (9.9) можемо записати:

$$\frac{dF_A}{dV} = nqvB\sin\alpha,$$

де $n = \frac{N}{dV}$ – концентрація зарядів. Тоді

$$dF_A = NqvB\sin\alpha.$$

Сила, яка діє на один заряд, що рухається у магнітному полі, має назву **сила Лоренца** і визначається

$$F_L = \frac{dF_A}{N} = qvB\sin\alpha. \quad (9.7)$$

У векторному вигляді

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (9.8)$$

де q – заряд частинки;

v – її швидкість;

α – кут між векторами $\vec{B}$ та $\vec{v}$.

Напрямок сили Лоренца визначається за правилом векторного добутку, яке зручно запам'ятати за допомогою **правила лівої руки**: якщо ліву руку розташувати так, щоб вектор індукції магнітного поля входив у долонь, а чотири витягнуті пальці вказували напрямок швидкості руху позитивно зарядженої частинки, то відігнутий на 90° великий палець у площині долоні вкаже напрямок сили Лоренца. Для негативної частки чотири витягнуті пальці направляють проти швидкості руху частинки (рисунок 9.5, [10]).

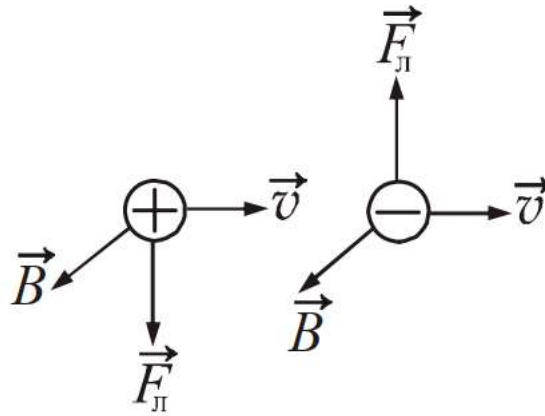


Рисунок 9.5 – Визначення напрямку сили Лоренца для позитивного та негативного зарядів

Якщо заряд рухається одночасно у електричному та магнітному полі, то на нього діють дві сили – Кулонівська та Лоренца.

Кулонівська сила $\vec{F} = q\vec{E}$ прискорює заряд та змінює його енергію. Сила Лоренца не може змінити значення швидкості, а змінює лише її напрям (так відбувається тому, що сила Лоренца перпендикулярна вектору швидкості частинки. Саме тому сила Лоренца **не виконує роботу**). Загальний вираз для одночасного руху частинки у електричному та магнітному полі

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}].$$

Силу Лоренца широко використовують у різних електротехнічних пристроях:

- електронно-променевих трубках старих телевізорів і моніторів;
- прискорювачах заряджених частинок;
- експериментальних установках для здійснення керованої термоядерної реакції;
- МГД-генераторах.

9.4 Рух електричного заряду в магнітному полі. Радіус траєкторії руху заряду. Період і частота обертання

Розглянемо випадки руху зарядженої частинки у магнітному полі.

1 Швидкість $\vec{v}$ зарядженої частинки масою m спрямована вздовж вектора індукції магнітного поля $\vec{B}$. Кут між векторами $\vec{v}$ та $\vec{B}$: $\alpha=0^\circ$, тоді $F_L = 0$.

Отже, сила Лоренца на заряд не діє, тому траєкторія руху частинки – пряма лінія (рисунок 9.6, [10]).

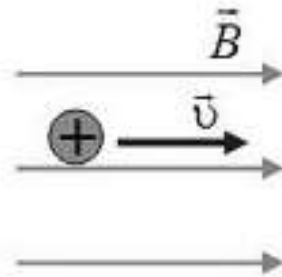


Рисунок 9.6 – Рух частинки у магнітному полі, якщо $\vec{v} \parallel \vec{B}$

2 Швидкість $\vec{v}$ зарядженої частинки масою m перпендикулярна вектору індукції магнітного поля $\vec{B}$. Частинка рухатиметься по колу радіуса R , площина якого перпендикулярна лініям індукції (рисунок 9.7, [10]).

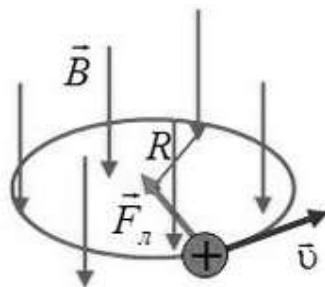


Рисунок 9.7 – Рух частинки у магнітному полі, якщо $\vec{v} \perp \vec{B}$

Тоді другий закон Ньютона можна записати у такому вигляді:

$$F_L = ma_{\text{доц}},$$

де $a_{\text{доц}} = \frac{v^2}{R}$ – доцентрове прискорення. Тоді

$$qvB \sin \alpha = m \frac{v^2}{R}.$$

Після скорочення на v і враховуючи, що $\alpha = 90^\circ$, отримаємо:

$$qB = \frac{mv}{R}.$$

Отже, вираз для радіуса траєкторії руху частинки:

$$R = \frac{mv}{qB}. \quad (9.9)$$

Виразимо з (9.9) кутову швидкість обертання заряду:

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{qB}{m} \quad (9.10)$$

Бачимо, що кутова швидкість не залежить від швидкості руху заряду, а визначається тільки величиною індукції $\vec{B}$ магнітного поля та питомим зарядом частинки $\frac{q}{m}$. Отже, період обертання заряду по колу T також не залежить від швидкості

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi}{v} \cdot \frac{mv}{qB} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (9.11)$$

3 Швидкість $\vec{v}$ зарядженої частинки масою m спрямована під кутом α до вектора індукції магнітного поля $\vec{B}$ ($0^\circ < \alpha < 90^\circ$). Частинка

рухатиметься одночасно в двох напрямках: рівномірно обертається по колу радіуса R та рухається поступово зі швидкістю v_x у напрямку, перпендикулярному площині обертання. Траєкторія частинки – гвинтова лінія, радіус якої R та крок витка h (рисунок 9.8, [10]).

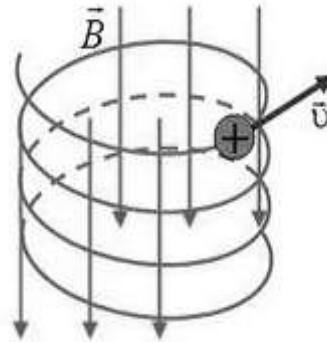
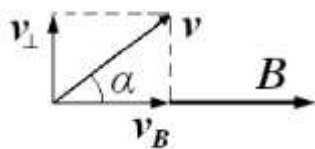


Рисунок 9.8 – Рух частинки у магнітному полі в загальному випадку ($0^\circ < \alpha < 90^\circ$)

Представимо вектор швидкості $\vec{v}$ у проєкціях на вісі (рисунок 9.9).

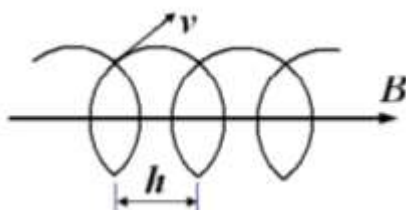


$$v_{\perp} = v \cos \alpha,$$

$$v_B = v \sin \alpha.$$

Рисунок 9.9 – Проєкції вектора $\vec{v}$ на осі x та y

Тоді **крок витка** гвинтової лінії (рисунок 9.10):



$$h = v_x T = \frac{2\pi m v}{q B} \cos \alpha. \quad (9.12)$$

Рисунок 9.10 – Крок витка гвинтової лінії

Радіус витка гвинтової лінії:

$$R = \frac{mv}{qB} \sin \alpha.$$

Питання до лекції

- 1 Яка сила діє на провідник зі струмом у магнітному полі? Запишіть вираз для цієї сили.
- 2 Як взаємодіють два паралельні нескінченно довгі провідники зі струмами? Запишіть формулу для сили їхньої взаємодії.
- 3 Що таке сила Лоренца? Запишіть вираз для неї. Поясніть, як визначити напрямок сили Лоренца для позитивного та негативного зарядів.
- 4 Від чого залежить вигляд траєкторії руху зарядів в магнітному полі? Наведіть всі можливі випадки.
- 5 Запишіть формулу для радіуса траєкторії руху заряду та періоду його обертання у магнітному полі, коли напрямки $\vec{v}$ та $\vec{B}$ перпендикулярні.
- 6 Запишіть формулу для кроку витка гвинтової лінії. Зробіть пояснювальний рисунок.

Лекція 10. МАГНІТНИЙ ПОТІК. ЯВИЩЕ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ІНДУКЦІЇ

План лекції

- 10.1 Поняття магнітного потоку.
- 10.2 Явище електромагнітної індукції. Досліди Фарадея та Ленца.
- 10.3 Закон Фарадея – Ленца. Правило Ленца.
- 10.4 Механізм виникнення ЕРС індукції. Струми Фуко.

10.1 Поняття магнітного потоку

Магнітний потік – це потік магнітної індукції $\vec{B}$, який визначається аналогічно потоку вектора напруженості $\vec{E}$ електростатичного поля. **Елементарним магнітним потоком** $d\Phi_m$ вектора $\vec{B}$ крізь довільну замкнену поверхню, обмежену контуром, площа якого dS , називається скалярний добуток

$$d\Phi_m = (\vec{B}, d\vec{S}) = B_n dS = B dS_n = B dS \cos \alpha. \quad (10.1)$$

Якщо проінтегрувати (10.1), отримаємо вираз для повного магнітного потоку крізь довільну замкнену поверхню S

$$\Phi = \oint_S (\vec{B}, d\vec{S}) = \oint_S B \cos \alpha dS. \quad (10.2)$$

Для випадку, коли поле однорідне, $B = \text{const.}$ Тоді з (10.2)

$$\Phi = \oint_S B \cos \alpha dS = B S \cos \alpha. \quad (10.3)$$

У системі СІ одиницею виміру магнітного потоку є Вебер: $[\Phi] = \text{Вб}$.

Слід особливо зазначити, що α – кут між векторами $\vec{B}$ і нормаллю $\vec{n}$ до площадки S (рисунок 10.1, [7]).

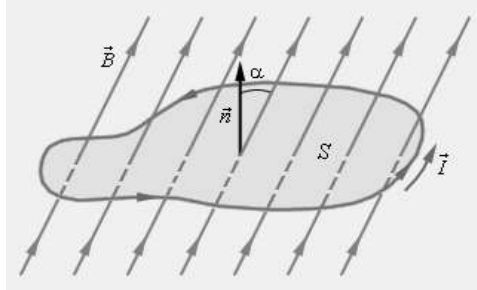


Рисунок 10.1 – Визначення магнітного потоку

Розглянемо можливі випадки розташування цих векторів та відповідного значення магнітного потоку:

1 $(0^\circ < \alpha < 90^\circ)$. Магнітний потік визначається звичайно:
 $\Phi = BS \cos \alpha$.

2 $\alpha = 0^\circ$. Магнітний потік: $\Phi = BS$.

3 $\alpha = 90^\circ$. Магнітний потік через поверхню не існує: $\Phi = 0$.

10.2 Явище електромагнітної індукції. Досліди Фарадея та Ленца

Явище електромагнітної індукції полягає в тому, що в замкненому провідному контурі виникає електричний струм при зміні потоку магнітної індукції через поверхню, обмежену цим контуром. Цей струм називається **індукційним**.

Найбільше значення для теорії електромагнетизму мають два досліди, проведені Фарадеєм: дослід з магнітом і дротяною котушкою; дослід з двома дротяними котушками (рисунок 10.2, [15]).

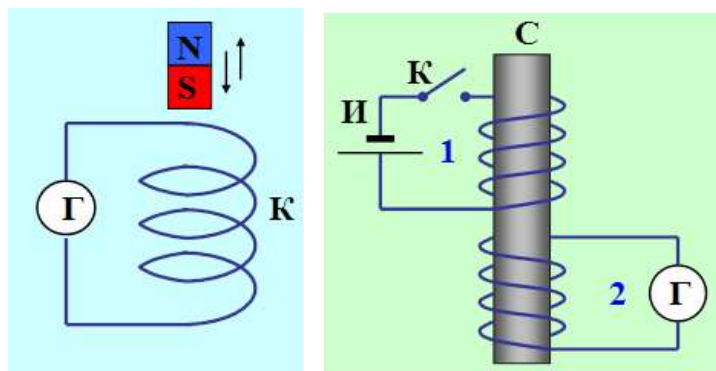


Рисунок 10.2 – Досліди Фарадея

1 Дослід із магнітом та дрітаною котушкою. Взаємодія магніту, що рухається, і котушки, намотаної з провідника, породжує електричний струм. Магніт при цьому обов'язково має рухатись, бо наявність нерухомого магніту поблизу котушки не призводить до появи електричного струму. Більше того, при введенні магніту в котушку в колі виникає електричний струм одного напрямку (стрілка гальванометра відхиляється, наприклад, праворуч); при виведенні магніту з котушки – струм змінює свій напрямок (стрілка відхиляється у протилежний бік). Отже, характер струму залежить від швидкості та напрямку руху магніту.

2 Дослід з двома дрітаними котушками. Дослід полягав у тому, що по одній із котушок пропускали струм, до іншої було підімкнено гальванометр. У момент початку або закінчення пропускання струму по першій котушці стрілка гальванометра, підімкненого до другої, вагалася. Цей дослід Фарадея показував, що не тільки змінне магнітне поле породжує електричне, але і навпаки. Змінний струм, що пропускається через одну з двох розташованих близько одна до одної котушок, перетворював її на магніт, який наводив струм у сусідній котушці. Характеристики магнітного поля (полярність, інтенсивність) залежали від сили струму, що пропускається. На принципі взаємодії котушок зі змінним струмом працюють сучасні трансформатори, що застосовуються в електроніці та електротехніці.

Узагальнюючи результати своїх численних дослідів, Фарадей дійшов висновку, що індукційний струм виникає завжди, коли відбувається зміна зчепленого з контуром потоку магнітної індукції. Наприклад, при повороті в однорідному магнітному полі замкненого провідного контура в ньому також виникає індукційний струм. У цьому випадку індукція магнітного поля поблизу провідника залишається постійною, а змінюється лише потік магнітної індукції через контур.

Дослідним шляхом було також встановлено, що значення індукційного струму зовсім не залежить від способу зміни потоку магнітної індукції, а визначається лише швидкістю його зміни (у дослідах Фарадея також доводиться, що відхилення стрілки гальванометра (сила струму) тим більше, чим більша швидкість руху магніту, або швидкість зміни сили струму, або швидкість руху котушок).

10.3 Закон Фарадея – Ленца. Правило Ленца

Досліди Фарадея показали, що напрям індукційного струму, викликаного зростанням магнітного потоку, протилежний напрямку індукційного струму, викликаного його зменшенням.

Закон Фарадея – Ленца: ЕРС електромагнітної індукції в замкненому провідному контурі пропорційна швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, обмежену цим контуром

$$\varepsilon_i = -N \frac{d\Phi}{dt}, \quad (10.4)$$

де N – кількість витків котушки (соленоїда);

ε_i – електрорушійна сила (ЕРС) індукції.

Одиницею вимірювання ЕРС індукції в системі SI є вольт [1]:

$$[\varepsilon_i] = \frac{\text{Вб}}{\text{с}} = \text{В}.$$

Позначимо $\Psi = N\Phi$ – повний магнітний потік або потокозчеплення. Тоді закон Фарадея – Ленца:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt}. \quad (10.5)$$

Знак «мінус» означає напрямок індукційного струму. Дослідивши явище електромагнітної індукції, Ленц сформулював правило визначення напрямку індукційного струму (**правило Ленца**): індукційний струм має такий напрямок, що власним магнітним потоком Φ_2 він перешкоджає зміні того магнітного потоку Φ_1 , який створив цей струм. Це означає, що при зростанні магнітного потоку магнітне поле індукційного струму спрямоване проти зовнішнього поля, а при зменшенні магнітне поле індукційного струму спрямоване так само, як і зовнішнє поле.

Правило Ленца можна сформулювати стисло: індукційний струм завжди має такий напрямок, що його дія протилежна причині, яка призвела до виникнення цього струму. Це можна проілюструвати, використовуючи два алюмінієві кільця (одне з них з розрізом), закріплених на стрижні, що вільно обертається навколо вертикальної осі (рисунок 10.3, [15]).

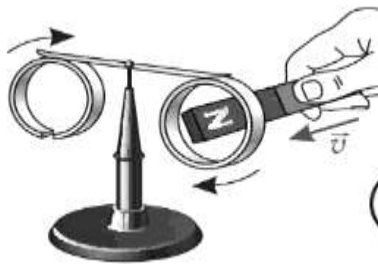


Рисунок 10.3 – Наближення магніту до суцільного кільця

З досліду слідує, що при наближенні постійного магніту до суцільного кільця воно відштовхується від магніту; при видаленні магніту кільце

притягується до нього. Відштовхування і тяжіння суцільного кільця пояснюються виникненням індукційного струму при зміні магнітного потоку через поверхню, обмежену кільцем. Очевидно, що при наближенні магніту до кільця напрямок індукційного струму такий, що індукція магнітного поля струму протилежна індукції магнітного поля постійного магніту (рисунок 10.4, [15]).

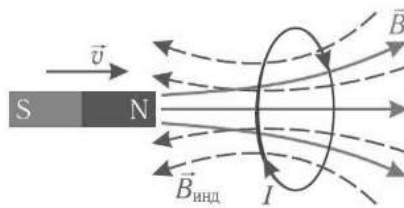


Рисунок 10.4 – Видалення магніту від суцільного кільця

При видаленні магніту індукції магнітних полів струму та магніту збігаються у напрямку. При русі магніту щодо кільця з розрізом взаємодії немає, оскільки індукційний струм відсутній.

Правило Ленца відповідає закону збереження енергії щодо явища електромагнітної індукції. Відкриття явища електромагнітної індукції мало велике значення, оскільки було доведено можливість отримання електричного струму за допомогою магнітного поля. Цим був встановлений взаємозв'язок між електричними та магнітними явищами, що послужило надалі поштовхом для розроблення теорії електромагнітного поля.

10.4 Механізм виникнення ЕРС індукції. Струми Фуко

Виникнення електрорушійної сили (ЕРС) у тілах, що переміщуються в магнітному полі, легко пояснити за допомогою сили Лоренца. Розглянемо рух відрізка прямолінійного провідника в постійному магнітному полі від точки А до точки С (рисунок 10.5, [7]).

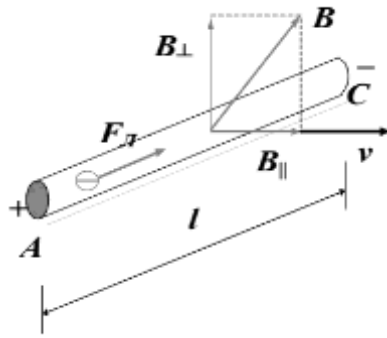


Рисунок 10.5 – Рух провідника в постійному магнітному полі

Напрямки швидкості руху стрижня $\vec{v}$ та магнітної індукції $\vec{B}$ перпендикулярні один одному. Між точками А та С стрижня індукується ЕРС, яка спрямована від точки А до точки С. Рух стрижня – це переміщення позитивних і негативних зарядів, що входять до складу молекул цього тіла. Заряди разом із тілом переміщуються у бік руху стрижня. Магнітне поле впливає на заряди за допомогою сили Лоренца, намагаючись перемістити позитивні заряди у бік точки С, а негативні заряди – до протилежного кінця стрижня.

Покажемо, що дія сили Лоренца викликає появлення ЕРС індукції.

Сила, з якою магнітне поле діє на рухливу заряджену частинку, за модулем дорівнює силі Лоренца

$$F_L = |q_0|vB\sin\alpha.$$

Ця сила напрямлена уздовж провідника. Робота сили Лоренца на шляху l :

$$A = F_L l = |q|vBl\sin\alpha.$$

ЕРС індукції у провіднику визначається, як відношення роботи по переміщенню заряду, до величину заряду:

$$\varepsilon_i = \frac{A}{q} = vBl\sin\alpha. \quad (10.6)$$

Якщо у магнітному полі рухається металевий стрижень, то позитивні іони, перебуваючи у вузлах кристалічної решітки, неспроможні рухатися вздовж стрижня. При цьому рухливі електрони накопичуються в надлишку на кінці стрижня біля точки А. Протилежний кінець стрижня відчуватиме брак електронів. Напруга U , що з'явилася, визначає ЕРС індукції:

$$\varphi_A - \varphi_C = \Delta\varphi = -\varepsilon_i = -Blv\sin\alpha. \quad (10.7)$$

Оскільки $v = \frac{dx}{dt}$, (10.7) можна записати:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi = -\varepsilon_i &= -B\sin\alpha l \frac{dx}{dt} = -B\sin\alpha \frac{dS}{dt} = \\ &= -\frac{d(BS\sin\alpha)}{dt} = -\frac{BScos\alpha}{dt}. \end{aligned}$$

Отже, **ЕРС індукції у провіднику, що рухається в магнітному полі, дорівнює швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, яку описує провідник при русі:**

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (10.8)$$

У масивних суцільних провідниках, поміщених у змінне магнітне поле, виникають вихрові струми, що мають назву **струми Фуко**.

Масивними вважають провідники, поперечні розміри яких порівнянні з довжиною провідника. На відміну від лінійних провідників, у масивних

провідниках струми Фуко замкнені в об'ємі, тому вони називаються **вихровими**. Вони підкоряються правилу Ленца, тобто їхнє магнітне поле спрямоване так, щоб протидіяти зміні магнітного потоку, що індукує вихрові струми.

Питання до лекції

- 1 Що називається магнітним потоком? Запишіть відповідну формулу та одиниці виміру цієї величини.
- 2 У чому полягає явище електромагнітної індукції?
- 3 Запишіть закон Фарадея – Ленца. Поясніть фізичний зміст позначки «мінус» у цьому законі.
- 4 Дайте визначення та запишіть формулу для ЕРС індукції у провіднику, який рухається у змінному магнітному полі. Покажіть зв'язок цієї формули з формулою закону Фарадея – Ленца.
- 5 Струми Фуко, їхня особливість.

Лекція 11. ЯВИЩЕ САМОІНДУКЦІЇ. ІНДУКТИВНІСТЬ. СТРУМИ ЗАМИКАННЯ ТА РОЗМИКАННЯ

План лекції

11.1 Явище самоіндукції. Індуктивність. Закон Фарадея для самоіндукції.

11.2 Взаємна індукція двох контурів.

11.3 Струми замикання та розмикання в електромагнітному колі.

11.4 Енергія магнітного поля струму.

11.1 Явище самоіндукції. Індуктивність. Закон Фарадея для самоіндукції

Розглянемо електричне коло, яке містить котушку індуктивності (рисунок 11.1, [9]).

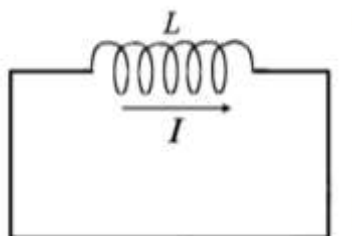


Рисунок 11.1 – Коло з індуктивністю L

Внаслідок зміни сили струму в цьому колі відбудеться зміна магнітного поля, в результаті чого в колі виникне додатковий індукційний струм. Таке явище називається **самоіндукцією**, а струм, що виникає при цьому, називається **струмом самоіндукції**.

Явище самоіндукції – це виникнення у замкненому провідному контурі ЕРС, яка створюється внаслідок зміни сили струму у контурі. Зв'язок повного магнітного потоку Ψ з індуктивністю L контура:

$$\Psi = LI. \quad (11.1)$$

Одиницею вимірювання індуктивності в системі SI є генрі [1]: $[L] = \text{Гн}$.

Індуктивність контура залежить від його форми і розмірів, магнітних властивостей середовища, яке оточує контур (магнітної проникності середовища), та не залежить від сили струму в контурі. Для жорсткого контура і, якщо поблизу нього відсутні феромагнетики, індуктивність є постійною величиною $L = \text{const}$.

За законом Фарадея – Ленца, ЕРС самоіндукції визначається за формулою

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (11.2)$$

Вираз (11.2) – **закон Фарадея – Ленца для самоіндукції**.

Знак мінус у законі Фарадея щодо правила Ленца означає, що наявність індуктивності L призводить до уповільнення зміни струму I в контурі. Якщо струм I зростає, то $\frac{dI}{dt} > 0$, і, відповідно, $\varepsilon_s > 0$. Тобто струм самоіндукції I_s направлений назустріч струму I зовнішнього джерела і сповільнює його наростання. Якщо струм I зменшується, то $\frac{dI}{dt} < 0$, і, відповідно, $\varepsilon_s < 0$. Тобто струм самоіндукції I_s має той самий напрям, що і спадаючий струм I зовнішнього джерела і уповільнює його зменшення.

Явище самоіндукції подібне до явища інерції. Так само, як у механіці не можна миттєво зупинити тіло, що рухається, так і струм не може миттєво набути певного значення за рахунок явища самоіндукції. Якщо до кола, що складається з двох паралельно підімкнених до джерела струму однакових ламп, послідовно з другою лампою ввімкнути котушку (рисунок 11.2, [12]), то при замиканні кола перша лампа загоряється практично одразу, а друга – з помітним запізненням.

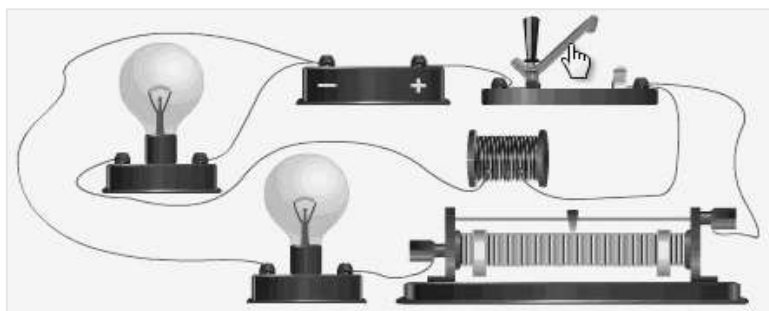


Рисунок 11.2 – Дослідження явища самоіндукції

При розмиканні кола сила струму швидко зменшується, і ЕРС самоіндукції, що виникає, перешкоджає зменшенню магнітного потоку. У цьому індукований струм спрямований як і вихідний. ЕРС самоіндукції може багато в чому перевищити зовнішню ЕРС. Тому електричні лампочки дуже часто згорають при вимиканні світла.

11.2 Взаємна індукція двох контурів

Розглянемо взаємодію двох контурів, розташованих на невеликій відстані один від одного, які знаходяться у магнітному полі (рисунок 11.3).

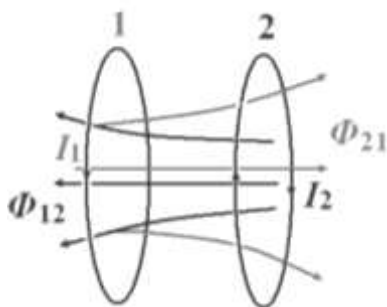


Рисунок 11.3 – Взаємодія двох контурів у магнітному полі

Магнітний потік, створений контуром 1, пронизує контур 2:

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1,$$

де L_{21} – коефіцієнт пропорційності між магнітним потоком Φ_{21} та струмом I_1 .

Якщо I_1 – змінний струм, то в контурі 2 індукується ЕРС

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}.$$

Аналогічно, якщо I_2 – змінний струм, то в контурі 1 індукується ЕРС

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (11.3)$$

Явище виникнення ЕРС в одному з контурів через зміну сили струму в сусідньому з ним називається **взаємною індукцією**. Взаємна індуктивність контурів (коефіцієнти $L_{12} = L_{21}$) залежить від геометричної форми, розмірів, взаємного розташування та магнітної проникності середовища, яке оточує контури.

11.3 Струми замикання та розмикання в електромагнітному колі

Якщо контур має певну індуктивність L , будь-яка зміна струму I гальмується тим більше, чим більше величина L , тобто контур є електрично інертним. Це призводить до того, що встановлення струму при замиканні кола і зменшенні струму при розмиканні кола відбувається не миттєво, а поступово. Визначимо характер зміни струму при замиканні та розмиканні кола.

Нехай у коло з індуктивністю L та опором R включено джерело ЕРС (рисунок 11.4, [12]).

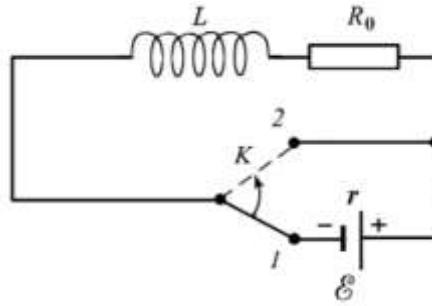


Рисунок 11.4 – Схема розмикання LR –кола

Коли перемикач знаходиться у положенні 1, у колі тече постійний струм.

За законом Ома,

$$I_0 = \frac{\varepsilon}{R},$$

де $R = R_0 + r$ (рисунок 11.4). Здебільшого r мало, тому $R = R_0$. Після переведення перемикача у положення 2 (**розмикання кола**) виникає ЕРС самоіндукції, обумовлений нею струм

$$I = I_S = \frac{\varepsilon_S}{R} = -\frac{1}{R} L \frac{dI}{dt}.$$

Ми отримали диференціальне рівняння

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = 0, \quad (11.4)$$

розв'язок якого має вигляд:

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (11.5)$$

Якщо позначити: $\tau = \frac{L}{R}$ – **час релаксації**, тобто час, протягом якого сила струму зменшується в e разів, можна записати

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (11.6)$$

Зобразимо графічно **закон зміни струму при розмиканні кола** за різних значень часу релаксації τ . Видно, що чим більше L , тим більше τ , яке характеризує інерційні властивості системи. Тому чим τ більше, тим повільніше зменшується струм I (рисунок 11.5, [11]).

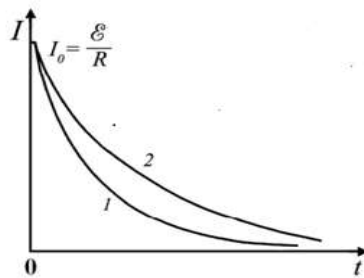


Рисунок 11.5 – Залежність струму від часу при розмиканні кола ($\tau_2 > \tau_1$)

Для спрощення розрахунків ми вважали, що коло в момент відключення джерела струму замикається коротко. Якщо просто розірвати коло з великою індуктивністю, висока індукована напруга створює іскру або дугу в місці розриву.

Розглянемо тепер випадок **замикання кола** (рисунок 11.6, [12]).

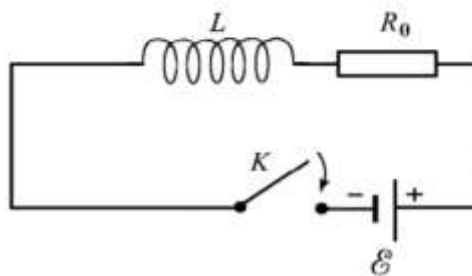


Рисунок 11.6 – Схема замикання LR – кола

Після підключення джерела ЕРС, до того часу, доки сила струму не досягне встановленого значення I_0 , в колі, крім ЕРС, буде діяти ЕРС самоіндукції ε_S . Отже, відповідно до закону Ома:

$$I = \frac{\varepsilon + \varepsilon_S}{R} = \frac{\varepsilon - L \frac{dI}{dt}}{R} = I_0 - \frac{L}{R} \cdot \frac{dI}{dt}. \quad (11.7)$$

Ми дійшли лінійного неоднорідного диференціального рівняння, рішенням якого є:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (11.8)$$

Якщо зобразити графічно залежність **зміни струму при замиканні кола** за різних значень часу релаксації τ (рисунок 11.7, [11]), видно, що встановлення струму I відбувається тим швидше, чим менше індуктивність L кола і чим більший його опір R .

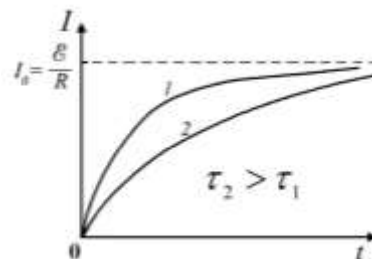


Рисунок 11.7 – Залежність струму від часу при замиканні кола ($\tau_2 > \tau_1$)

11.4 Енергія магнітного поля струму

Розглянемо коло, що містить індуктивність (рисунок 11.1). При замкненому перемикачу в соленоїді встановиться струм I , навколо якого, як відомо, виникне зчеплене з вітками соленоїда магнітне поле. При розімкненні перемикача через опір R деякий час буде протікати поступово

спадаючий струм, який підтримується ЕРС у соленоїді. Робота, що здійснюється струмом за час dt , дорівнює

$$dA = \varepsilon_{si} I dt = -\frac{d\Psi}{dt} I dt = -I d\Psi. \quad (11.9)$$

Для загального випадку, коли індуктивність не залежить від часу t , вираз (11.9) набуває вигляду

$$dA = -L I dI. \quad (11.10)$$

Вираз для повної роботи, яка здійснюється за час, протягом якого відбувається виникнення магнітного поля, можна отримати в результаті інтегрування (11.10) від початкового значення I до нуля

$$A = -\int_0^I L I dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (11.11)$$

Робота (11.11) йде на збільшення внутрішньої енергії опору, соленоїда і з'єднувальних дротів (на їхнє нагрівання). Здійснення цієї роботи супроводжується зникненням магнітного поля, яке спочатку існувало в навколишньому просторі, що оточує соленоїд. Оскільки жодних інших змін в оточуючих електричне коло тілах не відбувається, можна зробити висновок, що магнітне поле є носієм енергії, за рахунок якої здійснюється робота (11.11).

Отже, провідник з індуктивністю L , по якому тече струм I , має енергію W , яка локалізована в магнітному полі струму:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (11.12)$$

Формула (11.12) є виразом для визначення **енергії магнітного поля**.

Об'ємною густиною енергії магнітного поля (за аналогією з об'ємною густиною електричного поля) називають відношення енергії цього поля до об'єму, який має цю енергію:

$$\omega = \frac{W}{V}. \quad (11.13)$$

Знайдемо **об'ємну густину енергії** магнітного поля на прикладі **соленоїда**.

Магнітне поле соленоїда однорідне та зосереджено в його середині. Згідно з (8.8), магнітна індукція в середині нескінченно довгого соленоїда

$$B = \mu\mu_0 \frac{N}{l} I. \quad (11.14)$$

Повний магнітний потік через соленоїд

$$\Psi = NBS = N \mu\mu_0 \frac{N}{l} IS = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS.$$

З урахуванням (11.1)

$$LI = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS.$$

Після скорочення на I отримаємо вираз для індуктивності магнітного поля соленоїда

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S. \quad (11.15)$$

З (11.14) отримаємо для сили струму

$$I = \frac{Bl}{\mu\mu_0 N}.$$

Тоді енергія магнітного поля соленоїда

$$W = \frac{LI^2}{2} = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S \frac{I^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{\mu\mu_0 N^2 S}{l} \cdot \frac{B^2 l^2}{\mu^2 \mu_0^2 N^2}. \quad (11.16)$$

Враховуючи (11.16) та формулу для об'єму соленоїда $V = Sl$, **енергія магнітного поля у соленоїді**

$$W = \frac{B^2 V}{2\mu\mu_0} = \frac{BH}{2} V. \quad (11.17)$$

Енергія розподілена у соленоїді з **постійною густиною**

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{BH}{2}. \quad (11.18)$$

Питання до лекції

- 1 У чому полягає явище самоіндукції?
- 2 Що таке індуктивність контура? Від чого вона залежить?
- 3 У чому полягає явище взаємної індукції двох контурів? Запишіть формулу для ЕРС, що індукується в контурі при цьому явищі.
- 4 Згідно з яким законом зростає та спадає струм у колі з індуктивністю? Запишіть відповідні формули та схематично зобразіть графічні залежності $I(t)$ для процесів замикання та розмикання електромагнітного кола.
- 5 Запишіть вираз для визначення енергії магнітного поля.
- 6 Виведіть формулу для визначення густини енергії магнітного поля у соленоїді.

Лекція 12. МАГНІТНЕ ПОЛЕ У РЕЧОВИНІ. МАГНЕТИКИ

План лекції

12.1 Намагнічування речовини. Гіпотеза Ампера. Магнітна сприйнятливість та магнітна проникність речовини.

12.2 Класифікація магнетиків.

12.3 Діамагнетики та парамагнетики, їхня поведінка у зовнішньому магнітному полі.

12.4 Феромагнетики. Феромагнітний гістерезис.

12.1 Намагнічування речовини. Гіпотеза Ампера. Магнітна сприйнятливість та магнітна проникність речовини

Різні речовини тією чи іншою мірою здатні до **намагнічування**, а саме – набувати магнітного моменту під дією магнітного поля, в яке їх поміщають. Одні речовини намагнічуються сильніше, інші – слабкіше. Ці речовини називаються **магнетиками**.

Для пояснення здатності тіл до намагнічування **Ампер** висунув **гіпотезу**, що у молекулах речовини циркулюють кругові струми (що згодом отримали назву **молекулярних струмів Ампера**). Кожен такий струм має власний **магнітний момент** (7.2, 7.3) і створює в навколишньому просторі магнітне поле. За відсутності зовнішнього магнітного поля струми Ампера орієнтовані безладно (рисунок 12.1), внаслідок чого обумовлене ними магнітне поле дорівнює нулю (рисунок 12.1, а, [15]). Сумарний магнітний момент тіла також дорівнює нулю. Під дією зовнішнього магнітного поля магнітні моменти молекул набувають переважної орієнтації в одному напрямку, внаслідок чого магнетик намагнічується, а його сумарний магнітний момент стає відмінним від нуля (рисунок 12.1, б, [15]).

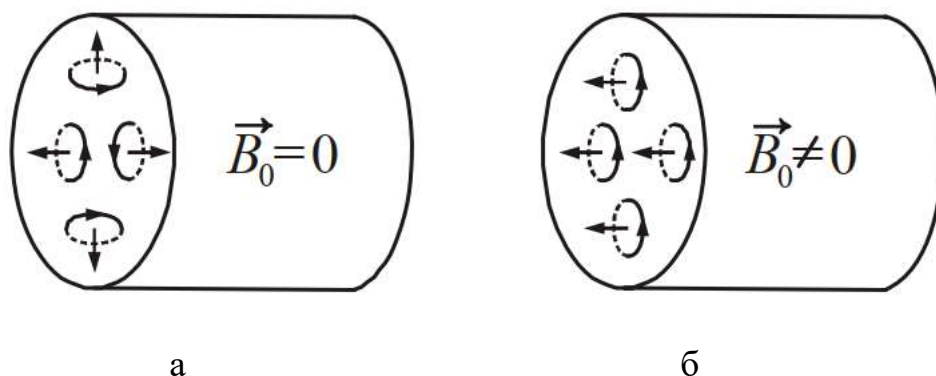


Рисунок 12.1 – Молекулярні струми Ампера

Характеристикою ступеня намагніченості речовини є **вектор намагнічування $\vec{J}$ (намагніченість)**. Ця величина є магнітним моментом одиниці об'єму речовини

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_m}{\Delta V}. \quad (12.1)$$

Намагнічена речовина створює магнітне поле $\vec{B}'$, яке накладається на зовнішнє поле $\vec{B}_0$ (поле у вакуумі). Обидва поля в сумі дають результуюче магнітне поле з індукцією

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0(\vec{H} + \vec{J}). \quad (12.2)$$

Вектор намагнічування $\vec{J}$ пов'язаний з напруженістю магнітного поля $\vec{H}$ співвідношенням

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (12.3)$$

де χ – **магнітна сприйнятливість речовини**, що характерна для цього магнетика. Ця величина безрозмірна.

На підставі (12.2) та (12.3) можна вивести зв'язок між магнітною сприйнятливістю χ та магнітною проникністю μ середовища

$$B = \mu_0(H + \chi H) = \mu_0 H(1 + \chi) = \mu \mu_0 H. \quad (12.4)$$

Якщо порівняти (12.4) і (7.1), отримаємо вираз для **магнітної проникності середовища**

$$\mu = 1 + \chi. \quad (12.5)$$

12.2 Класифікація магнетиків

Магнітні властивості речовин відрізняються більшою різноманітністю, ніж електричні властивості. Згідно зі значеннями магнітної проникності μ можна виділити шість типів магнетиків (таблиця 12.1, [14]).

Таблиця 12.1 – Сучасна класифікація магнетиків

Тип магнетика	Магнітна сприйнятливість (відповідна магнітна проникність)
Діамагнетик	$-10^{-9} < \chi < -10^{-4} (\mu < 1)$
Парамагнетик	$10^{-6} < \chi < 10^{-3} (\mu > 1)$
Феромагнетик	$10^3 < \chi < 10^5 (\mu \gg 1)$
Ферімагнетик	$10^1 < \chi < 10^3 (\mu \gg 1)$
Антиферомагнетик	$10^{-4} < \chi < 10^{-6} (\mu > 1)$
Надпровідник (наддіамагнетик)	$\chi = -1 (\mu = 0)$

Діамагнетики – речовини, що характеризуються негативним значенням магнітної сприйнятливості: $\chi < 0$. Внаслідок цього вектор намагнічування $\vec{J}$ в цих речовинах спрямований протилежно зовнішньому полю $\vec{H}$. Діамагнетиками є, наприклад, вода ($\chi = -9 \cdot 10^{-6}$), срібло ($\chi = -2,6 \cdot 10^{-5}$), вісмут ($\chi = -1,7 \cdot 10^{-4}$).

Парамагнетики – речовини, що характеризуються позитивним значенням магнітної сприйнятливості: $\chi > 0$, поведуться подібно до діелектриків з діелектричною проникністю $\varepsilon > 1$, тобто вектор $\vec{J}$ у цих речовинах паралельний полю $\vec{H}$. До парамагнетика відносяться алюміній ($\chi = 2,1 \cdot 10^{-6}$), платина ($\chi = 3 \cdot 10^{-4}$), хлористе залізо ($\chi = 2,5 \cdot 10^{-3}$).

Феромагнетики – особливий вид магнетиків, який відрізняється від інших магнетиків такими характерними ознаками: 1) високим значенням магнітної сприйнятливості $\chi \gg 0$; 2) залежністю магнітної проникності μ від напруженості $\vec{H}$ магнітного поля, внаслідок чого залежність $\vec{B}$ від $\vec{H}$ для цих речовин є нелінійною; 3) наявністю петлі гістерезису на кривій намагнічування; 4) існуванням температури, яка має назву «**точка Кюрі**», вище за яку феромагнетик веде себе як звичайний парамагнетик. З чистих металів феромагнетиками є залізо, нікель, кобальт, а також деякі рідкісноземельні метали (наприклад, гадоліній). До феромагнетиків відносяться сплави і сполуки цих металів, а також сплави і сполуки марганцю і хрому з неферомагнітними елементами (наприклад, MnAlCu, CrTe та інші).

Ферімагнетики (ферити) – речовини, у яких магнітні моменти атомів кристалічної решітки утворюють кілька магнітних решіток з магнітними моментами, спрямованими назустріч один одному. Маючи меншу величину магнітної сприйнятливості порівняно з феромагнетиками, в іншому ферімагнетики характеризуються тими самими ознаками, що й феромагнетики.

Типовими феритами є сполуки оксидів заліза з оксидами інших металів – шпінелі (MnFe_2O_4), гранати $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), гексаферити ($\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$). Іншу групу феритів утворюють подвійні фториди типу RbNiF_3 , а також сполуки типу RFe_2 (R – рідкісноземельний метал).

Антиферомагнетики – окремий випадок ферімагнетиків, у яких магнітні моменти подрешіток з протилежно спрямованими магнітними

моментами повністю компенсують один одного (компенсований ферімагнетик). На сьогодні відомий широкий спектр речовин, що мають антиферромагнітні властивості: рідкісноземельні елементи (Er, Dy, Ho), оксиди та дифториди деяких металів (FeO, MnO, CoF₂, NiF₂), солі вугільної та сірчаної кислот (MnCO₃, NiSO₄) та інші.

Надпровідники (ідеальні діамагнетики) – речовини, магнітна проникність μ яких дорівнює нулю. Завдяки цій особливості для наддіамагнетиків має місце ефект Мейсснера – повне виштовхування магнітного поля з об'єму наддіамагнетика (магнітна індукція в середині наддіамагнетика $B = 0$). Надпровідниками (наддіамагнетиками) є всі речовини, що знаходяться в надпровідному стані, – низькотемпературні надпровідники (метали) та високотемпературні надпровідники (кераміки). З ненадпровідних матеріалів, що мають наддіамагнітні властивості, відомий поки тільки один приклад – хлорид міді (CuCl), відкритий в 1986 році.

12.3 Діамагнетики та парамагнетики, їхня поведінка у зовнішньому магнітному полі

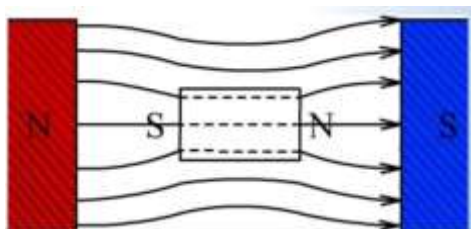
Експериментальні дослідження показали, що всі речовини, в більшій чи меншій мірі, мають магнітні властивості. Якщо два витки зі струмами помістити в яке-небудь середовище, то сила магнітної взаємодії між струмами змінюється. Цей дослід показує, що індукція магнітного поля, що створюється електричними струмами в речовині, відрізняється від індукції магнітного поля, що створюється тими ж струмами у вакуумі. Фізична величина, що показує, у скільки разів індукція магнітного поля в однорідному середовищі $\vec{B}'$ відрізняється від індукції магнітного поля у вакуумі $\vec{B}_0$, називається магнітною проникністю

$$\mu = \frac{B_0}{B'}. \quad (12.6)$$

Магнітні властивості речовин визначаються магнітними властивостями атомів або елементарних частинок (електронів, протонів і нейтронів), що входять до складу атомів. Оскільки магнітні властивості протонів і нейтронів майже в 1000 разів слабші за магнітні властивості електронів, магнітні властивості речовин здебільшого визначаються саме електронами в атомах.

Розглянемо докладніше властивості різних магнітних речовин. У більшості речовин ці властивості виражені слабо. Слабомагнітні речовини діляться на дві великі групи – **парамагнетики** і **діамагнетики**. Вони відрізняються тим, що при внесенні до зовнішнього магнітного поля парамагнітні зразки намагнічуються так, що їхнє власне магнітне поле виявляється направленим по зовнішньому полю, а діамагнітні зразки намагнічуються проти зовнішнього поля. Тому у парамагнетиків $\mu > 1$, а у діамагнетиків $\mu < 1$, причому відмінність μ у пара- і діамагнетиків від одиниці надзвичайно мала (таблиця 12.1). Зразки з пара- і діамагнетика, поміщені в магнітне поле між полюсами електромагніту, поведуться по-різному – парамагнетики втягуються в область сильного поля (рисунок 12.2, а, [15]), діамагнетики – виштовхуються (рисунок 12.2, б, [15]).

а



б

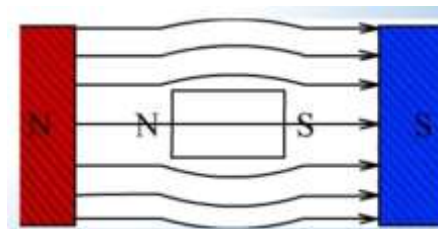


Рисунок 12.2 – Парамагнетик (а) і діамагнетик (б)
в магнітному полі

Пара- і діамagnetизм пояснюються поведінкою електронних орбіт у зовнішньому магнітному полі. В атомах діамagnetічних речовин за відсутності зовнішнього поля власні магнітні поля електронів і поля, що створюються їхнім орбітальним рухом, повністю компенсуються. Виникнення діамagnetизму пов'язане з дією сили Лоренца на електронні орбіти. За дії цієї сили змінюється характер орбітального руху електронів і порушується компенсація магнітних полів. Власне магнітне поле атома, що виникає при цьому, виявляється направленим проти напрямку індукції зовнішнього поля.

В атомах парамагнітних речовин магнітні поля електронів компенсуються не повністю, і атом виявляється подібним до маленького кругового струму (молекулярні струми Ампера). За відсутності зовнішнього поля ці кругові мікроструми орієнтовані довільно, так що сумарна магнітна індукція дорівнює нулю. Зовнішнє магнітне поле надає орієнтувальну дію – мікроструми прагнуть зорієнтуватися так, щоб їхні власні магнітні поля виявилися направленими за напрямком індукції зовнішнього поля. Завдяки тепловому руху атомів орієнтація мікрострумів ніколи не буває ідеальною, за одним напрямком. За посилення зовнішнього поля орієнтаційний ефект зростає, так що індукція власного магнітного поля парамагнітного зразка росте прямо пропорційно індукції зовнішнього магнітного поля. Повна індукція магнітного поля в зразку складається з індукції зовнішнього магнітного поля та індукції власного магнітного поля, що виникла в процесі намагнічення (12.2).

Механізм намагнічення парамагнетиків дуже схожий на механізм **поляризації полярних діелектриків** (п. 4.1). Діамagnetизм не має аналога серед електричних властивостей речовини.

12.4 Феромагнетики. Магнітний гістерезис

Речовини, здатні сильно намагнічуватися в магнітному полі, називаються **феромагнетиками**. До групи феромагнетиків відносяться чотири хімічні елементи: залізо, нікель, кобальт, гадоліній. Оскільки з них найбільшу магнітну проникність має залізо, вся група отримала назву **феромагнетиків**.

Феромагнетиками можуть бути різні сплави, що містять феромагнітні елементи. Магнітна проникність феромагнетиків за порядком величини лежить в межах 10^3 – 10^5 (таблиця 12.1). Наприклад, у сталі $\mu \approx 8000$, у сплаві заліза з нікелем магнітна проникність досягає значень 250000. Широке застосування в техніці отримали керамічні феромагнітні матеріали – ферити.

Для кожного феромагнетика існує певна температура (**температура або точка Кюрі**), вище за яку феромагнітні властивості зникають, і речовина стає парамагнетиком. У заліза, наприклад, температура Кюрі дорівнює 770 °С, у кобальту – 1130 °С, нікелю – 360 °С.

Феромагнітні матеріали діляться на дві великі групи – на **магніто-м'які** і **магніто-жорсткі матеріали**. Магніто-м'які феромагнітні матеріали майже повністю розмагнічуються, коли зовнішнє магнітне поле стає рівним нулю. До магніто-м'яких матеріалів відноситься, наприклад, чисте залізо, електротехнічна сталь і деякі сплави. Ці матеріали застосовуються в приладах змінного струму, в яких відбувається безперервне перемагнічування, тобто зміна напрямку магнітного поля (трансформатори, електродвигуни і т. п.).

Магніто-жорсткі матеріали зберігають значною мірою свою намагніченість і після видалення їх з магнітного поля. Прикладами магніто-жорстких матеріалів можуть бути вуглецева сталь і ряд спеціальних сплавів. Магніто-жорсткі матеріали використовуються переважно для виготовлення

постійних магнітів. На відміну від інших магнетиків, магнітна проникність μ феромагнетиків **не є постійною величиною**; вона сильно залежить від індукції $\vec{B}_0$ зовнішнього поля. Типова залежність $\mu(B_0)$ наведена на рисунку 12.3, [15].

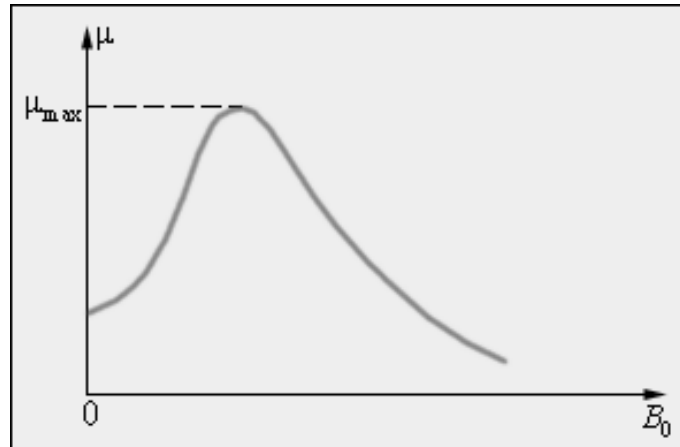


Рисунок 12.3 – Залежність магнітної проникності феромагнетика від індукції зовнішнього магнітного поля

Непостійність магнітної проникності призводить до складної нелінійної залежності індукції магнітного поля $\vec{B}'$ у феромагнетика від індукції зовнішнього магнітного поля $\vec{B}_0$. Характерною особливістю процесу намагнічування феромагнетиків є **гістерезис**, тобто залежність намагнічування від «передісторії» зразка. На рисунку 12.4 надана крива намагнічування $B'(B_0)$ феромагнітного зразка, що є петлею складної форми, яка називається **петлею гістерезису** [15].

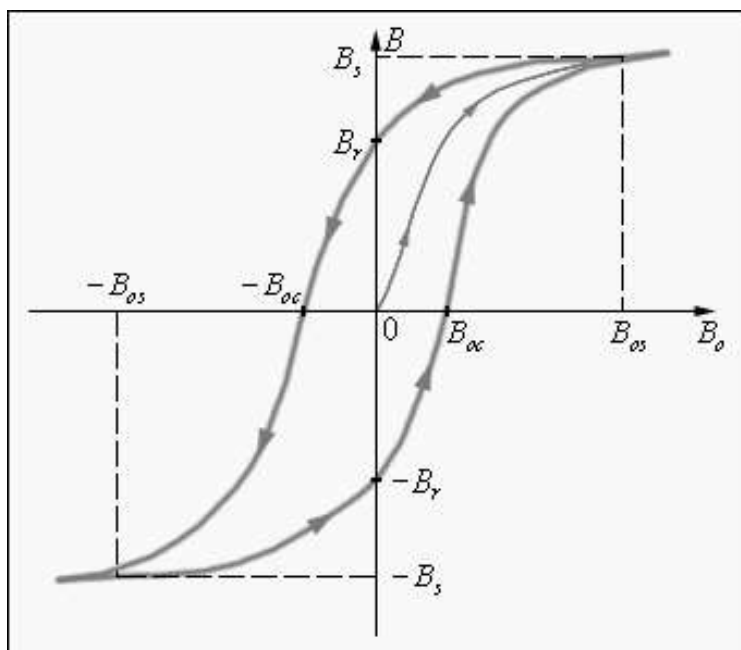


Рисунок 12.4 – Петля гістерезису феромагнетику (стрілками вказано напрямок процесів намагнічування і розмагнічування феромагнітного зразка за зміни індукції B_0 зовнішнього магнітного поля)

З рисунка 12.4 видно, що при зростанні індукції зовнішнього поля B_0 до значення $B = B_{0s}$ настає магнітне насичення – намагніченість зразка досягає максимального значення. Якщо тепер зменшувати магнітну індукцію B' зовнішнього поля і довести її знов до нульового значення, то феромагнетик збереже **залишкову намагніченість**, яка позначається B_r , поле усередині зразка буде $B = B_r$.

Залишкова намагніченість зразків дає змогу створювати постійні магніти. Для того, щоб повністю розмагнітити зразок, необхідно, змінивши знак зовнішнього поля (прикласти поле зворотного напрямку), довести магнітну індукцію B_0 до значення $-B_{0c}$. Ця величина має назву коерцитивна сила. Далі процес перемагнічування може бути продовжений, як вказано стрілками на рисунку 12.4.

У магніто-м'яких матеріалів значення B_{0c} невелике – петля гістерезису таких матеріалів достатньо «вузька». Матеріали, що мають «широку» петлю гістерезису, відносяться до магніто-жорстких.

Розглянемо процеси намагнічування феромагнітного зразка. Область спонтанної намагніченості феромагнетику, в межах якої всі магнітні моменти орієнтовані однаково, називається **феромагнітним доменом** (рисунок 12.5, [15]).

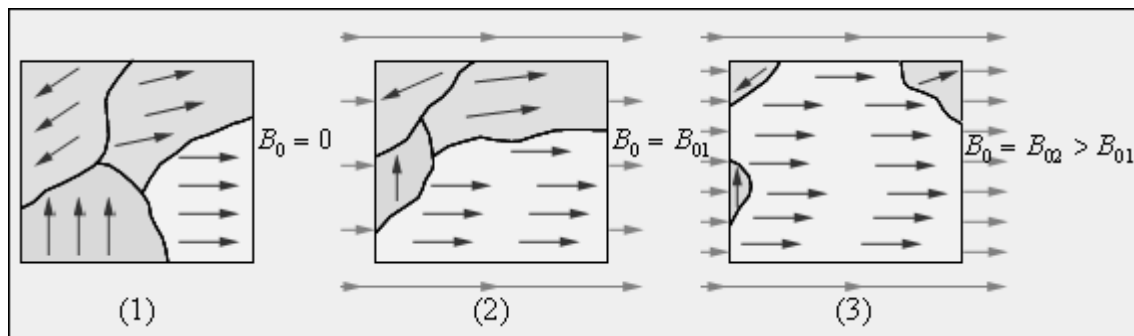


Рисунок 12.5 – Процес намагнічування феромагнітного зразка:

$$B_0 = 0 \text{ (1)} ; B_0 = B_{01} \text{ (2)}; B_0 = B_{02} > B_{01} \text{ (3)}$$

За відсутності зовнішнього магнітного поля вектори індукції магнітних полів в різних доменах орієнтовані у кристалі хаотично (рисунок 12.5, (1)). Такий кристал в середньому є ненамагніченим. При поміщенні кристалу у зовнішнє магнітне поле зростає магнітна індукція намагніченої речовини, відбувається зсув меж доменів так, що об'єм доменів, орієнтованих по зовнішньому полю – енергетично вигідних, збільшується за рахунок інших (відбувається так зване «поглинання» енергетично вигідними доменами інших) (рисунок 12.5, (2)). Це відповідає досягненню стану магнітного насичення. Далі відбувається розворот магнітних моментів у доменах, що утворилися, у напрямку магнітного поля (рисунок 12.5, (3)). У такому намагніченому стані магнетик буде залишатися тривалий час, навіть якщо видалити його з області зовнішнього магнітного

поля. Тільки через збільшення температури магнетика до точки Кюрі феромагнетик втрачає свої сильні властивості і стає звичайним парамагнетиком.

Питання до лекції

- 1 У чому полягає гіпотеза Ампера?
- 2 Що таке намагніченість речовини?
- 3 Наведіть класифікацію магнетиків.
- 4 Що таке діамагнетики? Яка їхня поведінка в зовнішньому магнітному полі?
- 5 Що таке парамагнетики? Охарактеризуйте їхню поведінку в зовнішньому магнітному полі?
- 6 Які речовини відносять до класу феромагнетиків? У чому полягає їхня особливість? Що таке феромагнітний домен?
- 7 Охарактеризуйте явище феромагнітного гістерезису. Наведіть відповідний графік для пояснення.
- 8 Чим відрізняються магніто-м'які та магніто-жорсткі речовини?
- 9 Що таке точка Кюрі?

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- 1 ДСТУ ISO 80000-1:2016 (ISO 80000-1:2009; ISO 80000-1:2009/Cor.1:2011, IDT) Величини та одиниці. Частина 1. Загальні положення. Київ: ДП «УкрНДНЦ», 2017. 34 с.
- 2 Ellingson Steven W. (2018) Electromagnetics. Vol. 1. Blacksburg, VA: VT Publishing. 240 p.
- 3 Rice University. (2018). *Physics*. OpenStax.
- 4 Кучерук І. М., Горбачук І. Т., Луцик П. П. Загальний курс фізики. Т. 2. Електрика і магнетизм; за ред. І. М. Кучерука. Київ: Техніка, 2001. 452 с.
- 5 Вовк Р. В., Попов А. В. Електрика і магнетизм: навч. посіб. Харків: УкрДАЗТ, 2011. 184 с.
- 6 Лисенко О. В. Фізика: Конспект лекцій. Суми: Вид-во СумДУ, 2017. Ч.1. 174 с.
- 7 Курс фізики: навч. підручник / І. Р. Зачек, І. М. Кравчук, Б. М. Романишин, В. М. Габа, Ф. М. Гончар. Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
- 8 Волков О. Ф., Лумпієва Т. П. Курс фізики: У 2-х т. Т. 1. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм: навч. посіб. для студ. інж.-техн. спец. ВНЗ. Донецьк: ДонНТУ, 2009. 224 с.
- 9 Загальні основи фізики: навч. посіб. / І. Г. Богацька, Д. Б. Головка, А. А. Малярєнко, Ю. Л. Ментковський; за ред. Д. Б. Головка, Ю. Л. Ментковського. Київ: Либідь, 1998. 224 с.
- 10 Котвицький А. Т., Котвицька К. А. Методичні вказівки до комп'ютерних лабораторних робіт з теми «Електростатика. Постійний струм». Харків: УкрДУЗТ, 2017. 67 с.
- 11 Задачі з фізики / А. В. Попов, Р. В. Вовк, Н. В. Глейзер, В. Ю. Гресь, М. Г. Ревякіна. Харків: УкрДАЗТ, 2009. 63 с.

12 Котвицький А. Т., Котвицька К. А., Самойлов О. В. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм: метод. вказівки до практ. занять з дисципліни «Фізика». Харків: УкрДУЗТ, 2021. 77 с.

13 Вовк Р. В., Гресь В. Ю., Руда Л. М. Електромагнетизм. Квантова оптика та ядерна фізика: метод. вказівки до контрольних робіт 3, 4 з фізики. Харків: УкрДУЗТ, 2018. 46 с.

14 Ginzburg V. L. Ferromagnetic Superconductors // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1957. Т. 31. С. 202.

15 Магнітні властивості речовин. Презентація. URL: <https://naurok.com.ua/magnitni-vlastivosti-rechovin-prezentaciya-262506.html>

ДОДАТОК

Таблиця Д.1 – Основні фізичні постійні

Фізична постійна	Позначення	Значення
Прискорення вільного падіння	g	9,81 м/с ²
Елементарний заряд	e	$1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Маса спокою електрона	m_e	$9,109 \cdot 10^{-31}$ кг
Маса спокою протона	m_p	$1,672 \cdot 10^{-27}$ кг
Маса спокою нейтрона	m_n	$1,675 \cdot 10^{-27}$ кг
Швидкість світла у вакуумі	c	$3,00 \cdot 10^8$ м/с
Електрична постійна	ε_0	$8,8541 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнітна постійна	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Атомна одиниця маси	а.о.м.	$1,6605 \cdot 10^{-27}$ кг
Одиниця енергії – електрон-вольт	1 еВ	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж

Таблиця Д.2 – Множники і префікси для утворення десяткових кратних і часткових одиниць та їхні назви

Множник	Префікс	Позначення	Множник	Префікс	Позначення
піко	п	10^{-12}	тера	Т	10^{12}
нано	н	10^{-9}	гіга	Г	10^9
мікро	мк	10^{-6}	мега	М	10^6
мілі	м	10^{-3}	кіло	к	10^3
санті	с	10^{-2}	гекто	г	10^2
деци	д	10^{-1}	дека	да	10^1

Таблиця Д.3 – Густина деяких газів за нормальних умов

Газ	Густина ρ , кг/м ³	Газ	Густина ρ , кг/м ³
Азот	1,25	Кисень	1,43
Гелій	0,18	Водень	0,09
Аргон	1,78	Повітря	1,2

Таблиця Д.4 – Густини деяких рідин (при 15 °С)

Рідина	Густина $\rho \cdot 10^3$, кг/м ³	Рідина	Густина $\rho \cdot 10^3$, кг/м ³
Вода чиста	1,00	Гліцерин	1,26
Вода морська	1,03	Спирт	0,80
Олія оливкова	0,96	Ефір	0,70
Бензин	0,80	Ртуть	13,6
Сірководень	1,26	Керосин	0,80

Таблиця Д.5 – Густини деяких твердих тіл ($P = 1,01 \cdot 10^5$ Па; $T = 273$ К)

Тверде тіло	Густина $\rho \cdot 10^3$, кг/м ³	Тверде тіло	Густина $\rho \cdot 10^3$, кг/м ³
Алюміній	2,7	Тантал	16,6
Молібден	10,2	Кобальт	8,9
Барій	3,50	Титан	4,54
Нікель	8,5	Константан	8,9
Ванадій	6,02	Уран	18,7
Ніхром	8,4	Лід	0,92
Вісмут	9,80	Фарфор	2,3
Олово	7,98	Літій	0,53
Вольфрам	19,30	Хром	7,19
Платина	21,4	Латунь	8,55

Продовження таблиці Д.5

Тверде тіло	Густина $\rho \cdot 10^3, \text{кг/м}^3$	Тверде тіло	Густина $\rho \cdot 10^3, \text{кг/м}^3$
Залізо (сталь)	7,87	Марганець	7,4
Свинець	11,34	Мідь	8,96
Золото	19,3	Цезій	1,87
Срібло	10,5	Цинк	7,13

Таблиця Д.6 – Діелектрична проникність деяких речовин

Гас	2,0	Слюда	6,0
Парафін	2,0	Фарфор	6,0
Ебоніт	2,6	Скло	6,0
Кварц	2,7	Вода	81
Повітря	1,00058	Спирт	26

Таблиця Д.7 – Електричні властивості матеріалів (при 20 °С)

Матеріал	Питомий опір, $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	Темпер. коефіц. опору, K^{-1}	Матеріал	Питомий опір, $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	Темпер. коефіц. опору, K^{-1}
Алюміній	2,53	0,0038	Константан	48	0,00002
Мідь	1,7	0,0043	Ніхром	100	0,00026
Залізо	8,7	0,0062	Ртуть	94	0,0009
Вольфрам	5,5	0,0051	Свинець	22	0,0042

В. Ю. Гресь, К. А. Котвицька

ОСНОВИ ФІЗИКИ

Частина 2

ЕЛЕКТРИКА. МАГНЕТИЗМ

Конспект лекцій

Відповідальний за випуск Котвицька К. А.

Редактор Ібрагімова Н. В.

Підписано до друку 02.04.2025 р.

Умовн. друк. арк. 9,0. Тираж . Замовлення № .

Видавець та виготовлювач Український державний університет залізничного
транспорту,

61050, Харків-50, майдан Фейєрбаха, 7.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 6100 від 21.03.2018