



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Державний біотехнологічний університет

Факультет мехатроніки та інжинірингу

Кафедра фізики та математики

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ
ФІЗИКА
ЧАСТИНА II**

для здобувачів

рівня вищої освіти перший (бакалаврський) денної (заочної) форми навчання за спеціальністю 133 «Галузеве машинобудування».

Харків

2023

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Державний біотехнологічний університет

Факультет мехатроніки та інжинірингу

Кафедра фізики та математики

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

З НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ

ФІЗИКА

ЧАСТИНА II

для здобувачів

**рівня вищої освіти перший (бакалаврський) денної (заочної)
форми навчання за спеціальністю 133 «Галузеве машинобудування».**

Затверджено
рішенням Науково-методичної ради ФМІ
Протокол №№ 4 від 4 травня 2023 р.

Харків

2023

Схвалено

на засіданні кафедри фізики та математики
Протокол № 8 від 24.04.2023 р.

В.М. Онищенко, д-р техн. наук, доцент, професор кафедри технології м'яса, факультет переробних і харчових виробництв, Державний біотехнологічний університет;

А.М. Загорулько, канд. техн. наук, доцент, доцент кафедри обладнання та інжинірингу переробних і харчових виробництв, факультет мехатроніки та інжинірингу, Державний біотехнологічний університет

Конспект лекцій з навчальної дисципліни «ФІЗИКА» Частина II, для здобувачів рівня вищої освіти перший (бакалаврський) денної та заочної форми навчання за спеціальністю 133 «Галузеве машинобудування». / ДБТУ; уклад.: Пак А.О., Сіняєва О.В., Крекот М.М. Харків, 2023. 83 с.

Конспект лекцій з навчальної дисципліни «ФІЗИКА» розроблено відповідно до початкової програми. Висвітлено історія розвитку фізики, науковий шлях видатних вчених, основні закони та формули з дисципліни фізика, наведені приклади експериментальних досліджень, розглянуто фізичні основи електростатики, фізичні основи постійного струму, фізичні основи магнетизму.

Тема 1 ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ ПОЛЕ ТА ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

План

1. Електричний заряд. Закон збереження електричного заряду.
2. Закон Кулона.
3. Електричне поле. Напруженість електричного поля.
4. Принцип суперпозиції електростатичних полів. Поле диполя.
5. Теорема Гауса для електростатичного поля у вакуумі та її застосування.
6. Робота електростатичного поля при переміщенні заряду. Потенціальна енергія заряду в полі.
7. Потенціал, різниця потенціалів.
8. Зв'язок напруженості електростатичного поля з різницею потенціалів.

1. Електричний заряд. Закон збереження електричного заряду

У природі існує два типи електричних зарядів: *додатні (позитивні)* і *від'ємні (негативні)*. При однакових знаках зарядів тіла відштовхуються, при різних – притягуються.

Існує мінімальний заряд e , що називається *елементарним*, який дорівнює абсолютній величині заряду електрона $e = 1,60210 \cdot 10^{-19}$ Кл. Заряду, менше елементарного, в природі не знайдено.

Американський фізик Р. Міллікен (1868-1953) та радянський фізик А.Ф. Йоффе (1880-1960) дослідним шляхом встановили, що електричний заряд *дискретний*, тобто заряд будь-якого тіла складає ціле кратне елементарному електричному заряду $q = \pm ne$. Елементарний заряд мають деякі з так званих елементарних частинок. Електрон і протон є відповідно носіями елементарних від'ємного та додатного зарядів. (Земля має заряд $q = 500000$ Кл, заряд атмосфери Землі $q = -500000$ Кл)

Електричний заряд не залежить від системи відліку, не залежить від того, рухається ця система чи знаходиться в стані спокою. В цьому полягає релятивістська інваріантність заряду.

Одиниця електричного заряду – *кулон* (Кл).

Усі тіла у природі здатні електризуватися, тобто здобувати електричний заряд. Процес зарядження зводиться до розділення зарядів, при якому на одному тілі накопичується надлишок додатного заряду, а на іншому – надлишок від'ємного заряду. Загальна кількість зарядів обох знаків на тілах не змінюється. Ці заряди тільки перерозподіляються. М. Фарадей (1791-1867) експериментально установив *закон збереження електричного заряду: алгебраїчна сума електричних зарядів замкнутої системи (системи, що не обмінюється зарядами з зовнішніми тілами) залишається незмінною при будь-яких процесах, що відбуваються в цій системі.*

2. Закон Кулона

Сила взаємодії між двома точковими нерухомими зарядами визначається законом Кулона, установленим дослідним шляхом. *Точковим зарядом* називається заряджене тіло, розмірами якого можна знехтувати в порівнянні з відстанню від цього тіла до інших заряджених тіл. Закон названий в честь французького вченого Ш. Кулона (1736-1806), який встановив цей закон у 1785 р. Насправді цей закон ще раніше, в 1771 р., відкрив англійський вчений Г. Кавендіш (1731-1810), але своїх результатів не опублікував.

Закон Кулона: сила взаємодії між двома точковими нерухомими зарядами q_1 і q_2 , що знаходяться у вакуумі, пропорційна добутку зарядів і обернено пропорційна квадрату відстані r між ними

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

де k – коефіцієнт пропорційності, який у СІ: $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$;

$\epsilon_0 \cong 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала.

Кулонівська сила, як бачимо, обернено пропорційна квадратові відстані між зарядами. Ця сила напрямлена вздовж лінії, що з'єднує заряди (рис. 1.1), і може бути, як силою відштовхування, $F > 0$, якщо заряди однойменні, так і силою притягання, $F < 0$, якщо заряди різнойменні. Сили кулонівські – центральні сили.

Варто звернути увагу на аналогію форми запису закону Кулона з законом всесвітнього тяжіння; сили тяжіння теж обернено пропорційні квадрату відстані між об'єктами взаємодії (масами), але ці сили на багато порядків слабкіші за електростатичні.

В векторній формі закон Кулона записується так:

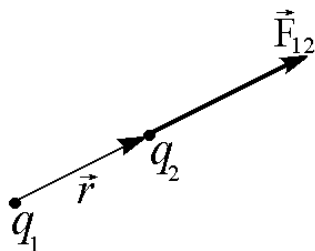


Рис. 1.1

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1.2)$$

де $\vec{F}_{1,2}$ – сила дії першого заряду на другий;

\vec{r} – вектор, проведений від першого заряду до другого, а r – його модуль;

q_1, q_2 – заряди, що взаємодіють.

При переході з вакууму в дане середовище закон Кулона має вигляд

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1.3)$$

де ϵ – **діелектрична проникність середовища**, що оточує заряди – число, що показує, у скільки разів зменшується сила взаємодії зарядів при переході з вакууму в дане середовище.

Модуль цієї сили

$$F = \frac{|q_1 q_2|}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}. \quad (1.4)$$

У таблиці наведені значення ϵ для деяких діелектриків.

Речовина	ϵ
Вода	81
Гліцерин	43
Спирт	26
Алмаз	16,5
Скло	6,0 – 10,0
Гума	3,0 – 6,0
Янтар	2,8

3. Електричне поле. Напруженість електричного поля

Відповідно до ідеї Фарадея електричні заряди не діють один на одного безпосередньо. Кожний з них створює в навколишньому просторі електричне поле. Поле одного заряду діє на інший і навпаки. **Поля, створені нерухожими електричними зарядами, називаються електростатичними.** Поле також, як і речовина, є матерією.

Для дослідження електростатичного поля використовується точковий позитивний заряд q_0 , який називається **пробним**.

Якщо у поле, створене зарядом q , помістити пробний заряд q_0 , то згідно з законом Кулона на пробний заряд діє сила, що залежить від цього заряду. Але відношення сили до пробного заряду в даній точці поля є сталою величиною, незалежною від q_0 . Ця величина називається *напруженістю електричного поля* і є **силовою характеристикою** електростатичного поля. **Напруженість** \vec{E} у даній точці електростатичного поля визначається силою, що діє на одиничний позитивний заряд, поміщений у цю точку поля:

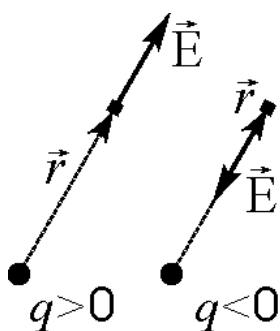


Рис. 1.2

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}, \quad q > 0. \quad (1.5)$$

Одиниця напруженості електростатичного поля – *вольт на метр* (В/м).

Використовуючи формули (1.4) і (1.5), одержимо напруженість поля точкового заряду q на відстані r від нього:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} \cdot \vec{r}, \quad (1.6)$$

або в скалярній формі

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad (1.7)$$

Напрямок напруженості збігається з напрямком сили, що діє на додатний заряд. Якщо заряд q позитивний, то напруженість поля \vec{E} спрямована від заряду, якщо заряд q негативний, то до нього (рис. 1.2). Знаючи напруженість поля в даній точці, можна знайти силу, що діє на будь-який заряд, розміщений у цій точці: $\vec{F} = q\vec{E}$.

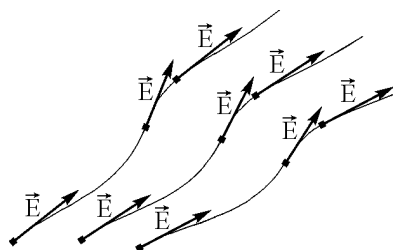


Рис. 1.3

Графічно електростатичне поле зображують за допомогою **ліній напруженості (силових ліній)** – ліній, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямком вектора \vec{E} , а густина ліній пропорційна модулю вектора \vec{E} в даному місці поля (рис.1.3). Домовилися вважати, що число силових ліній, які перетинають одиницю площі поверхні перпендикулярно до неї, чисельно дорівнює напруженості поля в даному місці. Силкові лінії електричного поля не замкнуті. Вони починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних або йдуть у нескінченність.

4. Принцип суперпозиції електростатичних полів. Поле диполя

Розглянемо електростатичне поле, що створюється системою нерухомих зарядів q_1, q_2, \dots, q_n . До кулонівських сил можна застосувати принцип незалежності дії сил. Якщо на заряд q_0 діє кілька сил, то їх дію на заряд можна замінити дією однієї сили \vec{F} , що дорівнює їх геометричній сумі:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (1.8)$$

З (1.5) слідує, що $\vec{F} = q_0\vec{E}$, і $\vec{F}_i = q_0\vec{E}_i$, де \vec{E} – напруженість поля системи зарядів, а \vec{E}_i – напруженість поля одного заряду q_i . Підставимо ці вирази у (1.8), отримаємо

$$q_0\vec{E} = \sum_i q_0\vec{E}_i,$$

звідки

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_i \vec{E}_i. \quad (1.9)$$

Рівняння (1.9) виражає **принцип суперпозиції (накладання)** електростатичних полів: результуюча напруженість поля системи зарядів дорівнює геометричній сумі напруженостей, створюваних в даній точці кожним зарядом окремо.

Застосуємо принцип суперпозиції для знаходження напруженості електричного поля системи, яка складається з двох однакових по величині різнойменних зарядів, що знаходяться на відстані ℓ , значно меншій за відстань до точки поля, що розглядається. Така система зарядів називається **електричним диполем**. Вектор $\vec{\ell}$, проведений від негативного заряду до позитивного, називається **плечем диполя**. Розгляд такої системи зарядів представляє практичний інтерес, тому що молекули діелектриків за своїми електричними властивостями подібні диполям.

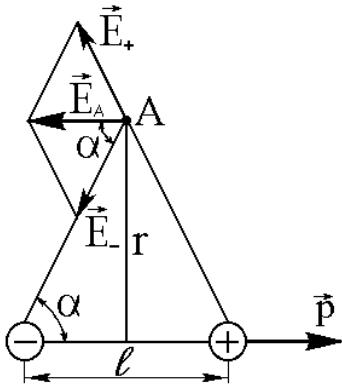


Рис. 1.4

Розглянемо випадок, коли електричне поле диполя відшукується в точці простору A , що знаходиться на перпендикулярі, встановленому до середини осі диполя (рис. 1.4).

Оскільки заряди $q_1 = q_2 = q$, а точка A рівновіддалена від них, то

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{q}{(r)^2 + \ell^2/4} \right], \quad (1.10)$$

де r – відстань від середини диполя до точки A .

З рис. 1.4 очевидно, що модуль напруженості \vec{E}_A дорівнює

$$E_A = E_+ \cos \alpha + E_- \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{2q}{(r)^2 + \ell^2/4} \right] \cos \alpha.$$

З рис. 1.4 також очевидно, що $\cos \alpha = \ell/2 \sqrt{(r)^2 + \ell^2/4}$, тому

$$E_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q \cdot \ell}{\left(r^2 + \ell^2/4 \right)^{3/2}}.$$

Оскільки $\ell \ll r$, то можна знехтувати величиною $\ell^2/4$ у порівнянні з r^2 . Отже,

$$E_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q \cdot \ell}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{p}{r^3}, \quad (1.11)$$

де $\vec{p} = q \cdot \vec{\ell}$, тобто добуток позитивного заряду q на плече $\vec{\ell}$, називається **електричним моментом \vec{p} диполя**. Таким чином, вектор \vec{p} збігається за напрямом з плечем диполя $\vec{\ell}$.

Для можливих випадків розташування точки A наведемо вираз для E_A без доведення:

$$E_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{p}{r^3} \sqrt{3 \cos^2 \varphi + 1}, \quad (1.12)$$

де φ - кут, що утворить радіус-вектор \vec{r} , проведений із середини осі диполя в точку A , із віссю диполя.

З формули (1.12) очевидно, що напруженість електричного поля диполя залежить від

положення точки A в просторі й спадає пропорційно кубу відстані r від його центру, тобто швидше, ніж у випадку поля точкового заряду.

5. Теорема Гауса для електростатичного поля у вакуумі та її застосування

Введемо поняття *потіку вектора напруженості електричного поля* Φ_E , або коротко, електричного потоку. Елементарним потоком вектора напруженості \vec{E} через поверхню площею dS називається добуток площі цієї поверхні на проекцію E_n вектора напруженості на нормаль до цієї поверхні \vec{n} (рис. 1.5)

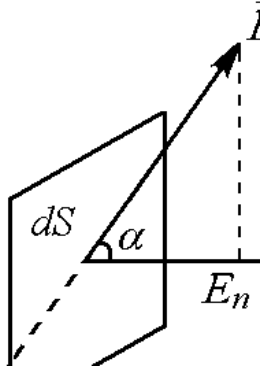


Рис. 1.5

$$d\Phi = E_n dS = E dS \cos \alpha, \quad (1.13)$$

де α - кут між нормаллю \vec{n} до елементарної площадки dS і вектором \vec{E} , $E_n = E \cos \alpha$.

Потік через довільну поверхню визначається інтегралом по всій площині поверхні S .

$$\Phi_E = \int_S E dS \cos \alpha = \int_S E_n dS, \quad (1.14)$$

Одиниця електричного потоку – *вольт-метр* (В·м).

Потік вектора \vec{E} залежить від конфігурації електричного поля і від вибору напрямку \vec{n} . Для замкнутих поверхонь за позитивний напрямок \vec{n} прийнятий напрямок зовнішньої нормалі стосовно області, охоплюваної поверхнею.

Розглянемо окремий випадок: точковий позитивний заряд q знаходиться у вакуумі в центрі сферичної поверхні радіуса r . Відповідно до формули (1.14) та, скориставшись формулою напруженості точкового заряду, маємо потік вектора \vec{E} крізь таку замкнуту поверхню

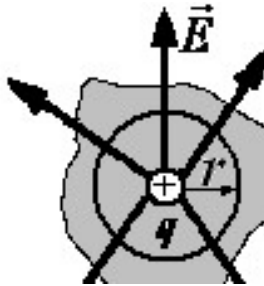


Рис. 1.6

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

Інтеграл $\oint_S dS$ береться по всій сферичній поверхні S . В данім випадку

це площа поверхні сфери $S = 4\pi r^2$.

Це справедливо для замкнутої поверхні якій завгодно форми, тому що кожна лінія напруженості, що пронизує сферу, пройде і крізь цю поверхню (рис. 1.6).

Розглянемо загальний випадок коли замкнута поверхня охоплює довільну кількість n зарядів q_i . Згідно з принципом суперпозиції результуюча напруженість поля системи зарядів дорівнює геометричній сумі напруженостей, створюваних в даній точці кожним зарядом окремо $\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i$. Тому

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S \left(\sum_i \vec{E}_i \right) \cdot d\vec{S} = \sum_i \oint_S E_n dS,$$

кожен з інтегралів, що стоїть під знаком суми, дорівнює $\frac{q}{\epsilon_0}$. Отже

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0} \quad (1.15)$$

Цей результат, встановлений російським математиком М.В. Остроградським (1801-1860) і німецьким математиком К. Гаусом (1777-1855) виражає **теорему Гауса** для електростатичного поля у вакуумі: потік вектора напруженості електростатичного поля крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює алгебраїчній сумі зарядів, охоплених цією поверхнею, поділеній на ϵ_0 .

Застосування теореми Гауса до розрахунку електростатичних полів у вакуумі:

1. Напруженість поля рівномірно зарядженої нескінченної площини.

Нескінченна площина рівномірно заряджена з поверхневою густиною $+\sigma$ (рис. 1.7).

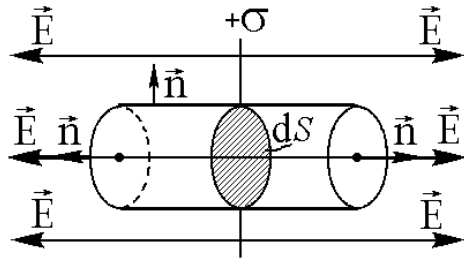


Рис. 1.7

Введемо поняття **поверхневої густини заряду**. Це відношення заряду деякої поверхні до площі, яка займається цим зарядом, тобто $\sigma = dq/dS$.

Одиниця виміру поверхневої густини заряду – **кулон на метр квадратний** (Кл/м²).

Нехай площина заряджена додатно. Лінії напруженості перпендикулярні до зарядженої площини і спрямовані в обидві сторони від неї. Для того, щоб використовувати теорему Гауса, необхідно вибрати

довільну замкнуту поверхню. Такою може явитися циліндр, основи якого рівнобіжні розглянутій площині, а вісь перпендикулярна до неї (рис. 1.7).

З огляду на те, що нормалі до бічної поверхні циліндра перпендикулярні силовим лініям, (тобто $\cos \alpha = 0$), потік через бічну поверхню відсутній. Потік через основи $\Phi = 2ES$. Сума охоплених циліндричною поверхнею зарядів $\sum q_i = \sigma S$. Згідно з теоремою Гауса:

$$2ES = \frac{\sigma \cdot S}{\epsilon_0}. \quad (1.16)$$

Таким чином, із (1.16) випливає, що поле E , створене нескінченною зарядженою поверхнею, дорівнює

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (1.17)$$

2. Напруженість поля між двома паралельними нескінченними різнойменно зарядженими площинами.

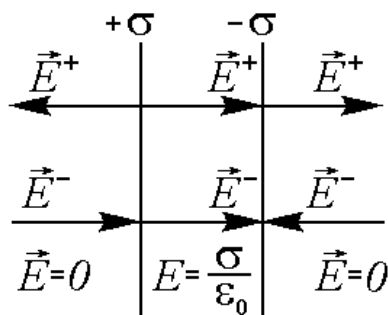


Рис. 1.8

Розглянемо площини, заряджені рівномірно різнойменними зарядами з поверхневими густинами $+\sigma$ і $-\sigma$ (рис. 1.8).

Поле таких площин легко знаходиться суперпозицією полів \vec{E}^+ і \vec{E}^- , утворених кожною із площин окремо. \vec{E}^+ – поле позитивно зарядженої площини, \vec{E}^- – негативно зарядженої.

Як видно з рис. 1.8, результуюче електричне поле \vec{E} існує тільки між пластинами і дорівнює подвоєній напруженості поля однієї пластини (1.17), тобто

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (1.18)$$

6. Робота електростатичного поля при переміщенні заряду. Потенціальна енергія заряду в полі

При русі заряду в електричному полі сили поля виконують над ним роботу. Ця робота не залежить від траєкторії, а визначається тільки початковим і кінцевим положенням заряду.

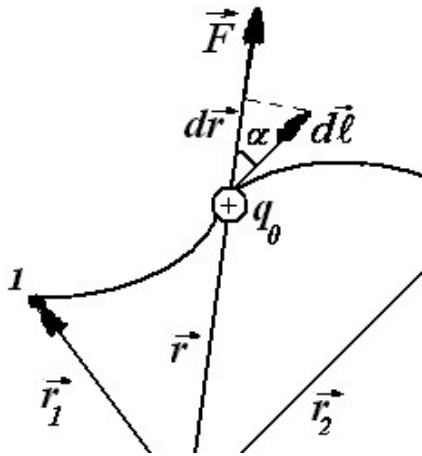


Рис. 1.9

Перевіримо це твердження.

Сила \vec{F} , яка діє на точковий заряд q_0 , що знаходиться в електричному полі \vec{E} , дорівнює $q_0\vec{E}$. У випадку переміщення заряду q_0 з точки 1 в точку 2 по довільній траєкторії (рис. 1.9) ця сила \vec{F} виконує роботу

$$A = q_0 \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} = \int_1^2 q_0 E d\ell \cos \alpha, \quad (1.19)$$

де α – кут між напрямками векторів \vec{E} і $d\vec{\ell}$.

У випадку, коли поле створене точковим зарядом $q > 0$, робота A дорівнює

$$A = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (1.20)$$

де r_1 і r_2 – відстань точок 1 і 2 від заряду q ,

$dr = d\ell \cdot \cos \alpha$ – проекція $d\vec{\ell}$ на напрямок електричного поля \vec{E} .

З (1.20) очевидно, що робота, яка виконується електростатичним полем при переміщенні заряду q_0 , не залежить від траєкторії, по якій рухається заряд, а визначається лише початковим і кінцевим положенням заряду q_0 . З цього випливає, що кулонівська сила консервативна, а електростатичне поле – потенціальне (як і гравітаційне).

Робота, що виконується силами електростатичного поля по замкнутому шляху L , дорівнює

$$\oint_L E d\ell \cdot \cos \alpha = \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0. \quad (1.21)$$

Цей інтеграл називається **циркуляцією вектора напруженості** електростатичного поля уздовж замкнутого контуру L . Рівність цього інтеграла нулю впливає з формули (1.20), якщо в ній покласти $r_1 = r_2$, тобто у випадку замкнутості шляху переміщення.

Робота консервативних сил по переміщенню заряду (1.20) дорівнює зменшенню потенціальної енергії W_p цього заряду:

$$A = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = -\Delta W_p = W_{p_1} - W_{p_2} \quad (1.22)$$

де W_{p_1} і W_{p_2} – значення потенціальної енергії заряду q_0 в точках a і b .

Відповідно до виразу (1.22) потенціальна енергія, яку має заряд у даній точці поля, задана з точністю до довільної сталої, тому необхідно умовитися про точку відліку, у якій потенціальна енергія дорівнює нулю. Приймаючи, як звичайно це роблять, що потенціальна енергія заряду q_0 дорівнює нулю на нескінченно великій відстані від q ($r_1 \rightarrow \infty$), приходимо до такого виразу для W_p :

$$W_p = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}. \quad (1.23)$$

Оскільки заряди q і q_0 входять до формули потенціальної енергії симетрично, можна говорити про потенціальну енергію як взаємну енергію зарядів q і q_0 .

Для однойменних зарядів потенціальна енергія додатна (відштовхуються заряди), для різнойменних – від'ємна (заряди притягаються).

Неважко дійти висновку, що потенціальна енергія заряду q_0 в полі n точкових зарядів q_i , дорівнює сумі його потенціальних енергій W_{p_i} , створюваних в даній точці кожним зарядом зокрема:

$$W_p = \sum_i W_{p_i} = q_0 \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}. \quad (1.24)$$

7. Потенціал, різниця потенціалів

З формули (1.23) слідує, що відношення W_p / q_0 не залежить від заряду q_0 . Ця величина називається **потенціалом електростатичного поля** і є **енергетичною характеристикою поля**.

Відношення потенціальної енергії заряду в даній точці поля W_p до величини заряду q_0 називається потенціалом φ :

$$\varphi = \frac{W_p}{q_0}, \quad q > 0. \quad (1.25)$$

Потенціал φ – скаляр. Одиниця потенціалу – *вольт* (В).

Потенціал поля точкового заряду визначається за формулою

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}. \quad (1.26)$$

Практичне значення має не потенціал у точці, а різниця потенціалів між двома точками $\Delta\varphi$.

Різниця потенціалів між двома точками дорівнює відношенню роботи поля по переміщенню заряду з початкової точки в кінцеву до цього заряду:

$$\Delta\varphi = \frac{A_{1,2}}{q_0}. \quad (1.27)$$

звідки
$$A_{1,2} = q_0 \Delta\varphi = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.28)$$

При переміщенні заряду з даної точки поля в нескінченність, де значення потенціалу приймається рівним нулю ($\varphi_\infty = 0$), робота сил електростатичного поля дорівнює

$$A_\infty = q_0 \varphi, \quad (1.29)$$

звідки

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0}. \quad (1.30)$$

Таким чином, **потенціал** чисельно дорівнює роботі, яку виконують сили електростатичного поля по переміщенню одиничного позитивного заряду з даної точки поля у нескінченність.

Якщо поле створюється кількома зарядами, то потенціал поля системи зарядів дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів полів усіх цих зарядів:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i. \quad (1.31)$$

Для графічного зображення розподілу потенціалу користуються **еквіпотенціальними поверхнями** – поверхнями, у всіх точках яких потенціал φ має одне й те саме значення ($\varphi = \text{const}$). Лінії напруженості завжди нормальні до еквіпотенціальних поверхонь. Густина еквіпотенціальних поверхонь пропорційна величині напруженості поля.

Знайдемо роботу з переміщення заряду вздовж еквіпотенціальної поверхні. Робота поля з

переміщення заряду з початкової точки в кінцеву дорівнює: $A_{1,2} = q\Delta\varphi$. У всіх точках еквіпотенціальних поверхонь потенціал φ має одне й те саме значення $\varphi = \text{const}$, звідки $\Delta\varphi = 0$. Відповідно $A_{1,2} = 0$.

8. Зв'язок напруженості електричного поля з різницею потенціалів

Напруженість і потенціал зв'язані між собою. Знайдемо цей зв'язок. Робота dA по переміщенню заряду q вздовж осі x на величину dx в електростатичному полі з напруженістю \vec{E} : $dA = \vec{F}d\vec{\ell} = qE_x dx$, де E_x – проекція вектора \vec{E} на вісь x . З другого боку, ця ж робота $dA = -qd\varphi$. Отже $qE_x dx = -qd\varphi \Rightarrow E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}$. Символ частинної похідної підкреслює, що диференціювання проводиться тільки по x . Аналогічні міркування для осей y і z приводять до виразів: $E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}$, $E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$. Звідси виходить

$$\vec{E} = E_x\vec{i} + E_y\vec{j} + E_z\vec{k} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right) = -\text{grad}\varphi. \quad (1.32)$$

Напруженість у будь якій точці електростатичного поля дорівнює градієнту потенціалу в цій же точці, взятому з протилежним знаком. Мінус означає, що вектор \vec{E} напрямлений в бік зменшення потенціалу.

Однорідне електростатичне поле – це поле, напруженість якого однакова у будь-якій точці простору (за величиною і напрямом).

Між напруженістю однорідного електричного поля і різницею потенціалів між двома точками, які знаходяться на відстані d , існує зв'язок:

$$E = \frac{\Delta\varphi}{d}. \quad (1.33)$$

Тема 2
ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ В ДІЕЛЕКТРИКАХ

План

1. Типи діелектриків. Поляризація діелектриків.
2. Поляризованість. Напруженість електричного поля в діелектрику. Електричне зміщення.
3. Електричне зміщення. Теорема Гауса для електричного поля у діелектрику.
4. Сегнетоелектрики. П'єзоелектричний ефект.

1. Типи діелектриків. Поляризація діелектриків

За здатністю пропускати електричний струм речовини поділяються на провідники, напівпровідники та діелектрики (ізолятори). Провідність діелектриків у 10^{15} - 10^{20} разів гірша за провідність провідників. Напівпровідники займають місце між провідниками та ізоляторами.

Розглянемо електричне поле в діелектриках. Молекули діелектриків за своїми електричними властивостями подібні диполям.

Діелектрики можна розбити на три групи:

Перша, що складається з молекул, у яких центри тяжіння позитивних і негативних зарядів не збігаються. Такі молекули називаються *полярними*. Дипольні моменти таких молекул відмінні від нуля $\vec{p}_i \neq 0$. Хоча у полярних молекул дипольні моменти відмінні від нуля, але у відсутності зовнішнього електричного поля ці моменти завдяки тепловому руху орієнтовані хаотично, тому їх сумарний електричний момент дорівнює нулю. Прикладами полярних молекул є молекули H_2O , NH_3 , CO .

Друга група складається з молекул, у яких центри тяжіння позитивних і негативних зарядів збігаються, тобто з *неполярних молекул*. Дипольні моменти таких молекул дорівнюють нулю $\vec{p}_i = 0$. Прикладом неполярних молекул є молекули N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 .

Третя група діелектриків складається з молекул, які мають *іонну будову* (NaCl , KCl , LiF , ...). Кристали іонних діелектриків являють собою просторові ґратки, у яких чергуються іони різних знаків.

При розміщенні діелектриків в електростатичному полі на їх поверхні виникають зв'язані заряди. У середині заряд дорівнює нулю. Позитивні заряди зміщуються по полю, а негативні – у протилежну сторону, тобто *діелектрик поляризується*.

Зупинимось докладніше на процесі поляризації різноманітних діелектриків. На відміну від металів, у діелектриках немає вільних зарядів. Особливості поляризації діелектриків із полярними, неполярними молекулами, а також іонних кристалів пов'язані з відносним розташуванням позитивних і негативних зарядів, що входять до складу молекул, і характером їх переміщення в зовнішньому електричному полі.

При внесенні діелектрика з *полярними молекулами* в електричне поле виникає переважна орієнтація наявних у діелектрику дипольних моментів по полю. Тепловий рух перешкоджає цьому процесу, тому повної орієнтації диполів уздовж напрямку зовнішнього поля не досягається. Збільшення напруженості зовнішнього поля і зменшення температури призводить до посилення цієї орієнтації. Таким чином, діелектрик поляризується, а поляризація такого типу називається *орієнтаційною*, або *дипольною*.

При внесенні в зовнішнє електричне поле діелектрика, що складається з *неполярних молекул*, тобто такого, який не має дипольних моментів поза полем, відбувається електронна, або деформаційна поляризація. Вона полягає у виникненні в атомів (молекул) індукованих дипольних моментів (так званих «пружних диполів»). Це відбувається за рахунок деформації електронних орбіт. У зовнішньому полі позитивні заряди зміщуються уздовж поля під дією сили $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$, а негативні – протилежно полю під дією цієї ж сили, тобто виникає диполь. Після зняття зовнішнього поля на заряди не діють кулонівські сили, і їхні центри ваги

повертаються в початковий стан, в якому дипольні моменти рівні нулю (звідси назва «пружний диполь»).

Діелектрики з *іонною ґраткою* також поляризуються в зовнішньому полі. Це відбувається за рахунок зсуву підґраток позитивних іонів уздовж поля, а негативних – проти поля і, отже, виникнення дипольних моментів.

2. Поляризованість. Напруженість електричного поля в діелектрику.

Поляризація діелектрика полягає в придбанні діелектриком відмінного від нуля дипольного момента \vec{p}_V , що є векторною сумою дипольних моментів усіх молекул, тобто

$$\vec{p}_V = \sum_i \vec{p}_i,$$

де \vec{p}_i – дипольний момент однієї i -ї молекули.

Дипольний момент одиниці об'єму діелектрика називається *поляризованістю (вектором поляризації)* \vec{P} :

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}_V}{V} = \sum_i \frac{\vec{p}_i}{V}. \quad (2.1)$$

Одиниця поляризованості – *кулон на метр квадратний* (Кл/м²).

Для ізотропних діелектриків (за винятком сегнетоелектриків) поляризованість лінійно залежить від величини зовнішнього електричного поля, тобто

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (2.2)$$

де χ – *діелектрична сприйнятливість речовини*, що залежить від властивостей діелектрика, завжди більша нуля і безрозмірна.

Розглянемо, що ж відбувається при внесенні діелектрика в зовнішнє однорідне електричне поле \vec{E}_0 .

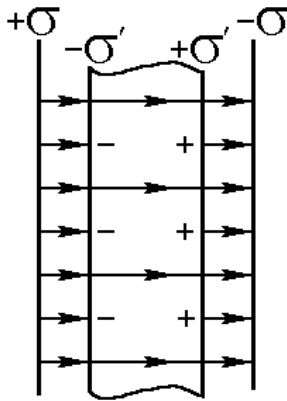


Рис. 2.1

На рис. 2.1 зображені дві різнойменно заряджені нескінченні пластини, що створюють поле \vec{E}_0 , між якими розміщена пластинка з однорідного діелектрика. Під дією поля \vec{E}_0 діелектрик поляризується – на його поверхні індуються зв'язані заряди. При цьому поблизу позитивної пластини на поверхні діелектрика виникають негативні заряди з поверхневою густиною $-\sigma'$, а поблизу негативної – позитивні з поверхневою густиною $+\sigma'$. Це призводить до того, що частина силових ліній поля \vec{E}_0 не проходить крізь діелектрик, тому що обривається на поверхневих зарядах діелектрика, тобто поле \vec{E}_0 зменшується в діелектрику, залишаючись без змін поза діелектриком ($\vec{E} = \vec{E}_0$).

Таким чином, поляризація діелектрика призводить до виникнення додаткового електричного поля \vec{E}' (поля зв'язаних зарядів), що спрямоване проти зовнішнього поля \vec{E}_0 (поля, утвореного вільними зарядами) і, отже, послабляє його. Розглядаючи поле \vec{E}' як поле двох нескінченних заряджених пластин, можна записати, що результуюче поле усередині діелектрика $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, або у скалярному виді $E = E_0 - E'$. Як відомо, напруженість поля між двома паралельними пластинами $E' = \sigma' / \epsilon_0$. Отже $E = E_0 - E' = E_0 - \sigma' / \epsilon_0$.

Визначимо густину поверхневих зарядів σ' . Повний дипольний момент всіх молекул

пластинки діелектрика $p_V = PV = PSd$, де S – площа грані пластинки, d – її товщина. З другого боку, дипольний момент цієї пластинки можна розглядати як момент диполя з зарядом $q' = \sigma'S$ і плечем $\ell = d$, тобто $p_V = \sigma'Sd$, або $\sigma' = P$. Враховуючи, що вектор поляризації $\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E}$, знаходимо E :

$$E = E_0 - \chi E,$$

звідки

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (2.3)$$

Безрозмірна величина

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (2.4)$$

називається **діелектричною проникністю середовища**.

З (18.3) очевидно, що ϵ показує, в скільки разів електричне поле в діелектрику зменшується в порівнянні з вакуумом, характеризуючи кількісно властивість діелектрика поляризуватися в електричному полі.

3. Електричне зміщення. Теорема Гауса для електричного поля у діелектрику

Як видно, вектор напруженості електричного поля, переходячи через границю діелектрика, терпить стрибкоподібну зміну (від E_0 у вакуумі до E_0/ϵ в діелектрику). Це призводить до незручностей при розрахунку полів. В зв'язку з цим введена ще одна характеристика поля, джерелами якої є тільки вільні заряди σ . – **вектор електричного зміщення \vec{D} (електрична індукція)**. За означенням, для електрично ізотропного середовища визначається таким виразом:

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}. \quad (2.5)$$

Підставивши вираз (2.2) для \vec{P} , одержимо

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \epsilon_0\chi\vec{E} = \epsilon_0(1 + \chi)\vec{E} = \epsilon_0\epsilon\vec{E}. \quad (2.6)$$

Одиниця електричного зміщення – кулон на метр квадратний (Кл/м²).

В той час, як вектор напруженості \vec{E} характеризує *результуюче* поле в діелектрику, створене як вільними, так і зв'язаними зарядами, і тому залежить від властивостей діелектрика, вектор електричного зміщення \vec{D} характеризує електричне поле, створене *вільними зарядами* у вакуумі, але при такому їх розподілі в просторі, яке є при наявності діелектрика.

Поле вектора \vec{D} аналогічно полю вектора \vec{E} зображується силовими лініями – лініями електричного зміщення. На відміну від силових ліній \vec{E} , лінії вектора \vec{D} можуть починатися і закінчуватися тільки на вільних зарядах.

Для довільної замкнутої поверхні S потік вектора зміщення \vec{D} крізь цю поверхню

$$\Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^n q_i, \quad (2.7)$$

де q_i – вільні заряди.

Формула (18.7) виражає **теорему Гауса для електростатичного поля в діелектрику**: потік електричного зміщення крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює алгебраїчній сумі вміщених усередині цієї поверхні вільних зарядів.

В вакуумі вектор $\vec{P} = 0$, так що величина \vec{D} перетворюється в $\epsilon_0\vec{E}$, і формула (2.7) переходить у формулу що виражає теорему Гауса для електричного поля у вакуумі.

4. Сегнетоелектрики. П'єзоелектричний ефект

Сегнетоелектрики – це діелектрики, які мають у певному інтервалі температур спонтанну (самодовільну) поляризованість у відсутності зовнішнього електричного поля, тобто $\vec{P} \neq 0$, при $\vec{E}_0 = 0$.

Назва походить від сегнетової солі ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$), яка у свою чергу названа на честь французького аптекаря Е. Сеньєта.

Детальне вивчення властивостей сегнетової солі було проведено І.В. Курчатовим і П.П. Кобеко. Ці властивості виявилися притаманними й іншим сегнетоелектрикам (їх більш сотні), зокрема, і титанату барію ($BaTiO_3$), що широко застосовується в науці і техніці.

Основними властивостями сегнетоелектриків є такі:

1. Наявність самодовільної (спонтанної) поляризації (тобто поляризації у відсутності зовнішнього електричного поля).

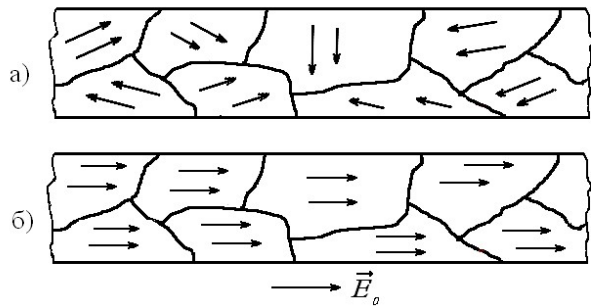


Рис. 2.2

У вихідному стані, коли зовнішнє поле $\vec{E}_0 = 0$, сегнетоелектрик спонтанно поляризований у межах невеличких областей – **доменів**. Електричні дипольні моменти доменів мають різноманітні напрямки і, таким чином, середня поляризованість усього сегнетоелектрика дорівнює нулю (рис. 2.2 а). Коли $\vec{E}_0 \neq 0$, електричні моменти доменів орієнтуються вздовж поля і сегнетоелектрик стає поляризованим (рис. 2.2 б).

2. Особливості процесу поляризації сегнетоелектриків обумовлюють великі значення їхньої діелектричної проникності ϵ . У деяких сегнетоелектриків ϵ досягає значень 10^4 .

3. Величина ϵ залежить від температури і від напруженості зовнішнього електричного поля.

4. У змінному електричному полі спостерігається явище **діелектричного гістерезису** (запізнювання).

Воно полягає у тому, що і після зняття зовнішнього поля домени «пам'ятають», куди вони були зорієнтовані раніше, тобто мають залишкову поляризованість. Формула $\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$ для сегнетоелектриків не справджується, залежність P від E виявляється нелінійною (рис. 2.3). З ростом напруженості (крива 1) настає насичення поляризованості, що означає, що всі домени зорієнтовані вздовж поля.

При зменшенні E зменшення величини P відбувається з запізненням по кривій 2. При $E = 0$ у діелектрику зберігається залишкова поляризованість. Щоб усунути цю залишкову поляризованість, необхідно прикласти електричне поле зворотного напрямку ($-E_c$). Величина E_c називається

коерцитивною силою. Подальша зміна E приводить процес поляризації по кривій 3 у вихідну точку. Крива, зображена на рис. 2.3, називається **петлею гістерезису**.

5. Для кожного сегнетоелектрика є температура, вище якої він стає звичайним діелектриком, тобто усі його унікальні властивості зникають. Ця температура T_c називається точкою Кюрі. Тільки сегнетова сіль і ізоморфні з нею сполучення мають дві точки Кюрі ($-18^\circ C$ і $+24^\circ C$ для сегнетової солі).

Існують кристалічні речовини, що називаються **п'єзоелектриками**, які при їх деформації в певних напрямках поляризуються. У цьому полягає прямий п'єзоелектричний ефект. Зворотний п'єзоелектричний ефект – механічна деформація п'єзоелектрика під дією зовнішнього

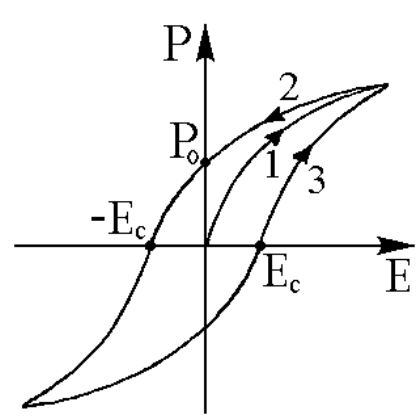


Рис. 2.3

електричного поля. П'єзоелектрики: кварц, сегнетова сіль, титанат барію, турмалін, цукор і т.д. ($\epsilon \sim 1500$). У змінному електричному полі в п'єзоелектрику виникають механічні коливання з частотою електричного поля.

Аналогом постійних магнітів є діелектрики, що зберігають поляризованість довго після зняття електричного поля. Ці речовини називаються *електретами*.

Існують також діелектрики із зміщеною решіткою додатних іонів відносно решітки від'ємних іонів. Вони здатні поляризуватися без дії зовнішнього поля. Це – *піроелектрики* (пір – вогонь). Поляризація спостерігається при нагріванні або охолодженні. Представники: турмалін, цукор, окремі види кераміки.

Всі сегнетоелектрики є п'єзоелектриками, але не всі п'єзоелектрики – сегнетоелектрики (наприклад, кварц).

П'єзо ефект (як прямий, так і зворотний) широко використовується в науці і техніці. Наприклад, дія датчиків механічних напруг і коливань заснована на прямому п'єзо ефекті. При зворотному п'єзо ефекті в п'єзоелектричних пластинах певного розміру можна досягти коливань ультразвукової частоти. Такі пластини з п'єзоелектриків застосовуються для збудження ультразвукових коливань у різноманітних приладах, наприклад, в ехолотах, гідролокаторах, дефектоскопах – приладах для виявлення в різноманітних матеріалах і виробках внутрішніх дефектів (тріщин, включень і т.п.), апаратах УЗО в медицині, пристроях для механічної обробки і різання матеріалів. Інші застосування п'єзо ефекту можна знайти в спеціальній літературі.

Тема 3 ПРОВІДНИКИ та ЇХ ЕНЕРГІЯ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

План

1. Електростатична індукція.
2. Електроємність відокремленого провідника. Ємність кулі.
3. Конденсатори. Ємність плоского конденсатора. З'єднання конденсаторів.
4. Енергія зарядженого конденсатора. Енергія електричного поля.

1. Електростатична індукція

У провідниках є вільні електрони, які під дією зовнішнього електричного поля переміщуються по всьому провіднику. При відсутності зовнішнього електричного поля електричні поля електронів провідності і позитивних іонів металу компенсують одне одного. Тому в цілому в провіднику без надлишкового заряду немає електричного поля.

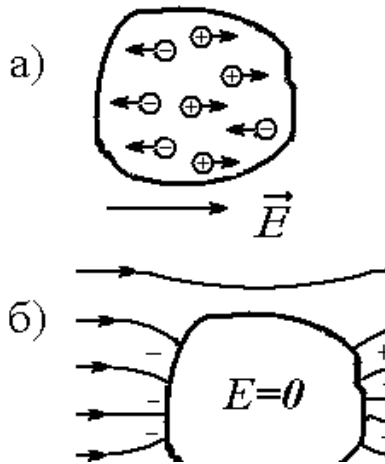


Рис. 3.1

Якщо помістити нейтральний провідник в зовнішнє електростатичне поле \vec{E} , то на одному кінці провідника накопичується надлишок позитивного заряду, на іншому – надлишок негативного (рис. 3.1а). Ці заряди називаються *індукованими*. Індуковані заряди створюють своє поле, що накладається на зовнішнє поле і компенсує його. Перерозподіл зарядів відбувається доти, доки напруженість результуючого поля усередині провідника стане рівною нулю (рис. 3.1б). **Явище перерозподілу поверхневих зарядів на провіднику в зовнішньому електричному полі називається електростатичною індукцією.**

Отже, електростатичного поля усередині провідника немає. Відсутність поля в середині провідника означає, що потенціал в ньому скрізь сталий $d\varphi = E dx = 0$, $\varphi = const$. Значить, поверхня провідника в електростатичному полі екіпотенціальна.

Можна також показати, що усередині провідника немає некомпенсованих зарядів. Останні розташовуються тільки на поверхні провідника. На відсутності електричного поля в середині провідників заснований *електростатичний захист*. Електростатичний захист полягає в екрануванні тіл, наприклад, вимірювальних приладів, від зовнішніх електричних полів. Для цього можуть бути використані не тільки суцільні провідники, але і металеві сітки. Якщо екран заземлити, то наведені заряди, наприклад, при ударі блискавки, стікають на Землю, і потенціал екрану зрівнюється з потенціалом Землі.

Властивість зарядів розміщуватися на поверхні провідника використано в електростатичному генераторі – пристрої для накопичення великого заряду і досягнення високого потенціалу. Вперше електростатичний генератор побудував американський фізик Ван-де-Грааф (1901-1967). Генератор складається з кулеподібного провідника (рис.3.2), розміщеного на ізоляційній підставці. Рухома стрічка з прогумованої тканини заряджається від джерела напруги за допомогою гребінки з загостреними зубцями. Щоб заряди краще переходили на стрічку, з протилежного до гребінки боку стрічки ставиться металева пластина, з'єднана з Землею. За допомогою іншої гребінки заряд передається в порожнисту кулю і переходить на її зовнішню поверхню. Таким чином куля поступово набуває великого заряду, і її потенціал може досягти кількох мільйонів вольт (відносно землі). Обмеження до більшого підвищення потенціалу пов'язані з самодовільним стіканням заряду, пробоем на землю по ізоляції чи через повітря. Електростатичні генератори застосовують як

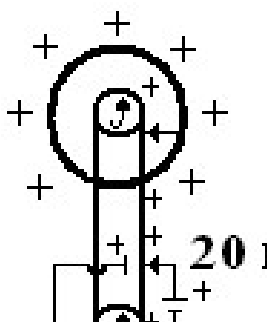


Рис. 3.2

високовольтні прискорювачі протонів.

2. Електроємність відокремленого провідника. Ємність кулі

Відокремленим називається провідник, що знаходиться в однорідному середовищі вдалині від заряджених тіл та інших зарядів.

Потенціал відокремленого провідника прямо пропорційний заряду провідника, що впливає з формули потенціалу точкового заряду. Різні провідники, маючи однакові заряди, мають різні потенціали. Тому для відокремленого провідника можна записати

$$q = C\varphi, \quad (3.1)$$

звідки

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (3.2)$$

Величину C називають **електроємністю** (або просто **ємністю**) **відокремленого провідника**. Ємність відокремленого провідника визначається зарядом, при наданні якого провідникові його потенціал змінюється на одиницю.

Одиниця ємності – **фарад** (Ф).

Фарад – дуже велика величина, тому на практиці використовують мікрофарад (10^{-6} Ф), нанофарад (10^{-9} Ф), пікофарад (10^{-12} Ф).

Знайдемо ємність відокремленої кулі. Потенціал кулі визначається за формулою, подібною до потенціалу точкового заряду:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R}, \quad (3.3)$$

де R – радіус кулі.

Ємність кулі

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (3.4)$$

З формули (3.4) випливає, що ємність 1 Ф мала би куля радіусом $R = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9$ м, що знаходиться у вакуумі. Це приблизно у 1400 раз більше радіуса Землі. (Ємність Землі – 709 мкф).

Ємність провідника залежить від форми, розмірів і діелектричної проникності середовища і не залежить від заряду, потенціалу і від матеріалу провідника.

3. Конденсатори. Ємність плоского конденсатора. З'єднання конденсаторів

Відокремлені провідники малопритатні для накопичування заряду, вони мають малу електроємність. На практиці необхідні пристрої, які при малих розмірах і невисоких потенціалах відносно оточуючих їх тіл мали б велику ємність. Такі пристрої називаються конденсаторами.

Конденсатором називають пристрій, що складається з двох провідників (обкладинок), розділених діелектриком. У залежності від форми обкладинок конденсатори поділяються на плоскі, циліндричні і сферичні.

Під **ємністю конденсатора** розуміють фізичну величину, яка дорівнює відношенню заряду конденсатора до різниці потенціалів ($\varphi_1 - \varphi_2$) між його обкладинками:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (3.5)$$

Конденсатор заряджають, надавши його обкладинкам рівні за модулем і протилежні за знаком

заряди $+q$ і $-q$. Під зарядом конденсатора розуміють абсолютне значення заряду однієї з обкладок.

Ємність плоского конденсатора легко знайти, скориставшись формулою для різниці потенціалів між двома паралельними пластинами $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} d$, де d – відстань між пластинами конденсатора, ϵ – діелектрична проникність діелектрика між його обкладками. Враховуючи, що заряд конденсатора $q = \sigma S$, де S – площа кожної його обкладки, отримаємо

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}, \quad (3.6)$$

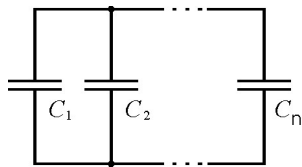


Рис. 3.3

Для варіювання значень ємності конденсатори з'єднують у батареї.

При **паралельному з'єднанні** конденсаторів (рис. 3.3) різниця потенціалів на обкладках конденсаторів однакова і дорівнює $\Delta\varphi$. Якщо ємності окремих конденсаторів C_1, C_2, \dots, C_n , то згідно (3.5), їх заряди $q_1 = C_1 \Delta\varphi$, $q_2 = C_2 \Delta\varphi$, ..., $q_n = C_n \Delta\varphi$, а заряд батареї конденсаторів $q = \sum_i q_i = (C_1 + C_2 + \dots + C_n) \Delta\varphi$. Повна ємність батареї

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (3.7)$$

При паралельному з'єднанні конденсаторів повна ємність батареї дорівнює сумі ємностей окремих конденсаторів.

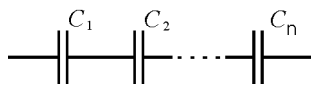


Рис. 3.4

При **послідовному з'єднанні** конденсаторів (рис. 3.4) заряди усіх обкладок рівні за модулем, а різниця потенціалів на кінцях батареї $\Delta\varphi = \sum_i \Delta\varphi_i$, де для кожного конденсатора $\Delta\varphi_i = q / C_i$. З іншого боку $\Delta\varphi = q / C = q \sum_i 1 / C_i$, звідки

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (3.8)$$

При послідовному з'єднанні конденсаторів додаються величини, обернені ємностям.

4. Енергія електричного поля. Енергія зарядженого конденсатора

Енергія системи зарядів. Якщо система складається з n нерухомих зарядів q_1, q_2, \dots, q_n , то потенціальну енергію одного з них можна знайти за формулою $W_i = q_i \varphi_i$, де φ_i – алгебраїчна сума потенціалів решти зарядів в точці, де знаходиться заряд q_i . Повна взаємна потенціальна енергія

$$W = \frac{1}{2} \sum_i W_i = \frac{1}{2} \sum_i q_i \varphi_i. \quad (3.9)$$

Коефіцієнт $1/2$ пов'язаний з тим, що знак суми фактично враховує енергію взаємодії кожної пари двічі, хоча це та сама одна енергія взаємодії двох зарядів $W_{ik} = W_{ki} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_k}{\epsilon r}$.

Енергія відокремленого провідника. Є відокремлений провідник, заряд, ємність і потенціал якого відповідно дорівнюють q, C, φ . Збільшимо заряд провідника на dq . Для цього

перенесемо його з нескінченності на провідник, виконавши роботу $dA = \varphi dq$. Повна робота при наданні провіднику потенціалу φ з нульового значення $A = \int_0^{\varphi} \varphi dq = \int_0^{\varphi} \varphi C d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2}$.

Ця робота переходить у потенціальну енергію відокремленого провідника.

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.10)$$

Енергія зарядженого конденсатора, як і енергія відокремленого провідника

$$W = q \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\Delta\varphi^2}{2}. \quad (3.11)$$

Підставивши у формулу (3.11) значення ємності плоского конденсатора $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$ і виразивши різницю потенціалів через напруженість поля $\Delta\varphi = Ed$, одержимо вираз для енергії електричного поля:

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} Sd. \quad (3.12)$$

Розділивши (3.12) на об'єм Sd , зайнятий полем, одержимо енергію, що приходить на одиницю об'єму, тобто **густину енергії**:

$$\omega = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}. \quad (3.13)$$

Тема 4
ЗАКОНИ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ та
ЕЛЕМЕНТИ КЛАСИЧНОЇ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ

План

1. Електричний струм та його характеристики.
2. Сторонні сили. Електрорушійна сила. Напруга.
3. Закон Ома в інтегральній формі.
4. Опір провідника. Залежність опору від температури. Надпровідність. З'єднання опорів.
5. Робота та потужність струму. Закон Джоуля-Ленца в інтегральній формі.
6. Закони Ома та Джоуля-Ленца в диференціальній формі.
7. Розгалужені кола. Правила Кірхгофа.
8. Основні уявлення класичної теорії провідності металів.
9. Доведення законів постійного струму за класичною теорією провідності металів.

1. Електричний струм та його характеристики

Електричним струмом називається упорядкований (спрямований) рух заряджених частинок. За напрям струму прийнято напрям руху позитивно заряджених частинок. Якщо струм створюється рухом негативно заряджених частинок, то напрям струму вважається протилежним руху частинок. В провідниках під дією прикладеного електричного поля рухаються вільні заряди: додатні в напрямі поля, від'ємні – проти поля. Струм у провідниках називається *струмом провідності*. Спрямоване переміщення в просторі зарядженого тіла обумовлює *конвекційний струм*.

Носіями струму в металах є вільні електрони, у газах – позитивні іони й електрони, в електролітах – позитивні і негативні іони, а у напівпровідниках – дірки й електрони.

Кількісною характеристикою електричного струму через якусь поверхню, наприклад, через поперечний переріз провідника, є *сила струму*.

Силою струму називається фізична величина I , яка чисельно дорівнює заряду dq , який проходить через поперечний переріз провідника в певному напрямі за одиницю часу:

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

Постійний струм – струм, сила і напрямок якого незмінні. У цьому випадку

$$I = \frac{q}{t}, \quad (4.2)$$

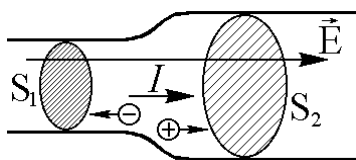


Рис. 4.1

де q – електричний заряд, що проходить за час t крізь розглянуту поверхню.

З умови сталості сили струму випливає, що в провідниках змінного перерізу (рис. 4.1) крізь поверхні S_1 і S_2 протікає однаковий заряд за одиницю часу, і, отже, сила струму I однакова у всіх перерізах провідника.

Одиниця сили електричного струму – *ампер* (А).

Вводиться додаткова до I характеристика, яка називається *густиною струму* \vec{j} , що несе інформацію про напрямок струму в будь-якій точці провідника і про розподіл сили струму по перерізу провідника.

Густиною струму називається фізична величина \vec{j} , яка чисельно дорівнює силі струму, що проходить через одиницю площі поперечного перерізу провідника, перпендикулярного напрямку струму:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (4.3)$$

Густина струму \vec{j} – вектор, що збігається з напрямком руху позитивних зарядів, тобто з напруженістю електричного поля, що створює цей струм.

Одиниця густини струму – *ампер на метр у квадраті* (А/м²).

Визначимо силу та густину струму в металі через такі характеристики електронів, як їхній заряд e , концентрація n в металі і середня швидкість упорядкованого руху $\langle v \rangle$. За час dt крізь поперечний переріз S провідника переноситься заряд $dq = ne\langle v \rangle S dt$. Сила струму

$$I = \frac{dq}{dt} = ne\langle v \rangle S, \quad (4.4)$$

а густина струму

$$j = ne \langle v \rangle. \quad (4.5)$$

Знаючи \vec{j} , можна знайти величину I крізь довільну поверхню S :

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S}, \quad (4.6)$$

де $d\vec{S}$ – вектор, який чисельно дорівнює площі елементарної поверхні dS і спрямований по нормалі \vec{n} до неї (\vec{n} і \vec{j} утворюють між собою кут α).

Інтегрування у формулі (4.6) проводиться по всій площі поверхні S . У випадку струму провідності під поверхнею мається на увазі площа поперечного перерізу провідника. Якщо густина постійного струму однакова по всьому поперечному перерізі S провідника, то у цьому випадку

$$I = j \cdot S. \quad (4.7)$$

З рисунка видно, що у випадку постійного струму

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{S_2}{S_1}. \quad (4.8)$$

2. Сторонні сили. Електрорушійна сила. Напряга

Сили електростатичного поля, діючи на носії струму, приводять до вирівнювання потенціалів у колі і, в результаті, до зникнення електричного поля. Тобто вони не здатні підтримувати різницю потенціалів у колі. Для існування електричного струму в замкнутому колі необхідна наявність носіїв струму і пристрою, що буде постійно підтримувати різницю потенціалів. Такий пристрій називається *джерелом струму*. Джерела струму припускають наявність у них *сил неелектростатичного походження, що називаються сторонніми*. Природа сторонніх сил різна. У гальванічних елементах ці сили виникають у результаті хімічних реакцій між електродами та електролітами, у генераторах – за рахунок механічної енергії обертання ротора генератора. Під дією сторонніх сил електричні заряди в джерелі струму рухаються *проти* сил електростатичного поля, завдяки чому на його кінцях підтримується сталою різниця потенціалів, що забезпечує в колі постійний електричний струм.

Здатність джерела струму виконувати роботу по переміщенню зарядів у колі характеризується *електрорушійною силою* \mathcal{E} (е.р.с.). **Електрорушійна сила** джерела струму – це фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яка виконується сторонніми силами при переміщенні одиничного позитивного заряду в колі:

$$\mathcal{E} = \frac{A_{cm}}{q_0}. \quad (4.9)$$

Як і різниця потенціалів, величина \mathcal{E} вимірюється у *вольтах* (В).

Е.р.с., що діє на ділянці, а також у замкнутому колі, можна виразити через електричне поле сторонніх сил \vec{E}_{cm} . Сторонні сили, що діють на заряд q_0 , можна виразити як

$$\vec{F}_{cm} = \vec{E}_{cm} \cdot q_0. \quad (4.10)$$

Робота цих сил по елементарному переміщенню $d\vec{\ell}$ заряду q на ділянці 1-2 дорівнює

$$A_{1-2}^{cm} = q_0 \int_1^2 \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}, \quad (4.11)$$

і в замкнутому колі

$$A^{cm} = q_0 \oint \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}. \quad (4.12)$$

Розділивши обидва вирази на q відповідно до означення е.р.с., одержимо вираз для е.р.с., що діє на ділянці та у замкнутому колі:

$$\mathcal{E}_{1-2} = \int_1^2 \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}, \quad (4.13a)$$

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}. \quad (4.13b)$$

Тобто, е.р.с. можна визначити як циркуляцію вектора напруженості сторонніх сил.

На ділянці кола необхідно також враховувати діюче на заряд q_0 поле кулонівських (електростатичних) сил \vec{E} , що виконують роботу

$$A_{кул}^{1-2} = q_0 \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell}. \quad (4.14)$$

Сумарна робота сторонніх і кулонівських сил при переміщенні заряду q на ділянці 1-2 дорівнює

$$A_{1-2} = q_0 \int_1^2 \vec{E}_{cm} d\vec{\ell} + q_0 \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell}. \quad (4.15)$$

Використовуючи вирази (4.13б) і (4.14), одержуємо

$$A_{1-2} = q_0 \mathcal{E}_{1-2} + q_0 (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (4.16)$$

Фізична величина, що визначається роботою, яку виконують поля сторонніх і кулонівських сил при переміщенні одиничного позитивного заряду на ділянці 1-2, **називається напругою (падінням напруги) U_{1-2} на цій ділянці**, тобто

$$U_{1-2} = \frac{A_{1-2}}{q_0} = \mathcal{E}_{1-2} + (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (4.17)$$

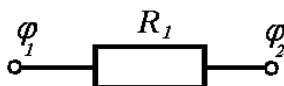


Рис. 4.2

Дільниці кола можуть бути **однорідними** – без джерела е.р.с. (рис. 4.2). $U_{1-2} = \varphi_1 - \varphi_2$, тобто у цьому випадку напруга дорівнює різниці потенціалів на кінцях цієї ділянки.

З визначення напруги (4.17) видно, що вона вимірюється в одиницях потенціалу і е.р.с., тобто у *вольтах* (В).

3. Закон Ома в інтегральній та диференціальній формі

Німецький фізик Г.Ом (1787-1854) експериментально встановив взаємозв'язок між напругою, прикладеною до кінців провідника, і силою струму в цьому провіднику. *Сила струму*

I , який протікає по однорідному провіднику, пропорційна напрузі на кінцях провідника та обернено пропорційна опорю провідника.

Для однорідної ділянки кола закон Ома має вигляд:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}. \quad (4.18)$$

Для ділянки кола, яка містить джерело е.р.с. і називається **неоднорідною** (рис. 4.3), математичний запис закону Ома має наступний вигляд:

$$I = \frac{U_{1-2}}{R+r} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{1-2}}{R+r}, \quad (4.19)$$

де R – електричний опір провідника; r – внутрішній опір джерела е.р.с.

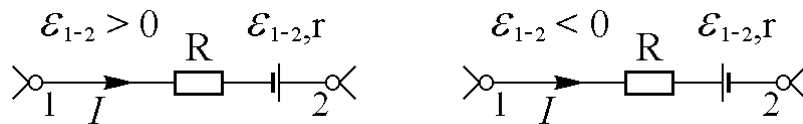


Рис. 4.3

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{1-2}}{R+r}; \quad I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 - \varepsilon_{1-2}}{R+r}.$$

Знак при ε_{1-2} у (4.19) визначається правилом знаків для джерел е.р.с.: $\varepsilon_{1-2} > 0$, якщо усередині джерела струм I йде від - до +; $\varepsilon_{1-2} < 0$, якщо струм I усередині джерела йде від + до -. Обхід ділянки здійснюється від точки 1 до точки 2, тобто в напрямку струму (рис. 4.3).

Закон Ома для замкнутого кола. Для замкнутого кола (рис. 4.4) точки 1 і 2 збігаються, отже, $\varphi_1 = \varphi_2$, і закон Ома приймає наступний вигляд:

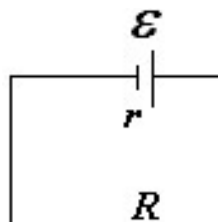


Рис. 4.4

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r}. \quad (4.20)$$

З (4.19) видно, що величину е.р.с. ε_{1-2} джерела можна знайти, якщо розімкнути коло і вимірити різницю потенціалів на його клеммах. Дійсно, при $I = 0$ $\varepsilon_{1-2} = \varphi_1 - \varphi_2$.

4. Опір провідника. Залежність опорю від температури. Надпровідність. З'єднання опорю

З закону Ома (4.18) випливає, що сила струму в провіднику залежить не тільки від прикладеної до його кінців різниці потенціалів, але і від властивості провідника чинити опір упорядкованому руху носіїв заряду. Величина R , що характеризує здатність провідника перешкоджати упорядкованому руху зарядів, називається **електричним опором**. Опір однорідного провідника залежить від його довжини ℓ , площі поперечного перерізу S і матеріалу, з якого він виготовлений:

$$R = \rho \frac{\ell}{S}, \quad (4.21)$$

де ρ – величина, що характеризує матеріал провідника і називається **питомим електричним опором**.

Величина $G = \frac{1}{R}$ називається **електричною**, а величина $\gamma = \frac{1}{\rho}$ називається **питомою електричною провідністю провідника**.

Опір вимірюється в *омах* (Ом), а провідність – у *сіменсах* (См). Одиницями питомого електричного опорю ρ і питомої електричної провідності γ є *ом метр* (Ом·м) та *сіменс на метр* (См/м), відповідно.

Малий питомий опір має срібло – $1,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, мідь – $1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, деякі сплави мають великий питомий опір, наприклад, ніхром – 10^{-4} Ом·м.

Опір і питомий опір залежать від температури провідника (рис. 4.5). В області не дуже високих і не дуже низьких температур залежність від температури величин R і ρ описується лінійним законом

$$R = R_0(1 + \alpha \cdot t), \quad (4.22)$$

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha \cdot t), \quad (4.23)$$

де R_0 і ρ_0 – відповідно опір і питомий опір провідника при 0°C ,

α – температурний коефіцієнт опору, що для чистих

металів близький $\frac{1}{273} \text{K}^{-1}$. Перейшовши до термодинамічної (абсолютної) шкали температур T , одержимо вираз для $R(T)$:

$$R(T) = \alpha \cdot R_0 T. \quad (4.24)$$

У звичайних металевих провідників при температурі близькій до абсолютного нуля опір не звертається в нуль, тобто має залишковий опір (рис. 4.5). Однак опір багатьох металів

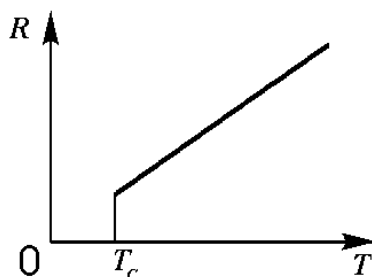


Рис. 4.6

при деяких, характерних для кожного з них температурах, дорівнює нулю (рис. 4.6). У 1911 р. Г. Камерлінг-Оннес знайшов, що при $T = 4,15$ К ртуть стрибкоподібно втрачає електричний опір. Це явище, при якому зникає електричний опір провідника, одержало назву **надпровідності**. Пізніше це явище було виявлено на цілому ряді чистих металів і сплавів. Температура переходу у стан надпровідності T_c називається **критичною температурою**. Температури T_c для чистих металів лежать у межах від 0,35 К (для гафнію) до 9,2 К (для ніобію), а для сплавів – від 0,155 К (Bi_2Pt) до 23,2 К (Nb_3Ge). Надпровідними металами є, наприклад, алюміній ($T_c = 1,2$ К), ванадій ($T_c = 5,3$ К), молібден ($T_c = 0,9$ К), олово ($T_c = 3,7$ К), свинець ($T_c = 7,2$ К), уран ($T_c = 0,8$ К), цинк ($T_c = 0,9$ К) і деякі інші.

Фізична природа надпровідності стала зрозумілою лише в 1957 р. завдяки теорії Л.Ландау надтекучості гелію. Теорія надпровідності була створена американськими фізиками Д.Бардінім, Л.Купером і Д.Шриффером.

В даний час виявлено та активно досліджується явище високотемпературної надпровідності (ВТНП). Об'єкти досліджень – керамічні матеріали, яким властива надпровідність при температурах вище 100 К. У 1993 р. у фізичній лабораторії «Фесткерпер» у Цюріху була досягнута температура $T_c \cong 133$ К на матеріалі із суміші оксидів ртуті, барію, кальцію і міді.

Опір кола можна варіювати, якщо з'єднувати провідники між собою.

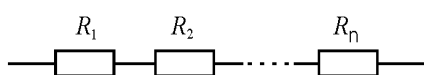


Рис. 4.7

При **послідовному з'єднанні провідників** електричне коло не має розгалужень, усі провідники включені один за іншим (рис. 4.7). Сила постійного струму в кожному провіднику однакова $I_1 = I_2 = \dots = I_n = I$. Напряга U на кінцях розглянутої ділянки кола складається з напруг на кожному опорі: $U = U_1 + U_2 + \dots + U_n$. Повний опір розглянутої ділянки дорівнює сумі опорів складових його провідників:

$$R = \sum_{i=1} R_i = R_1 + R_2 + \dots + R_n. \quad (4.25)$$

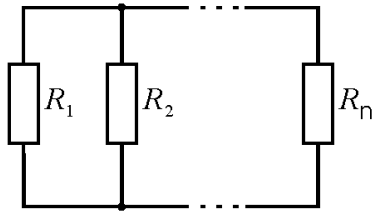


Рис. 4.8

При *паралельному з'єднанні* (рис. 4.8) напруга на кожному з опорів однакова, $U_1 = U_2 = \dots = U_n$, сила струму I розгалужується на сили струму I_1, I_2, \dots, I_n . Загальний опір з'єднання R зв'язаний з опорами R_1, R_2, \dots, R_n окремих провідників співвідношенням

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}. \quad (4.26)$$

5. Робота та потужність струму. Закон Джоуля-Ленца в інтегральній та диференціальній формах

Якщо заряд $q = It$ переміщується між двома точками однорідної ділянки електричного кола ($\Delta\varphi = U$, $\varepsilon_{1-2} = 0$) з різницею потенціалів $\Delta\varphi$ за час t , електричне поле виконує роботу

$$A = q\Delta\varphi = I\Delta\varphi \cdot t = IUt. \quad (4.27)$$

Енергія джерела струму витрачається частково або цілком на нагрівання провідників і може перетворюватися в механічну енергію. Скориставшись законом Ома, роботу струму можна виразити так:

$$A = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (4.28)$$

Потужністю струму називається величина, що дорівнює роботі струму за одиницю часу:

$$P = \frac{A}{t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (4.29)$$

Одиниця потужності – *ват* (Вт).

Якщо на ділянці кола не виконується механічна робота і струм не чинить хімічних впливів, то провідник тільки нагрівається. Нагрітий провідник віддає теплоту навколишнім тілам. За **законом Джоуля-Ленца** кількість теплоти Q , що виділяється провідником,

$$Q = I^2 R t = IUt = \frac{U^2}{R} t. \quad (4.30)$$

Лекція 21

ЗАКОНИ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ та ЕЛЕМЕНТИ КЛАСИЧНОЇ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ (продовження)

6. Закони Ома та Джоуля-Ленца в диференціальній формі

Закон Ома можна представити в так званій *диференціальній формі*, використовуючи такі локальні (тобто стосовні до будь-якої точки провідника) характеристики, як густина струму \vec{j} і напруженість поля \vec{E} . Для цієї мети розглянемо однорідний лінійний провідник. Опір такого провідника $R = \rho \frac{\ell}{S}$. Підставивши цей вираз в закон Ома (4.8), одержимо $\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{\ell}$.

З урахуванням, що $\frac{I}{S}$ – густина струму, $\frac{U}{\ell} = E$ – напруженість електричного поля в провіднику, отримаємо

$$j = \frac{1}{\rho} E, \quad (4.31)$$

або

$$\vec{j} = \gamma \cdot \vec{E}. \quad (4.32)$$

Вираз (4.32) і є закон Ома в диференціальній формі, що зв'язує густину струму в довільній точці усередині провідника з напруженістю електричного поля в цій же точці.

Закон Джоуля-Ленца в диференціальній формі. Розглянемо виділений у провіднику елементарний циліндр об'єму $dV = dS \cdot d\ell$ з віссю уздовж струму. Опір такого циліндра $R = \rho \frac{d\ell}{dS}$. У такому циліндрі за законом Джоуля-Ленца за час dt виділяється теплота

$$dQ = I^2 R dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j dS)^2 dt = \rho \cdot j^2 dV dt. \quad (4.33)$$

Введемо нову фізичну величину ϖ , що називається *питомою тепловою потужністю струму*:

$$\varpi = \frac{dQ}{dV \cdot dt}. \quad (4.34)$$

З виразу (4.34) видно, що ϖ – це кількість теплоти, яка виділяється в одиницю часу в одиниці об'єму провідника.

Використовуючи означення для ϖ і закон Ома в диференціальній формі ($j = \gamma \cdot E$), одержимо

$$\varpi = \rho \cdot j^2 = \gamma \cdot E^2. \quad (4.35)$$

Відзначимо, що закон Джоуля-Ленца в диференціальній формі придатний для будь-яких провідників.

Теплова дія струму широко застосовується в різних освітлювальних і нагрівальних приладах, для контактного електрозварювання і т.д.

7. Розгалужені кола. Правила Кірхгофа

Закон Ома дозволяє розраховувати замкнуте коло, що не має розгалужень. Для розрахунку розгалужених кіл (рис. 4.9) застосовуються правила Г.Кірхгофа для вузлів та контурів. **Вузол** – це точка, до якої збігається більше двох провідників. На рис. 4.9 це точки А, В, С і D.

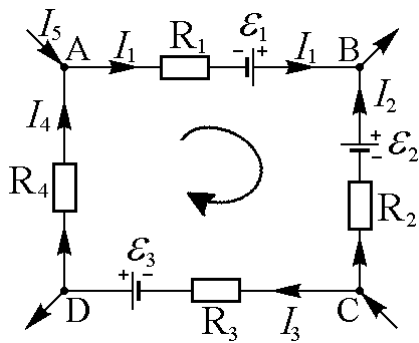


Рис. 4.9

Перше правило Кірхгофа: Алгебраїчна сума сил струмів, що збігаються у вузлі, дорівнює нулю:

$$\sum_i I_i = 0, \quad (4.36)$$

де i – кількість провідників, що збігаються у вузол;
 I_i – сили струмів у них.

Струми, що підходять до вузла, вважають додатними, а ті, що відходять – від’ємними.

Кількість рівнянь, складених за першим правилом Кірхгофа, повинна бути на одиницю меншою від числа

вузлів в колі.

Друге правило Кірхгофа: У будь-якому замкнутому контурі алгебраїчна сума падіння напруги на окремих ділянках контура дорівнює алгебраїчній сумі е.р.с. у цьому контурі:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_k \varepsilon_k. \quad (4.37)$$

Для складання рівнянь необхідно вибрати довільно напрями струмів і напрями обходу контурів. Падіння напруги (добуток IR) на ділянках контура вважати додатним, якщо напрям струму на цій ділянці співпадає з обраним напрямом обходу контура, і від’ємним в протилежному випадку.

Е.р.с. входить до рівняння зі знаком плюс, якщо вона підвищує потенціал в напрямку обходу кола, тобто, якщо при обході контура доводиться йти всередині джерела від мінуса до плюсу. В протилежному випадку е.р.с. береться зі знаком мінус.

Кількість незалежних рівнянь, що можуть бути складені за другим правилом Кірхгофа, дорівнює $p - (m - 1)$, де p – кількість ділянок, m – кількість вузлів у розгалуженому колі.

При складанні рівнянь перший контур вибираємо довільно, а наступні контури вибираємо так, щоб у них входила ділянка кола, яка ще не входила в жодний контур.

Якщо при розв’язанні рівнянь отримані від’ємні значення сил струмів, то це значить, що струм через цей опір тече у напрямку, протилежному доволі обраному.

8. Основні уявлення класичної теорії провідності металів

До початку ХХ сторіччя фізики дійшли висновку, що в металах є **вільні електрони**. Виходячи з цього, німецький фізик П. Друде (1863-1906) і нідерландський фізик Х.А. Лоренц (1853-1928) розробили електронну теорію провідності металів. Згідно з їх уявленнями вільним електронам в металах притаманні властивості ідеального газу: точковість, відсутність взаємодії. Електронний газ підлягає статистичним законам Максвелла і Больцмана.

Звідки беруться вільні електрони? Відомо, що в окремо взятому атомі електрони досить міцно «прив’язані» до ядра. Але при об’єднанні атомів у кристалічне тверде тіло найвіддаленіші електрони стають нічийми, колективізуються, хаотично рухаючись між іонами ґратки – вони і являють собою **електронний газ**. Електронний газ визначає електричну провідність та ряд інших властивостей металів.

Що носіями провідності в металах є саме електрони, пізніше було доведено в ряді дослідів.

Дослід Рікке (1845-1915). Німецький фізик Рікке здійснив такий експеримент: протягом року він пропускав електричний струм через три послідовно з’єднані відшліфованими торцями металевих циліндри з міді та алюмінію. Хоча загальний заряд, що пройшов через ці циліндри, досягав величезного значення (близько $3,5 \cdot 10^6$ Кл), не було виявлено жодних слідів переносу речовини. Це означало, що іони не беруть участі у перенесенні заряду в металах, і що носіями струму є частинки, загальні для всіх металів. Такими частинками могли бути відкриті в 1897 р. англійським вченим Д. Томсоном (1856-1940) електрони. Але це ще треба було довести.

Це зробили російські фізики *Л.І. Мандельштам* (1879-1944) і *М.Д. Папалексі* (1880-1947). Вони висунули ідею досліду, яка полягала в тому, що, коли в металі є рухливі заряди, слабо пов'язані з ґраткою, носії струму, то при гальмуванні рухомого провідника ці частинки повинні зміщуватися в напрямі попереднього руху і давати імпульс струму. За напрямом струму можна визначити знак цих частинок. Цей дослід був здійснений у 1913 р. і підтвердив якісно переміщення вільних зарядів в провідниках.

Шотландський фізик *Б. Стюарт* (1828-1887) висунув аналогічну ідею, а американський фізик *Р. Толмен* (1881-1948) удосконалив цей дослід і довів (1916р.), що носії струму заряджені від'ємно і їх питомий заряд для всіх металів однаковий $\frac{q}{m} \approx 1,77 \cdot 10^{11}$ Кл/кг. Ще раніше, в 1909р., американський фізики *Р. Міллікен* (1868 -1953) визначив елементарний електричний заряд. Враховуючи це, була визначена маса частинки. Виявилось, що ця частинка – електрон.

9. Доведення законів постійного струму за класичною теорією провідності металів

Висока концентрація вільних електронів дозволила П. Друде розглядати їх як ідеальний газ, що підпорядковується законам класичної механіки. Здійснюючи хаотичний тепловий рух у ґратах металу, вільні електрони під дією зовнішнього електричного поля упорядковано рухаються по кристалу. У процесі упорядкованого руху електрони зіштовхуються з іонами у вузлах ґрат металу. При цьому їхня швидкість зменшується до нуля, а потім під дією поля зростає до максимального значення (тому під швидкістю упорядкованого руху розуміється усереднена величина $\langle v \rangle$). П. Друде припустив, що електрон при його русі зіштовхується практично з кожним вузлом, проходячи між двома сусідніми зіткненнями деяку середню для всіх електронів відстань – середню довжину вільного пробігу $\langle \lambda \rangle$.

Середня швидкість напрямленого руху електронів у металі зовсім невелика – близько міліметра за секунду. Так, для міді концентрація вільних електронів $n = 8 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, допустима густина струму $j = 10^7 \text{ А/м}^2$. З формули $j = ne \langle v \rangle \Rightarrow \langle v \rangle = \frac{10^7}{8 \cdot 10^{28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 7,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}$. Ця швидкість значно менша швидкості теплового руху електронів $v_T = \sqrt{8RT / \pi m_e} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ при $T = 300 \text{ К}$. Це не суперечить практично миттєвій швидкості поширення електричних сигналів на великі відстані, бо замкнення електричного кола веде за собою розповсюдження електричного поля з швидкістю світла $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Визначаючи густину струму в металі, як $j = ne \langle v \rangle$, П. Друде теоретично вивів основні закони електрики – закони Ома і Джоуля-Ленца, установлені дослідним шляхом.

При виведенні **закону Ома** Друде використав другий закон Ньютона, у якому як сила, що діє на електрон, фігурувала електрична сила $e\vec{E} = m\vec{a}$. Максимальної швидкості електрон набував перед зіткненням з іоном кристалічної решітки $v_{\max} = at = \frac{eE \langle \lambda \rangle}{m v_T}$ (швидкістю напрямленого руху можна знехтувати, оскільки вона значно менша швидкості теплового руху). Після удару електрон всю свою енергію віддає решітці, його швидкість стає рівною нулю. Тому середня швидкість напрямленого руху $\langle v \rangle = \frac{(v_{\max} + 0)}{2} = \frac{eE}{2m v_T} \langle \lambda \rangle$. Отже

$$j = ne \langle v \rangle = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m v_T} E. \quad (4.38)$$

Коефіцієнт пропорційності між j і E – це відповідно до закону Ома в диференціальній формі питома електрична провідність γ , тобто

$$\gamma = \frac{ne^2}{2m\nu_T} \langle \lambda \rangle. \quad (4.39)$$

Для пояснення *закону Джоуля-Ленца* $\varpi = \gamma E^2$ припускається, що електрони при їхньому зіткненні з іонами цілком передають їм свою кінетичну енергію. Відповідно до закону збереження і перетворення енергії це приводить до збільшення внутрішньої енергії металу, тобто до його нагрівання. Електрон в кінці вільного пробігу має кінетичну енергію $W = \frac{m\nu_{\max}^2}{2} = \frac{me^2\langle\lambda\rangle^2}{2m^2\nu_T^2} E^2 = \frac{e^2\langle\lambda\rangle^2}{2m\nu_T^2} E^2$. За одиницю часу електрон має кількість зіткнень з вузлами решітки $Z = \nu_T / \langle\lambda\rangle$, кількість зіткнень n електронів за одиницю часу – nZ . Отже енергія, передана електронами, що знаходяться в одиниці об'єму, за одиницю часу і є питома теплова потужність:

$$\varpi = nZW = n \frac{\nu_T}{\langle\lambda\rangle} \frac{e^2 \langle\lambda\rangle^2}{2m\nu_T^2} E^2 = \frac{ne^2 \langle\lambda\rangle}{2m\nu_T} E^2. \quad (4.40)$$

Коефіцієнт пропорційності між ϖ і E^2 , як і в (4.38), є питома провідність γ .

Таким чином, класична теорія електропровідності металів, розвинена П. Друде, пояснила закони Ома і Джоуля-Ленца. Привабливість теорії в її простоті і наочності. З неї випливає, що опір металів руху вільних електронів обумовлений зіткненням електронів з іонами ґрат. Цей факт відбиває пропорційність величини γ середній довжині вільного пробігу $\langle\lambda\rangle$ (чим більше $\langle\lambda\rangle$, тим менше зіткнень і, отже, більша провідність металу). Збільшення концентрації вільних електронів також приводить до росту γ .

Теорія має ряд серйозних недоліків, тому що не може правильно пояснити ряд експериментальних фактів. Лоренц удосконалив теорію Друде, однак це нічого істотно нового не дало. Теорія Друде-Лоренца не пояснює температурну залежність $\gamma(T)$, що спостерігається на досліді. Так за теорією $\gamma \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ ($\rho \sim \sqrt{T}$), а на досліді $\gamma \sim \frac{1}{T}$ ($\rho \sim T$). Для того, щоб з формули (4.39) отримати значення питомої електропровідності γ , що відповідають експериментальним, середня довжина вільного пробігу електрона в металі має бути в сотні разів більшою за відстань між вузлами кристалічної решітки, що не узгоджується з теорією Друде-Лоренца. Є й інший істотний недолік, пов'язаний з оцінкою теплоємності металів.

Усі розбіжності між теорією й експериментом не могли бути усунуті, тому що споконвічно теорія базувалася на класичних (ньютонівських) уявленнях про електрони. З виникненням квантової механіки став можливим розвиток сучасної теорії електропровідності металів, яка цілком пояснює всі наявні експериментальні факти. Але при малих концентраціях електронів і високих температурах класична теорія дає правильні якісні результати і є простішою і нагляднішою порівняно з квантовою.

Тема 4 ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ТВЕРДОГО ТІЛА

План

1. Спін електрона. Принцип Паулі. Енергія і рівень Фермі.
2. Поняття про зонну теорію твердих тіл.
3. Метали, діелектрики та напівпровідники в зонній теорії.
4. Власна провідність напівпровідників. Залежність провідності напівпровідників від температури.
5. Домішкова провідність напівпровідників.
6. Контакт електронного і діркового напівпровідників. Випрямна дія p - n переходу.

1. Спін електрона. Принцип Паулі. Енергія і рівень Фермі

Розвиток фізики привів до створення на початку двадцятого століття квантової теорії твердого тіла, що враховує хвильові властивості частинок і дозволяє послідовно пояснити електричні, магнітні, теплові й інші властивості металів, діелектриків і напівпровідників.

У квантовій механіці електрони підлягають *статистиці Фермі-Дірака*, яка враховує квантові (хвильові) властивості електронів. Відповідно до квантових уявлень імпульс і енергія електронів у металі не можуть приймати довільні значення, а змінюються тільки дискретно (порціями). *Дискретність значень енергії електронів у металі* – перша принципово нова зміна, внесена квантовою теорією в класичні уявлення. Поняття дискретності значень енергії електрона приводить до поняття *енергетичних рівнів* електронів. *Енергетичний рівень* – значення енергії електрона. Енергетичні рівні розділені між собою, причому відстані між сусідніми рівнями в атомах значно більші, ніж у твердих тілах.

Відповідно до класичної статистики при абсолютному нулі ($T = 0$ К) імпульси й енергії електронів рівні нулю. Відповідно до квантової статистики Фермі-Дірака, доповненої принципом заборони В. Паулі (1900-1958), при абсолютному нулі електрони в металі рухаються з досить великими швидкостями ($\sim 10^6$ м/с). *Принцип Паулі* має визначальне значення при розселенні електронів по енергетичних рівнях. Відповідно до цього принципу, на кожному рівні не може бути більше двох електронів, причому спіни цих електронів повинні бути антипаралельні.

Стан електрона в атомі однозначно визначається набором чотирьох квантових чисел, одним із яких є *спін* (власний механічний момент імпульса). Спін це внутрішня невід’ємна властивість електрону, як маса або заряд.

При заповненні енергетичних рівнів електрони прагнуть зайняти рівні з найменшою енергією. Найвищий зайнятий рівень при $T = 0$ К називається *рівнем Фермі*. Енергія W_F , що відповідає цьому рівню, – *енергія Фермі*. На рис. 4.1 рівні енергії показані горизонтальними лініями. Рівні попарно заповнені електронами. Робота A виходу електрона з металу відраховується від рівня Фермі (а не від дна потенційної ями, як у класичній теорії).

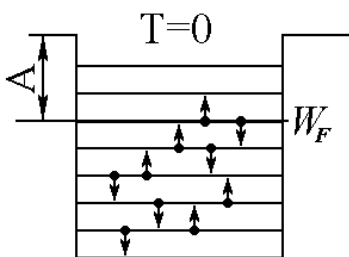


Рис. 4.1

2. Поняття про зонну теорію твердих тіл.

Електричне поле, створюване в кристалі позитивно зарядженими іонами (вузлами), приводить до істотних відмінностей в енергетичних станах електронів у твердому тілі й в ізольованому атомі. У твердому тілі взаємодія електронів провідності з електричним полем кристалічних ґрат (тобто взаємодія з атомами) приводить до розщеплення енергетичних рівнів електронів і утворенню *енергетичних зон (смуг)* (рис. 4.2). Енергія електронів може змінюватися в межах таких зон, причому кожна зона складається з N близьких енергетичних

рівнів, де N – загальне число атомів твердого тіла (в $1\text{ см}^3 \sim 10^{22}\text{-}10^{23}$ атомів). Такі зони називаються **дозволеними**. Між дозволеними зонами є зони **заборонені**: електрони не можуть мати енергій, величини яких знаходяться в межах заборонених зон.



Рис. 4.2

Якщо електрон, що знаходиться на певному енергетичному рівні, з якихось джерел дістає енергію, що відповідає більш високому рівню, то він може туди перейти, якщо там є вакансія. Це можливо тільки в межах дозволеної зони, оскільки енергетична відстань між рівнями $\Delta W \sim 10^{-22}$ еВ менша енергії теплового руху, $\Delta W < kT$. Наприклад, при 1 К енергія теплового руху $\Delta W \sim kT \approx 10^{-23}$ Дж $\approx 10^{-4}$ еВ. Ширина ж забороненої зони може бути, в залежності від речовини, великою. Тому перехід з однієї дозволеної зони в іншу не може відбутися.

Усі ці міркування відносяться як до металів, так і до діелектриків і напівпровідників.

3. Метали, діелектрики та напівпровідники в зонній теорії

Провідність речовини якраз і пояснюється структурою розміщення дозволених і заборонених зон і заповненням енергетичних рівнів електронами в зонах. Заповнення зон електронами відбувається відповідно до принципу мінімальності енергії кристала: спершу заповнюється найнижча зона, потім більш висока, і т. д. доти, доки не вичерпаються всі електрони. Провідні властивості речовини визначаються тільки характером заповнення електронами найвищих зон.

За провідністю речовини поділяються на провідники, напівпровідники та діелектрики. В таблиці наведені значення їх питомих опорів.

Тип речовини	Питомий опір, Ом·м
Провідник	$10^{-8}\text{-}10^{-7}$
Напівпровідник	$10^{-2}\text{-}10^6$
Діелектрик	$10^6\text{-}10^{16}$

Розглянемо особливості заповнення верхніх зон у цих речовинах. В загальному випадку можна говорити о **валентній зоні**, яка повністю заповнена та о **зоні провідності (вільній зоні)**, яка або частково заповнена електронами, або вільна. В залежності від ступеня заповнення зон електронами та ширини забороненої зони можливі чотири випадки, що зображені на рис 4.3.

У металів (рис. 4.3а) сама верхня зона заповнена електронами частково, тобто в ній є вільні рівні. Якщо електрон отримає енергію більшу 10^{-22} еВ, то він переходить на вищій енергетичний рівень тієї ж зони, а значить можливе протікання струму при якому завгодно слабкому електричному полі. Якщо в твердому тілі є зона лише частково заповнена електронами, то це тіло завжди буде провідником електричного струму.



Рис. 4.3

Тверде тіло є провідником і у тому випадку, коли валентна зона перекривається вільною зоною (рис. 4.3б). Виникає гібридна зона, яка заповнена електронами частково. Це притаманно металам II групи

таблиці Менделєєва (Be, Mg, Ca, Zn).

В діелектрику зона провідності цілком вільна (рис. 4.3в). Перехід же електронів із валентної зони в зону провідності через заборонену зону неможливий, оскільки ширина забороненої зони надто велика, декілька електрон-вольт. Тому діелектрики добрі ізолятори. При надто високих напругах просто відбувається руйнування діелектрика.

Таким чином, розходження між діелектриками і металами визначається ступенем заповнення енергетичних зон і шириною заборонених зон з урахуванням принципу Паулі: якби електрони не підкорялися принципу Паулі, то розходження між металами і діелектриками не існувало б і всі тіла були провідниками.

У напівпровідників якісно розміщення зон таке ж, як і у діелектриків, але ширина забороненої зони значно менша ~ 1 еВ (рис. 4.3г). Тому перехід електронів із валентної зони у вільну зону може здійснюватися доволі легко за рахунок енергії зовнішнього джерела.

Таким чином, розходження між діелектриками та напівпровідниками визначається шириною забороненої зони. Наприклад: для діелектрика $NaCl$ $\Delta W = 6$ еВ, для напівпровідників германія – 0,72 еВ, кремнію – 1,1 еВ.

4. Власна провідність напівпровідників. Залежність провідності напівпровідників від температури

До напівпровідників відносяться елементи IV, V, VI груп таблиці Менделєєва, наприклад, Si, Ge, As, Se, Te і хімічні сполуки, наприклад, оксиди, сульфід, селенід, сплави елементів різних груп.

Розрізняється *власна* та *домішкова провідності*. **Власні напівпровідники** – це хімічно чисті напівпровідники. Прикладом власних напівпровідників можуть служити хімічно чисті Si, Ge і багато хімічних сполук: InSb, GaAs, CdS і ін.

У власному напівпровіднику для переходу електрона з верхнього рівня валентної зони на нижній рівень зони провідності затрачається *енергія активації* ΔW_A , яка дорівнює ширині забороненої зони (рис. 19.4). При відмінній від нуля температурі під впливом електричного поля рухаються не тільки електрони, які потрапили в незаповнену зону, що стала зоною провідності, але й електрони в зоні, що при $T=0$ була цілком заповнена (валентна зона) (рис. 19.4). Оскільки кількість станів, що звільнилися, у цій зоні мала, то прийнято говорити не про рух електронів валентної зони, а про рух у зворотному напрямку самих вільних станів. Ці вільні стани називаються *дірками*; як і електрони, вони підлягають принципу Паулі. Через те, що дірки рухаються в напрямку, протилежному напрямку руху електронів, їм приписується заряд, рівний по модулю і протилежний за знаком заряду електрона. З умови електронейтральності випливає, що у власному напівпровіднику концентрації електронів і дірок однакові, а рівень Фермі проходить у середині забороненої зони (енергія, витрачена на утворення пари носіїв струму поділяється на дві рівні частини).

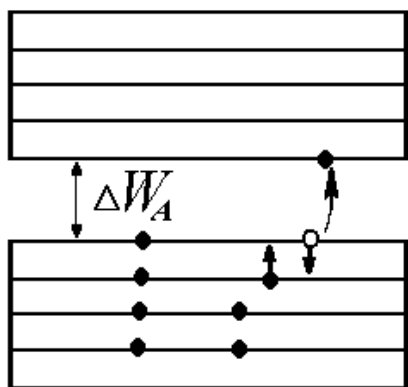


Рис. 4.4

Таким чином, у власних напівпровідниках провідність носить змішаний характер: *електронно-дірковий*. Провідність напівпровідників завжди є *збудженою*, тобто з'являється під дією зовнішніх впливів (температури, опромінення, сильних електричних полів і т.д.). Питома провідність власних напівпровідників пропорційна кількості електронів провідності, перекинутих у зону провідності, тобто

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W_A}{2kT}}, \quad (4.1)$$

де γ_0 – постійна, характерна для даного напівпровідника.

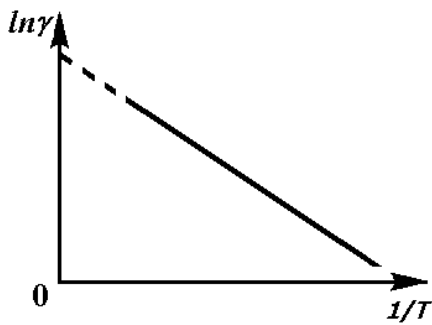


Рис. 4.5

З виразу (4.1) випливає, що провідність напівпровідників зростає з підвищенням температури (у металів навпаки), а опір зменшується

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta W_A}{2kT}}, \quad (4.2)$$

де R_0 – постійна, характерна для даного напівпровідника.

Залежність $\ln \gamma$ від $1/T$ приведена на рис. 4.5. Механізм такої залежності за допомогою зонної теорії пояснюється так. При температурах близьких 0 К, напівпровідник стає діелектриком, тому що електрони не можуть перейти з валентної зони у вільну. При нагріванні збільшується кількість електронів, які у наслідок теплового збудження переходять у зону провідності, тобто збільшується електрична провідність напівпровідників. Таким чином, у напівпровідниках кількість електронів провідності істотно залежить від температури; у металах кількість електронів провідності не залежить від температури.

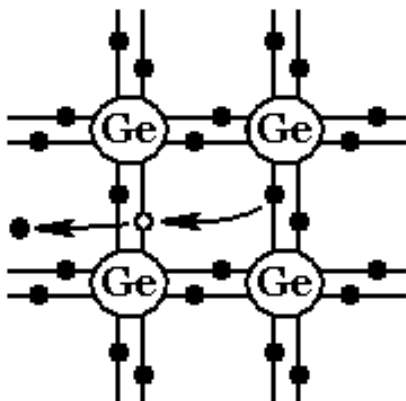


Рис. 4.6

У напівпровідників електрони сусідніх атомів зв'язані ковалентними зв'язками. Спрощена схема розташування атомів германію дана на рис. 4.6, де кожна риска означає зв'язок здійснений одним електроном. При $T=0$ усі валентні електрони попарно зв'язані, і напівпровідник є діелектриком. При підвищенні температури теплові коливання ґрат приводять до розриву деяких валентних зв'язків, у результаті чого частина електронів відщеплюється і вони стають вільними. На місці відщепленого електрона утворюється дірка, що може бути заповнена електроном з іншого зв'язку. У результаті відбувається рух дірок і електронів у кристалі, який в електричному полі стає упорядкованим, тобто напівпровідник проводить струм. Процес рекомбінації електронів і дірок, що відбуває паралельно їхньому утворенню, сприяє встановленню рівноважної концентрації носіїв зарядів обох знаків при даній температурі.

5. Домішкова провідність напівпровідників.

Домішкові напівпровідники можна одержати, додаючи домішкові атоми в діелектрики чи у власні напівпровідники. Введення домішки в напівпровідник приводить до того, що концентрація носіїв заряду одного сорту перевищує концентрацію носіїв заряду іншого сорту, в залежності від типу домішки, що додається. Введення домішки також істотно впливає на провідність напівпровідника, наприклад, введення в кремній приблизно 0,001 ат. % бору збільшує його провідність у 10^6 раз.

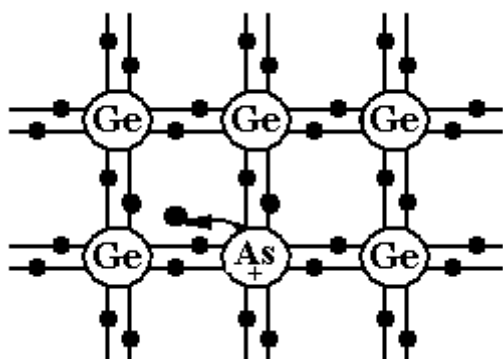


Рис. 4.7

Розглянемо домішкову провідність на прикладі германія і кремнію, в які вводяться домішки атомів з валентністю, що на одиницю відрізняється від основних атомів.

При заміщенні атома германія п'ятивалентним атомом миш'яку (рис. 4.7) один з електронів виявляється «зайвим» у ковалентному зв'язку із сусідніми атомами (для зв'язку треба 4 електрони кожного атома). Цей електрон при теплових коливаннях решітки легко відривається від атома і стає вільним. Дірки ж не виникає, оскільки додатний заряд зв'язаний з атомом

домішки As і тому переміщуватися не може.

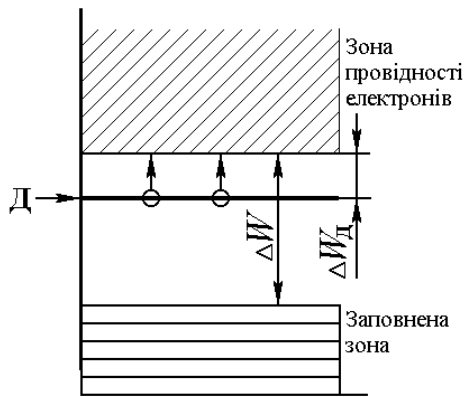


Рис. 4.8

напівпровідник здобуває електронну домішкову провідність (провідність *n*-типу). Напівпровідник з такою провідністю називається *напівпровідником n-типу*, чи *електронним напівпровідником*. Домішкові рівні в цьому випадку називаються *донорними*, самі домішки –

донорами.

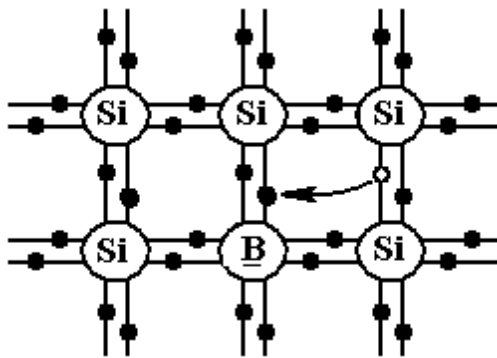


Рис. 4.9

Інша можлива ситуація представлена на рис. 4.9. В ґратку кремнію введена домішка атомів з трьома валентними електронами, наприклад, атомів бору. Для зв'язку з сусідніми атомами в атомі бору не вистачає одного електрона. На це місце може бути захоплений електрон сусіднього атома кремнію, але у цього «сусіда» утвориться дірка. На її місце може перейти електрон з іншого атома кремнію, де, в свою чергу, з'явиться дірка, і т.д.. Послідовне заповнення цих дірок еквівалентне рухові дірок як вільних додатних зарядів. Надлишковий же від'ємний заряд залишається локалізованим на атомі бору.

За зонною теорією у результаті введення домішки із валентністю на одиницю менше

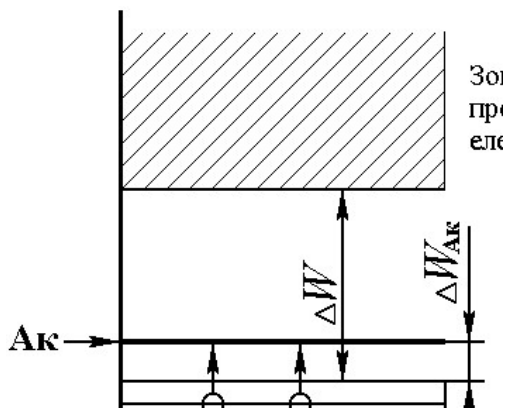


Рис. 4.10

валентності основних атомів, незайнятий домішковий рівень *A* розташований поблизу верхньої границі валентної зони (рис. 4.10). Близькість цього рівня до валентної зони ($\Delta W_{Ak} \sim 0,08$ eВ для кремнію з домішкою бору) приводить до перекидання на цей рівень електронів з валентної зони, навіть при досить низьких температурах. В результаті у валентній зоні виникають дірки, які і є носіями струму, тобто виникає *діркова провідність* (провідність *p*-типу). Напівпровідники з такою провідністю називаються *дірковими* чи *напівпровідниками p-типу*. Домішкові рівні в цьому випадку називаються *акцепторними рівнями*, а самі домішки – акцепторними.

Носії, що обумовлюють конкретний тип (*n* чи *p*) провідності, називаються *основними*. Крім основних носіїв у напівпровідниках є і не основні носії: дірки в напівпровідниках *n*-типу й електрони в напівпровідниках *p*-типу.

Фотопровідність напівпровідників. Збільшення електропровідності напівпровідників можна домогтися, впливаючи на них електромагнітним випромінюванням. Це явище називається *фотопровідністю* напівпровідників. Фотопровідність може бути зв'язана з властивостями як основної речовини, так і домішок, що містяться в них. У першому випадку фотопровідність виникає, якщо енергія падаючого на напівпровідник фотона $h\nu$ (ν – частота випромінювання) дорівнює чи більша ширини забороненої зони ($h\nu \geq \Delta W$) і, отже, можливі перекидання електронів з валентної зони в зону провідності. Виникає власна фотопровідність,

обумовлена як електронами, так і дірками.

6. Контакт електронного і діркового напівпровідників. Випрямна дія $p-n$ переходу

Контакт електронного і діркового напівпровідників ($p-n$ – перехід) має односторонню провідність. $p-n$ – перехід і подвійний $p-n$ – перехід мають велике практичне значення, будучи основою роботи напівпровідникових діодів і тріодів (транзисторів).

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються на межі $p-n$ – переходу (рис. 4.11). В n -напівпровіднику концентрація електронів вища, ніж у p -напівпровіднику. Тому електрони, завдяки дифузії, з пригранічної зони частково перейдуть у p -напівпровідник, створивши в ньому надлишок від'ємного заряду, а в n -напівпровіднику – додатного заряду. До того ж ефекту приведе дифузія дірок з p -напівпровідника. Виникає область переходу, в якій створюється надлишок об'ємних нерухомих додатних та від'ємних зарядів.

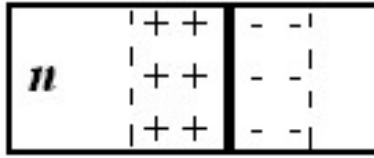


Рис. 4.11

Товщина цього перехідного шару 10^{-7} - 10^{-6} м, а контактна різниця потенціалів становить десятки долі вольта, тобто, створюється поле напруженістю близько 10^6 В/м. Носії струму перейти цей шар можуть тільки при температурі в кілька тисяч градусів.

Коротко розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в переході з погляду зонної теорії. При зіткненні напівпровідників з різними типами носіїв струму відбувається взаємний обмін носіями і як результат – утворення близько границі контакту подвійного електричного шару. При визначеній товщині $p-n$ – переходу настає рівноважний стан у результаті вирівнювання рівнів Фермі в обох напівпровідниках. В області $p-n$ – переходу енергетичні зони викривляються, створюючи потенційні бар'єри для електронів і дірок. Висота потенційного бар'єра, що залежить від первісної різниці положень рівнів Фермі, визначає товщину $p-n$ – переходу.

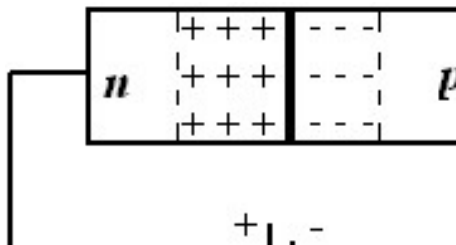


Рис. 4.12

контактуючих напівпровідників,

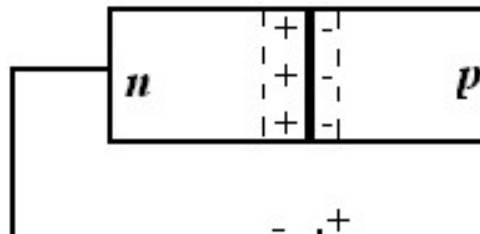


Рис. 4.13

При звичайних температурах такий шар чинить підвищений опір носіям струму, тому він є **замикаючим шаром**. Його товщину i , отже, опір можна змінювати за допомогою зовнішнього електричного поля. При цьому напрямком зовнішнього поля, що розширює замикаючий шар, називається **запірним (зворотним)** (рис. 4.12), а напрямком, що зменшує товщину і опір – **пропускним (прямим)** (рис. 4.13). Таким чином, $p-n$ – перехід має односторонню провідність.

На рис.4.14 представлена вольт-амперна характеристика $p-n$ – переходу.

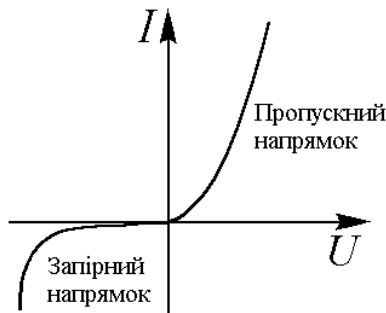


Рис. 4.14

Одностороння провідність контактів двох напівпровідників різного типу використовується для випрямлення та перетворення змінних струмів. Дія одного $p-n$ – переходу аналогічна дії двохелектродної лампи – діода. Такий пристрій називається напівпровідниковим діодом. $p-n$ – переходи можна використати і для підсилення та генерації електричних коливань. Пристрої, що застосовуються для цієї мети, називаються напівпровідниковими тріодами або транзисторами. Перший транзистор створили в 1949 р. американські фізики Д. Бардін, У. Браттейн та У. Шоклі, за що у 1956 р. одержали Нобелівську премію.

Тема 1 МАГНІТНЕ ПОЛЕ

План

1. Магнітне поле та його характеристики.
2. Закон Біо-Савара-Лапласа.
3. Закон Ампера. Взаємодія паралельних струмів.
4. Магнітне поле заряду, що рухається.
5. Закон повного струму і його застосування до розрахунку магнітних полів тороїда і соленоїда.
6. Дія магнітного поля на заряд, що рухається. Сила Лоренца.
7. Ефект Холла.

1. Магнітне поле та його характеристики

Заряди, що рухаються, і постійні магніти є джерелами силового поля, яке називається магнітним. Історично першим була відкрита взаємодія постійних магнітів. Виготовлена з постійного магніту стрілка, що вільно обертається (магнітна стрілка), орієнтується приблизно по земному меридіану, одним кінцем (північним полюсом N) указуючи на північний магнітний полюс, а іншим (південним полюсом S) – на південний магнітний полюс. У цьому факті виявляється взаємодія магнітного поля Землі і магнітного поля стрілки. Магнітна стрілка дозволяє знайти магнітне поле, оцінити його величину і напрямок, тобто вона є найпростішим вимірювальним приладом – магнітометром. Так у 1820 р. датський фізик Х. Ерстед (1777-1851) за допомогою такого магнітометра знайшов існування магнітного поля навколо провідників зі струмом. Аналогічні досліди дозволяють знайти магнітні поля навколо будь-яких зарядів, що рухаються наведено – іонів газу й електроліту, електронів і дірок напівпровідника, зв'язаних зарядів діелектрика, що рухається.

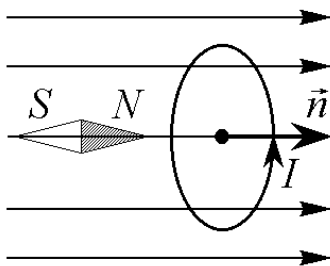


Рис. 1.1

Для дослідження магнітного поля замість магнітної стрілки можна використовувати рамку зі струмом. Магнітне поле орієнтує рамку таким чином, що позитивна нормаль \vec{n} до рамки збігається по напрямку із силою, що діє на північний кінець магнітної стрілки в даній точці поля (рис. 1.1)

Позитивним напрямком нормалі \vec{n} до рамки вважається таке, при якому з кінця нормалі видний напрямок струму, що тече по рамці, проти годинної стрілки. Таким чином, напрямок північного кінця магнітної стрілки чи позитивної нормалі рамки зі струмом указують напрямок магнітного поля в даній точці (рис. 1.1).

На замкнутий провідник зі струмом у вигляді рамки, поміщеної в магнітне поле, діє обертаючий момент сил \vec{M} , що дорівнює векторному добутку магнітного моменту \vec{p}_m рамки на магнітну індукцію \vec{B} зовнішнього поля:

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}], \quad (1.1)$$

Магнітний момент струму

$$\vec{p}_m = IS\vec{n},$$

де S – площа рамки.

Напрямок \vec{p}_m співпадає з напрямком позитивної нормалі.

Якщо у дану точку магнітного поля поміщати рамки з різними магнітними моментами, то на них діють різні обертальні моменти, але відношення M_{\max} / p_m в даній точці поля є сталою величиною. Ця величина називається **магнітною індукцією**

$$B = \frac{M_{\max}}{p_m}. \quad (1.2)$$

Одиниця магнітної індукції – *тесла* (Тл).

Вектор магнітної індукції \vec{B} є силовою характеристикою магнітного поля. Це силова характеристика поля, аналогічно вектору напруженості \vec{E} електростатичного поля. За аналогією з електричним, графічно магнітне поле зображується **лініями магнітної індукції** – лініями, дотичні до яких у кожній точці поля збігаються з напрямком вектора \vec{B} . Ці лінії завжди замкнуті. Поле, силові лінії якого замкнені, називається вихровим. Отже, **магнітне поле вихрове**.

Магнітна індукція залежить від магнітних властивостей навколишнього середовища, тобто при переході з одного магнітного середовища в інше її величина змінюється.

Для характеристики магнітного поля використовують ще одну величину: \vec{H} – **напруженість магнітного поля** в даній точці (аналогічно вектору електричного зміщення \vec{D}). Напруженість не залежить від магнітних властивостей середовища і зв'язана з \vec{B} наступним співвідношенням:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (1.3)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – **магнітна стала**;

μ – **магнітна проникність середовища** – безрозмірна величина, що показує, в скільки разів магнітна індукція в даному середовищі відрізняється від магнітної індукції у вакуумі.

Магнітне поле, як і електричне, підлягає **принципу суперпозиції**: магнітна індукція (напруженість) результуючого поля, створюваного декількома струмами (зарядами, що рухаються), дорівнює векторній сумі магнітних індукцій (напруженостей) полів, створюваними кожним струмом (зарядом, що рухається) окремо:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad \text{або} \quad \vec{H} = \sum_{i=1}^n \vec{H}_i. \quad (1.4)$$

2. Закон Біо-Савара-Лапласа

Експериментальні дослідження французьких вчених Ж. Біо (1774-1862) та Ф. Савара (1791-1841), теоретично узагальнені Лапласом (1749-1827), привели до встановлення закону, названого їх іменами:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{\ell}\vec{r}]}{r^3}, \quad (1.5)$$

де $d\vec{B}$ – магнітна індукція, створювана елементом провідника $d\vec{\ell}$; \vec{r} – радіус-вектор, проведений з елемента провідника $d\vec{\ell}$ в точку поля А.

В скалярному вигляді

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Id\ell \sin \alpha}{r^2}. \quad (1.6)$$

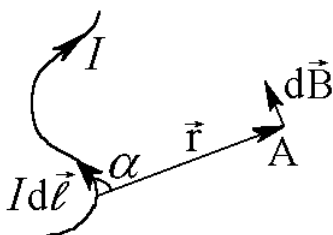


Рис. 1.2

Відповідно до **закону Біо-Савара-Лапласа** (1.5) індукція магнітного поля електричного струму пропорційна силі струму, залежить від форми і розмірів провідника та розташування точки спостереження

поля стосовно провідника зі струмом, а також від магнітних властивостей навколишнього середовища. Напрямок вектора магнітної індукції можна знайти за **правилом правого гвинта**: напрямок обертання головки гвинта дає напрямок \vec{B} , якщо поступальний рух гвинта відповідає напрямку струму в провіднику. На рис. 1.2 вектор $d\vec{B}$ перпендикулярний до площини, у якій лежать вектори $d\vec{\ell}$ і \vec{r} , та напрямлен «від нас».

Використовуючи закон Біо-Савара-Лапласа і принцип суперпозиції, можна легко знайти магнітні поля провідників правильної геометричної форми. Знаходження магнітних полів провідників зі струмом довільної форми за допомогою цього закону є складною задачею. Розглянемо два приклади.

1. Магнітне поле прямолінійного провідника зі струмом (рис. 1.3).

Відповідно до закону Біо-Савара-Лапласа вектор магнітного поля $d\vec{B}$, створюваного в точці А елементом $d\vec{\ell}$ провідника зі струмом I , чисельно дорівнює

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I d\ell \sin \alpha}{4\pi r^2}.$$

Напрямок усіх векторів $d\vec{B}$ магнітних полів, створюваних кожною ділянкою розглянутого провідника, однаковий і перпендикулярний до площини рисунка. Вектор \vec{B} результуючого магнітного поля спрямований так само, як і $d\vec{B}$ та чисельно дорівнює алгебраїчній сумі модулів векторів $d\vec{B}$:

$$B = \int_{\ell} dB = \int_{\ell} \frac{\mu\mu_0 I d\ell \sin \alpha}{4\pi r^2} = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \int_{\ell} \frac{d\ell \sin \alpha}{r^2}. \quad (1.7)$$

У (1.7) сталі величини винесені за знак інтеграла. Інтегрування по всій довжині провідника можна замінити інтегруванням по куту α , виразивши через нього всі інші величини. З рис. 1.3

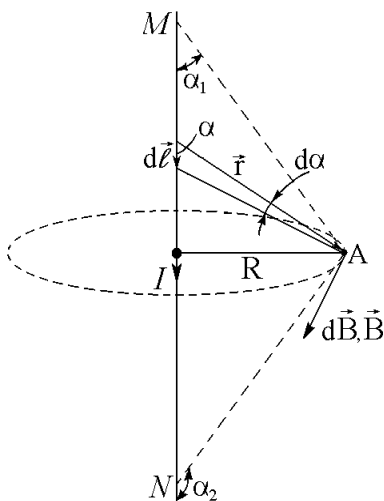


Рис. 1.3

впливає, що $r = \frac{R}{\sin \alpha}$, $d\ell = \frac{R d\alpha}{\sin \alpha}$.

Підставивши ці вирази в (1.7), одержимо

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha, \quad (1.8)$$

де α_1 і α_2 – значення кута α для крайніх точок провідника MN.

Проінтегрувавши вираз (1.8), знаходимо магнітну індукцію поля прямолінійного провідника скінченної довжини зі струмом:

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (1.9)$$

Для провідника нескінченної довжини $\alpha_1 = 0$, а $\alpha_2 = \pi$.

Отже, магнітна індукція поля прямолінійного провідника нескінченної довжини зі струмом дорівнює

$$B = \frac{\mu\mu_0 2I}{4\pi R}. \quad (1.10)$$

2. Магнітне поле в центрі кругового провідника зі струмом (рис. 1.4).

Як видно з рис. 1.4, всі елементи провідника $d\ell$ зі струмом створюють у центрі магнітне поле однакового напрямку – уздовж позитивної нормалі до площини витка. Відповідно до (1.7) маємо

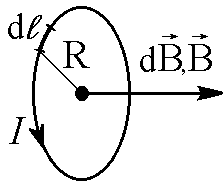


Рис. 1.4

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int d\ell. \quad (1.11)$$

У (1.11) враховано, що $\sin \alpha = 1$, тому що всі елементи провідника перпендикулярні радіусу-вектору, модуль якого дорівнює радіусу R витка. Інтегрування по всій довжині витка радіуса R дає нам його довжину $2\pi R$. Отже, магнітна індукція в центрі кругового провідника зі струмом

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R}. \quad (1.12)$$

3. Закон Ампера. Взаємодія паралельних струмів

На елемент провідника $d\vec{\ell}$ із струмом I в магнітному полі з індукцією \vec{B} діє **сила Ампера** \vec{F}_A , що дорівнює

$$d\vec{F}_A = I[d\vec{\ell}, \vec{B}]. \quad (1.13)$$

Модуль сили Ампера

$$dF_A = IBd\ell \sin \alpha, \quad (1.14)$$

де α – кут між векторами \vec{B} і $d\vec{\ell}$.

На прямолінійний провідник довжиною ℓ в однорідному магнітному полі діє сила Ампера

$$F_A = \int_{\ell} dF_A = I\ell B \sin \alpha, \quad (1.15)$$

Напрямок вектора \vec{F}_A може бути знайдений за загальними правилами векторного добутку,

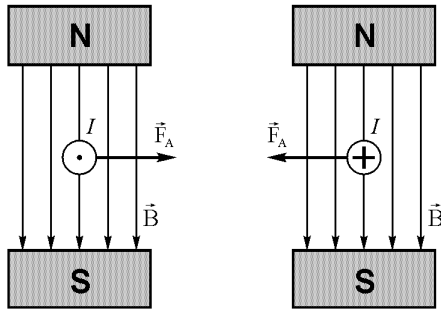


Рис. 1.5

звідки впливає правило лівої руки: якщо долоню лівої руки розташувати так, щоб у неї входили лінії магнітної індукції, а чотири витягнутих пальця розташувати в напрямі електричного струму в провіднику, то відставлений на 90° великий палець покаже напрям сили Ампера (рис. 1.5).

Використовуючи вираз (1.15) для сили Ампера, можна дати означення вектора магнітної індукції \vec{B} :

$$B = \frac{F_A}{I \cdot \ell}, \quad \text{тобто, магнітна індукція чисельно дорівнює}$$

максимальній силі Ампера, що діє на одиницю довжини провідника, по якому тече струм одиничної сили. Напрямок

вектора \vec{B} можна визначити за правилом лівої руки, знаючи напрям струму і сили Ампера.

Сила Ампера приводить до взаємодії паралельних струмів, тому що кожний з них є не тільки носієм зарядів, що рухаються упорядковано, але й магнітного поля. Тобто перший провідник знаходиться у магнітному полі, що створене другим провідником із струмом і навпаки. Модуль сили dF_2 , з якою поле другого струму B_2 діє на елемент струму $d\ell$ першого провідника, згідно 1.15, з урахуванням того, що $\alpha = 90^\circ$ і $\sin \alpha = 1$, дорівнює

$$dF_2 = I_1 B_2 d\ell,$$

або, враховуючи, що $B_2 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I_2}{r}$, отримаємо

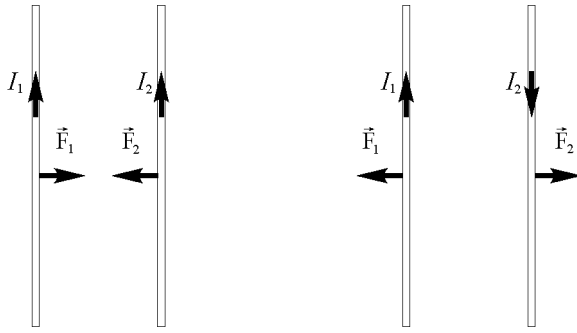


Рис. 1.6

$$dF_2 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1I_2}{r} d\ell,$$

де r – відстань між провідниками.

По аналогії можна записати вираз для сили dF_1 , з якою поле першого струму B_1 діє на елемент струму $d\ell$ другого провідника

$$dF_1 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1I_2}{r} d\ell$$

Порівнявши ці два вирази, можна прийти до висновку, що при взаємодії паралельних струмів виникають рівні по модулю **сили Ампера**

$$dF = \mu\mu_0 \frac{I_1I_2}{2\pi \cdot r} d\ell. \quad (1.16)$$

Визначаючи напрям сили dF за правилом лівої руки, дійдемо висновку: два паралельних струми однакового напрямку притягаються один до одного, протилежного – відштовхуються (рис. 1.6).

4. Магнітне поле заряду, що рухається

Уперше в 1875 р. поле заряду, що рухається, було виявлено американським фізиком Г. Роуландом (1848-1901), а потім цей факт був остаточно встановлений у 1903 р. в експериментах О. Ейхенвальда (1864-1944) з конвекційними струмами, утвореними рухом заряджених тіл і поляризованих діелектриків. Закон, що узагальнює експериментальні дані, визначає індукцію \vec{B} поля точкового заряду q , який рухається із сталою швидкістю \vec{v} , у вигляді

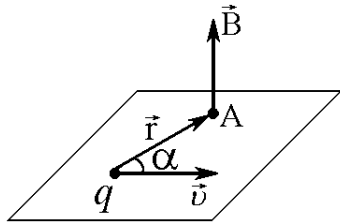


Рис. 1.7

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v}\vec{r}]}{r^3}, \quad (1.17)$$

де \vec{r} – радіус-вектор, проведений від заряду q до точки спостереження А (рис. 1.7). Векторний добуток у (1.17) означає, що вектор \vec{B} перпендикулярний до площини, у якій знаходяться вектори \vec{v} і \vec{r} . Модуль вектора \vec{B} дорівнює

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{qv \sin \alpha}{r^2}, \quad (1.18)$$

де α – кут між векторами \vec{v} і \vec{r} .

Порівнюючи вираз (1.18) з законом Біо-Савара-Лапласа, можна дійти до висновку, що заряд, який рухається, еквівалентен елементу току: $q\vec{v} = Id\vec{\ell}$.

МАГНІТНЕ ПОЛЕ (продовження)

5. Закон повного струму і його застосування до розрахунку магнітних полів тороїда і соленоїда

Раніше було введено поняття циркуляції вектора напруженості електростатичного поля. Для потенціального поля, прикладом якого є електростатичне поле, циркуляція вектора напруженості електричного поля уздовж будь-якого замкнутого контура дорівнює нулю $\oint_L E d\vec{\ell} \cdot \cos \alpha = \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0$.

Магнітних зарядів у природі не знайдено. Магнітні поля створені рухомими електричними зарядами (струмами) чи постійними магнітами. Перевіримо, чи є магнітне поле потенціальним. Циркуляція вектора \vec{B} , що є силовою характеристикою магнітного поля аналогічно вектору \vec{E} для електростатичного поля, за означенням, дорівнює інтегралу

$$\oint_L \vec{B} d\vec{\ell} = \oint_L B_\ell d\ell, \quad (1.19)$$

де $d\vec{\ell}$ – вектор елементарної довжини контуру, спрямований уздовж обходу контура; $B_\ell = B \cdot \cos \alpha$; α – кут між \vec{B} і $d\vec{\ell}$.

Розглянемо окремий випадок, коли контур у вигляді кола радіуса r охоплює прямолінійний провідник нескінченної довжини зі струмом I (рис.1.8). Вектор \vec{B} у кожній точці контура спрямований по дотичній до кола, тобто збігається по напрямку з вектором $d\vec{\ell}$. Це

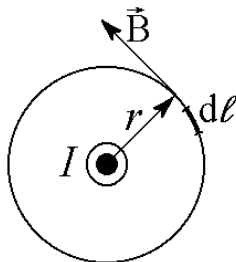


Рис. 1.8

означає, що $\cos \alpha = 1$. Отже циркуляція вектора \vec{B} дорівнює $\oint_L B_\ell d\ell = \oint_L B d\ell = B \oint_L d\ell = B \cdot 2\pi \cdot r$. Підставивши замість B вираз (1.19) для магнітної індукції поля такого провідника у вакуумі $B = \mu_0 \frac{I}{2R}$, одержуємо

$$\oint_L B_\ell d\ell = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r} 2\pi r = \mu_0 I. \quad (1.20)$$

Нерівність нулю циркуляції вектора означає, що магнітне поле не є потенційним. Таке поле називається **вихровим**.

Розглянутий окремий випадок можна узагальнити на довільний замкнутий контур і на довільні кількість і форму охоплюваних контуром струмів. Це означає, що циркуляція вектора \vec{B} по довільному замкнутому контуру, який охоплює струми, підлягає закону, що називається **законом повного струму для магнітного поля у вакуумі**, чи теоремою про циркуляцію вектора \vec{B} : циркуляція вектора \vec{B} по довільному замкнутому контуру дорівнює добутку магнітної сталої μ_0 на алгебраїчну суму струмів, охоплюваних цим контуром:

$$\oint_L B_\ell d\ell = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k, \quad (1.21)$$

де n – число провідників зі струмами, охоплюваних контуром довільної форми. Необхідно враховувати знак при силі струму: $I > 0$, якщо його напрямок відповідає за правилом правого гвинта напрямку обходу, $I < 0$ у зворотному випадку.

Вираз (1.21) справедливий тільки для поля у вакуумі, оскільки в ньому не враховуються молекулярні струми в речовині.

Закон повного струму дозволяє знаходити магнітні поля без застосування закону Біо-Савара-Лапласа, що часто значно спрощує цю задачу.

Магнітне поле тороїда. Тороїд – кільцева котушка, витки якої намотані на сердечник тороїдальної форми (рис. 1.9). Така котушка знаходить широке застосування в науці та техніці, зокрема, в установках “Токамак”, для утримання високотемпературної плазми удалині від стінок камери.

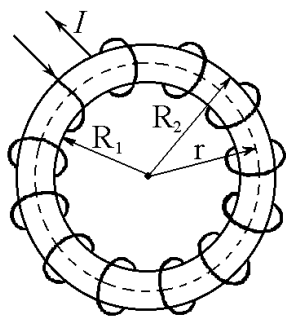


Рис. 1.9

Усередині тороїда магнітного поля немає, тому що замкнутий контур у формі кола, проведений середині ($r < R_1$), не охоплює струмів. Зовні також немає поля, тому що алгебраїчна сума струмів, охоплюваних зовнішнім контуром ($r > R_2$), дорівнює нулю. Таким чином магнітне поле зосереджене уздовж осі тороїда, зображеної на рис. 1.9 пунктиром. Вибираючи як контур коло радіуса r ($R_1 < r < R_2$) і застосовуючи закон повного струму, одержимо $B \cdot 2\pi \cdot r = \mu_0 NI$, звідки

випливає, що магнітна індукція поля усередині об’єму тороїда

$$B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi \cdot r}, \quad (1.22)$$

де N – кількість витків тороїда.

Магнітне поле соленоїда. Соленоїд – провід, намотаний на циліндричний каркас (рис.1.10). Поле такого соленоїда зосереджено в основному усередині його. Для знаходження магнітної індукції з використанням закону повного струму виберемо замкнутий контур прямокутної форми (рис.1.10). Тоді циркуляція вектора \vec{B} по замкнутому контуру $ABCD$, що охоплює усі витки соленоїда, дорівнює $\oint_{ABCD} B_t dl = \mu_0 NI$. Інтеграл по $ABCD$ можна

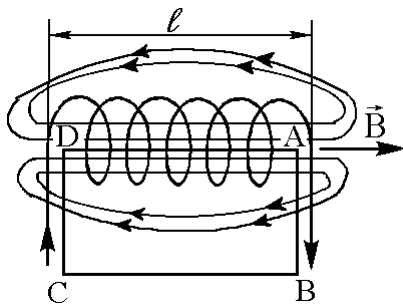


Рис. 1.10

розбити на чотири інтеграли: по ділянках контура AB , BC , CD і DA . Інтеграл на ділянках AB і CD дорівнюють нулю, тому що ці ділянки перпендикулярні лініям магнітної індукції ($\cos \alpha = 0$). Ділянка BC вибирається в області, настільки віддаленій від соленоїда, що магнітне поле на цій відстані можна вважати рівним нулю. Залишається інтеграл на ділянці DA , тобто там, де поле однорідне. Отже, циркуляція вектора \vec{B} дорівнює $B \cdot \ell$ (контур збігається з лінією магнітної індукції). З огляду на це, одержуємо

$$\int_{DA} B_t dl = B\ell = \mu_0 NI. \quad (1.23)$$

З (1.23) одержуємо вираз для магнітної індукції поля соленоїда у вакуумі:

$$B = \mu_0 \frac{NI}{\ell} = \mu_0 In, \quad (1.24)$$

де $n = \frac{N}{\ell}$ – число витків на одиницю довжини соленоїда (густина витків).

6. Дія магнітного поля на заряд, що рухається. Сила Лоренца

На заряд, що рухається в магнітному полі, діє сила. Ця сила називається **силою Лоренца** (рис.1.11). Визначимо цю силу, виходячи з закону Ампера $d\vec{F}_A = I[d\vec{\ell}, \vec{B}]$. У лекції 23 ми дійшли до висновку, що заряд Q , який рухається, еквівалентен елементу току: $Q\vec{v} = Id\vec{\ell}$, а $Q = qdN$, де q – заряд однієї частинки, dN – кількість зарядів у елементі об’єму $V = Sd\ell$. З урахуванням

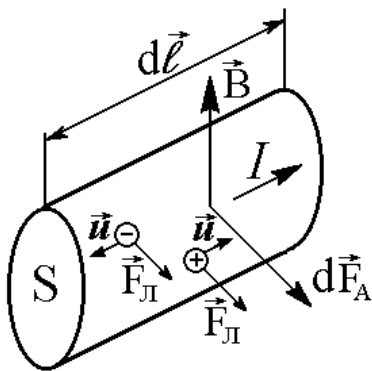


Рис. 1.11

цього $d\vec{F}_A = q[\vec{v}, \vec{B}]dN$. Сила, що діє на один заряд і є силою Лоренца: $\vec{F}_L = \frac{d\vec{F}_A}{dN}$, або

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1.25)$$

Сила Лоренца пропорційна величині заряду і векторному добутку швидкості зарядженої частинки і магнітної індукції. У скалярному вигляді

$$F_L = qvB\sin\alpha, \quad (1.26)$$

де q – заряд частинки;

v – швидкість зарядженої частинки;

α – кут між напрямками швидкості частинки і вектора магнітної індукції.

Напрямок сили Лоренца можна встановити за загальним правилом векторного добутку або правилом лівої руки, що впливає з нього, з урахуванням того, що у випадку негативного заряду чотири витягнуті пальці лівої руки треба направити проти руху цього заряду (рис.1.12). Сила Лоренца завжди перпендикулярна швидкості частинки, тому вона змінює тільки напрям швидкості і не змінює її модуль. Відповідно, сила Лоренца роботи не виконує.

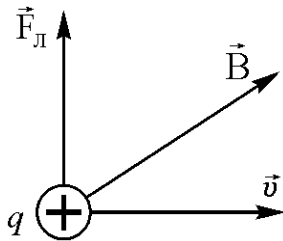


Рис. 1.12

Для вивчення руху заряду в однорідному магнітному полі скористаємося формулою для сили Лоренца. Для означеності вважатиме заряд додатним. Розглянемо такі окремі випадки напрямку швидкості зарядженої частинки відносно напрямку вектора \vec{B} .

1. Заряджена частинка рухається в магнітному полі зі швидкістю \vec{v} вздовж ліній магнітної індукції \vec{B} .

Кут між векторами \vec{v} і \vec{B} дорівнює 0 або π . Тоді $\sin\alpha = 0$ і $F_L = qvB\sin\alpha = 0$. Частинка рухається із сталою швидкістю, не змінюючи напрям руху, вздовж ліній індукції, магнітне поле не впливає на рух частинки.

2. Заряджена частинка рухається в магнітному полі зі швидкістю \vec{v} , яка напрямлена перпендикулярно до вектору \vec{B} .

Кут між векторами \vec{v} і \vec{B} дорівнює 90° . Тоді $\sin\alpha = 1$ і $F_L = qvB$. Сила Лоренца стала за модулем і нормальна до траєкторії частинки, тобто вона створює доцентрове прискорення і, отже, спрямована до центра траєкторії заряду. У даному випадку траєкторія – коло радіуса r , який легко визначити з другого закону Ньютона:

$$qvB = \frac{mv^2}{r},$$

звідки

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (1.27)$$

Період обертання заряду по колу T (час одного оберту)

$$T = \frac{2\pi \cdot r}{v} = \frac{2\pi m}{Bq}, \quad (1.28)$$

тобто період не залежить від швидкості заряду, а визначається величинами B , m і q .

3. Заряд влітає під кутом α до лінії магнітної індукції.

Траєкторія руху частинки – гвинтова лінія (рис. 1.13). Швидкість \vec{v} розкладаємо на дві

складові: \vec{v}_{\parallel} – паралельну вектору \vec{B} та \vec{v}_{\perp} – перпендикулярну \vec{B} . Тоді приходимо до висновку, що частинка переміщується в напрямі \vec{B} із сталою швидкістю $v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha$, одночасно здійснюючи обертальний рух із швидкістю $v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha$ навколо осі, що збігається з напрямом вектора індукції \vec{B} .

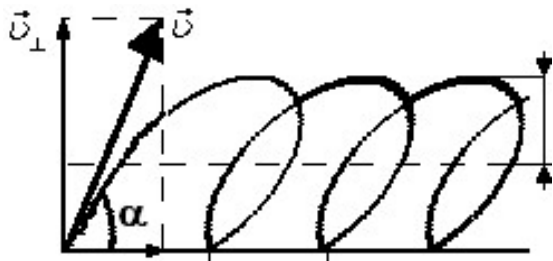


Рис. 1.13

Радіус витка залежить від перпендикулярної до \vec{B} складової швидкості v_{\perp}

$$r = \frac{m v}{q B} \sin \alpha. \quad (1.29)$$

Період обертання знаходиться за тією ж формулою (1.28), що і при $\alpha = 90^\circ$, тобто не залежить від кута.

Крок гвинта h визначається складовою швидкості уздовж поля, тобто

$$h = v_{\parallel} \cdot T = v \cdot \cos \alpha \cdot T = \frac{2\pi m v}{Bq} \cos \alpha. \quad (1.30)$$

У неоднорідному магнітному полі з індукцією, що зростає в напрямку руху частинок, r і h зменшуються з ростом B , тобто відбувається фокусування заряджених частинок.

Сила Лоренца використовується як для фокусування, так і для керування пучками заряджених частинок, наприклад, у прискорювачах заряджених частинок і мас-спектрографах.

7. Ефект Холла

У 1879 р. американський вчений Е. Холл (1855-1958) спостерігав таке явище. Якщо через металеву пластинку у формі прямокутного паралелепіпеда пропускати постійний електричний струм силою I перпендикулярно двом граням, одночасно приклавши магнітне поле, вектор індукції якого \vec{B} перпендикулярний двом іншим граням (рис. 1.14), то між третьою парою граней виникає різниця потенціалів

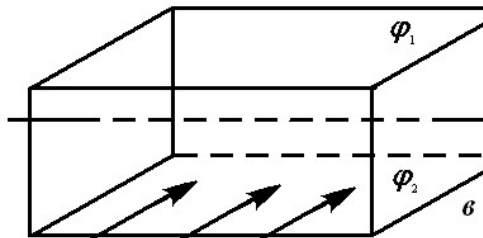


Рис. 1.14

$$\Delta \varphi = \frac{1}{en} \frac{IB}{v} = R_x \frac{IB}{v}, \quad (1.31)$$

де n – концентрація частинок;

e – заряд частинки;

v – довжина ребра, вздовж якого направлено магнітне поле;

R_x – стала Холла, що залежить від природи речовини зразка.

Таким чином, ефект Холла дає змогу визначити знак заряду носіїв струму в речовині, а також її концентрацію.

Тема 2 ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ІНДУКЦІЯ

План

1. Магнітний потік. Теорема Гауса для магнітного поля.
2. Робота з переміщення провідника і контура зі струмом у магнітному полі.
3. Явище електромагнітної індукції. Основний закон електромагнітної індукції.
4. Явище самоіндукції. Індуктивність контуру. Екстраструми замикання і розмикання.
5. Взаємна індукція. Трансформатор.
6. Енергія магнітного поля.

1. Магнітний потік. Теорема Гауса для магнітного поля

Елементарний магнітний потік $d\Phi$ (потік вектора магнітної індукції \vec{B}) через поверхню площею dS – це величина, що дорівнює добутку цієї площі на проекцію B_n вектора магнітної індукції \vec{B} магнітного поля, в якому знаходиться ця поверхня, на напрям нормалі до неї (рис.2.1)

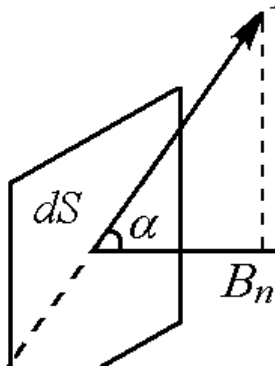


Рис. 2.1

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS, \quad (2.1)$$

де $B_n = B \cdot \cos \alpha$ – проекція \vec{B} на напрям нормалі \vec{n} до площини dS ;

α – кут між \vec{n} і \vec{B} ; $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$ – вектор, модуль якого дорівнює dS , а напрям збігається з напрямом нормалі \vec{n} .

Знак потоку залежить від знака $\cos \alpha$ і визначається вибором позитивного напрямку нормалі \vec{n} . Магнітний потік через поверхню S дорівнює

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B \cdot dS \cdot \cos \alpha = \int_S (\vec{B}d\vec{S}). \quad (2.2)$$

Якщо поверхня плоска, а магнітна індукція $\vec{B} = const$, то

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (2.3)$$

Магнітний потік вимірюється в *веберах* (Вб).

Магнітні силові лінії, перетинаючи замкнуту поверхню, входять і виходять з неї парне число раз. Отже, повний потік через замкнуту поверхню дорівнює нулю. Це умова безперервності ліній магнітної індукції, що зв'язана з відсутністю магнітних зарядів. У такий спосіб

$$\Phi = \oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0. \quad (2.4)$$

Вираз (2.4) називається *теоремою Гауса* для магнітного поля.

2. Робота з переміщення провідника і контура зі струмом у магнітному полі

На провідник зі струмом у магнітному полі діє сила Ампера, яка переміщує провідник (якщо він не закріплений) і виконує при цьому роботу. Робота, яку виконує сила Ампера при малому переміщенні dx прямолінійного провідника довжиною ℓ зі струмом I , дорівнює

$$dA = F \cdot dx. \quad (2.5)$$

Підставляючи в (2.5) вираз для сили Ампера, одержимо

$$dA = IB\ell \cdot dx = IB \cdot dS = I \cdot d\Phi. \quad (2.6)$$

Тут враховано, що $\ell \cdot dx = dS$ – площа, яка перетинається провідником при його переміщенні; $B \cdot dS = d\Phi$ – потік вектора \vec{B} , крізь цю площу. Таким чином,

$$dA = Id\Phi, \quad (2.7)$$

тобто **робота, яку виконує сила Ампера по переміщенню провідника зі струмом у магнітному полі**, дорівнює добутку сили струму на магнітний потік крізь поверхню, яку викреслює провідник при русі.

Переміщення контура зі струмом у магнітному полі також супроводжується здійсненням роботи. При обчисленні роботи в цьому випадку зручно розглядати контур у вигляді двох провідників ABC і CDA (рис. 2.2) Тоді робота dA , яку виконують сили Ампера при переміщенні контура з положення 1 у положення 2, дорівнює алгебраїчній сумі робіт по переміщенню провідників ABC (dA_1) і CDA (dA_2), тобто

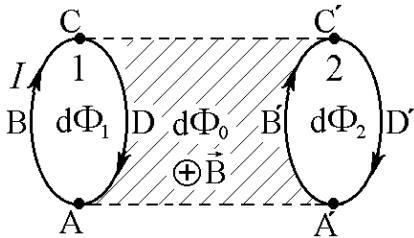


Рис. 2.2

$$dA = dA_1 + dA_2. \quad (2.8)$$

З урахуванням напрямку сил Ампера, що діють на ці ділянки, і напрямку переміщення контура, дійдемо висновку, що $dA_2 > 0$, а $dA_1 < 0$ і рівні відповідно до (2.6)

$$dA_1 = -I(d\Phi_0 + d\Phi_1), \quad dA_2 = I(d\Phi_0 + d\Phi_2), \quad (2.9)$$

де $d\Phi_0$ – потік крізь заштриховану площу;

$d\Phi_1$ і $d\Phi_2$ – відповідно потоки, що пронизують контур у положеннях 1 і 2.

Підставляючи (2.9) у (2.8), одержуємо вираз для елементарної роботи:

$$dA = I(d\Phi_2 - d\Phi_1) = Id\Phi',$$

де $d\Phi' = d\Phi_2 - d\Phi_1$ – зміна магнітного потоку крізь площу, обмежену контуром. Інтегруючи цей вираз, приходимо до виразу для роботи, яку виконують сили Ампера, при скінченному переміщенні контура зі струмом:

$$A = I\Delta\Phi, \quad (2.10)$$

тобто **робота, яку виконують сили Ампера при переміщенні в магнітному полі контура зі струмом**, дорівнює добутку сили струму в контурі на зміну магнітного потоку крізь поверхню, обмежену контуром. Вираз (2.10) справедливий для контурів будь-якої форми.

3. Явище електромагнітної індукції. Основний закон електромагнітної індукції

У 1831 році англійським фізиком М. Фарадеєм (1791-1867) було зроблено відкриття **явища електромагнітної індукції**. Воно полягає в тому, що в замкнутому провідному контурі при зміні магнітного потоку (тобто потоку вектора \vec{B}), охоплюваного цим контуром, виникає електричний струм – його назвали індукційним. Поява індукційного струму означає, що в **контурі виникає е.р.с. індукції** ε_i . Дослідами встановлено, що е.р.с. індукції визначається

тільки швидкістю зміни магнітного потоку.

На підставі відкритого Фарадеєм явища електромагнітної індукції Максвелл сформулював **закон електромагнітної індукції** (він називається **законом Фарадея**): яка б не була причина зміни потоку магнітної індукції, е.р.с. індукції в замкнутому провідному контурі дорівнює узятій зі знаком “мінус” швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, обмежену контуром:

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt} . \quad (2.11)$$

Знак “мінус” відповідає **правилу Ленца** (1804-1865): індукційний струм завжди має такий напрямок, що створюване ним магнітне поле перешкоджає зміні магнітного потоку, що викликає цей індукційний струм. У цьому легко переконатися, виконавши експеримент, де як провідні контури вибрані соленоїди: при русі вгору і вниз постійного магніту всередині соленоїда стрілка гальванометра дає відхилення у різні сторони (рис. 2.3).

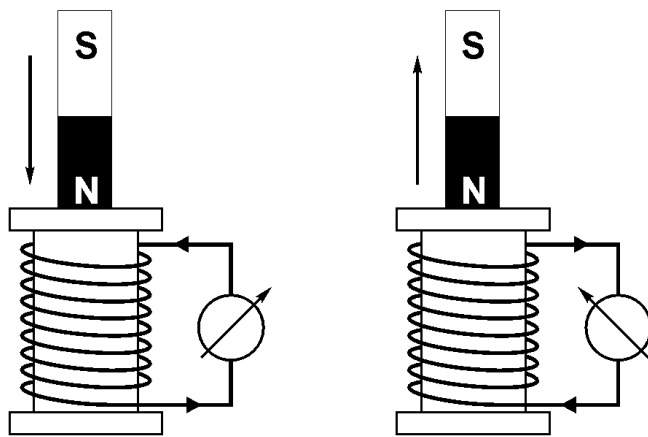


Рис. 2.3

Німецький фізик Г. Гельмгольц (1821-1894) показав, що закон електромагнітної індукції є наслідком закону збереження енергії.

Застосуємо закон збереження енергії до процесів, що відбуваються у замкнутому провідному контурі зі струмом, поміщеному в неоднорідне магнітне поле. Струм I у контурі підтримується джерелом е.р.с. Як відомо, незакріплений контур зі струмом прийде в рух під дією сили Ампера, і за час dt виконається робота $dA = Id\Phi$. За цей же час струм виконає роботу по подоланню електричного опору, рівну $I^2 R dt$. Повна робота джерела за час dt дорівнює $\varepsilon \cdot Idt$. Закон збереження енергії для цього випадку запишеться так:

$$\varepsilon \cdot Idt = I^2 R dt + Id\Phi, \text{ звідки } I = \frac{\varepsilon + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R}, \text{ де } \varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \text{ і є закон Фарадея.}$$

Е.р.с. індукції, що виникає при русі провідника в магнітному полі, можна пояснити дією сторонньої сили – сили Лоренца F_L , що діє на вільні заряди, які рухаються упорядковано. Дійсно, умова сталості е.р.с індукції при рівномірному русі провідника в однорідному магнітному полі

$$\vec{F}_L + \vec{F}_{эл} = 0, \quad (2.12)$$

де $\vec{F}_{эл}$ – сила, що діє на заряди з боку електричного поля. Це поле породжується зарядами, що нагромадилися під дією сили, на кінцях провідника. При рівності модулів цих сил подальший перерозподіл зарядів у провіднику припиниться. Для рівноважного стану

$$qE = qvB, \text{ або } \frac{\Delta\varphi}{\ell} = vB, \quad (2.13)$$

де ℓ – довжина провідника;

$\Delta\varphi$ – різниця потенціалів на його кінцях.

Для розімкнутого ланцюга $\Delta\varphi = -\varepsilon$. Природно вважати, що $\varepsilon = \varepsilon_i$, тому що інших джерел немає. Замінивши $\Delta\varphi$ на $-\varepsilon_i$ одержимо

$$\varepsilon_i = -B\ell v. \quad (2.14)$$

Цю формулу вивів Фарадей. Знак мінус, як і в (2.11), зв'язаний із правилом Ленца. В одномірному випадку, тобто при русі провідника уздовж осі x , $v = \frac{dx}{dt}$, $\ell \cdot dx = dS$ – площа поверхні, яку прокреслює провідник при його русі за час dt , а $B \cdot dS = d\Phi$ – магнітний потік крізь цю поверхню, і ми приходимо до закону (2.11), тобто $\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$.

Виникнення індукції в нерухомих замкнених провідниках не можна пояснити за допомогою сили Лоренца, тому що вона не діє на нерухомі заряди. Рух зарядів у цьому випадку пояснюється збудженням магнітним полем, що змінюється, електродинамічного поля, лінії якого замкнуті, тобто це поле, як і магнітне, є вихровим.

У явищі електромагнітної індукції поняття поля набуло сенсу фізичної реальності, хоча це поняття уже фігурувало при вивченні електростатики і магнітостатики. Але там ці поняття носили формальний, допоміжний характер, визначаючи силу, що діє на заряд. Концепція електричних і магнітних полів, що належить Фарадею, лягла в основу *теорії електромагнітного поля*. Теорія електромагнітного поля була створена Максвелом (1865 р.), який сформулював її у вигляді певних рівнянь для електричних і магнітних полів.

Відкрите Фарадеєм явище електромагнітної індукції лежить в основі роботи генераторів електричного струму. Розглянемо рамку з провідника площею S , що під дією зовнішніх сил рівномірно обертається в однорідному магнітному полі з кутовою швидкістю ω (рис. 2.4). При обертанні рамки величина магнітного потоку, що пронизує рамку, змінюється з часом, тобто $\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t$, де $\alpha = \omega t$ – кут повороту рамки в довільний момент часу t (початку відліку відповідає $t = 0$, $\alpha = 0$). Відповідно до закону Фарадея (2.11) у рамці виникає е.р.с., що також як і магнітний потік залежить від часу, тобто є змінною:

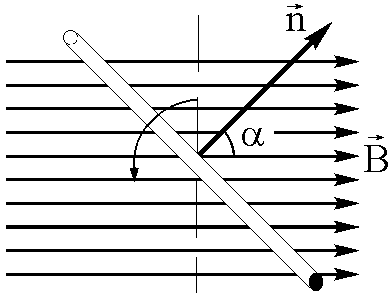


Рис. 2.4

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t. \quad (2.15)$$

Максимальне значення $\varepsilon_{\max} = BS\omega$ досягається за умови $\sin \omega t = 1$. З урахуванням цього, вираз (2.15) прийме вигляд

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\max} \sin \omega t.$$

Таким чином, при обертанні рамки в однорідному магнітному полі, у ній виникає синусоїдальна е.р.с. і, отже, синусоїдальний змінний струм.

Індукційний струм можна збудити в провідниках змінним магнітним полем. У масивних провідниках у цьому випадку струми виявляються замкнутими, тобто несуть вихровий характер. Електричний опір масивного провідника малий, і вихрові струми можуть досягати великої сили, що спричиняє сильне нагрівання провідників. Цю обставину уперше відзначив французький фізик Л. Фуко (1819-1868), тому вихрові струми називають струмами Фуко. З (2.11) і закону Джоуля-Ленца випливає, що кількість теплоти, що виділяється в одиницю часу струмами Фуко, пропорційна квадрату частоти зміни магнітного поля. Це дозволяє використовувати струми високої частоти для плавки і загартування металів, у побутових мікрохвильових печах.

Правило Ленца поширюється і на струми Фуко. Взаємодія магнітного поля струмів Фуко з магнітним полем, яке їх індукуює, призводить до демпферування (заспокоєння) масивних провідників, які коливаються у цьому полі і є рухливими частинами приладів, наприклад, амперметрів, вольтметрів і т.д. Такий спосіб демпферування стрілок вимірних приладів

дозволяє, не знижуючи точності приладу, різко скоротити час коливань, тобто прискорити сам процес виміру.

У той же час струми Фуко виявляють шкідливу дію. Так в електричних машинах і трансформаторах струми приводять до значних витрат корисної енергії на нагрівання сердечників, тобто до втрат електроенергії. Для зменшення втрат сердечники трансформаторів, магнітопроводів електричних машин роблять не суцільними, а, навпаки, з пластин, ізолюваних одна від одної. Електроопір при цьому зростає і, отже, втрати на тепло зменшуються.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ІНДУКЦІЯ (продовження)

4. Явище самоіндукції. Індуктивність контуру

Якщо в якому-небудь контурі тече струм, що змінюється з часом, то магнітне поле цього струму також буде змінюватися. Це спричиняє зміну магнітного потоку крізь контур, а отже, і появу е.р.с. індукції. Зміна струму в контурі веде до виникнення е.р.с. індукції в цьому ж самому контурі. Виникнення е.р.с. індукції в провідному контурі при зміні в ньому сили струму називається *самоіндукцією*, а індукована е.р.с. називається в цьому випадку е.р.с. самоіндукції ε_S .

Очевидно, що потік вектора магнітної індукції, який пронизує провідний контур, прямо пропорційний величині індукційного струму, що виникає в цьому контурі:

$$\Phi = LI . \quad (2.16)$$

Коефіцієнт пропорційності L є характеристикою самого контуру і називається *індуктивністю*. Індуктивність залежить тільки від геометричних розмірів контуру і магнітної проникності середовища. Це можна показати на прикладі довгого соленоїда із сердечником з магнітною проникністю μ . Магнітна індукція поля усередині нього (див. лекцію 21) дорівнює $B = \mu\mu_0 NI / \ell$, отже, магнітний потік через один виток соленоїда площею S дорівнює $\Phi_1 = BS$, а повний магнітний потік, зчеплений із усіма витками соленоїда, що називається *потокозчепленням*,

$$\psi = \Phi_1 N = NBS = \mu\mu_0 \frac{N^2 I}{\ell} S . \quad (2.17)$$

Відповідно до (2.11) одержуємо

$$L = \frac{\psi}{I} = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{\ell} = \mu\mu_0 n^2 \ell S = \mu\mu_0 n^2 V , \quad (2.18)$$

тобто, дійсно індуктивність соленоїда залежить від кількості витків соленоїда N , його геометричних розмірів (довжини ℓ і площі S), а також від магнітних властивостей речовини сердечника (величини μ).

Одиницею індуктивності є *генрі* (Гн).

Розглядаючи контур із сталою індуктивністю, в якому змінюється сила струму, на підставі закону Фарадея й урахуванням (2.16) одержуємо вираз *для е.р.с. самоіндукції*:

$$\varepsilon_S = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} \right) .$$

Якщо контур не деформується та магнітна проникність середовища не змінюється, то $L = const$ і

$$\varepsilon_S = -L \frac{dI}{dt} . \quad (2.19)$$

Знак мінус, відповідно до правила Ленца, означає, що струм самоіндукції перешкоджає зміні сили первинного струму, тобто у випадку наростання струму ($\frac{dI}{dt} > 0$) $\varepsilon_S < 0$, струм самоіндукції спрямований назустріч первинному струму і гальмує його наростання. При спаданні первинного струму ($\frac{dI}{dt} < 0$) $\varepsilon_S > 0$, індукційний струм спрямований так само, як і спадаючий. З виразу (2.19) видно, що ефект протидії будь-якій зміні первинного струму в

контурі буде тим більше, чим більше індуктивність контуру. Це дозволяє вважати індуктивність мірою електричної інертності контуру.

При вимиканні і вмиканні джерела струму в колі в результаті самоіндукції в ньому виникають додаткові струми, що називаються екстраструмами розмикання і замикання. Індуктивність кола приводить до уповільнення зникнення чи встановлення струму в колі. Цим процесам притаманні певні закономірності, що впливають з рішення диференціальних рівнянь, до яких приводить застосування закону Ома до цих двох випадків.

Розглянемо процеси розмикання і замикання кола, що містить джерело ε , резистор з опором R і котушку індуктивності L .

Розмикання кола.

У розімкненому колі діють тільки е.р.с. самоіндукції ε_s , і закон Ома має вид $IR = -L \frac{dI}{dt}$, чи $\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt$. Інтегрування цього рівняння по I (від I_0 до I) і t (від 0 до t) дає результат:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.20)$$

де $\tau = \frac{L}{R}$ – стала для даного кола величина, що називається часом релаксації.

Зміст її впливає з (2.20): τ – це час, протягом якого сила струму зменшується в e раз. Таким чином, у процесі відключення джерела е.р.с. сила струму зменшується за експоненціальним законом. Різде розмикання кола з великою індуктивністю, тобто миттєве збільшення опору кола ($R \rightarrow \infty$), приводить до виникнення е.р.с. самоіндукції в багато разів більшої, ніж е.р.с.

джерела струму в колі. Дійсно, враховуючи в (2.20) що $I_0 = \frac{\varepsilon}{R_0}$ (R_0 – вихідний опір кола) і

використовуючи формулу (2.19) для ε_s , одержимо

$$\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt} = \frac{R}{R_0} \varepsilon \cdot e^{-\frac{Rt}{L}}.$$

Аналіз цього виразу при $R \gg R_0$ і великому значенні L дає $\varepsilon_s \gg \varepsilon$. Таким чином, різке розмикання кола з великою індуктивністю може вивести з ладу споживачі електроенергії, що виключаються.

Замикання кола.

При замиканні кола в ньому діють дві е.р.с.: зовнішня ε і самоіндукції ε_s . Закон Ома у цьому випадку $IR = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$. Нова змінна $U = IR - \varepsilon$ приводить це рівняння до виду $\frac{dU}{U} = -\frac{dt}{\tau}$.

Інтегруючи це рівняння по U (від $-\varepsilon$ до $IR - \varepsilon$) і t (від 0 до t), одержимо

$$I = I_0 \left(1 - e^{-t/\tau} \right), \quad (2.21)$$

де $I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$ – величина струму, що установився, (при $t \rightarrow \infty$).

Таким чином, у процесі включення джерела е.р.с. наростання сили струму в колі описується функцією (2.21). Сила струму після замикання кола наростає від значення $I = 0$, прагнучи до сталого значення $I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$.

В обох випадках час релаксації τ позначається на швидкості протікання розглянутих процесів: чим більше τ , тим повільніше зменшується струм при розмиканні і повільніше встановлюється струм при замиканні.

5. Взаємна індукція. Трансформатор

Зміна сили струму в контурі приводить до виникнення е.р.с. індукції в цьому ж контурі, а також у близьких контурах. Розглянемо два близько розташованих контури зі струмами I_1 і I_2 . З закону Фарадея для електромагнітної індукції випливає, що

$$\varepsilon_{i2} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}, \quad (2.22)$$

де ε_{i2} – е.р.с. індукції, що виникає у другому контурі при зміні магнітного потоку Φ_{21} крізь поверхню, обійману магнітним полем струму I_1 в першому контурі;

L_{21} – коефіцієнт пропорційності.

Аналогічно, при зміні струму I_2 в другому контурі, створюваний ним магнітний потік Φ_{12} пронизує перший контур і створює в ньому е.р.с. ε_{i1} :

$$\varepsilon_{i1} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (2.23)$$

Явище виникнення індукції в одному з контурів при зміні сили струму в іншому називається **взаємною індукцією**.

Коефіцієнти L_{21} і L_{12} рівні один одному і називаються **взаємною індуктивністю двох контурів**. Взаємна індуктивність двох котушок, які намотані на одне тороїдальне осердя,

$$L_{21} = L_{12} = \mu_0 \mu \frac{N_1 N_2}{\ell} S. \quad (2.24)$$

Взаємна індуктивність залежить від геометричних параметрів контурів (форми, розмірів), їх взаємного розташування і від магнітних властивостей середовища навколо контурів, що характеризуються магнітною проникністю.

Взаємна індуктивність виражається в тих же одиницях, що й індуктивність, тобто в *генрі* (Гн).

На явищі взаємної індукції заснована дія трансформаторів. **Трансформатор** електричний – електромагнітний пристрій, що перетворює змінний струм однієї напруги в струм іншої напруги. Уперше трансформатор для технічних цілей (освітлення) був запропонований у 1876 р. російським винахідником П.Н. Яблочковим. Однофазний трансформатор промислової частоти складається із замкнутого осердя, зібраного з листової магнітом'якої (трансформаторної) сталі, на якому розміщуються дві або кілька обмоток (рис.2.5). Обмотка, до якої підключається джерело змінного струму, називається первинною, а обмотка, що є джерелом перетвореної напруги – вторинною.

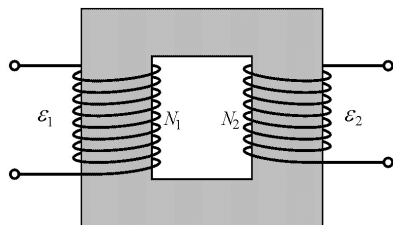


Рис. 2.5

Багатообмоточні трансформатори мають кілька вторинних обмоток.

Сила струму I_1 у первинній обмотці відповідно до закону Ома визначається з виразу

$$I_1 R_1 = \varepsilon_1 - \frac{d(N_1 \Phi)}{dt}, \quad (2.25)$$

де R_1 – опір первинної обмотки;

ε_1 – е.р.с. в первинній обмотці.

Обмежимося розглядом **холостого ходу** трансформатора, тобто його роботою при

незамкненому вторинному колі ($I_2 = 0$). Струм у випадку холостого ходу малий, тобто е.р.с. самоіндукції за правилом Ленца увесь час перешкоджає роботі джерела змінної напруги. Нехтуючи добутком $I_1 R_1$, одержуємо

$$\varepsilon_1 \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.26)$$

У вторинній обмотці виникає е.р.с. взаємної індукції, яка дорівнює

$$\varepsilon_2 = -\frac{d(N_2\Phi)}{dt} = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.27)$$

Порівнюючи вирази (2.26) і (2.27), одержуємо, що

$$\varepsilon_2 = -\frac{N_2}{N_1} \varepsilon_1, \quad (2.28)$$

де знак мінус показує, що е.р.с. у первинній і вторинній обмотках протилежні по фазі. Відношення N_2/N_1 називається **коефіцієнтом трансформації**, що показує у скільки разів е.р.с. у вторинній обмотці більша (чи менша), ніж у первинній. Якщо $N_2/N_1 > 1$, то трансформатор називається підвищувальним, при $N_2/N_1 < 1$ – знижувальним. Потужності в обох обмотках практично однакові (це впливає з закону збереження енергії), тобто $\varepsilon_2 I_2 \approx \varepsilon_1 I_1$, звідки

$$\varepsilon_2 / \varepsilon_1 = I_1 / I_2 = N_2 / N_1, \quad (2.29)$$

тобто струми в обмотках обернено пропорційні числу витків у цих обмотках.

Трансформатори широко застосовуються в електро- і радіотехніці, тому що дозволяють з незначними втратами енергії змінювати в потрібних межах напругу (коефіцієнт корисної дії сучасних трансформаторів великої потужності досягає 99%). Трансформатори допомагають вирішувати проблему передачі електроенергії на великі відстані. Ця проблема пов'язана, в основному, з великими втратами електроенергії на нагрівання проводів відповідно до закону Джоуля-Ленца. Для зменшення цих втрат підвищують напругу і зменшують силу струму, що передається, і тому передана потужність практично зберігається, а втрати на джоулеве тепло зменшуються. При недостатній напрузі втрати енергії за одиницю часу у проводах можуть перевищити потужність генератора, і до користувача енергія зовсім не дійде. Таким чином, передача електроенергії пов'язана з трансформацією струму.

Дуже приваблива ідея застосування надпровідників для передачі електроенергії. Однак труднощі створення довгих електрокабелів з надпровідникових матеріалів і необхідність їх охолодження до $T \approx 100\text{K}$ не дозволяють практично реалізувати цю можливість.

Для передачі виробленого на електростанції електричного струму використовуються напруги до 800, 1000 і 1500 кВ. Генератори виробляють електроенергію при напрузі 6-20 кВ, яку підвищують у кілька прийомів. На іншому кінці лінії напруга так само східчасто знижується.

6. Енергія магнітного поля

Провідник, по якому тече електричний струм, завжди оточений магнітним полем, причому магнітне поле з'являється і зникає разом з появою і зникненням струму. Отже, енергія струму йде на створення магнітного поля, що, подібно електричному, є носієм енергії. Мірою цієї енергії, наприклад, є робота з створення магнітного потоку струмом, що тече у контурі:

$$A = \int_0^{\Phi} Id\Phi = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Отже, енергія магнітного поля, зв'язаного з контуром

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (2.30)$$

Енергія магнітного поля локалізована в просторі, що підтверджується поширенням електромагнітних хвиль. У зв'язку з цим зручно виразити енергію через локальні характеристики поля: індукцію B і напруженість H . Розглядаючи однорідне магнітне поле усередині довгого соленоїда, підставимо у 2.30 вираз 2.18 та одержимо

$$W = \frac{\mu\mu_0 n^2 V I^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V = \frac{BH}{2} V. \quad (2.31)$$

Для одержання цього виразу використовувався зв'язок між B і H ($B = \mu\mu_0 H$).

З виразу (2.31) видно, що енергія магнітного поля пропорційна об'єму соленоїда, тобто міститься усередині соленоїда.

Знання *об'ємної густини енергії* ϖ дозволяє знаходити енергію як однорідного, так і неоднорідного магнітного поля:

$$\varpi = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{BH}{2}. \quad (2.32)$$

Тема 3 МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ РЕЧОВИНИ

План

1. Магнітні моменти електронів і атомів.
2. Намагніченість. Магнітне поле в речовині.
3. Типи магнетиків.
4. Основні властивості феромагнетиків.

1. Магнітні моменти електронів і атомів

Дотепер ми розглядали магнітні поля, створювані струмами, тобто зарядами, що рухаються упорядковано. Однак досвід показує, що всі речовини є магнетиками. Відповідно до гіпотези Ампера, в будь-якій речовині існують мікроскопічні струми, що є носіями магнетизму.

Коли будова атома перестала бути загадкою, то ідея існування мікрострумів у речовині одержала реальне підтвердження. Дійсно, рух електрона по орбіті є упорядкованим, що дозволяє вважати цей рух еквівалентним коловому струму. Коловий струм має магнітний момент $\vec{p}_m = IS\vec{n}$, модуль якого

$$p_m = IS = e\nu S, \quad (3.1)$$

де $I = e\nu$ – сила струму; ν – частота обертання електрона по орбіті; S – площа орбіти.

Магнітний момент електрона \vec{p}_m , зв'язаний з його рухом по орбіті, називається **орбітальним**.

Для пояснення результатів досліджень магнітних явищ у феромагнітних речовинах (зокрема, у залізі) було припущено, що крім орбітальних моментів електрона властивий **власний (спіновий)** магнітний момент \vec{p}_{mS} . Одиницею магнітних моментів (спінового й орбітального) електронів є **магнетон Бора**

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2,$$

де \hbar – стала Планка $\left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$;

m – маса електрона.

Таким чином, **магнітний момент електрона** є векторною сумою орбітального і спінового магнітних моментів.

Магнітний момент атома є векторною сумою магнітних моментів електронів, що входять до його складу, і магнітного момента ядра, обумовленого магнітними моментами нуклонів (протонів і нейтронів). Магнітні моменти ядер у тисячі разів менше магнітних моментів електронів, але вони відіграють основну роль у явищі ядерного магнітного резонансу (ЯМР). Методика ЯМР використовується в тонких фізичних експериментах. ЯМР-томографія широко використовується у медицині задля обстеження, наприклад, мозку (дозволяє виявляти пухлини і т.п.). Однак при розгляді питання про магнетизм речовини ядерними моментами можна знехтувати.

2. Намагніченість. Магнітне поле в речовині

Магнетик при внесенні його в магнітне поле намагнічується. Це зв'язано з дією магнітного поля на окремі електрони молекул, атомів, які мають магнітні моменти.

Для опису процесу намагнічення речовини вводиться векторна величина – **намагніченість**, що дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму речовини:

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{P}_a}{V}, \quad (3.2)$$

де $\vec{P}_m = \sum \vec{P}_a$ – магнітний момент речовини, тобто векторна сума магнітних моментів атомів (молекул) в об'ємі V .

При розміщенні магнетика в зовнішнє поле з індукцією \vec{B}_0 в ньому виникає результуюче поле \vec{B} , яке дорівнює векторній сумі \vec{B}_0 і \vec{B}' , тобто

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (3.3)$$

де \vec{B}' – індукція магнітного поля, яке створює сама речовина:

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}. \quad (3.4)$$

Для отримання співвідношення (3.4) циліндричний провідник розглядається як одновитковий соленоїд зі струмом, що тече по його поверхні. Цей поверхневий струм є наслідком мікрострумів усередині магнетика (гіпотеза Ампера).

Враховуючи (3.4) і те, що $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, одержуємо з (3.3)

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}. \quad (3.5)$$

З дослідів відомо, що в слабких полях $\vec{J} \sim \vec{H}$, тобто

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (3.6)$$

де χ – безрозмірна величина – *магнітна сприйнятливість речовини*.

Використовуючи (3.6), вираз (3.5) можна записати у вигляді

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (3.7)$$

звідки

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 (1 + \chi)}.$$

Безрозмірна величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (3.8)$$

називається *магнітною проникністю речовини*. Підставивши (3.8) у (3.7), приходимо до введеного раніше без доказу зв'язку між \vec{B} і \vec{H} : $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$.

3. Типи магнетиків

Діамагнетиками називаються речовини, в яких результуючі магнітні поля атомів чи молекул при відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнюють нулю. При включенні зовнішнього магнітного поля в кожному атомі діамагнетика наводиться магнітне поле, спрямоване протилежно вектору індукції зовнішнього магнітного поля \vec{B} . Індукування в діамагнетику магнітного поля, спрямованого протилежно зовнішньому полю, називається *діамагнітним ефектом*.

Механізм цього явища полягає у виникаючому в зовнішньому магнітному полі руху орбіти електронів, при якому орбітальні моменти електронів описують конічну поверхню навколо вектора магнітної індукції \vec{B} зовнішнього поля. Такий рух називається прецесією. Прецесія орбіти еквівалентна додатковому коловому струму, магнітне поле якого, за правилом

Ленца, спрямоване протилежно зовнішньому полю. Це приводить до ослаблення зовнішнього поля. Таким чином, молекула діамгнетика в магнітному полі набуває магнітного момента, вектор якого має напрям, протилежний силовим лініям зовнішнього поля. Це приводить до виштовхування діамгнетика, поміщеного в неоднорідне магнітне поле, в область більш слабого поля.

З металів до діамгнетиків відносяться, наприклад, цинк, золото, мідь, срібло, ртуть.

Магнітна сприйнятливість діамгнетиків від'ємна ($\chi < 0$), отже магнітна проникність $\mu < 1$.

До **парамагнетиків** відносяться речовини, у яких окремі атоми (молекули) у відсутності зовнішнього магнітного поля мають відмінні від нуля результуючі магнітні моменти. Поза магнітним полем парамагнетики не намагнічені, тобто магнітні моменти атомів (молекул) внаслідок теплового руху орієнтовані хаотично. Потрапивши у магнітне поле магнітні моменти атомів отримують переважну орієнтацію вздовж ліній зовнішнього поля і, таким чином, парамагнетик намагнічується. Оскільки власне магнітне поле парамагнетика збігається з напрямком зовнішнього поля, то останнє підсилюється. Цей ефект називається **парамагнітним**.

Діамгнітний ефект властивий усім речовинам, у тому числі і парамагнетикам. Однак у парамагнетиків діамгнітний ефект не помітний на фоні значно більш сильного парамагнітного ефекту.

Величина χ для парамагнетиків додатна і лежить у межах 10^{-5} - 10^{-3} , а магнітна проникність $\mu > 1$.

До парамагнетиків відносяться багато діелектриків, деякі гази та метали, наприклад, повітря, алюміній, вольфрам, платина, рідкісноземельні елементи.

Діа- і парамагнетики – слабомагнітні речовини. Найбільший практичний інтерес представляють **феромагнетики** – сильномагнітні речовини. Основний представник цього класу речовин – залізо. Феромагнетиками є також нікель, кобальт, гадоліній, їхні сплави і з'єднання. Сплави феромагнітних речовин можуть бути неферомагнітними, наприклад, 75% Fe і 25%Ni. У той же час сплав неферомагнітних речовин 60%Cu, 25%Mn, 15%Al – феромагнітний.

4. Основні властивості феромагнетиків

У відсутності магнітного поля окремі атоми феромагнетика мають відмінні від нуля магнітні моменти. Цим вони подібні до парамагнетиків. Але феромагнетики мають цілий ряд унікальних властивостей, що суттєво відрізняють їх від діа- та парамагнетиків:

1. Насамперед – це наявність у них **самодовільної (спонтанної) намагніченості**, тобто намагніченості у відсутності зовнішнього магнітного поля. Спонтанна намагніченість спостерігається в макроскопічних (розміром 10^{-4} - 10^{-6} м) областях, які називаються **доменами**. Домен – це об'єм феромагнетика, в якому магнітні моменти всіх молекул паралельні. У відсутності зовнішнього магнітного поля середня намагніченість феромагнетика значного об'єму дорівнює нулю, тому що магнітні моменти доменів орієнтовані хаотично і компенсують один одного.

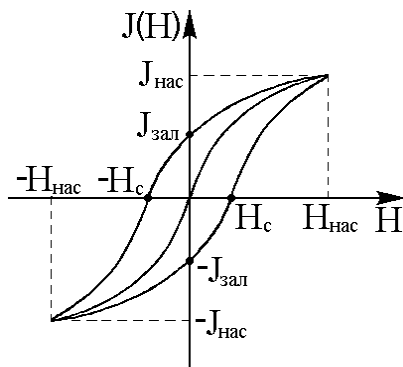


Рис. 3.1

2. Магнітна проникність феромагнетиків $\mu \gg 1$, і в деяких сплавах досягає значень $\mu = 8 \cdot 10^5$. Крім цього μ нелінійно залежить від величини зовнішнього магнітного поля.

3. Характерною рисою феромагнетиків є наявність **магнітного гістерезису**. Це явище спостерігається при намагнічуванні феромагнетика у змінному магнітному полі. Величина \vec{J} у феромагнетиків нелінійно зростає при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} . Залежність $J(H)$ у змінному магнітному полі має вигляд петлі, яка називається **петлею гістерезису** (рис. 3.1). При $H = 0$ у феромагнетик, що

не піддавався до цього дії магнітного поля, намагніченість дорівнює нулю. При збільшенні H намагніченість спочатку зростає, а потім, досягнувши певного значення, не змінюється. Наступає насичення намагніченості: магнітні моменти всіх доменів орієнтовані вздовж напрямку магнітної напруженості. При зменшенні H зменшується й J , але не так швидко, як зростала, а з запізненням – в цьому полягає гістерезис. При $H = 0$ спостерігається залишкова $J_{\text{зал}}$ намагніченість. Це використовується при виготовленні постійних магнітів. При деякому, характерному для даної речовини значенні $H = -H_c$, намагніченість приймає нульове значення. Напруженість H_c називається **коерцитивною силою**. Матеріали з малими значеннями H_c називаються магнітном'якими і використовуються, зокрема, для виготовлення осердь трансформаторів. Феромагнетики з великими H_c називаються магнітнотвердими, наприклад, вуглецеві сплави, вольфрамові, хромові, алюмінієво-нікелеві. Вони застосовуються для виготовлення постійних магнітів.

Перемагнічування феромагнетика зв'язане з поворотом доменів. Робота, необхідна для цього, виконується за рахунок енергії перемагнічуючого поля і чисельно дорівнює площі петлі гістерезиса. За законом збереження енергії ця робота перейде в теплоту, що виділиться при перемагнічуванні.

4. Феромагнетики мають ще одну особливість: кожний з них має певну температуру, що називається **точкою Кюрі**, при нагріванні вище якої феромагнетик переходить у парамагнітний стан. Для заліза ця температура 1043 К, для кобальту 1403 К, для нікелю 631 К, для гадолінію 289 К.

Якщо діамагнітні та парамагнітні властивості проявляються в будь-яких агрегатних станах, то феромагнітні спостерігаються лише в кристалах. У газоподібному чи зрідженому стані феромагнетики поведуться як звичайні парамагнетики. Звідси випливає, що феромагнітні властивості визначаються не особливими властивостями атомів, а структурою їх кристалічної ґратки.

У феромагнетиків в процесі намагнічування змінюються лінійні розміри й об'єм. Це явище називається **магнітострикцією**. Магнітострикція використовується для збудження пружних хвиль у середовищах, у датчиках, що реєструють зміни лінійних розмірів досліджуваних матеріалів і т.і.

Феромагнетики широко застосовуються в науці і техніці. Постійні магніти, генератори й електродвигуни, трансформатори, електромагнітні реле, обчислювальна техніка – далеко не повний перелік застосувань феромагнетиків.

Тема 4
ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ

План

1. Вільні гармонічні коливання в коливальному контурі.
2. Затухаючі електричні коливання.
3. Вимушені електромагнітні коливання.
4. Електромагнітні хвилі

1. Вільні гармонічні коливання в коливальному контурі

Серед електромагнітних явищ особливе місце посідають електромагнітні коливання, при яких електричні величини, такі як струм, заряд, електричне та магнітне поле, змінюються періодично.

Електричне коло, що складається з послідовно з'єднаних котушки індуктивністю L , конденсатора ємністю C і резистора опором R , називається **коливальним контуром**.

Розглянемо спочатку ідеалізовану систему з $R=0$ (рис. 4.1). Нехай у початковий момент часу від стороннього джерела на обкладках конденсатора зосереджено заряд $q = q_m$.

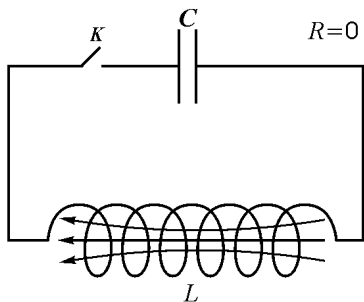


Рис. 4.1

Тоді напруга між обкладками конденсатора $U_c = q/C$, енергія конденсатора $W_e = q_m^2/2C$. Якщо замкнути ключ K , то в колі виникне струм, який не відразу набуває максимального значення. Причина цього – струм самоіндукції в котушці індуктивності. Через чверть періоду $t = \frac{1}{4}T$ конденсатор розряджається: $q = 0$, а струм в котушці стає

максимальним I_m , енергія конденсатора повністю переходить в енергію магнітного поля котушки $W_m = LI_m^2/2$, а струм

самоіндукції дорівнює нулю. Далі струм починає спадати. Виникає струм самоіндукції того ж напрямку, що й основний струм, що приводить до затримки спадання в часі струму і перезарядки конденсатора. Через час $t = \frac{1}{2}T$ струм у колі дорівнює нулю, енергія магнітного поля котушки

знову переходить в енергію електричного поля конденсатора, напруженість якого має протилежний напрям до початкового стану. Далі конденсатор знову розряджається. Виникає струм протилежного напрямку, процес у коливальному контурі повторюється. Через період T коливальний контур повертається до вихідного стану без будь-яких змін у контурі та навколишньому середовищі. Це власні електричні незатухаючі коливання.

Знайдемо **рівняння коливань заряду на пластинках конденсатора**. Відповідно до закону Ома для ідеального контуру $U_c = \varepsilon_i$, де $U_c = q/C$, $\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}$ – електрорушійна сила самоіндукції. Маємо, отже, $L \frac{dI}{dt} + \frac{q}{C} = 0$. Беручи до уваги, що $I = \frac{dq}{dt}$, одержимо після ділення виразу на L

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0. \quad (4.1)$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (4.2)$$

де q_m - амплітуда коливань заряду;

ω_0 - власна частота коливань.

Таким чином, заряд змінюється за гармонічним законом.

Власна частота коливань ω_0 і період T зміни величини на обкладках конденсатора визначаються виразами

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}, \quad (4.3)$$

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Вираз для T називається **формулою Томсона**.

Напруга на конденсаторі теж змінюється за гармонічним законом

$$U_c = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (4.4)$$

де $U_m = q_m/C$ - амплітуда напруги.

Сила струму в коливальному контурі

$$I = \dot{q} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2), \quad (4.5)$$

де $I_m = \omega_0 q_m$ - амплітуда сили струму.

Коливання струму випереджають по фазі коливання заряду і напруги на $\pi/2$.

Коливання в контурі супроводжуються перетвореннями енергій електричних і магнітних полів. **Повна енергія** дорівнює сумі цих енергій і відповідно до закону збереження енергії не змінюється з часом:

$$W = \frac{1}{2C} q^2 + \frac{1}{2} L \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 = \frac{L q_m^2 \omega_0^2}{2} = \frac{q_m^2}{2C} = const. \quad (4.6)$$

2. Затухаючі електричні коливання

Відповідно до закону Ома для контура, що складається з послідовно з'єднаних котушки індуктивністю L , конденсатора ємністю C і резистора опором R (рис. 4.2), $U_c + IR = \varepsilon_i$, де $U = IR$ - напруга на резисторі, $U_c = q/C$ -

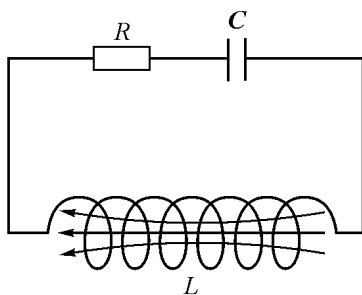


Рис. 4.2

напруга на конденсаторі, $\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}$ - електрорушійна сила

самоіндукції. Маємо, отже, $L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = 0$. Беручи до уваги, що

$$I = \frac{dq}{dt}, \text{ одержимо після ділення виразу на } L: \ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0.$$

Оскільки в контурі немає зовнішніх е.р.с., коливання, що описуються цим рівнянням, називаються вільними. Виконавши заміну $\frac{R}{L} = 2\delta$, $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, одержуємо **диференціальне рівняння затухаючих коливань заряду на пластинках конденсатора**

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0. \quad (4.7)$$

Розв'язуючи його, знаходимо

$$q = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4.8)$$

Частота затухаючих коливань

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (4.9)$$

Логарифмічний декремент затухання визначається за формулою

$$\theta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \delta T = \frac{T}{\tau} \quad (4.10)$$

Якщо затухання мале ($\omega_0 \gg \delta$, $T = 2\pi\sqrt{LC}$), добротність коливального контура

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4.11)$$

3. Вимушені електромагнітні коливання

Щоб у реальній коливальній системі отримати незатухаючі коливання, треба компенсувати втрати енергії. Така компенсація можлива за допомогою періодично діючої е.р.с. або змінної напруги $U = U_0 \cos \omega t$. *Диференціальне рівняння коливань* у такій системі має вигляд

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = U_0 \cos \omega t,$$

або

$$\ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_0}{L} \cos \omega t. \quad (4.12)$$

Розв'язок цього рівняння після проходження достатнього часу

$$q = q_m \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (4.13)$$

Частота вимушених коливань збігається з частотою вимушуючої напруги.

Амплітуда заряду

$$q_m = \frac{U_0}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}. \quad (4.14)$$

Величина $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}$ – *повний опір контура* (активний і реактивний).

Сила струму в контурі при коливаннях, що встановилися,

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t + \varphi_0) = I_m \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi/2), \quad (4.15)$$

де

$$I_m = \omega q_m = \frac{U_0}{Z}. \quad (4.16)$$

Початкова фаза коливань визначається рівнянням

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (4.17)$$

Явище різкого зростання амплітуди вимушених коливань при наближенні частоти

змінної напруги до резонансної частоти $\omega_{рез}$ коливальної системи називається **резонансом**.

$$\text{Резонансна частота } \omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}.$$

$$\text{Резонансна амплітуда заряду } q_{m_{рез}} = \frac{U_0}{R \cdot \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

$$\text{Амплітуда сили струму максимальна при } \omega_{рез} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ і дорівнює } I_{m_{рез}} = \frac{U_0}{R}.$$

Явище резонансу широко використовується в радіотехніці, прикладній акустиці, у різних вібраторах і вібростендах. Однак, при конструюванні машин і споруд, що піддаються навантаженням, щоб уникнути їхнього руйнування, враховується можливість і шкідливих наслідків резонансу.

4. Електромагнітні хвилі

Електромагнітна хвиля являє собою взаємоперпендикулярні електричне і магнітне поля і поширюється в напрямку, перпендикулярному \vec{E} і \vec{H} , тобто електромагнітні хвилі – поперечні. Коливання векторів \vec{E} і \vec{H} збігаються по фазі. Швидкість електромагнітної хвилі

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (4.18)$$

де $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ – швидкість електромагнітних хвиль у вакуумі;

ε – діелектрична проникність середовища;

μ – магнітна проникність середовища;

ε_0 – електрична стала;

μ_0 – магнітна стала.

У вакуумі швидкість електромагнітної хвилі дорівнює $3 \cdot 10^8$ м/с, тобто збігається зі швидкістю світла. Цей збіг привів Максвелла до визначного відкриття: світло – це електромагнітна хвиля. Оптика стала частиною теорії електромагнетизму Максвелла.

Проекції векторів \vec{E} і \vec{H} у плоскій монохроматичній хвилі змінюються за гармонічним законом:

$$E_y = E_{0_y} \sin(\omega t - kx), \quad (4.19)$$

$$H_z = H_{0_z} \sin(\omega t - kx),$$

де H_{0_z} і E_{0_y} – максимальні значення H_z і E_y .

Електромагнітні хвилі випромінюються і поглинаються, відбиваються і заломлюються, можна спостерігати їх інтерференцію, дифракцію і поляризацію. Німецький фізик Г. Герц (1857-1894) вперше експериментально довів існування електромагнітних хвиль у 1886 р., встановив тотожність електромагнітних і світлових хвиль. Герц одержав електромагнітні хвилі, збуджуючи у вібраторі (відкритому коливальному контурі) за допомогою джерела високої напруги серію імпульсів швидкозмінного струму. Реєструвалися електромагнітні хвилі Герцем за допомогою прийомного вібратора (аналогічного випромінюючому).

Об'ємна густина енергії електромагнітного поля в ізотропному середовищі без сегнетоелектриків та феромагнетиків дорівнює сумі густини енергій електричного і магнітного

полів

$$\varpi = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2. \quad (4.20)$$

Модулі векторів \vec{E} і \vec{H} пов'язані співвідношенням $\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$, тому

$$\varpi = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} E H = \frac{E H}{\nu}, \quad (4.21)$$

де $\nu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}}$ – швидкість поширення електромагнітної хвилі в середовищі.

Вектор *густини потоку енергії* електромагнітної хвилі $\vec{\Pi}$ називається вектором Умова-Пойнтінга

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{\nu}}{\nu} E H = [\vec{E} \vec{H}]. \quad (4.22)$$

$\vec{\Pi}$ – це кількість енергії, що переноситься за одиницю часу в напрямі вектора $\vec{\nu}$ через одиницю площі поверхні, яка перпендикулярна вектору $\vec{\nu}$. Модуль $\Pi = \nu \varpi = E H$.

Повний потік енергії через деяку поверхню S

$$\Phi = \oint_S \Pi dS. \quad (4.23)$$

Електромагнітні хвилі мають широкий діапазон частот ν (чи довжин хвиль $\lambda = c/\nu$), відрізняються одна від одної способами їх генерації і реєстрації, а також своїми властивостями. Тому їх ділять на кілька видів: радіохвилі, світлові, рентгенівське випромінювання і гамма-випромінювання.

Вид випромінювання	Довжина хвилі, м	Частота хвилі, Гц	Джерело випромінювання
Радіохвилі	$10^{-3} - 10^4$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Коливальний контур, вібратор Герца, масовий випромінювач, ламповий генератор.
Світлові хвилі:			Лампи, лазери
а) інфрачервоне випромінювання	$5 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$	
б) видиме світло	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,75 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	
в) ультрафіолетове випромінювання	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	
Рентгенівське випромінювання	$2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$	Трубка Рентгена
γ -випромінювання	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Радіоактивний розпад, ядерні процеси, космічні процеси

ЗМІСТОВИЙ МОДУЛЬ V
ОПТИКА, АТОМНА та ЯДЕРНА ФІЗИКА

Тема 1
ХВИЛЬОВА ОПТИКА

1. Двоїста природа світла.
2. Інтерференція світла.
3. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля. Дифракційні ґрати.
4. Поляризація світла. Закон Малюса. Закон Брюстера.

Тема 2
КВАНТОВА ОПТИКА

5. Квантова природа випромінювання. Фотоефект.

1. Двоїста природа світла

Світло часто називали найтемнішою плямою у фізиці, хоча такі закони оптики, як закони прямолінійного поширення і відбиття світла, були відомі ще до нашої ери. Однак природа світла довгий час залишалася не розкритою.

Одним з перших, хто висунув послідовну *корпускулярну* теорію світла, був Ньютон (XVIIв.). Відповідно до цієї теорії світло являє собою потік корпускул, що випускаються джерелом світла, рухаються за законами механіки і механічно взаємодіють з речовиною. Ця теорія добре пояснювала відомі на той час закони прямолінійного поширення світла, оборотності світлових пучків, відбиття і заломлення.

Приблизно в той же самий час голландський фізик і астроном Х. Гюйгенс (1629-1695) висунув *хвильову теорію світла*, опублікувавши «Трактат про світло», у якому сформулював основні положення хвильової теорії світла:

1) світло – це поздовжня хвиля, що поширюється в особливому середовищі, яке називається ефіром;

2) кожна точка ефіру, до якої доходить хвиля, служить центром вторинних сферичних хвиль, і обвідна цих хвиль дає положення «нового» фронту хвилі.

Останнє положення називається *принципом Гюйгенса*.

У становленні хвильової теорії світла величезне значення мали виміри швидкості світла c . За результатами вимірів Ремера, Майкельсона і Фуко величина швидкості світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Збіг швидкості поширення електромагнітних хвиль (за теорією) зі швидкістю світла у вакуумі (повітрі) дав змогу Максвеллу зробити дуже важливе відкриття: *світло являє собою електромагнітну хвилю*.

Дослідження явищ випромінювання і поглинання світла, фотоефекту, ефекту Комптона показали, що хвильова теорія світла не в змозі їх пояснити.

Для пояснення цих явищ М. Планком (1858-1947) була висловлена смілива гіпотеза про дискретність випромінювання світла. Ця гіпотеза лягла в основу *квантової* (корпускулярної) *теорії світла*, створеної в 1905 р. Ейнштейном. Виникло поняття фотонів, частинок світла, що випромінюються, поширюються і поглинаються речовиною. Квантова теорія світла повністю пояснила усі відомі на той час закони випромінювання і поглинання світла, закони взаємодії світла з речовиною.

Усі ці різноманітні прояви природи світла показали, що світло – складне явище: в одних випадках (явищах) воно поводить як електромагнітна хвиля, в інших – як потік частинок (корпускул). У цьому суть двоїстої *корпускулярно-хвильової природи світла*: світло – потік частинок, які мають хвильові властивості. Прояв хвильових чи корпускулярних властивостей залежить від умов, у яких знаходяться частинки: взаємодіючи з речовиною то як потік частинок – випромінювання, поглинання, фотоефект, ефект Комптона, то як хвиля – наприклад, в явищах інтерференції, дифракції, поляризації.

Однак у сучасній оптиці ми маємо справу не з механічними частинками (як у теорії Ньютона), а з фотонами – “частинками” будь-якого електромагнітного випромінювання, що мають енергію в один квант ($E = h\nu$, де h – стала Планка; ν – частота електромагнітної хвилі). Нижче будуть розглянуті явища, у яких проявляється хвильова природа світла.

2. Когерентність та монохроматичність світлових хвиль. Інтерференція світла.

Інтерференція – це явище, що полягає в перерозподілі світлового потоку при накладанні двох (чи декількох) когерентних світлових хвиль, у результаті чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших – мінімуми інтенсивності.

Розглянемо це явище на прикладі двох хвиль однакової частоти, що в результаті накладання утворюють у деякій точці простору коливання однакового напрямку:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1),$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2).$$

Амплітуду результуючого коливання в даній точці легко знайти методом обертання вектора амплітуди (методом векторних діаграм):

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta},$$

де $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ – різниця початкових фаз.

Інтенсивність світла $I \sim A^2$, отже, результуюча інтенсивність світла в цій точці дорівнює

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1.1)$$

і як видно з цього виразу, залежить від різниці початкових фаз коливань, що збуджуються.

У випадку неперервної зміни величини δ середнє значення $\cos \delta$ дорівнює нулю, і результуюча інтенсивність дорівнює сумі інтенсивностей, створюваних кожною з хвиль окремо, $I = I_1 + I_2$.

Для нас становить інтерес випадок, коли різниця фаз збуджуваних хвилями коливань залишається постійною в часі. Хвилі, що збуджують коливання однакової частоти і з постійною в часі різницею фаз, називаються **когерентними**.

У випадку накладання когерентних хвиль ми одержимо наступні результати, обумовлені значенням $\cos \delta$ (тобто різницею фаз):

$$I > I_1 + I_2, \quad \text{якщо } \cos \delta > 0$$

$$I < I_1 + I_2, \quad \text{якщо } \cos \delta < 0. \quad (1.2)$$

Таким чином, при накладанні когерентних світлових хвиль відбувається перерозподіл світлового потоку в просторі, тобто виникає інтерференція хвиль.

Визначимо умови підсилення та послаблення інтенсивності світла. Нехай s^* і s^{**} – два когерентних джерела світла (рис. 1.1). До точки A , в якій спостерігається інтерференція, одна хвиля у середовищі з показником заломлення n_1 пройшла шлях S_1 , друга – в середовищі з

показником заломлення n_2 – шлях S_2 . У точці A перша хвиля збуджує коливання $A_1 \cos \omega(t - S_1/v_1)$, друга хвиля – $A_2 \cos \omega(t - S_2/v_2)$, де $v_1 = c/n_1$ і $v_2 = c/n_2$ – фазові швидкості хвиль. Різниця фаз коливань:

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1)$$

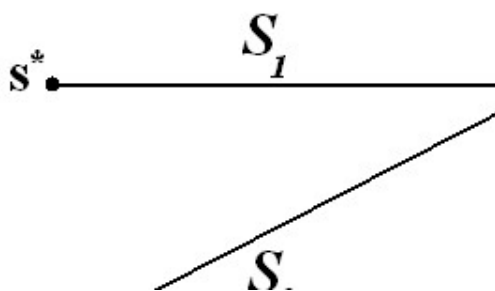


Рис. 1.1

Різницю фаз можна зв'язати з різницею оптичного

ходу Δ , що дорівнює

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1, \quad (1.3)$$

де nS – добуток показника заломлення на геометричну довжину шляху S , яку проходить хвиля; цей добуток називається **оптичною довжиною** L . Отже, оптична різниця ходу дорівнює різниці оптичних довжин. Тоді, з урахуванням (1.3) і того, що $\omega/c = 2\pi/\lambda_0$, де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі, одержимо

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (1.4)$$

З виразів (1.1) і (1.4) випливають умови максимальної і мінімальної інтенсивності світла в точках накладення когерентних хвиль.

Умова максимуму інтерференції

$$\Delta = \pm k \lambda_0,$$

умова мінімуму

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.5)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$

Найбільш виразною інтерференційна картина є тоді, коли інтенсивності хвиль, що інтерферують, близькі: у точках мінімуму буде спостерігатися практично повна відсутність світла.

Інтерференція при відбитті від тонких плівок лежить в основі просвітлення оптики. Просвітлення оптики – метод поліпшення якості оптичних приладів і одержання високовідбиваючих покриттів. Річ у тім, що при проходженні світла через систему лінз оптичного приладу (наприклад, перископ підводних човнів містить не один десяток лінз) на кожній заломлюючій поверхні лінзи губиться через відбивання $\approx 4\%$ падаючого потоку. Це значно зменшує світлосилу приладу і приводить до виникнення відблисків, що дозволяє знайти військовий оптичний прилад.

Просвітлення оптики полягає в нанесенні на лінзи тонких плівок. Товщина плівки і показник заломлення підбираються таким чином, щоб промені, відбиті від обох поверхонь плівки, гасили один одного. Домогтися одночасного гасіння для всіх довжин хвиль неможливо. Це робиться для найбільш сприйнятливої оком довжини хвилі $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм.

3. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля. Дифракційні ґрати.

Дифракція світла – це процес огинання світловими хвилями перешкод.

Дифракція – це явище, властиве будь-яким хвилям. Дифракція звукових хвиль – повсякденне явище, спостерігати ж дифракцію світла довго не вдавалося. Уперше дослід за спостереженням дифракції був здійснений Юнгом. Складність полягає в тім, що для спостереження дифракції світлових хвиль розміри перешкод повинні бути дуже маленькими. За умовою дифракції розміри перешкод повинні бути порівнянні з довжиною хвилі. Довжини хвиль видимої частини спектра $\sim 10^{-7}$ м, отже, такого ж порядку повинні бути розміри перешкод.

Дати якісне пояснення явищу проникнення світла в область геометричної тіні (тобто огинання перешкод) можна за допомогою принципу Гюйгенса.

Принцип Гюйгенса: кожна точка, до якої доходить хвиля, служить центром вторинних хвиль; обвідна цих хвиль дає положення фронту хвилі в наступний момент.

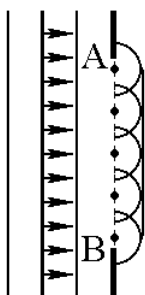


Рис. 1.2

Розглянемо перешкоду з отвором, на яку падає плоска хвиля (рис. 1.2). Відповідно до принципу Гюйгенса кожна точка ділянки AB в отворі, до якої дійшов

фронт хвилі, служить центром вторинних хвиль (в однорідному ізотропному середовищі вони сферичні). Побудувавши обвідну вторинних хвиль, переконуємося, що фронт хвилі заходить в область геометричної тіні, тобто хвиля обгинає краї отвору.

За допомогою принципу Гюйгенса можна визначити напрямок поширення хвильового фронту, але не можна розрахувати інтенсивності хвиль у різних точках простору.

Френель доповнив принцип Гюйгенса ідеєю інтерференції вторинних хвиль.

Принцип Гюйгенса-Френеля полягає в наступному: світлова хвиля, збуджувана яким-небудь джерелом, представляється як результат накладання когерентних вторинних хвиль, джерелами яких можуть служити нескінченно малі елементи будь-якої замкнутої поверхні, що охоплює первинне джерело. Іншими словами, хвилі від первинного джерела є результатом інтерференції всіх когерентних вторинних хвиль.

Дифракція на системі щілин. Велике практичне значення має дифракція на системі паралельних щілин рівної ширини, що лежать в одній площині і розділені рівними по ширині непрозорими ділянками. Така система щілин називається **одновимірними дифракційними ґратами**. Крім одновимірних ґрат існують двовимірні і просторові (тривимірні) ґрати.

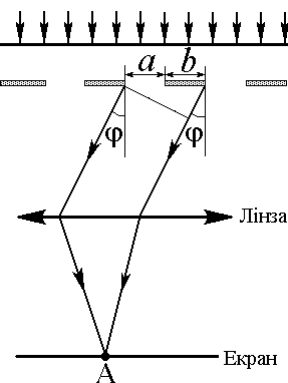


Рис. 1.3

Дифракційна картина на ґратах є результатом взаємної інтерференції хвиль, що пройшли через усі щілини. На рис. 1.3 зображені тільки дві щілини. Оскільки щілини знаходяться на однаковій відстані, то різниці ходу променів, що йдуть від сусідніх щілин, однакові для даного кута φ в межах усіх дифракційних ґрат:

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi . \quad (1.6)$$

Величина d називається **сталюю (періодом) дифракційних ґрат**.

В результаті інтерференції на екрані, розміщеному в фокальній площині лінзи вийде результуюче коливання з амплітудою, величина якої залежить від Δ , а отже від кута φ . Максимальне значення освітленості в точці A буде за умови

$$d \sin \varphi = m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots) . \quad (1.7)$$

З умови (1.7) видно, що положення головних максимумів залежить від довжини хвилі λ . Біле світло, пройшовши через ґрати, розкладеться в спектр, тобто кожні максимуми різних кольорів будуть спостерігатися в різних місцях (фіолетова частина спектра розташується ближче до центра дифракційної картини, червона – удаліні від центра). Ця властивість ґрат використовується для спектрального аналізу світла (визначення довжин хвиль і інтенсивностей усіх його монохроматичних складових).

Дифракційні ґрати розрізняються розміром, формою, матеріалом поверхні, профілем штрихів і їхньою кількістю на одиницю довжини. ґрати з частотою 6000 штрих/мм дозволяють досліджувати ультрафіолетову частину спектра, а з частотою 0,25 штрих/мм – інфрачервону.

4. Поляризація світла. Закон Малюса. Закон Брюстера

Електромагнітна хвиля являє собою процес поширення в просторі коливань векторів напруженості електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів. Вектори \vec{E} і \vec{H} коливаються перпендикулярно вектору швидкості хвилі у взаємно перпендикулярних площинах, тобто електромагнітна хвиля поперечна.

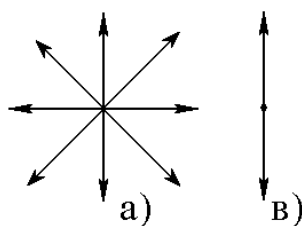


Рис. 1.4

Оскільки вектори \vec{E} і \vec{H} жорстко зв'язані між собою, то досить знати закономірності поведінки одного з них. Звичайно міркування ведуться щодо вектора \vec{E} , який називається **світловим вектором** (саме електричне поле діє на сітківку ока й обумовлює зір).

У природному світлі коливання світлового вектора не упорядковані, тобто рівноймовірні будь-які напрямки його коливань.

Це пов'язано з тим, що атоми, які випромінюють світло, роблять це незалежно один від одного, і велике число атомарних випромінювачів приводить до рівномірного розподілу векторів \vec{E} у природному світлі (рис. 1.4а). Отже, світло з усілякими рівномірними орієнтаціями світлового вектора (i , отже, \vec{H}) називається **природним**.

Поляризоване світло – світло, у якому напрямки коливань світлового вектора якимсь чином упорядковані. На рис. 1.4в наведений приклад плоскополяризованого світла. Світло також може бути частково поляризованим, еліптично чи циркулярно поляризованим. Так, наприклад, в еліптично поляризованому світлі кінець вектора \vec{E} описує еліпс, що лежить у площині, перпендикулярній до променя.

Ступінь поляризації P показує, наскільки поляризоване світло:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.8)$$

де I_{\max} і I_{\min} – максимальна і мінімальна інтенсивності світла, що відповідають двом взаємно перпендикулярним компонентам вектора \vec{E} . Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P = 0$, для плоскополяризованого $I_{\min} = 0$ і $P = 1$.

Поляризоване світло відіграє помітну роль у природі. Деякі комахи, наприклад, бджоли і мурахи, орієнтуються в просторі по поляризованому світінню неба, що виникає в результаті розсіювання світла в атмосфері.

На рис. 1.5 представлена схема класичного досліду по перетворенню природного світла в плоскополяризований і аналізу поляризованого світла. Поляризатор Π вирізаний таким чином,

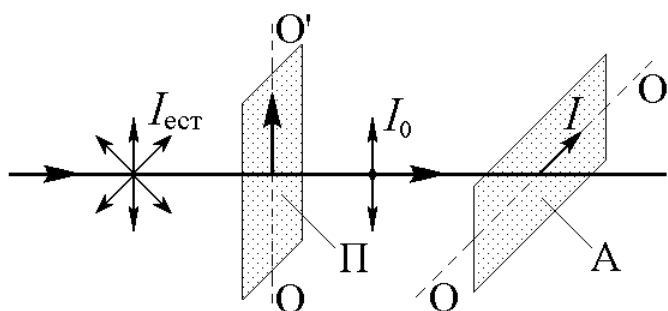


Рис. 1.5

що через нього проходять коливання світлового вектора паралельні оптичній осі OO' . Інтенсивність поляризованого світла I_0 на виході поляризатора в два рази менше інтенсивності природного світла $I_{\text{ест}}$, тобто $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$.

Інтенсивність поляризованого світла I , що пройшло через аналізатор A , залежить від кута α між напрямками коливань, які пропускає аналізатор і напрямом коливань у

поляризованому світлі, що падає на аналізатор. Французький фізик Малюс (1775-1812) встановив:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha. \quad (1.9)$$

З **закону Малюса** (1.9) випливає, що інтенсивність світла на виході із аналізатора змінюється від 0 при $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (поляризатор і аналізатор “схрещені”), до максимальної $I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}}$ при $\alpha = 0$.

Використання схрещених поляроїдів може захистити водіїв автотранспортних засобів від осліплюючої дії фар зустрічних машин. Для цього скло фар і вітрове треба вкрити поляроїдними плівками, в яких площини пропускання світла паралельні і зорієнтовані під кутом 45 градусів до горизонту. Тоді поляроїди зустрічних машин будуть схрещені. Світло ж від фар своєї машини, водій бачить добре. Закон Малюса використовується для плавного регулювання інтенсивності світлового пучка, для посилення контрасту й усунення світлових відблисків у фотографії і т.п.

Поляризоване світло можна одержати, використовуючи властивість світла поляризуватися при відбитті і заломленні на межі двох діелектриків. Д. Брюстер (1781-1863)

установив закон – **закон Брюстера**, відповідно до якого при куті падіння i_B світла на межу двох діелектриків, що визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg} i_B = n_{2,1}, \quad (1.10)$$

де $n_{2,1}$ – показник заломлення другого середовища відносно першого, відбитий промінь цілком плоскополяризований, а заломлений – поляризований максимально (але не цілком).

Ступінь поляризації заломленого світла можна підвищити багаторазовим заломленням з виконанням умови (1.10).

При проходженні сукупності досить великої кількості (8-10) скляних пластинок, які називаються стопою, світло на виході практично цілком поляризоване. Стопа може використовуватися як аналізатор поляризованого світла.

5. Квантова природа випромінювання. Фотоефект

Фотоелектричний ефект (точніше – зовнішній фотоелектричний ефект), або просто фотоефект – явище виривання електронів з речовини під дією світла. Вперше це явище було відкрите німецьким фізиком Г. Герцем (1857-1894) і досліджене О. Г. Столетовим (1839-1891). Опрямлюючи речовини світлом з різною довжиною хвилі, Столетов встановив такі основні закономірності фотоефекту:

- а) найефективнішу фотоелектричну дію викликає ультрафіолетове проміння;
- в) під дією світла речовина втрачає негативний електричний заряд (те, що під дією світла вибиваються саме електрони, було встановлено Дж. Дж. Томсоном пізніше);
- с) кількість заряду, яку речовина втрачає під дією світла за одиницю часу, прямо пропорційна його інтенсивності.

Узагальнення результатів численних дослідів дозволило встановити **три основні закони зовнішнього фотоефекту**:

1. Кількість електронів, які вириваються з речовини (фотоелектронів) за одиницю часу при певній частоті світла, пропорційна інтенсивності світла.
2. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, а визначається тільки його частотою (довжиною хвилі).
3. Для кожної речовини є характерна мінімальна частота світла, нижче якої фотоефект не спостерігається, незалежно від інтенсивності світла (“червона межа” фотоефекту).

Пояснення фотоефекту та його закономірностей дав А. Ейнштейн (1879-1955) на основі розробленої ним квантової теорії фотоефекту. Опираючись на гіпотезу квантів Планка, Ейнштейн припустив, що світло не тільки випромінюється квантами, як гадав Планк, але й поширюється і поглинається речовиною окремими порціями – **квантами**. Ці кванти, що рухаються з швидкістю світла у вакуумі, називаються **фотонами**. Енергія фотона $\varepsilon = h\nu$. При зіткненні з електроном речовини енергія фотона витрачається на виконання електроном роботи виходу і надання електрону кінетичної енергії. За законом збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (2.1)$$

де A – робота виходу електрона;

m – маса електрона;

v – максимальна початкова швидкість електрона.

Співвідношення (2.1) називається **рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту**.

Ейнштейн припустив, що кожен фотон може взаємодіяти тільки з одним електроном (одnofотонний фотоефект). Із рівняння (2.1) видно, що максимальна швидкість електрона визначається роботою виходу та частотою кванта світла, які не залежать від кількості фотонів у світловому потоці, а значить і інтенсивності світлового потоку. В рівняння не входить кількість фотонів і в явному вигляді. Тому збільшення або зменшення фотонів даної частоти (при якій

фотоэффект можливий) може привести тільки до збільшення або зменшення кількості фотоелектронів, а їх максимальна швидкість не зміниться (2-й закон фотоэффекту).

Оскільки для кожної речовини є характерна для неї робота виходу, то для виникнення фотоэффекту енергія фотона має бути не меншою її величини, $h\nu \geq A$. Цим пояснюється наявність “червоної межі” фотоэффекту (3-й закон). Мінімальна частота кванта світла, при якій його енергії вистачає тільки на роботу виходу, тобто частота “червоної межі”,

$$\nu_{\min} = A/h. \quad (2.2)$$

На явищі фотоэффекту ґрунтується дія фотоелементів – приладів, які перетворюють енергію випромінювання в електричну. Фотоелементи знайшли широке застосування в найрізноманітніших галузях науки і техніки.

Вакуумний фотоелемент (рис.2.1), дія якого ґрунтується на зовнішньому фотоэффекті, являє собою скляну колбу, з якої викачане повітря. Частина внутрішньої поверхні колби, вкрита шаром світлочутливого металу (наприклад, калію, цезію, натрію) з малою роботою виходу, є катодом. Частину колби залишають прозорою для освітлення катодного шару. Всередині колби встановлено другий електрод – анод, у вигляді сітки, кільця або просто металевго вводу. Між електродами створюється різниця потенціалів. Електрони, що вириваються з катода під дією світла, йдуть до анода, зумовлюючи проходження електричного струму, сила якого пропорційна світловому потоку. Для збільшення сили струму балон наповнюють інертним газом і створюють таку напругу між електродами, при якій прискорені електрони іонізують цей газ. Позитивні іони і електрони, які виникають при іонізації, збільшують струм у колі.

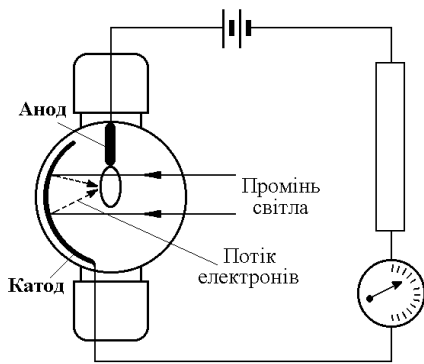


Рис. 2.1

Величина фотоструму зростає при збільшенні прикладеної різниці потенціалів, але при досягненні певного значення різниці потенціалів настає насичення фотоструму (усі електрони, що вилітають з катода, попадають на анод).

Залежність сили фотоструму I від різниці потенціалів U описується кривою, що називається вольт-амперною характеристикою фотоелемента. На рис. 2.2 наведені дві вольт-амперні характеристики фотоелемента, виміряні при світловому потоці однакової частоти, але різної його інтенсивності. Верхня крива відповідає більшій інтенсивності світла. З ростом інтенсивності світла сила фотоструму насичення зростає.

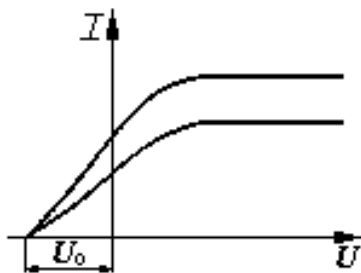


Рис.2.2

З вольт-амперної характеристики видно, що при $U = 0$ фотострум не зникає. Отже, електрони мають деяку початкову швидкість v і кінетичну енергію $\frac{mv^2}{2}$, та можуть дістати анода при відсутності зовнішнього поля. Для того щоб припинити фотострум за будь якої освітленості фотокатода, необхідно прикласти затримуючу різницю потенціалів U_0 . Отже,

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0. \quad (2.3)$$

Вираз (2.1), з урахуванням (2.2) та (2.3) можна записати у вигляді

$$h\nu = h\nu_{\min} + eU_0 \quad (2.4)$$

або

$$eU_0 = h(\nu - \nu_{\min}).$$

Фотоелементи на базі зовнішнього фото ефекту використовуються у телебаченні, звуковому кіно, різноманітних системах автоматики. Разом з електронними підсилювачами фотоелементи входять до складу фотореле – приладів автоматичного управління установками різного призначення: для включення і виключення освітлення вулиць і маяків, сортування деталей на конвеєрі, запуску й зупинки верстатів, контролю пасажиропотоків у метро і т.і.

Крім розглянутого зовнішнього фото ефекту є також **внутрішній фото ефект**. Внутрішній фото ефект спостерігається в діелектриках та напівпровідниках і полягає в тому, що під дією світла відбувається перерозподіл електронів на енергетичних рівнях, без вильоту електронів назовні. Якщо енергія фотона перевищує ширину забороненої зони, то електрон, який його поглинув, переходить із валентної зони в зону провідності. Внаслідок цього в речовині збільшується концентрація носіїв струму, підвищується електропровідність, тобто виникає фотопровідність.

На внутрішньому фото ефекті ґрунтується дія фоторезисторів (напівпровідникових фотоелементів).

В напівпровідниках в області *p-n* – переходу та на межі переходу між металом і напівпровідником спостерігається **вентильний фото ефект**, який полягає у виникненні електрорушійної сили під дією світла (фото-е.р.с.). Завдяки вентильному ефекту сонячну світлову енергію можна безпосередньо перетворювати в електричну. Десятки послідовно з'єднаних фотоелементів створюють сонячні батареї.

Тема 3
ЕЛЕМЕНТИ АТОМНОЇ ФІЗИКИ

План

1. Будова атома. Планетарна модель атома Резерфорда.
2. Постулати Бора. Атом водню за теорією Бора.

1. Будова атома. Планетарна модель атома Резерфорда

Уже в 70-х роках XIX століття Максвелл писав: “Атом є тіло, яке не можна розсікти навпіл”. Цей вислів перекликається з афоризмом давньогрецького філософа Демокріта: “Нічого не існує, крім атомів і порожнього простору”. Із стародавніх часів і майже до кінця XIX століття атоми вважалися неподільними частинками.

Наприкінці XIX століття цілий ряд експериментальних даних засвідчив про атом як складну електричну систему. У 1903 р. англійський фізик Дж. Дж. Томсон (1856-1940) висунув гіпотезу, згідно якій атом являє собою рівномірно заповнену позитивним зарядом сферу, всередині якої розміщені електрони, що утримуються біля положення рівноваги квазіпружними силами (*модель Томсона*). Розрахунки, проведені за цією моделлю, дозволили оцінити розміри атома, які за порядком величини збігаються з розмірами, визначеними газокінетичними методами. Дослідження станів рівноваги електронів у атомах давали змогу близько підійти до пояснення періодичності у властивостях хімічних елементів. Проте гіпотеза Томсона виявилась неспроможною пояснити закономірності в спектрах атомів. З неї, зокрема, випливало, що в спектрі водню повинна бути лише одна спектральна лінія.

Для в'яснення характеру розподілу зарядів у ядрі необхідно було провести експериментальне “зондування” атома. Це було зроблено англійським фізиком Е. Резерфордом (1871-1937) та його співробітниками у дослідах з розсіяння α -частинок при проходженні їх через тонку металеву фольгу. α -частинка – це, як стало відомо пізніше, ядро атома гелію, позитивний заряд якого дорівнює двом елементарним зарядам. α -частинки вилітають з великою швидкістю, до 10^7 м/с, при радіоактивному розпаді деяких ядер.

Досліди показали, що переважна більшість α -частинок при проходженні через фольгу відхиляється від первісного напрямку дуже мало (розсіюється атомами фольги під дуже малими кутами). Проте є й такі, приблизно одна з 8000, які розсіюються під кутами, більшими 150° , а деякі (одна з 20000) відхиляються на кути, близькі до 180° . Це могло статися тільки внаслідок взаємодії швидкої α -частинки з позитивним зарядом атома, оскільки взаємодія з електроном, маса якого приблизно у 8000 разів менша за масу α -частинки, не могла помітно вплинути на її рух. Аналізуючи результати експерименту, Резерфорд дійшов висновку, що в атомі є надзвичайно сильне електричне поле, яке створюється позитивним зарядом, зв'язаним з дуже великою масою (в масштабах атома), локалізованою в надзвичайно малому об'ємі. На підставі цього висновку Резерфорд у 1911 р. запропонував *ядерну (планетарну) модель атома*. Згідно моделі Резерфорда атом являє собою систему зарядів, в центрі якої знаходиться важке ядро з позитивним зарядом Ze , а навколо нього в усьому об'ємі атома рухаються по замкнених орбітах Z електронів (Z – порядковий номер елемента в таблиці Менделєєва). Майже вся маса атома зосереджена в ядрі, а його розміри не перевищують 10^{-14} м (розміри атома 10^{-10} м).

З позицій класичної фізики неможливо було пояснити стійкість самих атомів. Згідно з законами класичної електродинаміки електрон, рухаючись з прискоренням у електричному полі ядра, має випромінювати електромагнітні хвилі, внаслідок чого енергія електрона і його відстань до ядра повинні неперервно зменшуватись, а частота обертання навколо ядра і частота випромінювання – збільшуватись. В результаті електрон дуже швидко упав би на ядро. Але це суперечить дійсності.

2. Постулати Бора. Атом водню за теорією Бора

Приймаючи для атома ядерну модель Резерфорда як експериментально обґрунтовану, датський фізик Н. Бор (1885-1962) висунув сміливе припущення про те, що закони, які діють в атомних структурах, значно відрізняються від законів класичної механіки та електродинаміки. З метою створення загальної квантової теорії, яка виходила б з ядерної моделі атома і була б спроможною пояснити спектральні закономірності випромінювання, Бор сформулював два постулати, відомі під назвою постулатів Бора.

Перший постулат (постулат стаціонарних станів): атом може перебувати тільки в цілком певних стаціонарних станах, в яких він не випромінює і не поглинає енергії.

Кожному з таких станів відповідає енергія атома E_n (n – номер стаціонарного стану) і цілком визначені стаціонарні колові орбіти руху електронів. Під час руху по одній із стаціонарних орбіт електрон не випромінює електромагнітних хвиль, незважаючи на те, що він рухається з великим доцентровим прискоренням.

Другий постулат (правило частот): при переході атома із одного стаціонарного стану в інший випускається або поглинається електромагнітне випромінювання у вигляді одного кванта енергії.

При переході електрона з віддаленішої від ядра орбіти на ближчу відбувається випромінювання фотона, а поглинання фотона супроводжується зворотним переходом – з ближчої до ядра стаціонарної орбіти до віддаленішої. Частота випромінювання або поглинання визначається умовою

$$h\nu = E_m - E_n \quad (3.1)$$

де E_m і E_n – енергії атома в стаціонарних станах, у яких електрони рухаються по орбітах з порядковими номерами m і n , відповідно; найближча до ядра стаціонарна орбіта електрона (найнижчий енергетичний рівень атома) має перший номер. При $m > n$ фотон випромінюється, при $m < n$ – поглинається.

Бор встановив, що однією з умов, котра визначає, який саме стан є стаціонарним, є правило квантування орбіт. Згідно цьому правилу електрон, рухаючись по стаціонарній орбіті, повинен мати дискретні, квантовані значення моменту імпульсу, які задовольняють умові

$$m_e r_n v = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (3.2)$$

де m_e – маса електрона;

v – швидкість електрона на n -й орбіті;

r_n – радіус електрона на n -й орбіті; $\hbar = h/2\pi$.

(В початковій редакції Бора це правило було третім постулатом).

За теорією Бора можна розрахувати радіуси стаціонарних орбіт електрона, їх швидкості, енергії стаціонарних станів атомів водню та воднеподібних систем, тобто іонів атомів, які мають на орбіті лише один електрон, наприклад He^+ , Li^{++} , Be^{+++} і т. д., а також атомів лужних елементів (Li, Na, K, Rb, Cs), у яких є один електрон над повністю заповненою електронною оболонкою.

Сила кулонівського притягання, яка діє на електрон, що рухається в полі ядра із зарядом Ze по стаціонарній орбіті радіусом r_n , урівноважується відцентровою силою, тому

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}, \quad (3.3)$$

де ϵ_0 – електрична стала.

Із виразів (3.1) та (3.2) знаходимо, що **радіус електронних орбіт** може приймати тільки ряд дискретних значень:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{Zm_e e^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (3.4)$$

Радіус першої орбіти атома водню ($n = 1$; $Z = 1$)

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} \cong 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Ця величина називається **першим борівським радіусом**. Радіуси інших електронних орбіт в атомі водню і воднеподібних атомах визначаються за формулою

$$r_n = \frac{n^2}{Z} r_1. \quad (3.5)$$

Значення радіусів електронних орбіт, визначені за формулою (3.5), відповідають розмірам атомів, знайденим газокінетичними методами.

Підставивши вираз для радіуса (3.4) в (3.3), знаходимо **швидкість електрона**, що рухається по відповідній траєкторії:

$$v = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 n \hbar}. \quad (3.6)$$

Повна енергія електрона E_n , що рухається по n -й орбіті, складається з кінетичної енергії електрона ($\frac{m_e v^2}{2}$) і його потенціальної енергії в електростатичному полі ядра ($-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$).

Враховуючи вирази (3.4) і (3.6), одержуємо

$$E_n = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 \hbar^2}. \quad (3.7)$$

Подібно до (3.7) **енергія електрона** на m -й орбіті

$$E_m = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 m^2 \hbar^2}. \quad (3.8)$$

Відповідно до умови (3.1) при переході між стаціонарними станами n і m частота випромінювання визначається за формулою $\nu = \frac{E_m - E_n}{h}$, а довжина хвилі – з виразу

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_m - E_n}{hc}.$$

Підставивши сюди замість E_m і E_n їх вирази (3.7) і (3.8), одержимо формулу для довжини хвилі випромінювання при переході електрона з m -ї орбіти на n -у:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 c h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (3.9)$$

Теорія Бора відіграла визначну роль у розвитку фізики, дала поштовх для проведення багатьох експериментальних і теоретичних досліджень. Вона з очевидністю показала, що для опису внутрішньоатомних явищ і процесів класична фізика непридатна, що мікросистемам притаманні квантові властивості. Але теорія Бора не могла дати пояснення цілому ряду

експериментальних фактів. Болісною була невдача спроб побудувати теорію найпростішого після водню атома гелію. Тому теорія Бора є лише перехідним, хоча й важливим, етапом на шляху створення послідовної теорії атомних і ядерних явищ, якою стала квантова механіка.

Тема 4

ЕЛЕМЕНТИ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ та РАДІОАКТИВНІСТЬ

План

1. Розміри та склад ядер. Нуклони. Ізотопи.
2. Дефект маси, енергія зв'язку ядра.
3. Природна радіоактивність. Типи радіоактивних перетворень. Закон радіоактивного розпаду.
4. Штучна радіоактивність. Енергія, що виділяється при поділі ядра.
5. Ланцюгова реакція. Критична маса. Реакції термоядерного синтезу.

1. Розміри та склад ядер. Нуклони. Ізотопи.

Згідно моделі Резерфорда атом складається з невеликого за розмірами позитивно зарядженого ядра з величезною густиною речовини та негативно заряджених електронів, які рухаються по колових орбітах. Майже вся маса атома зосереджена в ядрі. Найлегше ядро, у атома водню, в 1837 разів масивніше за електрон. Електрони обертаються навколо ядра так, як обертаються планети навколо Сонця. Радіус атома складає за порядком величини приблизно 10^{-10} метра, а радіус ядра – приблизно 10^{-15} метра, тобто в 100 000 раз менший від радіуса атома. Для порівняння: радіус Сонця приблизно в 10 000 разів менший від радіуса орбіти найвіддаленішої від нього планети Плутон

Загальний заряд електронів у нейтральному атомі компенсується зарядом ядра.

Як показали дослідження багатьох фізиків, що проводилися з кінця XIX сторіччя і продовжуються дотепер, атомне ядро теж має складну структуру і не є неподільною частинкою.

Ядро – це складна квантова система. За сучасними уявленнями ядро атома складається з нуклонів (протонів і нейтронів). Коли мова йде про розміри ядра і взаємне розміщення нуклонів у ньому, то розуміють відповідні ймовірні характеристики, які дають змогу побудувати певну модель ядра.

Найбільш ефективними засобами виявлення розміщення нуклонів у ядрі і оцінки розмірів ядра є дослідження процесів розсіяння пучків швидких нейтронів або швидких електронів.

Протон, позначається символом p , – позитивно заряджена частинка. Її заряд за величиною дорівнює заряду електрона

$$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл},$$

а маса

$$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Нейтрон (n) – електрично нейтральна частинка, її маса

$$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Масу атомів і ядер звичайно виражають в **атомних одиницях маси** (*а. о. м.*):

$$1 \text{ а. о. м.} \cong 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

В атомних одиницях маса протона

$$m_p \cong 1,0073 \text{ а. о. м.},$$

а маса нейтрона

$$m_n \cong 1,0089 \text{ а. о. м.}$$

Оскільки маси протонів і нейтронів відрізняються дуже мало, то масове число A дорівнює заокругленій до цілого числа атомній масі елемента, вираженій в *а. о. м.* За масовим числом і атомним номером елемента безпосередньо визначається кількість протонів і нейтронів

у ядрі.

Атомні ядра елементів прийнято позначати символом ${}^A_Z X$, де X – символ елемента, верхній індекс A означає кількість нуклонів у ядрі, а нижній Z – кількість протонів. Наприклад, запис ${}^{27}_{13}Al$ означає ядро атома алюмінію, до складу якого входить 13 протонів і $27-13=14$ нейтронів.

Більшість хімічних елементів мають кілька різновидностей – **ізотопів**, які відрізняються кількістю нейтронів у ядрах при однаковій кількості протонів. Майже всі елементи мають по кілька ізотопів. Хімічні властивості ізотопів даного елемента однакові; фізичні властивості, зумовлені структурою ядра (наприклад, радіоактивність), помітно відрізняються. Так, у водню відомі чотири ізотопи: 1_1H – протій (“звичайний” водень, найбільш поширений у природі, стійкий ізотоп), 2_1H – дейтерій, 3_1H – тритій, 4_1H . Крім ізотопу 1_1H , решта ізотопів водню нестійкі, радіоактивні. Нестійкі ізотопи внаслідок радіоактивних перетворень з часом переходять у стійкі.

Розміри ядер характеризують їх радіусом. Але поняття “радіус” має в даному випадку дещо умовний смисл, оскільки границі ядра розпливчасті, ядра можуть мати форму лише наближену до сферичної. В кожному ядрі виділяється осердя, що має сталу густину заряду, далі йде розмита оболонка з поступовим спадом заряду. Тому під радіусом ядра умовилися вважати відстань від його центра до того місця, де густина заряду дорівнює половині його максимального значення.

Різними методами, такими, як розсіяння нейтронів, розсіяння електронів високих енергій ($E \geq 100MeV$) ядрами та ін. встановлена така емпірична залежність радіуса ядра від масового числа:

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \quad (4.1)$$

де $R_0 = (1,3 - 1,7)10^{-15} \text{ м}$.

Видно, що навіть для найважчих ядер ($A \cong 250$) радіуси ядер не перевищують 10^{-14} м , що приблизно в 10000 разів менше розмірів атомів. Об’єм ядра прямо пропорційний кількості нуклонів у ньому:

$$V = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A, \quad (4.2)$$

тобто, на кожний нуклон в усіх ядрах припадає однаковий об’єм.

Густина ядерної матерії

$$\rho = m_A/V = 1,67 \cdot 10^{-27} / \{4/3 \cdot \pi (1,25 \cdot 10^{-15})^3\} = 2 \cdot 10^{17} \text{ кг},$$

де m_A – маса ядра з масовим числом A .

Величезна густина ядерної речовини є ознакою величезних сил взаємодії між нуклонами в ядрі.

2. Дефект маси і енергія зв’язку ядра

Як показали досліди, маса ядра дещо менша від суми мас нуклонів, які входять до його складу. Цю різницю в масах називають **дефектом маси ядра** Δm :

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{\text{я}}, \quad (4.3)$$

де $m_{\text{я}}$ – маса ядра, Z і N – кількість протонів і нейтронів у ядрі, відповідно.

За законом взаємозв’язку між масою і енергією дефект маси ядра означає, що при його утворенні вивільняється певна енергія

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (4.4)$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Ця енергія ΔE є мірою міцності ядра, її називають **енергією зв'язку** атомного ядра. Таку енергію необхідно було б надати ядрові, щоб воно поділилося на окремі нуклони.

Енергія зв'язку дорівнює роботі, яку виконують ядерні сили взаємодії між нуклонами при утворенні ядра. При розпаді важкого ядра на двох легших виділятиметься енергія. Так само, при синтезі найлегших ядер, у яких енергія зв'язку на нуклон значно менша, ніж у ядер середніх атомів, повинна виділятися значна ядерна енергія.

3. Природна радіоактивність. Типи радіоактивних перетворень. Закон радіоактивного розпаду

Радіоактивність – це здатність деяких ядер самодовільно (спонтанно) перетворюватися в інші ядра з емісією різних видів радіоактивного випромінювання і елементарних частинок. Радіоактивність поділяється на природну (спостерігається в ізотопах деяких нестійких ядер, які існують в природі) і штучну (спостерігається в ізотопах ядер, одержаних за допомогою ядерних реакцій).

Природна радіоактивність була відкрита французьким фізиком А. Бекерелем (1852-1908) у 1896 році. **Природна радіоактивність** – це самодовільне перетворення атомних ядер, що супроводжується випромінюванням α -, β - і γ -променів і не залежить від зовнішніх впливів – температури, тиску, величини електромагнітного поля, освітленості.

α -промені – це ядра атома гелію ${}^4_2\text{He}$. Енергія α -променів досить велика – кілька мільйонів електрон-вольт (швидкість близько 10^7 м/с) і залежить від речовини, що їх випромінює. Всі α -частинки, що випускаються даною радіоактивною речовиною, мають певне значення енергії. α -випромінювання має велику іонізуючу здатність, але малу проникну здатність: всього кілька сантиметрів у повітрі, а в твердих тілах – до кількох сотих міліметра; воно, наприклад, повністю поглинається алюмінієвою фольгою товщиною всього 0,05 мм.

β -частинки – це потік електронів, енергія яких може досягати кількох мільйонів електрон-вольт, а швидкість наближається до швидкості світла. β -випромінювання має іонізуючу здатність приблизно в 100 разів меншу, ніж α -випромінювання, а його проникна здатність в десятки разів більша, ніж у α -частинок, воно поглинається шаром алюмінію товщиною приблизно 2 мм. β -частинки, що випромінюються певною радіоактивною речовиною, мають не одне значення енергії, а широкий спектр, від 0 до деякого максимального.

γ -частинки – це потік квантів електромагнітного випромінювання надзвичайно малої довжини хвилі, $\lambda < 10^{-10}$ м, що в десятки разів менше, ніж у жорстких рентгенівських променів. γ -випромінювання має відносно малу іонізуючу і дуже велику проникну здатність: воно проходить через шар свинцю товщиною 5 см.

Є ядра, які випускають тільки α -частинки, інші – тільки β -частинки, є такі, що випускають ті й інші частинки. Більшість радіоактивних ядер при цьому випромінює і γ -частинки.

Розпад ядра радіоактивного елемента в певний момент часу є випадковою подією. Неможливо точно визначити, коли дане ядро розпадеться – цієї миті, чи через годину, тиждень, рік і т.д. Розпад ядер – імовірнісний процес. Можна розрахувати час, протягом якого розпадеться половина радіоактивних ядер з тієї кількості, яка є на даний момент. Цей час називається **періодом піврозпаду**.

Періоди піврозпаду для природно радіоактивних елементів коливаються в межах від десятимільйонних частин секунди до багатьох мільярдів років.

Елементи з порядковим номером $Z > 83$ – природно радіоактивні.

Радіоактивний розпад – спонтанний процес, який підлягає законам статистики. Виходячи з цього, встановлено **закон радіоактивного розпаду**, який має такий математичний вираз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.5)$$

де N_0 – кількість ядер, що не розпалися, в деякий початковий момент часу ($t = 0$);
 N – кількість ядер, що ще не розпалися на момент часу t ;
 λ – стала радіоактивного розпаду, характерна для ядер даного хімічного елемента.

Ця стала виражається через період піврозпаду ядер $T_{1/2}$ – часу, протягом якого розпадається половина початкової кількості ядер (і стільки ж залишається ядер, які не розпалися, $N=1/2N_0$),

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}. \quad (4.6)$$

Згідно експоненціальної залежності (4.5), кількість ядер, які не розпалися за час, що дорівнює періоду піврозпаду $T_{1/2}$, становить половину початкової кількості ядер, тобто $1/2N_0$, за два півперіоди – $1/4N_0$, за три – $1/8N_0$ і т.д.

4. Штучна радіоактивність. Енергія, що виділяється при поділі ядра

При бомбардуванні стабільних ядер (з $Z < 83$) частинками високих енергій можна, в результаті ядерних реакцій, дістати радіоактивні ізотопи тих елементів, які в природних умовах стабільні

Така радіоактивність – *штучна*. Наприклад, в результаті реакції ${}_{13}^{27}\text{Al}(\alpha, n){}_{15}^{30}\text{P}$ одержують радіоактивний ізотоп фосфору.

Принципової відмінності між природною і штучною радіоактивністю немає, закони радіоактивного перетворення в обох випадках однакові.

В штучно радіоактивних ядрах спостерігаються процеси з вильотом, крім α -, β -, γ -частинок, також протонів, позитронів та інших частинок. Кожен елемент має кілька штучно здобутих радіоактивних ізотопів.

При вильоті α -частинки ядро (материнське) втрачає заряд, що дорівнює двом елементарним, і чотири нуклони, тобто нове (дочірнє) ядро має масове число на 4 одиниці і зарядове на дві одиниці менше материнського. В таблиці Менделєєва дочірній елемент розміститься на дві клітинки раніше материнського.

При β -розпаді ядро випромінює електрон, тому дочірнє ядро має зарядове число на одиницю більше за материнське, а масове число не змінюється. Новий елемент в таблиці Менделєєва розміститься в наступній за материнським клітинці.

При γ -випромінюванні елемент не зміщується в таблиці Менделєєва.

Ядерна реакція – це перетворення атомних ядер в результаті їх взаємодії з елементарними частинками та іншими ядрами.

В лабораторних умовах вперше в історії ядерна реакція була здійснена у 1919 році Е. Резерфордом при бомбардуванні ядер азоту α -частинками, які випускалися радіоактивним препаратом:

Друга в світі штучна ядерна реакція, перша на теренах колишнього СРСР, була здійснена в 1932 р. в Харкові в лабораторії Українського фізико-технічного інституту Академії наук України видатними фізиками А. К. Вальтером, К. Д. Синельниковим, О. І. Лейпунським та Г. Д. Латишевим при бомбардуванні ядер літію протонами, прискореними за допомогою генератора Ван де Граафа (електростатичного генератора) до енергії 400 кеВ:

Так була експериментально доведена складна структура атомного ядра і можливість його розщеплення в лабораторних умовах.

В процесі ядерних реакцій може виділятися або поглинатися енергія. Енергетичний вихід ядерної реакції розраховується на основі закону збереження і перетворення енергії, при цьому необхідно враховувати як кінетичні енергії всіх частинок, так і енергії, пов'язані з масою ядер і ядерних частинок:

$$m_{Li}c^2 + m_Hc^2 + E_H^k = 2m_{He}c^2 + 2E_{He}^k, \quad (4.7)$$

Розглянемо, наприклад, реакцію ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$, де E_{He}^k і E_{H}^k – кінетичні енергії ядер гелію (α -частинок; їхні енергії вважаємо однаковими) і водню (протона). Кінетична енергія ядра літію в початковому стані дорівнює нулю. Енергія, що виділяється, $\Delta E = 2E_{\text{He}}^k - E_{\text{H}}^k = (m_{\text{Li}} + m_{\text{H}} - 2m_{\text{He}})c^2$. Маса складових частинок реакції, в атомних одиницях маси, взяті з таблиць, дорівнюють: $m_{\text{Li}} = 7,018239$ а.о.м., $m_{\text{He}} = 4,0038671$ а.о.м., $m_{\text{H}} = 1,0081451$ а.о.м., звідки $m_{\text{Li}} + m_{\text{H}} - 2m_{\text{He}} = 0,01867$ а.о.м. Враховуючи, що $1 \text{ а.о.м.} \approx 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$, а $1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, знаходимо енергетичний вихід реакції:

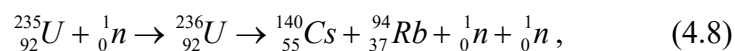
$$\Delta E = \frac{0,0186 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 17,35 (\text{кеВ}).$$

Ця реакція проходить з виділенням енергії і називається **екзоенергетичною**

Якщо ж $\Delta E < 0$, то реакція йде з поглинанням енергії і називається **ендоенергетичною**. Реакція ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ – приклад ендоенергетичної реакції.

5. Ланцюгова реакція. Критична маса. Реакції термоядерного синтезу

Якщо в ядро урану ${}^{235}_{92}\text{U}$ потрапляє нейтрон, то воно збуджується, перетворившись в ізотоп ${}^{236}_{92}\text{U}$, стає нестійким і розпадається на осколки меншої маси, найчастіше – осколки з масовими числами 95 і 139. Ці осколки радіоактивні і протягом кількох хвилин випромінюють, поряд з іншими частинками, нейтрони. В результаті поділу ядра урану врешті-решт виникає 2-3 нейтрони, крім основних осколків. Одна з найімовірніших реакцій поділу ядра урану протікає за схемою



Питома енергія зв'язку ядер цезію і рубідію, що утворилися, приблизно на 1 МеВ більша, ніж у ядра урану, тому реакція поділу одного ядра урану супроводжується виділенням великої кількості енергії, близько 200 МеВ, переважно у вигляді кінетичної енергії ядер-осколків. Легко підрахувати, що при поділі 1 г ядер урану вивільняється енергія приблизно $8 \cdot 10^{10}$ Дж, що еквівалентні енергії згоряння 2 тонн бензину.

Будь-який із нейтронів, що вилітає в процесі поділу ядра урану (4.8), може, в свою чергу, викликати поділ іншого ядра урану, тобто в кожному наступному етапі виникає $2^2 \div 3^2$ нейтронів, потім $2^3 \div 3^3$, $2^4 \div 3^4$ і т.д. Реакція поділу безперервно підтримуватиметься, і таким чином виникає **ланцюгова реакція**. **Коефіцієнт розмноження нейтронів** (тобто відношення кількості нейтронів, що викликають поділ ядер на певному етапі реакції до кількості нейтронів, що викликають поділ на попередньому етапі) має бути більшим за одиницю. В такому випадку ланцюгова реакція стає некерованою і веде до вибуху. Якщо $k = 1$, то реакція поділу буде стаціонарною, тобто сама себе підтримує; при $k < 1$ реакція швидко припиняється. Зменшується коефіцієнт розмноження через вилітання нейтронів за межі тіла, що ділиться; захоплення нейтронів домішками та ізотопом ${}^{238}_{92}\text{U}$ без поділу. Природний уран містить лише 0,7% ізотопу ${}^{235}_{92}\text{U}$, який ділиться нейтронами будь-яких енергій (але краще – повільними), і 99,3% ізотопу ${}^{238}_{92}\text{U}$, який ділиться тільки нейтронами дуже швидкими (з енергією понад 1 МеВ). Тому в природному урані ланцюгова реакція практично неможлива, оскільки ймовірність поглинання нейтронів ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$ без поділу значно перевищує ймовірність поглинання нейтронів ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ (в природному урані ядер урану-238 приблизно в 140 раз більше ніж ядер урану-235). Тому для протікання ланцюгової реакції природний уран “збагачують” ураном-235 приблизно до 5%. Крім того, для зменшення поглинання нейтронів ядрами урану-238 їх треба сповільнити. Тоді

реакція поділу може протікати і на природному урані або мало збагаченому ізотопом урану-235.

Ланцюгова реакція в чистому урані-235 може розвиватися лише при певній його кількості. При незначній кількості урану, нейтрони від розпаду одного ядра можуть вилітати назовні і не влучати в інші ядра. Мінімальну кількість урану-235, при якій може розвиватися ланцюгова реакція, називають **критичною масою**. За розрахунками В.Гейзенберга, для урану-235 вона дорівнює приблизно 9 кг. При перевищенні критичної кількості урану-235 або плутонію-239 нейтрони розмножуються настільки швидко, що ланцюгова реакція набуває характеру вибуху. Тому зберігати уран-235 або плутоній-239 можна лише в кількостях, менших від критичної.

Оскільки питома енергія зв'язку легких ядер менша, ніж важких, то при синтезі (об'єднанні) легких ядер у важчі має виділятися енергія. Так, наприклад, в реакції синтезу ядра гелію з ядер дейтерію і тритію



виділяється 17,6 MeV енергії.

Реакції такого типу називаються **термоядерними**.

Для того, щоб два ядра злилися в одне, їх необхідно зблизити до відстані приблизно 10^{-15} м (до відстані дії ядерних сил притягання), подолавши кулонівські сили відштовхування. Для цього необхідна температура порядку 10^7 K. Такі умови створюються під час вибуху водневої бомби. Воднева бомба складається з металевого корпусу, в якому розміщена атомна бомба, а навколо неї – суміш дейтерію і тритію. Під час вибуху атомної бомби суміш нагрівається до високої температури, при якій відбувається некерована термоядерна реакція – вибух.

Розрахунки показують, що в результаті повної реакції синтезу ядер 1 кг суміші дейтерію і тритію виділяється енергія $7,2 \cdot 10^{14}$ Дж, яка у вісім разів більша від енергії поділу 1 кг урану-235.

Перша реакція синтезу і тритію була здійснена в Радянському Союзі в 1953 р. у вигляді вибуху потужної водневої бомби. Високої температури, необхідної для реакції синтезу, було досягнуто завдяки вибуху уранової бомби.

На Сонці є до 80% (від його маси) водню, температура близько 10^7 K, тому там відбуваються термоядерні реакції синтезу, які є джерелом випромінюваної ним енергії.

Вивільнення величезної кількості енергії в реакціях синтезу легких ядер висунуло на перший план проблему здійснення керованих термоядерних реакцій. Розв'язання цієї проблеми дало б змогу використати як ядерне паливо величезні запаси водню на Землі.

Слід зауважити, що хоч найлегшим є повний синтез рівних кількостей дейтерію і тритію, все ж у майбутньому головне значення матимуть реакції синтезу чистого дейтерію:

Справа в тому, що тритію в природі дуже мало, тоді як природні запаси дейтерію практично необмежені. Кількість дейтерію у водах океанів оцінюється в 10^{17} кг. 1 літр звичайної води за енергією еквівалентний приблизно 400 літрам нафти. Прості розрахунки показують, що дейтерію як ядерного пального вистачить на Землі на сотні мільйонів років при бурхливому розвитку енергетики тоді, як запаси інших джерел енергії, в тому числі і ядерних розщеплюваних речовин, обмежені.

Здійснення керованих термоядерних реакцій пов'язане із значними труднощами: треба забезпечити розігрівання дейтерію в певному обмеженому об'ємі до температури понад 10^7 K, при такій температурі всі речовини перетворюються в плазму. Ще важче забезпечити ізоляцію плазми від стінок посудини, в якій вона міститься. Адже дотик плазми до стінок посудини зумовив би бурхливе випаровування їх, а сама плазма раптово охолоджувалася б, що припинило б термоядерну реакцію.

Розв'язання задачі керованого термоядерного синтезу дасть людству практично невичерпне джерело енергії.

Навчальне видання

ФІЗИКА

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ
ФІЗИКА
ЧАСТИНА II**

ПАК Андрій Олегович
СІНЯЄВА Ольга Володимиріна
КРЕКОТ Микола Миколайович

Формат 60x84 1/16. Гарнітура Times New Roman
Папір для цифрового друку. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. – 5,3

Державний біотехнологічний університет
61002, м. Харків, ул. Алчевських, 44