

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ВНУТРІШНІХ СПРАВ
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

**Циклова комісія економіки, соціально-гуманітарних
та фундаментальних дисциплін**

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

з навчальної дисципліни

«Фізика»

обов'язкових компонент

освітньо-професійної програми першого(бакалаврського) рівня вищої освіти

**272 Авіаційний транспорт
(Аеронавігація)**

за темою №3 – Електрика і магнетизм

Кременчук 2023

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 30.08.2023 № 7

СХВАЛЕНО

Методичною радою
Кременчуцького льотного коледжу
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 28.08.2023 № 1

ПОГОДЖЕНО

Секцією Науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від 29.08.2023 № 7

Розглянуто на засіданні циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, протокол від 28.08.2023 № 1.

Розробник: викладач циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Волканін Є.Є.

Рецензенти:

1. Інженер з технічного обслуговування, ремонту та діагностики авіаційної техніки ТОВ «ЕЙР ТАУРУС» Калінін О.В.
2. Професор циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії Гаврилюк Ю.М.

План лекції:

1. Провідники й ізолятори. Електричний струм. Умови існування струму. Сторонні сили.
2. Закон Джоуля-Ленца в інтегральній формі. Опір провідників. Потужність струму.
3. Закони Ома для ділянки кола, неоднорідної ділянки кола і замкнутого кола. Правила Кірхгофа.
4. Закони Ома й Джоуля-Ленца в диференціальній формі. Густина електричного струму в провідниках.
5. Магнітне поле. Магнітна індукція. Закон Ампера.
6. Закон Біо-Савара-Лапласа та його використання в найпростіших випадках:
 - а) Магнітне поле прямолінійного провідника із струмом;
 - б) Магнітне поле кругового провідника із струмом;
 - в) Магнітне поле соленоїда.
7. Магнітний момент контуру із струмом.
8. Магнітне поле рухомого заряду. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у магнітному полі.
9. Ефект Холла. Магнітогазодинамічний генератор та його використання.
10. Явище електромагнітної індукції.
11. Самоіндукція. Індуктивність. Е.р.с. самоіндукції.
12. Струми і механізм намагнічування. Намагнічуваність речовини.
13. Магнітна сприйнятливість і проникність.
14. Циркуляція намагнічування. Вектор напруженості магнітного поля.
15. Феромагнетики та їх основні властивості.

Рекомендована література:

Основна література:

1. Фізика: Підручник / В.В. Бойко, Г.І. Булах, Я.О. Гуменюк, П.П. Ільїн. – К.: Видавництво Ліра-К, 2016. – 468 с.
2. Дмитрієва В. Ф. Фізика : навчальний посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К.: Техніка, 2008. – 608 с.
3. Курс фізики модульно-рейтингова система навчання: підруч. Для студ. Вищ. Техн. Навч. Закл./ Андріяшик М.В., Вербицький Б.І., Король А.М. – К.: НВЦ «Фламенко», 2008. – 530 с.

Допоміжна література:

1. Фізика. Задачі з розв'язаннями: Навч. посібник І. П. Гаркуша, З. П. Мокляк, Ю. О. Буслов – Дніпропетровськ; Національна гірничо-академія України, 2003.
2. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.1: Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк : ДонНТУ, 2009. – 224 с.

3. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.2: Коливання і хвилі. Хвильова і квантова оптика. Елементи квантової механіки. Основи фізики твердого тіла. Елементи фізики атомного ядра : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк: ДонНТУ, 2009. – 208 с.

Інформаційні ресурси в Інтернеті:

1. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=272&chapterid=11f>
2. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=296>
3. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=297>
4. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=299>
5. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=301>
6. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=302>

Текст лекції

1. Провідники і ізолятори. Електричний струм. Умови існування струму. Сторонні сили

До провідників відносять будь-які речовини, які мають вільні електричні заряди незалежно від агрегатного стану і від умов оточуючого середовища. Деякі речовини стають провідниками лише при підвищенні температури, а при досить високих температурах практично всі речовини є провідниками.

Ізолятори – це речовини, які при звичайних умовах не мають вільних зарядів, або їх число можна вважати безмежно малим.

Електричний струм – це направлений рух електричних зарядів, які приводяться в рух електричним полем або рухаються на протидію електричному полю. Чисельно електричний струм характеризують швидкістю переміщення електричних зарядів, тобто

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

Електричний струм вимірюється в амперах (А). Струм в 1А відповідає заряду в 1Кл, який переноситься через поперечний переріз провідника за час в 1с.

Одиниця електричного струму в 1А є основною одиницею системи СІ, а тому має більш загальне визначення, яке буде розглянуте пізніше.

Для існування електричного струму необхідне виконання певних умов, серед яких:

- а) наявність провідника;
- б) наявність джерела електрорушійної сили;
- в) наявність замкнутого кола.

Невиконання цих умов, або будь-якої із них, робить неможливим виникнення електричного струму в провіднику.

У джерелі струму перерозподіл зарядів на його клеммах здійснюється за допомогою сторонніх сил, тобто сил неелектричного походження.

У випадку замкнутого провідника сили електричного походження роботи не виконують. Робота таких сил дорівнює нулю. Перерозподіл зарядів у джерелі здійснюється переважно силами хімічного, магнітного, механічного, й іншого походження. У цьому випадку в джерелі одночасно існують два електричні поля:

- зовнішнє поле \vec{E} , утворене різницею потенціалів між клемми джерела;
- внутрішнє, або поле сторонніх сил \vec{E}^* , яке діє лише у джерелі (рис.10.1).

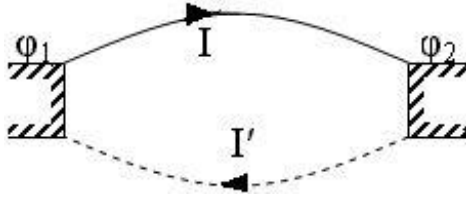


Рис.10.1

Струм I існує у зовнішній ділянці кола і створюється полем \vec{E} . Струм I' існує у джерелі і створюється полем сторонніх сил \vec{E}^* .

На будь-який заряд у цьому випадку діятиме сила, величина якої дорівнює

$$\vec{F} = q(\vec{E}^* + \vec{E}). \quad (10.1.1)$$

Під дією цієї сили виконується елементарна робота

$$\delta A = \vec{F} \cdot d\vec{l}. \quad (10.1.2)$$

З урахуванням (10.1.1) елементарна робота δA буде дорівнювати:

$$A = q \oint_L \vec{E}^* d\vec{l} + q \oint_L \vec{E} d\vec{l}, \quad (10.1.3)$$

де $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$ - теорема про циркуляцію вектора \vec{E} .

Тому величину $\frac{A}{q} = \oint_L \vec{E}^* d\vec{l}$ - називають електрорушійною силою джерела струму, тобто

$$\varepsilon = \frac{A}{q} = \oint_L \vec{E}^* d\vec{l}. \quad (10.1.4)$$

Електрорушійна сила джерела струму чисельно дорівнює роботі переміщення точкового електричного заряду сторонніми силами в замкнутому колі, включаючи і саме джерело, до величини цього заряду, тобто

$$\varepsilon = \oint_L \vec{E}^* d\vec{l} \quad (10.1.5)$$

Причиною виникнення е. р. с. джерела струму може бути також змінне в часі магнітне поле, що видно із одного із рівнянь Максвелла

$$\oint_L E dl = - \oint_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS, \quad (10.1.6)$$

де $\left(\frac{dB}{dt} \right)$ - змінне в часі магнітне поле; $\oint_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS$ - потік змінного в часі

магнітного поля крізь довільну замкнуту поверхню в перпендикулярному напрямку до цієї поверхні. Це та інші рівняння Максвелла будуть розглянуті в наступній лекції.

2. Закон Джоуля-Ленца в інтегральній формі. Опір провідників. Потужність струму.

Найпростішою формою дії струму в провіднику є його тепла дія. Дослідним шляхом встановлено, що:

а) кількість теплової енергії, яка виділяється у провіднику, прямо пропорційна часу дії струму, тобто $dQ \sim dt$;

б) величина теплової енергії струму пропорційна квадрату струму в провіднику, тобто $dQ \sim I^2$.

З урахуванням цих двох дослідних фактів можна зробити висновок, що кількість теплової енергії, яка вивиділяється у провіднику завдяки дії електричного струму, пропорційна квадрату струму й часу його протікання, тобто

$$dQ \sim I^2 dt. \quad (10.2.1)$$

Якщо у співвідношення (10.2.1) ввести коефіцієнт пропорційності, то одержимо рівність

$$dQ = RI^2 dt. \quad (10.2.2)$$

Рівність (10.2.2) називають законом Джоуля-Ленца в інтегральній формі. Коефіцієнт пропорційності в цьому законі називають **електричним опором** провідника.

З рівності (10.2.2) опір провідника буде дорівнювати

$$R = \frac{dQ}{I^2 dt}, \quad (10.2.3)$$

де dQ – кількість теплової енергії, яка переноситься електричним струмом; I^2 – квадрат величини електричного струму; dt – час проходження струму.

Розмірність електричного опору відповідно до (10.2.3) має значення

$$[R] = \frac{\text{Дж}}{\text{А}^2 \cdot \text{с}} = \text{Ом}.$$

Опір провідників вимірюється в омах (Ом).

Встановимо фізичну суть опору провідника, який має вільні електричні заряди, що у випадку відсутності електричного поля рухаються хаотично між вузлами кристалічної ґратки з досить великими швидкостями. Середнє значення швидкості хаотичного руху електронів у металевому провіднику приблизно дорівнює 10^6 м/с.

Температура на швидкість хаотичного руху носіїв струму в провіднику практично не впливає.

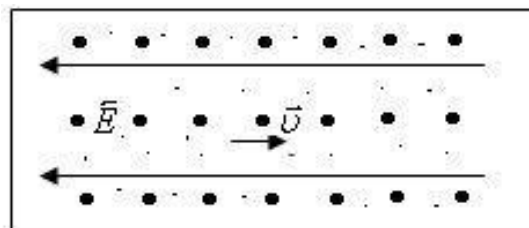


Рис.10.2

На рис.10.2 схематично показано ділянку кристалічної структури. Простір між вузлами кристалічної ґратки заповнений вільними електронами.

Електричний опір провідника чисельно дорівнює роботі, яка виконується сторонніми силами джерела струму для подолання хаотичності руху вільних електронів, взаємодії їх один з одним і з вузлами кристалічної ґратки.

Слід відмітити, що найбільше енергії джерела струму витрачається на подолання взаємодії носіїв струму з позитивно зарядженими вузлами кристалічної ґратки. В меншій мірі енергія джерела витрачається на подолання хаотичності руху й взаємодії носіїв між собою.

У масштабах країни на подолання електричного опору в лініях електропередач витрачається до 25% виробленої електричної енергії.

Опір провідників зростає при їх нагріванні. Пояснити це зростання опору можна збільшенням амплітуди коливань вузлів кристалічної ґратки, і як наслідок, зростанням частоти захоплення вузлами кристалічної ґратки вільних електричних зарядів. На хаотичність руху носіїв і взаємодію їх один з одним зростання температури практично не впливає (буде пояснено в 3-й частині курсу фізики).

Вираз для потужності електричного струму можна отримати із рівності (10.2.2).

У випадку нерухомого провідника робота струму дорівнює тепловій енергії, тому потужність струму буде дорівнювати

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{dQ}{dt} = RI^2. \quad (10.2.4)$$

З цієї рівності видно, що величина потужності струму пропорційна квадрату струму, що протікає в колі.

3. Закони Ома для ділянки кола, неоднорідної ділянки кола й замкнутого кола. Правила Кірхгофа

Розглянемо неоднорідну ділянку кола, опір якої дорівнює $R + r$ (рис.10.3).

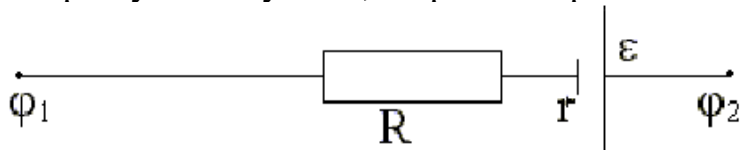


Рис.10.3

На кінцях такої ділянки створена різниця потенціалів $\varphi_1 - \varphi_2$. Робота переміщення заряду dq вздовж цієї ділянки дорівнює

$$\delta A = dq(\varepsilon + \varphi_1 - \varphi_2), \quad (10.3.1)$$

де ε - електрорушійна сила джерела струму; $\varphi_1 - \varphi_2$ - різниця потенціалів на кінцях провідника.

Якщо ж провідник нерухомий, то цю ж роботу можна виразити із закону Джоуля-Ленца, тобто

$$\delta A = (R + r) I^2 dt, \quad (10.3.2)$$

де $(R + r)$ - загальний опір ділянки кола й джерела струму; I – величина струму в ділянці кола; dt – час проходження струму.

Прирівняємо праві сторони цих рівностей

$$dq(\varepsilon + \varphi_1 - \varphi_2) = (R + r) I^2 dt. \quad (10.3.3)$$

Але заряд dq можна виразити через струм I і час проходження струму dt , тобто

$$dq = Idt. \quad (10.3.4)$$

Підставимо вираз (10.3.4) у (10.3.3) і після відповідного скорочення одержимо:

$$(R + r) I^2 dt = Idt(\varepsilon + \varphi_1 - \varphi_2),$$

звідки

$$I = \frac{\varepsilon + \varphi_1 - \varphi_2}{R + r}. \quad (10.3.5)$$

Рівність (10.3.5) називається законом Ома для неоднорідної ділянки кола, тобто ділянки кола, яка містить електрорушійну силу джерела ε .

У випадку відсутності електрорушійної сили ε у колі одержимо закон Ома для ділянки кола

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}. \quad (10.3.6)$$

Якщо коло замкнуте, то $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, тому що початкова й кінцева точки збігаються. У такому випадку одержимо закон Ома для замкнутого кола, тобто

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}. \quad (10.3.7)$$

Закономірності (10.3.5), (10.3.6) і (10.3.7) називаються законами Ома в інтегральній формі. Ці закони мають широке практичне використання для розрахунку електричних кіл в електротехніці.

Розглянемо ділянку розгалуженого кола, яке складається з трьох неоднорідних ділянок АВ, ВС і СА (рис.10.4)

На цьому рисунку точки А,В,С називаються вузловими точками. В ці точки входять і виходять не менше трьох струмів. Для вузлових точок у відповідності із законом збереження електричних зарядів, має виконуватись умова, згідно з якою

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (10.3.8)$$

Рівність (10.3.8) називають першим правилом Кірхгофа. Суть цього правила така:

Алгебраїчна сума всіх струмів будь-якої вузлової точки розгалуження дорівнює нулю.

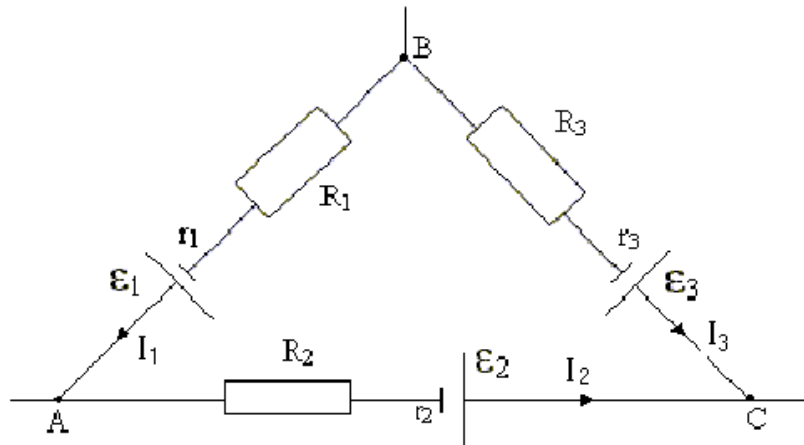


Рис.10.4

Запишемо закон Ома для кожної окремої неоднорідної ділянки кола (рис. 10.4):

$$I_1 = \frac{\varepsilon_1 + \varphi_B - \varphi_A}{R_1 + r_1}, \quad (10.3.9)$$

$$I_2 = \frac{\varepsilon_2 + \varphi_C - \varphi_B}{R_2 + r_2}, \quad (10.3.10)$$

$$I_3 = \frac{\varepsilon_3 + \varphi_C - \varphi_A}{R_3 + r_3}. \quad (10.3.11)$$

Зведемо рівності (10.3.9) – (10.3.11) до спільного знаменника й додамо їх

$$I_1(R_1 + r_1) + I_2(R_2 + r_2) + I_3(R_3 + r_3) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3,$$

або

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i, \quad (10.3.12)$$

де $\sum_{i=1}^n I_i R_i$ - алгебраїчна сума всіх спадів напруг в замкнутому колі;

$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i$ - алгебраїчна сума електрорушійних сил в цьому колі.

Рівність (10.3.12) називається **другим правилом Кірхгофа**. Правила Кірхгофа значно полегшують розрахунки розгалужених кіл і широко використовуються в електротехнічних дисциплінах.

4. Закони Ома й Джоуля-Ленца в диференціальній формі. Густина електричного струму в провіднику

Розглянемо елемент провідника перерізом S і довжиною $L = \bar{v}dt$. Концентрація вільних електронів у такому провіднику дорівнює n (рис.10.5)

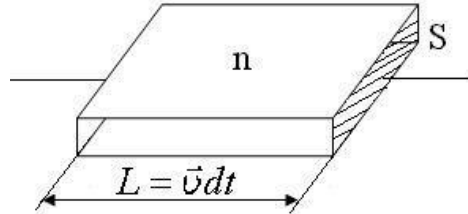


Рис.10.5

Нехай в такому елементі за допомогою сторонньої сили джерела \mathcal{E} створений струм I . Величина струму в провіднику буде дорівнювати:

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{nq_0 S \bar{v} dt}{dt} = nq_0 \bar{v} S, \quad (10.4.1)$$

де $dq = n dV q_0$ - число зарядів у елементі провідника з об'ємом $dV = S \bar{v} dt$; n – концентрація вільних електронів; q_0 – елементарний електричний заряд; \bar{v} - середня швидкість направленого руху носіїв струму.

Розрахунки показують, що \bar{v} наближено кілька міліметрів за секунду. Це дуже мала швидкість. Швидкість хаотичного руху електронів у металевому провіднику при звичайних умовах має порядок 10^6 м/с.

Густину струму провідності в провіднику легко знайти, поділивши (10.4.1) на переріз провідника S

$$j = \frac{I}{S} = \frac{nq_0 \bar{v} S}{S} = nq_0 \bar{v}. \quad (10.4.2)$$

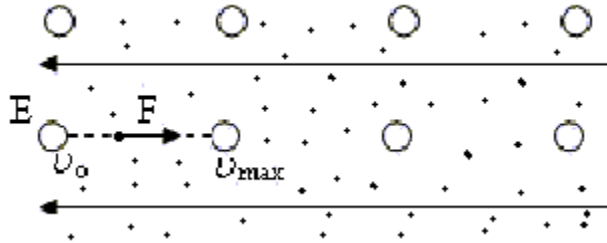
Розрахунки показують, що у кабелі з двох жил перерізом 1 мм^2 безпечним є струм, який не перевищує величини $(12,5 \div 15) \text{ А}$. Якщо цей струм, а також концентрацію вільних носіїв струму, яка для більшості провідників не перевищує 10^{29} м^{-3} , підставити у формулу (10.4.2), то одержимо значення швидкості направленого руху електронів. Ця швидкість буде дорівнювати лише кілька міліметрів за секунду. В процесі направленого руху носії струму більшість часу перебувають у вузлах кристалічної решітки.

Знайдемо середню швидкість направленого руху носіїв струму у провіднику, які рухаються під дією сторонніх сил джерела струму.

Будемо вважати, що між двома сусідніми взаємодіями з вузлами кристалічної решітки носії струму рухаються з прискоренням a . Нехай між двома сусідніми взаємодіями кожен з електронів вільно рухається протягом часу τ . Перед взаємодією швидкість електрона досягає максимального значення v_{max} . Вириваючись із вузла решітки швидкість електрона дорівнює нулю.

Тому середня швидкість направленого руху електрона між двома сусідніми взаємодіями буде дорівнювати

$$\bar{v} = \frac{v_{\max} + 0}{2}. \quad (10.4.3)$$



Оскільки рух рівноприскорений, то

$$v_{\max} = a \tau.$$

Прискорення руху носіїв струму простіше знаходити із 2-го закону Ньютона, тобто

$$q_0 E = m a,$$

звідки

$$a = \frac{q_0 E}{m}.$$

Тому

$$v_{\max} = \frac{q_0 E \tau}{m}, \quad (10.4.4)$$

де q_0 – елементарний заряд; E – напруженість електричного поля у провіднику; τ – час вільного руху між двома взаємодіями; m – маса електрона.

Підставимо (10.4.4) у (10.4.3), одержимо

$$\bar{v} = \frac{q_0 E \tau}{2m}. \quad (10.4.5)$$

Значення середньої швидкості \bar{v} підставимо у формулу (10.4.2), одержимо закон Ома у диференціальній формі

$$j = \frac{n q_0^2 \tau}{2m} \cdot E, \quad (10.4.6)$$

де n – концентрація вільних носіїв струму у провіднику; q_0 – величина елементарного заряду; τ – час вільного руху носіїв струму між двома сусідніми взаємодіями; m – маса носія струму у провіднику (у більшості випадків це маса електрона).

Величину $\sigma = \frac{n q_0^2 \tau}{2m}$ називають питомою електропровідністю провідника.

Знайдемо енергію, яка переноситься вільними електричними зарядами у провіднику одиничного об'єму, за одиницю часу, тобто

$$\omega = \frac{W}{Vt}, \quad (10.4.7)$$

де ω - енергія, яка переноситься електронами одиниці об'єму провідника за одиницю часу.

Оцінити цю енергію можна так. За одиницю часу кожен з електронів захоплюється вузлами кристалічної ґратки $\frac{1}{\tau}$ разів, щоразу передаючи ґратці кінетичну енергію $\frac{m v_{\max}^2}{2}$. Оскільки в одиниці об'єму провідника міститься n вільних електронів, то енергія, яка переноситься всіма електронами одиниці об'єму провідника за одиницю часу буде дорівнювати

$$\omega = n \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \frac{m v_{\max}^2}{2}, \quad (10.4.8)$$

де n – концентрація вільних електронів у провіднику; $\frac{1}{\tau}$ - число взаємодій кожного із електронів протягом 1с з вузлами кристалічної ґратки провідника; $\frac{m v_{\max}^2}{2}$ - кінетична енергія, яка щоразу передається кожним із електронів в процесі взаємодії з вузлами кристалічної ґратки.

Підставивши в (10.4.8) значення v_{\max} із (10.4.4), одержимо закон Джоуля-Ленца в диференціальній формі

$$\omega = n \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \frac{m q_o^2 E^2 \tau^2}{2 m^2} = \frac{n q_o^2 \tau}{2 m} \cdot E^2, \quad (10.4.9)$$

або

$$\omega = \sigma E^2. \quad (10.4.10)$$

5. Магнітне поле. Магнітна індукція. Закон Ампера

Дослідним шляхом встановлено, що подібно до електричних зарядів, навколо яких виникає електричне поле, в просторі навколо провідників із струмом або постійних магнітів виникає магнітне поле. Магнітне поле – це одна із форм існування матерії, завдяки якій здійснюється взаємодія струмів і постійних магнітів.

Встановлено також, що:

- магнітне поле діє лише на рухомі електричні заряди;
- рухомі електричні заряди створюють у просторі магнітне поле;
- магнітне поле не діє на статичні заряди.

Характер дії магнітного поля на струм залежить:

- від форми провідника, по якому тече струм;
- від розміщення провідника в просторі.

У якості пробного тіла для дослідження магнітного поля використовують замкнутий пробний контур з струмом, лінійні розміри якого досить малі.

Магнітне поле такого пробного контуру не повинно створювати зовнішнього магнітного поля. При розміщенні такої рамки у досліджуване зовнішнє магнітне поле, із сторони останнього, на рамку діятиме обертальний момент сил M . Елементарна рамка із струмом займе певний напрям у просторі так, щоб магнітне поле рамки і досліджуваного магнітного поля збігалися (рис 11.1).

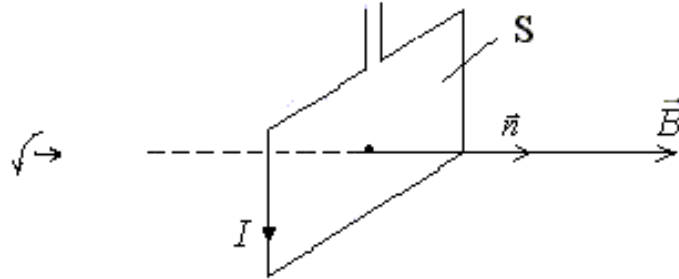


Рис11.1

Орієнтація контуру в просторі характеризується напрямком нормалі \vec{n} до контуру.

Додатний напрям нормалі визначається правилом правого гвинта. За позитивний напрям нормалі приймається напрям поступального руху правого гвинта, обертання якого збігаються з напрямком струму в пробній рамці.

За напрям магнітного поля у даній точці простору приймається напрям, вздовж якого напружується позитивно орієнтована нормаль до контуру.

Момент сил, який створюється зовнішнім магнітним полем у рамці із струмом, визначається векторним добутком вектора магнітного моменту рамки із струмом і магнітної індукції зовнішнього магнітного поля

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \cdot \vec{B}], \quad (11.1.1)$$

де $\vec{p}_m = IS\vec{n}$ - магнітний момент пробної рамки із струмом I і площею S ; \vec{B} - вектор магнітної індукції – силова характеристика зовнішнього магнітного поля.

Скалярна величина вектора моменту сили \vec{M} визначається формулою

$$M = p_m B \sin(\vec{p}_m \wedge \vec{B}). \quad (11.1.2)$$

Якщо в дану точку зовнішнього магнітного поля розміщувати елементарні рамки із різними магнітними моментами \vec{p}_m , то на них з сторони магнітного поля будуть діяти різні обертальні механічні моменти сил \vec{M} . Однак відношення $\frac{\vec{M}}{\vec{p}_m}$ для кожного випадку буде сталою величиною, яка є силовою

характеристикою цього поля. Позначають цю величину буквою \vec{B} і називають **індукцією магнітного поля**.

$$\vec{B} = \frac{\vec{M}}{\vec{P}_m} = \frac{\vec{M}}{IS}. \quad (11.1.3)$$

Індукція магнітного поля вимірюється у теслах (Тл), розмірність якого визначається з (11.1.3)

$$Tл = \frac{H \cdot м}{A \cdot м^2} = \frac{H}{A \cdot м}.$$

Подібно до електричного поля магнітне поле зображають з допомогою силових ліній магнітного поля, напрям яких у кожній точці поля збігається із напрямком вектора \vec{B} .

Лінії індукції магнітного поля завжди замкнуті й охоплюють провідники із струмом. Замкнутість силових ліній магнітного поля характеризує вихровий характер цього поля.

Природа магнітного поля зводиться або до руху електричних зарядів, або до змінного в часі електричного поля. Про це свідчать рівняння Максвелла:

$$а) \quad \oint_L E dl = - \oint_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS, \quad (11.1.4)$$

де $\oint_L E dl$ - циркуляція вектора електростатичного поля вздовж довільного замкнутого контуру; $\oint_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS$ - потік змінного в часі вихрового магнітного поля крізь довільну замкнуту поверхню;

$$б) \quad \oint_L H dl = \oint_S \left(j + \frac{dD}{dt} \right)_n dS, \quad (11.1.5)$$

де $\oint_S j dS$ - струм провідності, який створюється в провіднику вільними електричними зарядами; $\oint_S \left(\frac{dD}{dt} \right)_n dS$ - потік змінного в часі електричного поля, що інколи називають струмом зміщення. Струм зміщення не пов'язаний з рухом будь-яких електричних зарядів.

Рівняння Максвелла (11.1.4) і (11.1.5) характеризують взаємозв'язок електричних і магнітних явищ. З рівняння (11.1.4) чітко видно, що змінне в часі магнітне поле є причиною виникнення вихрового електричного поля. Останнє, створює електричний струм у замкнутому провіднику.

З рівняння (11.1.5) випливає, що причиною виникнення магнітного поля може бути або струм провідності, або змінне в часі електричне поле, яке не обов'язково призводить до руху зарядів у провіднику.

Оскільки будь-який струм є причиною виникнення магнітного поля, то це пояснює дослідний факт силової дії магнітного поля на провідник із струмом.

Величину цієї сили знайшов Ампер, тому вона називається **силою Ампера**

$$d\vec{F}_A = I[\vec{B} \cdot d\vec{l}], \quad (11.1.6)$$

де $I d\vec{l}$ - вектор елемента струму, що збігається з напрямком струму у провіднику; \vec{B} - індукція зовнішнього магнітного поля.

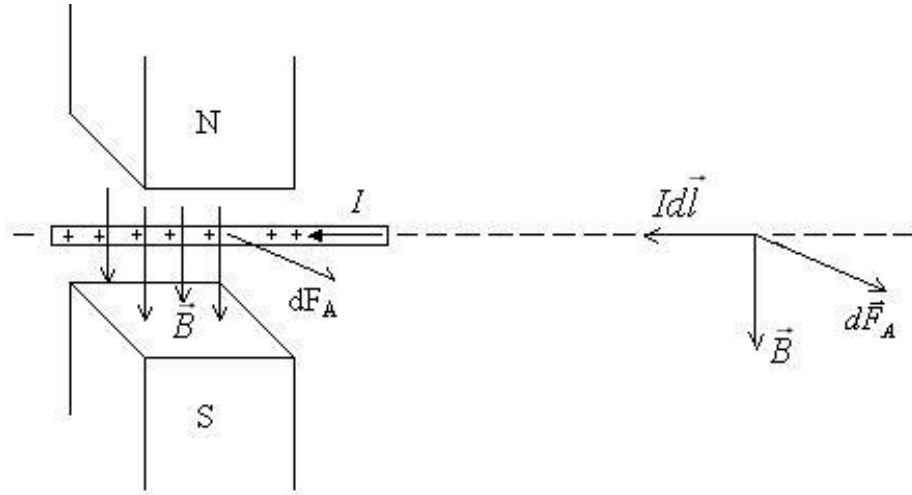


Рис.11.2

На рис.11.2 струм створюється позитивними зарядами, напрям руху яких збігається з напрямком струму.

Напрямок сили Ампера визначається правилом лівої руки. Якщо силові лінії магнітного поля входять в долоню лівої руки, а чотири пальці направлені по напрямку струму у провіднику, то великий палець, відхилений на 90° , покаже напрямок сили Ампера.

6. Закон Біо-Савара-Лапласа та його використання у найпростіших випадках

Ще на початку 19-го сторіччя французькі фізики Біо і Савар, обробляючи величезний експериментальний матеріал вивчення характеристик магнітного поля провідників зі струмом за участю математика Лапласа, одержали формулу, яка дістала назву у фізиці **закону Біо-Савара-Лапласа**.

У векторній формі цей закон має вигляд

$$d\vec{B} = \frac{\mu \mu_0 I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (11.2.1)$$

де μ - відносна магнітна проникність середовища, безрозмірна величина;

μ_0 - магнітна постійна ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{м}$); I - струм у провіднику; $d\vec{l}$ - елемент провідника; \vec{r} - відстань від елемента струму до точки, в якій знаходиться індукція магнітного поля $d\vec{B}$ (рис.11.3).

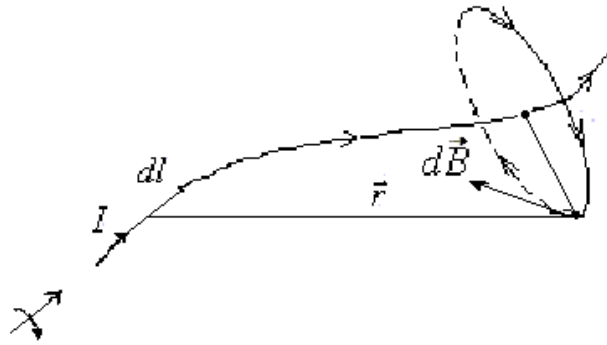


Рис.11.3

З видно, що вектор індукції магнітного поля $d\vec{B}$ є дотичною до силової лінії магнітного поля, яка охоплює провідник, і проходить через точку, в якій визначається індукція магнітного поля.

Напрямок силової лінії визначається за допомогою правила правого гвинта, як це показано на рисунку.

Поряд із індукцією магнітного поля \vec{B} магнітне поле характеризується напруженістю \vec{H} . Ця величина не залежить від властивостей середовища і дорівнює

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}. \quad (11.2.2)$$

Величина напруженості магнітного поля входить в одне із рівнянь Максвелла. Розмірність напруженості \vec{H} буде встановлена трохи пізніше.

Закон Біо – Савара - Лапласа для напруженості магнітного поля H має вигляд

$$d\vec{H} = \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (11.2.3)$$

або в скалярній формі

$$dH = \frac{Idl \sin(d\vec{l} \wedge \vec{r})}{4\pi r^2}. \quad (11.2.4)$$

Магнітному полю властивий принцип суперпозиції. Це означає, що поля від кількох джерел магнітного поля накладаються як вектори, тобто

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i. \quad (11.2.5)$$

Знайдемо індукцію магнітного поля біля безмежного прямого провідника із струмом (рис.11.4).

Скористаємось законом Біо – Савара - Лапласа в скалярній формі

$$dB = \frac{\mu\mu_0 Idl \sin(d\vec{l} \wedge \vec{r})}{4\pi r^2}, \quad (11.2.6)$$

де кут α - це кут між напрямком елемента провідника із струмом $d\vec{l}$ і радіусом-вектором \vec{r} , як це показано на рис.11.4; $d\vec{B}$ - дотичний вектор до силової лінії, напрям якого збігається з напрямком обертання правого гвинта.

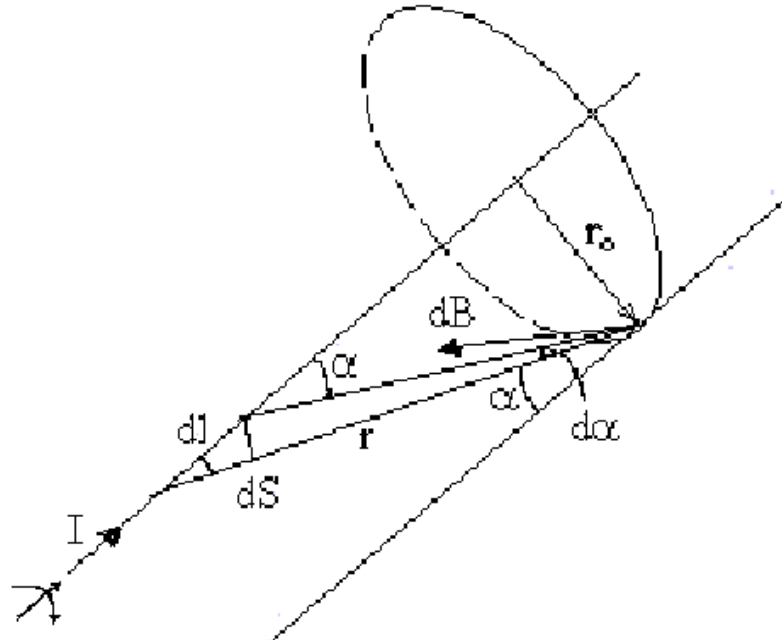


Рис.11.4

З рисунка видно, що

$$dS = dl \sin \alpha \quad \text{і} \quad dS = r d\alpha,$$

звідки

$$dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha}.$$

Радіус-вектор \vec{r} також можна виразити через r_0 і кут α , тобто

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}.$$

З урахуванням цих зауважень закон Біо – Савара - Лапласа набуде вигляду

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r_0} \sin \alpha \, d\alpha. \quad (11.2.7)$$

Інтегруємо вираз (11.2.7) в межах зміни кута α від α_1 до α_2 , в результаті чого одержимо

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (11.2.8)$$

Якщо у виразі (11.2.8) α_1 прямує до 0, а α_2 прямує до π , то одержимо безмежний прямий провідник із струмом.

У цьому випадку:

а) індукція магнітного поля буде дорівнювати

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r_0}. \quad (11.2.9)$$

б) напруженість магнітного поля буде дорівнювати

$$H = \frac{I}{2\pi r_0}. \quad (11.2.10)$$

З останньої формули легко встановити розмірність напруженості магнітного поля

$$[H] = \frac{[I]}{[r_0]} = \frac{A}{m}.$$

Знайдемо магнітне поле на осі кругового витка із струмом (рис.11.5).

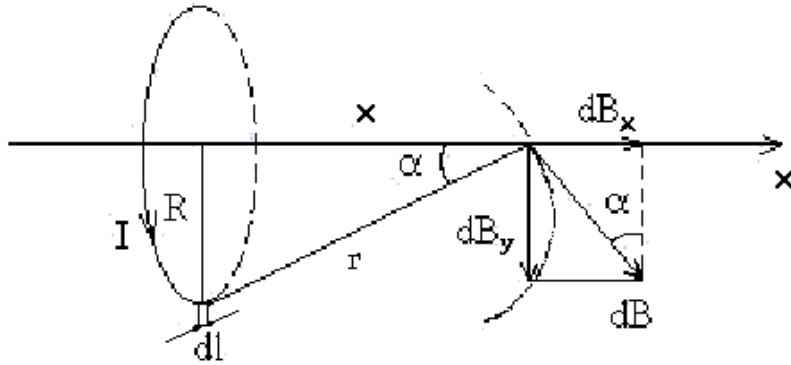


Рис.11.5

Елемент провідника із струмом dl , створює на осі x індукцію магнітного поля dB . Вектор $d\vec{B}$ є дотичним до силової лінії, зображеної на рисунку пунктирною лінією. Складова вектора індукції магнітного поля dB_y буде скомпенсована аналогічним елементом з протилежної сторони. Результуючу індукцію магнітного поля від кругового витка із струмом слід шукати в напрямку осі x (принцип суперпозиції магнітних полів).

З рисунка видно, що

$$dB_x = dB \sin \alpha. \quad (11.2.11)$$

Закон Біо – Савара - Лапласа запишеться

$$dB = \frac{\mu\mu_0 Idl}{4\pi r^2}, \quad (11.2.12)$$

тут враховано, що $\sin(\vec{dl} \wedge \vec{r}) = 1$.

Підставимо вираз (11.2.12) у (11.2.11), одержимо

$$dB_x = \frac{\mu\mu_0 Idl \sin \alpha}{4\pi r^2}. \quad (11.2.13)$$

Але врахувавши, що

$$r = \sqrt{R^2 + x^2} ; \quad \text{і} \quad \sin \alpha = \frac{R}{r},$$

одержимо

$$dB_x = \frac{\mu\mu_0 IR dl}{4\pi(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (11.2.14)$$

Інтегруємо цей вираз в межах довжини витка від 0 до $2\pi R$, одержимо

$$B_x = \frac{\mu\mu_0 IR}{4\pi(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu\mu_0 IR^2}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Таким чином, магнітна індукція на осі кругового витка дорівнює визначається за допомогою формули

$$B_x = \frac{\mu\mu_0 IR^2}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (11.2.15)$$

Напруженість магнітного поля у цьому випадку буде дорівнювати

$$H_x = \frac{IR^2}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (11.2.16)$$

Для індукції та напруженості магнітного поля у центрі колового витка зі струмом одержимо

$$B_0 = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}, \quad (11.2.17)$$

$$H_0 = \frac{I}{2R}. \quad (11.2.18)$$

Знайдемо індукцію і напруженість магнітного поля на осі довгого соленоїда з струмом (рис.11.6).

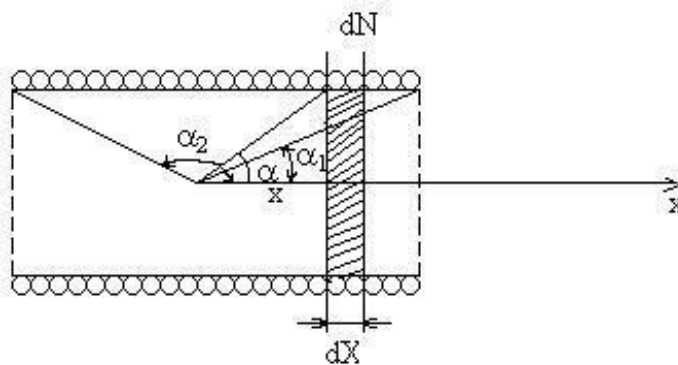


Рис.11.6

Виділений елемент соленоїда шириною dx , в якому dN витків, що щільно прилягають один до одного, можна розглянути як круговий виток, індукція якого розраховується за формулою (11.2.15)

$$dB = \frac{\mu\mu_0 IR^2 dN}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (11.2.19)$$

Кількість витків у виділеному елементі соленоїда дорівнює
 $dN = ndx$,

де n – число витків на одиницю довжини соленоїда.

З урахуванням цих позначень одержуємо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 IR^2 ndx}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (11.2.20)$$

Виконаємо заміну змінних у співвідношенні (11.2.20), тобто

$$x = R \operatorname{ctg} \alpha, \quad \text{і} \quad |dx| = \frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

З урахуванням цих позначень одержимо, що

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I n}{2} \sin \alpha d\alpha.$$

Інтегруємо цей вираз у межах зміни кута від α_1 до α_2 . Після інтегрування одержимо

$$B = \frac{\mu\mu_0 In}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (11.2.21)$$

Якщо $\alpha_1 \rightarrow 0$, а $\alpha_2 \rightarrow \pi$, одержимо соленоїд безмежної довжини. У цьому випадку:

а) індукція магнітного поля на осі довгого соленоїда

$$B = \mu\mu_0 In. \quad (11.2.22)$$

б) напруженість магнітного поля на осі довгого соленоїда

$$H = In. \quad (11.2.23)$$

7. Магнітний момент контуру із струмом

Для плоского контуру із струмом I магнітний момент визначається співвідношенням:

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}, \quad (11.3.1)$$

де I – струм у контурі; S – площа контуру; \vec{n} – нормаль до площини контуру, яка збігається з поступальним рухом правого гвинта, якщо його обернути за напрямком струму у витку.

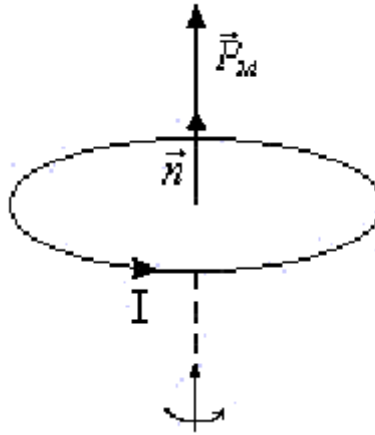


Рис.11.7

Якщо контур із струмом розмістити у зовнішнє магнітне поле, то результуюча сила Ампера, яка діє зі сторони зовнішнього магнітного поля на контур з струмом, буде дорівнювати нулю, тобто

$$F = I \oint [d\vec{l} \cdot \vec{B}] = IB \oint dl = 0.$$

У випадку неоднорідного магнітного поля результуючий вектор сили Ампера не буде дорівнювати нулю.

Відповідні розрахунки показують, що в цьому випадку

$$\vec{F} = \vec{P}_m \frac{d\vec{B}}{dn}, \quad (11.3.2)$$

де $\frac{d\vec{B}}{dn}$ - похідна вектора \vec{B} в напрямку нормалі або градієнт вектора \vec{B} в напрямку нормалі до контуру; \vec{P}_m - магнітний момент контуру.

8. Магнітне поле рухомого заряду. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у магнітному полі

Покажемо, що будь-яка заряджена частинка в процесі руху утворює у навколишньому просторі магнітне поле.

Скористаємось законом Біо – Савара – Лапласа для елемента струму:

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I dl \sin[\vec{dl} \wedge \vec{r}]}{4\pi r^2}, \quad (12.1.1)$$

де μ - магнітна проникність середовища (для не феромагнетиків наближено дорівнює одиниці); μ_0 - магнітна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$); I - струм у провіднику; \vec{dl} - елемент провідника; \vec{r} - відстань від елементу струму, до точки знаходження індукції магнітного поля; $(\vec{dl} \wedge \vec{r})$ - кут між елементом провідника і радіусом-вектором \vec{r} .

Струм I у провіднику виразимо через густину струму j переріз S , а саме

$$I = jS. \quad (12.1.2)$$

Густину струму виразимо із електронної теорії

$$j = nq_0\bar{v}, \quad (12.1.3)$$

де n - концентрація вільних носіїв струму в провіднику; q_0 - елементарний заряд; \bar{v} - середня швидкість направленої руху носіїв струму в провіднику.

Підставимо (12.1.2) і (12.1.3) у (12.1.1), одержимо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 nq_0 \bar{v} S dl \sin[\vec{v} \wedge \vec{r}]}{4\pi r^2}. \quad (12.1.4)$$

Напрямок вектора \vec{v} збігається з напрямком \vec{dl} , тому

$$\sin(\vec{dl} \wedge \vec{r}) = \sin(\vec{v} \wedge \vec{r}).$$

Замінімо у співвідношенні (12.1.4) Sdl на dV і ndV на dN , одержимо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 q_0 \bar{v} dN \sin[\vec{v} \wedge \vec{r}]}{4\pi r^2}, \quad (12.1.5)$$

де dB - індукція магнітного поля, яка створюється dN зарядами на відстані r від елемента струму, у якому рухаються ці заряди.

Магнітне поле одного рухомого заряду легко розрахувати, поділивши ліву і праву частини (12.1.5) на dN :

$$B_0 = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu\mu_0 q_0 \bar{v} \sin(\vec{v} \wedge \vec{r})}{4\pi r^2}, \quad (12.1.6)$$

де B_0 - магнітне поле одного рухомого заряду (рис. 12.1); q_0 - величина цього заряду; \bar{v} - середня швидкість направленої руху заряду.

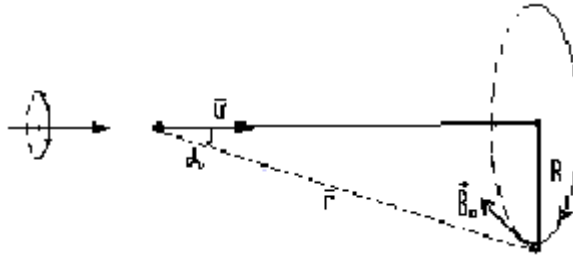


Рис. 12.1

На рис.12.1 індукція магнітного поля одного заряду \vec{B}_0 є дотичною до силової лінії, яка має напрям обертання правого гвинта.

У векторній формі індукція магнітного поля рухомого заряду записується так

$$\vec{B}_0 = \frac{\mu\mu_0 q_0 [\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3}. \quad (12.1.7)$$

Оскільки рухомий електричний заряд в навколишньому просторі створює магнітне поле, то з сторони зовнішнього поля на цей заряд має діяти магнітна сила. Цю силу називають **силою Лоренца**.

Величину сили Лоренца визначимо, скориставшись силою Ампера

$$dF_A = IBdl \sin(\vec{B} \wedge d\vec{l}), \quad (12.1.8)$$

де dF_A - сила, з якою зовнішнє магнітне поле діє на елемент провідника із струмом $I dl$.

Замінюємо струм I на густину струму в провіднику j і його значення з електронної теорії

$$I = jS = nq_0 \bar{v} S,$$

де n – концентрація носіїв струму в провіднику; q_0 – елементарний позитивний заряд; \bar{v} - середня швидкість направленого руху носіїв струму; S – переріз провідника.

У цьому випадку сила Ампера буде дорівнювати

$$dF_A = nq_0 \bar{v} S dl B \sin(\vec{B} \wedge d\vec{l}), \quad (12.1.9)$$

де dF_A - сила, з якою зовнішнє магнітне поле діє на магнітні поля всіх рухомих електричних зарядів, які є у виділеному елементі dl провідника.

Оцінімо число рухомих електричних зарядів у елементі струму Idl , яке в нашому випадку дорівнює

$$nSdl = dN.$$

Поділимо (12.1.9) на указане число електричних зарядів dN й одержимо

$$F_n = \frac{dF_A}{dN} = q_0 \bar{v} B \sin(\vec{B} \wedge \vec{r}), \quad (12.1.10)$$

де F_n - сила Лоренца – сила з якою зовнішнє магнітне поле діє на магнітне поле окремого електричного заряду; q_0 - величина елементарного

заряду; \vec{v} - середня швидкість направленої руху носіїв струму; B - індукція зовнішнього магнітного поля.

У векторній формі сила Лоренца записується так:

$$\vec{F}_L = q_0 [\vec{v} \cdot \vec{B}] . \quad (12.1.11)$$

Напрямок вектора сили Лоренца визначається правилом лівої руки, аналогічно правилу лівої руки для напрямку сили Ампера.

При дії на рухому заряджену частинку електромагнітного поля сила Лоренца буде складатися із двох складників, електричної сили qE і магнітної сили $q_0 [\vec{v} \cdot \vec{B}]$, тобто

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q_0 [\vec{v} \cdot \vec{B}] . \quad (12.1.12)$$

Формула (12.1.12) є найбільш загальним виразом сили Лоренца для малих швидкостей руху заряду.

Розглянемо рух зарядженої частинки в зовнішньому магнітному полі.

а) нехай заряджена частинка влітає перпендикулярно до напрямку силових ліній зовнішнього магнітного поля (рис.12.2).

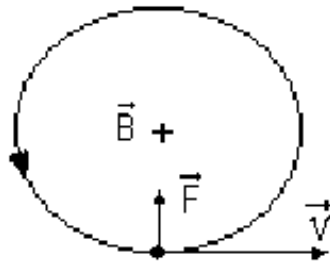


Рис.12.2

Сила Лоренца в цьому випадку виконує роль доцентрової сили, під дією якої заряджена частинка буде рухатися по коловій траєкторії. Рівняння руху зарядженої частинки запишеться

$$q_0 v B = \frac{mv^2}{R} , \quad (12.1.13)$$

де $\sin(\vec{B} \wedge \vec{v}) = \sin \frac{\pi}{2} = 1$; m - маса частинки.

Визначимо радіус траєкторії обертання, а також період обертання, вважаючи, що

$$v = \omega R, \quad \text{і} \quad v = \frac{2\pi}{T} R .$$

У цьому випадку радіус кривизни траєкторії й період обертання заряду будуть дорівнювати

$$R = \frac{m\nu}{q_0 B}; \quad T = \frac{q_0 B}{2\pi m}, \quad (12.1.14)$$

де R - радіус кривизни траєкторії; m - маса частинки; ν - лінійна швидкість обертання; q_0 - елементарний позитивний заряд; B - індукція магнітного поля.

б) у випадку руху зарядженої частинки паралельного напрямку силових ліній зовнішнього магнітного поля (рис.12.3) будемо мати.

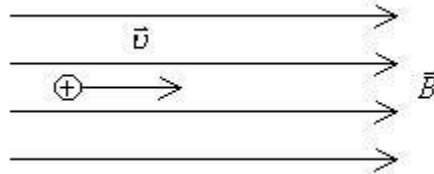


Рис. 12.3

Сила Лоренца в цьому випадку буде дорівнювати нулю, оскільки кут між векторами \vec{v} і \vec{B} дорівнює нулю. Зовнішнє магнітне поле не буде діяти на магнітне поле рухомої зарядженої частинки, якщо вона рухається паралельно силовим лініям зовнішнього магнітного поля.

в) якщо заряджена частинка попадає у зовнішнє магнітне поле під деяким кутом α до напрямку силових ліній поля, то вона буде рухатись уздовж гвинтової траєкторії, як це показано на (рис.12.4).

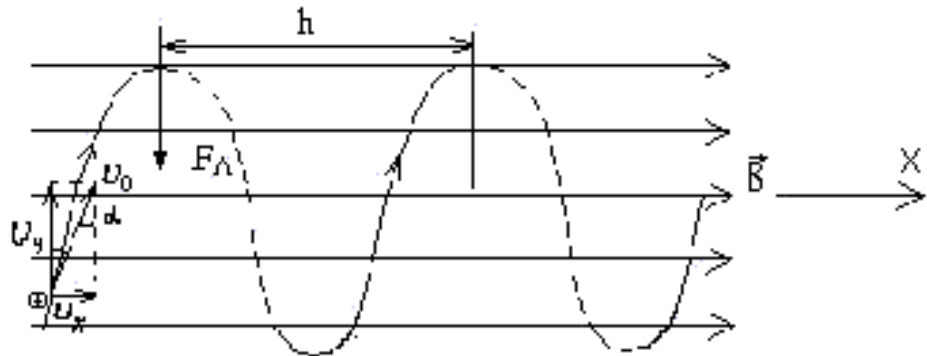


Рис.12.4

З рисунка видно, що

$$F_L = g v_y B = q v_0 B \sin \alpha. \quad (12.1.15)$$

Рівняння руху по коловій траєкторії буде мати вигляд

$$\frac{m v_y^2}{R} = q v_y B, \quad (12.1.16)$$

де $v_y = v_0 \sin \alpha$; R - радіус колової траєкторії.

Крок гвинтової лінії h , або шлях, який проходить заряджена частинка за один повний оберт у горизонтальному напрямі, можна розрахувати так:

$$h = v_x \cdot T, \quad \text{де } v_x = v_0 \cos \alpha. \quad (12.1.17)$$

Період обертання визначають із рівняння руху (12.1.16), шляхом заміни лінійної швидкості на кутову, яку в свою чергу виражають через період обертання

$$v_y = \omega R = \frac{2\pi}{T} R.$$

9. Ефект Холла. Магнітогазодинамічний генератор та його використання

Розмістимо провідник зі струмом у перпендикулярне зовнішнє магнітне поле, як це показано на рис.12.5.

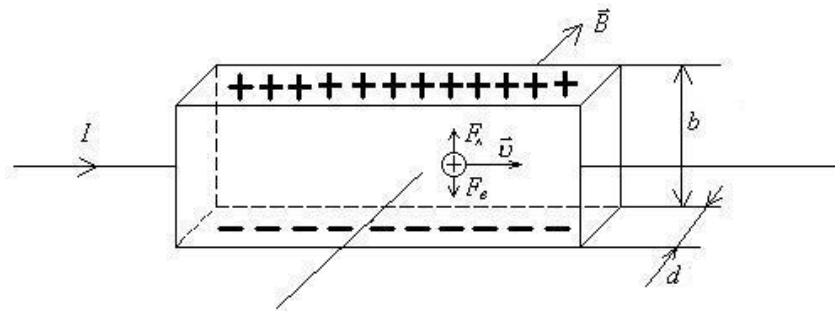


Рис. 12.5

Сила Лоренца F_L зміщує рухомі електричні заряди, створюючи на гранях провідника різницю потенціалів, яку називають **холлівською різницею потенціалів** U_x .

Перерозподіл зарядів буде завершений, якщо сила Лоренца F_L стане дорівнювати електричній силі F_e , тобто

$$q \bar{v} B = qE = q \frac{U_x}{b}, \quad (12.2.1)$$

де b - ширина провідника; U_x – холлівська різниця потенціалів; q – елементарний позитивний заряд.

З (12.2.1) одержуємо

$$U_x = \bar{v} B b.$$

Середню швидкість направленої руху зарядів у провіднику знайдемо із електронної теорії, в цьому випадку

$$I = jS = nq\bar{v}S = nq\bar{v}bd, \quad (12.2.3)$$

звідки

$$\bar{U} = \frac{I}{nqbd} \cdot \quad (12.2.4)$$

Підставимо (12.2.4) в (12.2.2) і після відповідних скорочень будемо мати

$$U_x = \frac{1}{nq} \frac{IB}{d}, \quad (12.2.5)$$

де U_x - холлівська різниця потенціалів, яка створюється на гранях провідника із струмом у зовнішньому магнітному полі; I – величина струму у провіднику; d – товщина провідника; n – концентрації вільних носіїв; q – елементарний позитивний заряд.

Величину $\frac{1}{nq} = R_x$ - називають сталою Холла.

Ефект Холла має широке практичне використання. За допомогою ефекту Холла легко визначають знак носіїв струму у провіднику або напівпровіднику. Ефект Холла дає можливість визначити концентрацію вільних носіїв, а також будувати датчики Холла, які використовуються для вимірювання індукції зовнішнього магнітного поля.

Для підвищення к.к.д. теплових електростанцій може бути використаний магнітогазодинамічний генератор, який працює на принципі ефекту Холла (рис.12.6).

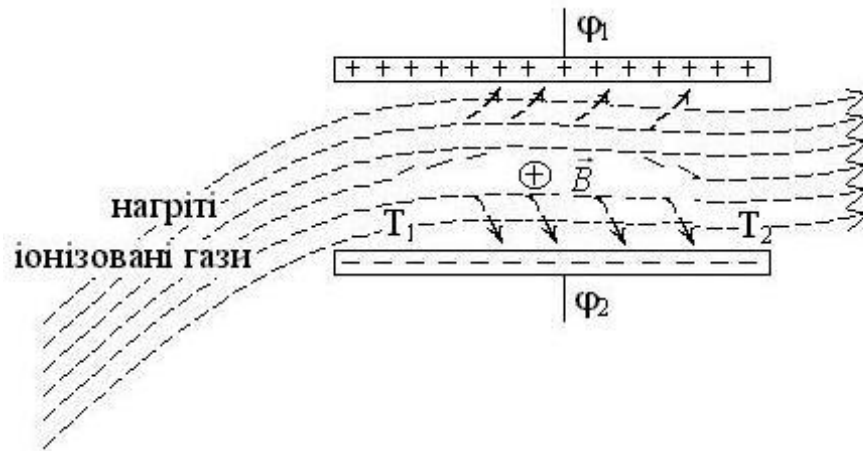


Рис. 12.6

Перерозподіл поперечним магнітним полем електричних зарядів нагрітих відпрацьованих газів (утворюються в котлі при спалюванні палива), приводить до виникнення різниці потенціалів на пластинах конденсатора $\Phi_1 - \Phi_2$, яку можна практично використати для живлення струмом обладнання самої теплової станції. При цьому зниження температури нагрітих газових продуктів горіння від T_1 до T_2 дає можливість підвищити к.к.д. енергетичного блоку

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot$$

Якщо на вході в магнітогазодинамічний генератор (показаний на рис.12.6) продукти горіння матимуть температуру $T_1 = 3000\text{K}$, а на виході - $T_2 = 2500\text{K}$, то к.к.д. блока станції може підвищитись майже на 15%, що суттєво покращує показники роботи самої теплової електростанції.

10. Явище електромагнітної індукції

У 1831 році Фарадей відкрив один із найбільш фундаментальних законів електродинаміки – **явище електромагнітної індукції**.

З'єднаємо соленоїд з гальванометром, як це показано на рис.12.7. Якщо постійний магніт вводити в котушку і виводити з котушки, то гальванометр покаже в колі наявність електричного струму. Напрямок відхилення стрілки гальванометра змінюється при введенні і виведенні постійного магніту.

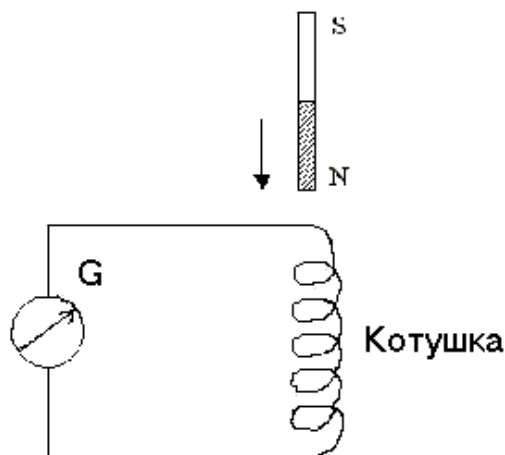


Рис. 12.7

Відхилення стрілки буде більшим, якщо швидкість введення або виведення магніту збільшувати. Цей же ефект можна спостерігати і у випадку руху не постійного магніту, а котушки.

Відкрите Фарадеєм фізичне явище носить назву **явища електромагнітної індукції**. Суть явища полягає у тому, що у замкнутому контурі при зміні в ньому потоку магнітної індукції, виникає електричний струм, який був названий індукційним.

Основні властивості індукційного струму такі:

- виникає завжди при зміні в контурі потоку магнітної індукції;
- сила індукційного струму не залежить від способу зміни потоку магнітної індукції, а визначається лише швидкістю зміни потоку.

Відкриття явища електромагнітної індукції підтвердило тісний зв'язок електричних і магнітних явищ та дало можливість побудувати генератори електричного струму з використанням у них змінного магнітного поля.

На основі виявленого фізичного явища був сформульований **закон електромагнітної індукції**, який називають законом Фарадея-Ленца

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.3.1)$$

де $d\Phi = BdS$ - зміна магнітного потоку (вимірюється у Вб); dt – час, за який відбувається ця зміна; ε_i – електрорушійна сила індукції.

Електрорушійна сила індукції у контурі чисельно дорівнює швидкості зміни магнітного потоку крізь поверхню, обмежену цим контуром. Знак мінус характеризує правило Ленца. Суть цього правила в тому, що в замкнутому контурі виникає індукційний струм такого напрямку, що його власне магнітне поле протидіє будь-якій зміні зовнішнього магнітного поля.

Е.р.с. індукції вимірюється у вольтах

$$\left[\frac{d\Phi}{dt} \right] = \frac{B\delta}{c} = B.$$

На явищі електромагнітної індукції працюють практично всі генератори електричного струму, які діють на різних електростанціях.

11. Самоіндукція. Індуктивність. Е.р.с. самоіндукції

При зміні сили струму в контурі буде змінюватись зчеплений з контуром магнітний потік. Це приводить до виникнення в цьому ж контурі електрорушійної сили, яку назвали е.р.с. **самоіндукції**. Іншими словами це явище пояснюється так – зменшення або збільшення струму в котушці приводить до утворення власної е.р.с. і, як наслідок, ще одного струму, який називається струмом самоіндукції. Магнітне поле струму самоіндукції перешкоджає зміні основного магнітного поля у відповідності з правилом Ленца.

Електрорушійна сила самоіндукції залежить від швидкості зміни струму в котушці та від кількості в ній витків

$$\varepsilon_c = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}, \quad (12.4.1)$$

де L - індуктивність котушки ($L = \mu\mu_0 n^2 V$), визначається числом витків на одиницю довжини n і об'ємом котушки V , а також наявністю феромагнітного осердя μ ; $\frac{dI}{dt}$ - швидкість зміни струму в котушці.

Знак мінус у формулі (12.4.1) показує, що при зменшенні струму у котушці струм самоіндукції за напрямком збігається з основним струмом і таким чином своїм магнітним полем перешкоджає його зменшенню. При наростанні основного струму у котушці струм самоіндукції миттєво змінює свій напрям на протилежний і створеним струмом самоіндукції магнітним полем протидіє наростанню основного магнітного поля.

Індуктивність котушки є її характеристикою, подібно до ємності конденсатора. Індуктивність вимірюється у генрі (Гн)

$$[L] = \frac{[\varepsilon_c] \cdot [dt]}{dI} = \frac{B \cdot c}{A} = \Gamma_{\text{н}}.$$

З іншого боку, якщо в просторі, де перебуває контур зі струмом I , відсутні феромагнетики, то поле B , а це означає і повний магнітний потік Φ через контур, буде пропорційним силі струму, тобто

$$\Phi = LI. \quad (12.4.2)$$

Тому розмірність індуктивності дорівнює

$$[L] = \left[\frac{\Phi}{I} \right] = \frac{B\delta}{A} = \Gamma_H.$$

Визначимо **індуктивність соленоїда**. Магнітний потік через довгу котушку з витками, яку називають соленоїдом, дорівнює

$$\Phi = BNS = \frac{\mu\mu_0 N^2}{l} IS. \quad (12.4.3)$$

З другого боку

$$\Phi = LI. \quad (12.4.4)$$

В обох випадках магнітний потік є повним, тобто зчепленим з усіма витками соленоїду. Прирівняємо праві сторони рівностей (12.4.3) і (12.4.4), одержимо

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

Звідки індуктивність соленоїда буде дорівнювати

$$L = \frac{\mu\mu_0 N^2}{l} S = \mu\mu_0 n^2 V,$$

де

$$n^2 = \frac{N^2}{l^2}; \quad \text{і} \quad V = lS.$$

12. Струми і механізм намагнічування. Намагнічуваність речовини.

Розглянемо орбітальний рух електрона в атомі. Цей рух подібний до деякого колового струму, який називають мікрострумом. Мікрострум утворює в просторі магнітне поле, яке можна характеризувати за допомогою вектора магнітного моменту \vec{P}_m . Розглянемо орбітальний рух електрона (рис. 14.1).

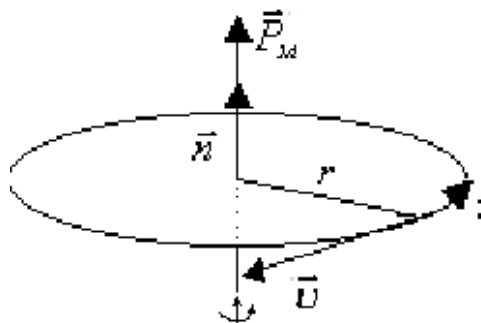


Рис. 14.1

Струм i направлений у протилежну сторону орбітального руху електрона. Напрямок магнітного моменту збігається з поступальним рухом правого гвинта, якщо його обернути за напрямком струму.

За означенням орбітальний магнітний момент визначається за формулою:

$$\vec{P}_m = iS\vec{n}, \quad (14.1.1)$$

де i – коловий струм; S – площа колового струму; \vec{n} – нормаль до контуру з напрямком поступального руху правого гвинта.

Величину колового струму оцінимо за формулою

$$i = \frac{q_o}{T}, \quad (14.1.2)$$

де q_o – заряд електрона; T – період обертання електрона навколо ядра.

З рисунка видно, що

$$S = \pi r^2; \quad v = \omega r = \frac{2\pi}{T} r; \quad T = \frac{2\pi r}{v}.$$

З урахуванням цих зауважень одержимо:

$$\vec{P}_m = \frac{q_o}{T} \pi r^2 \vec{n} = \frac{q_o v}{2\pi r} \pi r^2 \vec{n} = \frac{q_o v r}{2} \vec{n}. \quad (14.1.3)$$

У випадку атома, в якому є z електронів, сумарний магнітний момент всіх z електронів буде дорівнювати:

$$\vec{P}_v = \sum_{i=1}^z \vec{P}_{m,i} \quad (14.1.4)$$

2. Внесемо такий атом у змінне зовнішнє магнітне поле, величина якого змінюється від 0 до B протягом часу dt .

Змінне магнітне поле породжує у просторі вихрове електричне поле, величина якого описується рівнянням Максвелла

$$\oint_L E dl = - \oint \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS, \quad (14.1.5)$$

де $\left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n$ – змінне в часі магнітне поле; dS – площа контуру вздовж якого рухається електрон; E – напруженість вихрового електричного поля, породжена зміною магнітного поля.

Вихрове електричне поле має напрям силових ліній, які збігаються з напрямком струму в контурі. Напрямок замкнутих силових ліній електричного поля теж визначається правилом правого гвинта, тобто напрям силових ліній збігається з напрямком струму в контурі.

Однак у цьому випадку електрони рухаються в сторону, протилежну напрямку струму. Тому вихрове електричне поле гальмує рух цих електронів.

На електрон у вихровому електричному полі діє електрична сила \vec{F} , напрям якої дотичний до силової лінії в сторону мікроструму (рис.14.2).

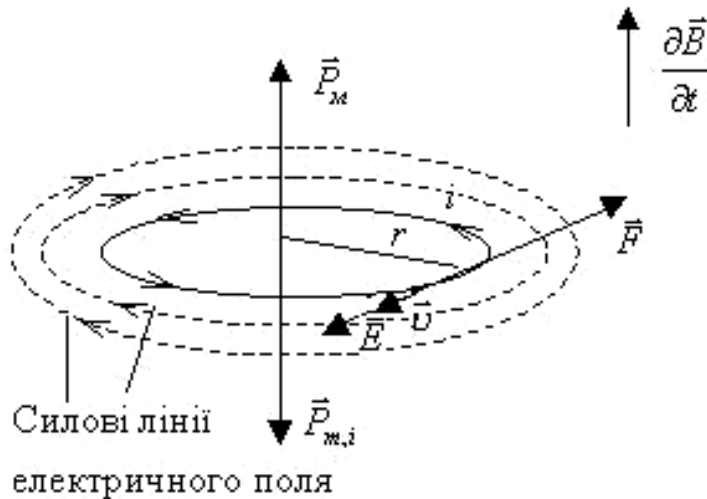


Рис.14.2

Згідно з рівнянням (14.1.5) змінне в часі магнітне поле породжує вихрове електричне поле, струм якого згідно з правилом Ленца має бути протилежний до діючого мікроструму i .

Силові лінії вихрового електричного поля у випадку наростаючого магнітного поля мають такий напрям, щоб визваний ним струм індукції протилежним до i , а магнітний момент $\vec{P}_{M,i}$ такого струму теж був протилежний до \vec{P}_M .

Розглянемо цей випадок трохи детальніше. Скористаємось другим законом Ньютона

$$q_o E = m \frac{dv}{dt}, \quad (14.1.6)$$

де $q_o E$ - електрична сила індукована змінним в часі магнітним полем; m - маса електрона; $\frac{dv}{dt}$ - прискорення гальмування.

З рівняння (14.1.6) прискорення руху електрона дорівнює

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q_o}{m} E. \quad (14.1.7)$$

Напруженість вихрового електричного поля E знайдемо з рівняння Максвелла (14.1.5)

$$\oint E dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

де $\oint \partial B = B$; $BdS = d\Phi$, а $\oint dl = 2\pi r$, тому $E2\pi r = -\frac{d\Phi}{dt}$,
звідки $E = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d\Phi}{dt}$.

Тому

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{q_o}{2\pi m r} \frac{d\Phi}{dt}, \quad \text{або} \quad dv = -\frac{q_o}{2\pi m r} d\Phi = -\frac{q_o S}{2\pi m r} dB.$$

Інтегруємо останній вираз у межах зміни швидкості від v_o до v , а індукції магнітного поля від 0 до B

$$\int_{v_o}^v dv = -\frac{q_o S}{2\pi m r} \int_0^B dB.$$

Після інтегрування одержимо:

$$v = v_o - \frac{q_o S}{2\pi m r} B. \quad (14.1.8)$$

Значення швидкості з (14.1.8) підставимо у вираз орбітального магнітного моменту (14.1.3)

$$\vec{P}_m = \frac{q_o v_o S}{2\pi r} \vec{n} - \frac{q_o^2 S}{4\pi m} B. \quad (14.1.9)$$

Для атома, в якому є z електронів, одержимо:

$$\vec{P}_a = \frac{q_o v_o z S}{2\pi r} \vec{n} - \frac{q_o^2 z S}{4\pi m} \vec{B}, \quad (14.1.10)$$

де $\frac{q_o v_o z S}{2\pi r} \vec{n}$ - складова, яка пов'язана з орбітальним рухом електрона в атомі; $\frac{q_o^2 z S}{4\pi m} \vec{B}$ - складова, яка появляється лише у зовнішньому магнітному полі.

Одержана формула (14.1.10) показує, що магнітний момент атома у випадку дії змінного в часі магнітного поля зменшується за рахунок намагнічування атома у протилежному напрямі.

Магнетики, для яких характерна ця особливість, називаються **діамагнетиками**.

Покажемо, що у випадку, коли \vec{P}_m не збігається з напрямком дії змінного в часі магнітного поля, такі атоми здійснюють прецесію. Частота цієї прецесії дорівнює

$$\Delta v = v - v_o = -\frac{q_o S}{2\pi m r} B;$$

але $\Delta v = \Delta \varpi \cdot r$, тому

$$\Delta\omega = -\frac{q_0 S}{2m\pi \cdot r^2} B = \frac{q_0}{2m} B, \quad \text{де } S = \pi r^2.$$

Величину $\frac{q_0}{2m} = g$ - називають гіромагнітним відношенням, а $\Delta\omega = g\vec{B}$ - Ларморова частота прецесії.

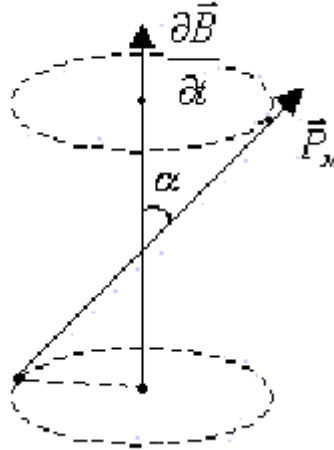


Рис.14.3

13. Магнітна сприйнятливість і проникність

Якщо магнетики намагнічуються у ту ж сторону, що і \vec{P}_m , то вони називаються **парамагнетиками**.

Кількісною мірою намагнічування є вектор намагніченості, який можна подати через одиницю об'єму речовини:

$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_i}{\Delta V} = \frac{N\vec{P}_i}{\Delta V} = n\vec{P}_i, \quad (14.2.1)$$

де n – концентрація атомів або їх число в одиниці об'єму магнетика; \vec{P}_i - індукований магнітний момент атома, друга складова у рівнянні (14.1.10).

З урахуванням викладеного одержуємо

$$\vec{j} = -\frac{q_0 z n S}{4\pi \cdot m} \vec{B},$$

або

$$\vec{j} = -\frac{q_0^2 z n S \mu_0}{4\pi \cdot m} \vec{H}. \quad (14.2.2)$$

Величину $-\frac{q_0^2 z n S \mu_0}{2\pi m} = \chi$ називають магнітною сприйнятливістю.

Якщо магнітна сприйнятливість $\chi < 0$, то такі магнетики називають **діамагнетиками**.

За розрахунками Кюри-Венса для парамагнетиків

$$\chi = \frac{nP_a^2 \mu_0}{3kT} > 0.$$

У цьому випадку магнітна сприйнятливість обернено пропорційна до абсолютної температури.

З інших міркувань встановлено, що

$$\mu = 1 + \chi, \quad (14.2.3)$$

де μ - відносна магнітна проникність середовища; χ - магнітна сприйнятливість.

Із співвідношення (14.2.3) одержуємо:

$\mu > 1$ - парамагнетики; $\mu < 1$ - діамагнетики.

Прикладом діамагнітних речовин є металевий вісмут. При внесенні шматочка вісмуту, підвішеного до нитки у зовнішнє магнітне поле, останнє цей шматочок виштовхує з магнітного поля.

Парамагнітна мідь або латунь слабо втягуються у зовнішнє магнітне поле.

14. Циркуляція намагнічування. Вектор напруженості магнітного поля

Нехай у деякому середовищі діє зовнішнє магнітне поле, напрям якого показаний на рис. 14.4

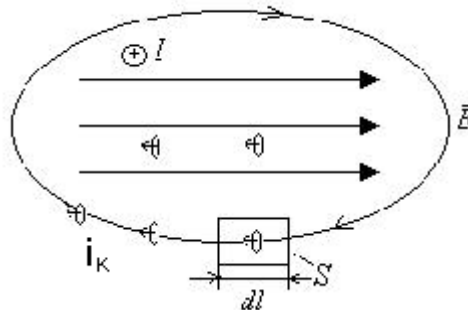


Рис.14. 4

Замкнутий контур, показаний на рис.14.4, охоплює певну кількість атомних струмів i_k , а також струм провідності I .

Знайдемо циркуляцію вектора \vec{B} вздовж замкнутого контуру

$$\oint B dl = \mu_0 I + \mu_0 \sum_{k=1}^n i_k, \quad (14.3.1)$$

де I – струм провідності; $\sum_{k=1}^n i_k$ - алгебраїчна сума всіх атомних струмів, нанизаних на цей контур.

Виділимо об'єм Sdl , у якому міститься idN елементарних атомних струмів. У виділеному об'ємі

$$idN = niSdl = nP_a dl = jdl, \quad (14.3.2)$$

де j – вектор намагніченості магнетика.

З урахуванням (14.3.2) алгебраїчну суму всіх атомних струмів можна записати так:

$$\sum_{k=1}^n i_k = \oint jdl. \quad (14.3.3)$$

Закон повного струму (14.3.1) з урахуванням останніх зауважень буде мати вигляд:

$$\oint Bdl = \mu_0 I + \mu_0 \oint jdl; \quad (14.3.4)$$

або

$$\oint \left(\frac{B}{\mu_0} - j \right) dl = I, \quad (14.3.5)$$

де $\frac{B}{\mu_0} - j = H$ – напруженість магнітного поля.

З урахуванням цього позначення закон повного струму набуде вигляду:

$$\oint Hdl = I \quad (14.3.6)$$

Оскільки вектор намагнічування магнетика визначається через магнітну сприйнятливість і напруженість магнітного поля співвідношенням (14.2.2)

$$\vec{j} = \chi \vec{H},$$

то індукція магнітного поля буде дорівнювати

$$\frac{B}{\mu_0} - \chi H = H,$$

або

$$B = \mu_0 (1 + \chi) H. \quad (14.3.7)$$

Введемо позначення $1 + \chi = \mu$, тоді

$$B = \mu \mu_0 H,$$

де $1 + \chi = \mu$ відносна магнітна проникність середовища; μ_0 – магнітна проникність вакууму.

Оскільки $1 + \chi = \mu$, а $\chi = \frac{j}{H}$, то

$$\mu = 1 + \frac{j}{H}. \quad (14.3.8)$$

Графічно цю залежність виражають так:

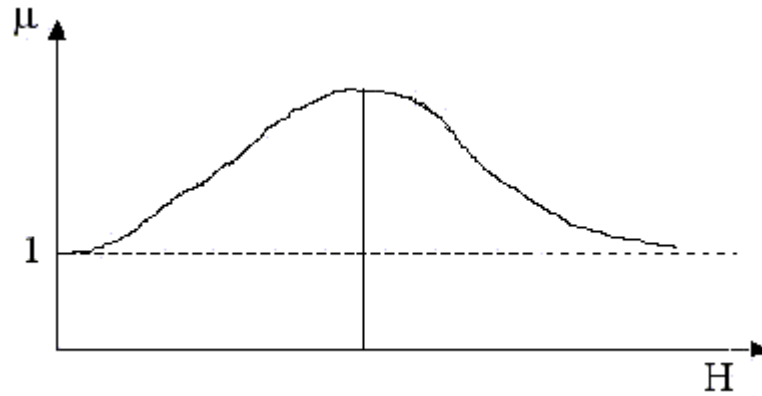


Рис.14.5

Всі магнетики діляться на три групи, для яких:

$$\chi = -\frac{q^2 z \mu_0 n S}{4\pi m} < 0; \mu < 1 \text{ - діамагнетики;}$$

$$\chi = \frac{P_a^2 n \mu_0}{3kT} > 0; \mu > 1 \text{ - парамагнетики;}$$

$$\chi \gg 0; \mu \gg 1 \text{ - феромагнетики.}$$

15. Феромагнетики та їх основні властивості

Поряд із слабомагнітними речовинами діамагнетиками і парамагнетиками, існують сильно магнітні речовини - **феромагнетики**.

До феромагнетиків відносяться речовини, які мають від природи спонтанну намагніченість, тобто зберігають намагніченість при відсутності зовнішнього магнітного поля.

У діамагнетиках вектор намагніченості \mathbf{j} лінійно змінюється із зростанням напруженості зовнішнього магнітного поля. У феромагнетиках при зростанні H вектор \mathbf{j} росте до насичення, а потім залишається постійним.

Магнітна проникність μ у феромагнетиках може досягати значень, які вимірюються сотнями тисяч одиниць.

Магнітна проникність і магнітна індукція у феромагнетиках залежить від величини напруженості зовнішнього магнітного поля. (рис.14.6)

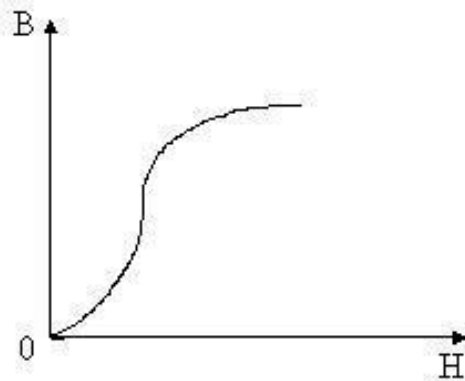


Рис.14.6

Як видно з рис. 14.6 в слабких магнітних полях індукція магнітного поля з ростом H зростає досить швидко. В сильних магнітних полях через властивості насичення, зростання індукції магнітного поля феромагнетика не спостерігається.

Класичну теорію феромагнетизму розробив французький фізик Вейсс. В основу цієї теорії він поклав дві гіпотези. Перша з них полягає в тому, що для феромагнетиків властиве спонтанне намагнічування лише в певній області температур (починається біля абсолютного нуля і закінчується температурою Кюрі), яке не залежить від наявності зовнішнього намагнічувального поля. Однак досліди показують, що у випадку відсутності зовнішнього намагнічувального поля будь-яке феромагнітне тіло в цілому буде розмагнічене. Наступна гіпотеза стверджує, що нижче температури Кюрі будь-яке феромагнітне тіло поділяється на малі області, для яких характерне однорідне спонтанне намагнічування. Такі області називаються **доменами**. Лінійні розміри домен не перевищують 0,1 мм.

При відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти окремих домен орієнтовані у просторі хаотично, так що сумарний магнітний момент всього феромагнетика дорівнює нулю. Зовнішнє магнітне поле, що діє на феромагнетик, орієнтує магнітні моменти не окремих атомів, як це було у парамагнетиків, а цілих областей спонтанного намагнічування. З цих міркувань зрозуміло, що магнітне насичення настає тоді, коли вектори магнітних моментів всіх домен будуть встановлені паралельно до напрямку зовнішнього магнітного поля.

Для феромагнетиків властива така особливість намагнічування, як магнітний гістерезис (рис.14.7).

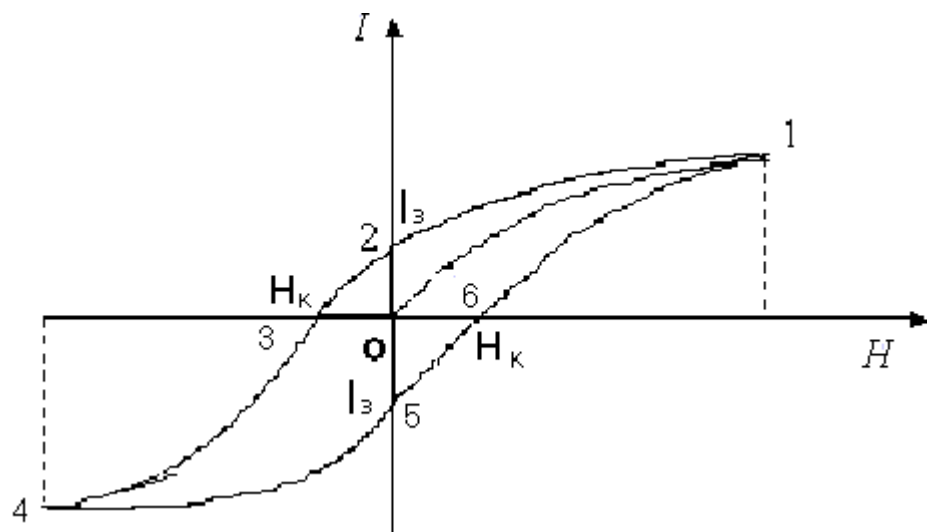


Рис.14.7

Нехай намагнічування феромагнетика до насичення (точка 1 на рис. 14.7) відбувається по кривій 01. Якщо далі зменшувати напруженість H зовнішнього намагнічувального поля, то як показує дослід, розмагнічування феромагнетика відбуватиметься за кривою 1-2, розміщеної вище кривої намагнічування. Якщо напруженість намагнічувального поля досягне нуля $H=0$, у феромагнетик спостерігається деяке **залишкове намагнічування I_z** , обумовлене тим, що і після припинення дії зовнішнього магнітного поля в частині доменів зберігається переважна орієнтація їхніх магнітних моментів. Щоб повністю розмагнітити даний зразок феромагнетика, треба створити намагнічувальне поле H_k у протилежному напрямку. Величину цього поля H_k називають **коерцитивною силою**. При дальшому збільшенні зовнішнього поля у протилежному напрямку, намагнічування зразка знову досягне насичення у точці 4. Повертаючись поступово до початкового намагнічування, дістанемо замкнуту криву, яка називається **петлею гістерезису**.

Залишкова намагніченість I_z і коерцитивна сила H_k характеризують властивість феромагнетика намагнічуватись і зберігати це намагнічування для тих чи інших практичних цілей.

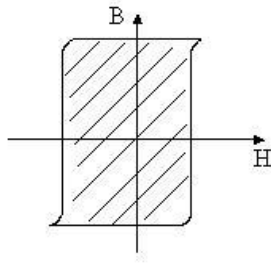
При намагнічуванні феромагнетика відбувається зміна його форми і об'єму. Це явище називають **магнітострикцією**, яке було відкрито Джоулем ще в середині 19 століття.

Сучасна теорія феромагнетизму була розроблена на початку минулого століття. Відповідальними за діамагнітні властивості феромагнетиків є власні магнітні моменти електронів (спінові магнітні моменти). При певних умовах в кристалах виникають так звані обмінні сили, які примушують магнітні моменти електронів встановлюватись паралельно один одному, внаслідок чого і виникають області спонтанного намагнічування – домени.

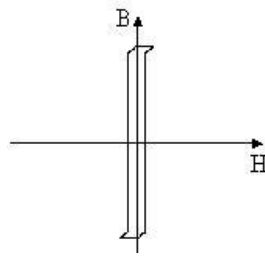
Природа феромагнетизму має квантове пояснення. За магнітні властивості феромагнетиків несуть відповідальність електрони недобудованих 3-d - оболонки феромагнетиків. В цих оболонках частина електронів мають не скомпенсовані спіни. **Спін електрона** – це невіддільна квантова властивість електрона. Тому природа феромагнетизму є спінова.

Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює роботі перемагнічування. Чим менша площа петлі, тим менше енергії витрачається на перемагнічування феромагнетика.

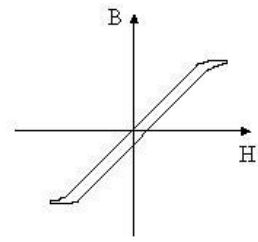
Далі наведено приклади петлі гістерезису для різних типів феромагнетиків:



а)магнітожорсткий
ферромагнетик;



б) магнітом'який
ферромагнетик;



в) ферромагнетик
із незадовільними
магнітними
властивостями

Для кожного ферромагнетика є своя температура, яку називають **температурою Кюрі**. При температурі Кюрі ферромагнетик втрачає магнітні властивості і перетворюється у парамагнетик. При цій температурі зникають області спонтанного намагнічування, які називають доменами.