

Електродинаміка

§1. Постійний електричний струм

Упорядкований рух електричних зарядів називається електричним струмом.

Сила струму. Середня сила струму за час Δt

$$I_{\text{ср}} = \frac{\Delta q}{\Delta t}, \quad (1)$$

де Δq – заряд, що проходить через поперечний переріз провідника за час Δt .

Миттєве значення сили струму:

$$I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt} \quad \left(I A = \frac{I K \ell}{I c} \right), \quad (2)$$

тобто миттєва сила струму дорівнює першій похідній від заряду за часом. За напрямком струму приймається напрямок переміщення позитивних зарядів.

Якщо в провіднику рухаються заряди обох знаків, то сила струму:

$$I = \frac{dq^+}{dt} + \left| \frac{dq^-}{dt} \right| \quad \left(\frac{I A}{I m^2} \right). \quad (3)$$

Густина струму. При нерівномірному розподілу по поперечному перерізу провідника зарядів, що проходять по ньому, струм характеризується густиною струму:

$$j = \frac{dI}{dS}, \quad (4)$$

де dS – елементарна площадка, перпендикулярна напрямку протікання струму. Знаючи густину струму j , можна визначити силу струму

$$I = \int_S j_n dS, \quad (5)$$

де $j_n = j \cos \alpha$ – проекція вектора густини струму на нормаль до поверхні S у кожній точці поверхні.

Електрорушійна сила джерела (ЕРС) струму. Сили електричного поля переміщують позитивні заряди від точок з більшим потенціалом до точок з меншим потенціалом.

У замкненому колі поряд з ділянками зі зменшенням потенціалу мають бути ділянки із зростанням потенціалу. На ділянках із зростанням потенціалу переміщення позитивних зарядів можливе за допомогою тільки неелектричних (сторонніх) сил.

Сила будь-якої природи, яка може переміщувати позитивний заряд у напрямку зростання потенціалу, відноситься до класу сторонніх сил. Сторонні сили можна характеризувати роботою з переміщення одиничного позитивного заряду. Ця величина називається електрорушійною силою і дорівнює

$$\mathcal{E} = A^{cm} / q \quad (1 \text{ Дж/кл} = 1 \text{ В}). \quad (6)$$

Сторонні сили діють у джерелах струму і переміщують позитивні заряди від меншого потенціалу (від мінусу) до більшого (до плюсу). Саме джерело струму витрачає енергію на переміщення зарядів по замкненому колу, тому що робота електричних сил, які переміщують заряд поза джерелом, по замкненому колу дорівнює нулю.

Напруга. Розглянемо ділянку кола, яка має джерело струму. (див. рис. 42).

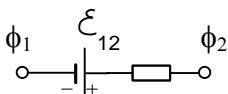


Рис.42

по ділянці кола складається з роботи сторонніх сил у джерелі струму і роботи електричних сил поза джерелом струму

$$A_{12} = A_{12}^{el} + A_{12}^{cm}. \quad (7)$$

Повна робота A_{12} з переміщення заряду q

Поділимо формулу (7) на заряд q , що переміщується по ділянці, і введемо такі величини: $U_{12} = A_{12} / q$ – напруга на ділянці кола, $\phi_1 - \phi_2 = A_{12}^{el} / q$ – різниця потенціалів на ділянці кола, $\mathcal{E}_{12} = A_{12}^{cm} / q$ – ЕРС ділянки кола. У результаті формулу (7) можна переписати у вигляді

$$U_{12} = (\phi_1 - \phi_2) + \mathcal{E}_{12}.$$

Таким чином, напруга на ділянці кола дорівнює алгебраїчній сумі різниці потенціалів і ЕРС. Якщо напрямок дії джерела струму (від мінуса до плюса) збігається з напрямком струму, то $\mathcal{E}_{12} > 0$, а якщо не збігається, то $\mathcal{E}_{12} < 0$.

Закон Ома для ділянки кола. Сила струму на ділянці кола прямо пропорційна напрузі і обернено пропорційна електричному опору ділянки кола

$$I = \frac{U}{R}. \quad (8)$$

Для циліндричних провідників електричний опір визначається формулою

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (9)$$

де ρ – питомий опір провідника, l – довжина, S – площа поперечного перерізу провідника.

Закон Ома можна записати у диференціальній формі:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (10)$$

де \vec{j} – вектор густини струму, \vec{E} – напруженість електричного поля в провіднику, $\sigma = 1/\rho$ – електропровідність провідника. Закон Ома у вигляді (10) дозволяє диференційно підійти до різних ділянок поперечного перерізу провідника і відповісти на питання, як змінюється густина струму по поперечному перерізу провідника. З формули (10) випливає, що розподіл густини струму збігається з розподілом напруженості електричного поля на поперечному перерізі провідника.

Питомий опір більшості металевих провідників залежить від температури за формулою

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (11)$$

де ρ_0 – питомий опір за температури $t = 0^\circ \text{C}$, α – температурний коефіцієнт опору. При кімнатних температурах ρ змінюється прямо пропорційно абсолютній температурі $T = t^\circ \text{C} + 273$. Однак при низьких температурах спостерігається відхилення від цієї залежності (див. рис. 43).

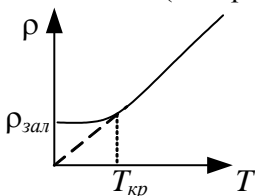


Рис. 43

При $T=0$ спостерігається залишковий опір $\rho_{\text{зал}}$, який залежить від чистоти матеріалу і наявності механічних напружень. У деяких матеріалів та сплавів при $T < T_{\text{кр}}$ (тобто при температурі нижче

критичної) спостерігається опору до нуля.
ся падіння електричного

Це явище називається надпровідністю. Надпровідниками є ртуть, олово, свинець, алюміній та інші.

Температура, при якій провідник переходить у стан надпровідності, називається критичною і є дуже малою (кілька Кельвінів).

Закон Джоуля-Ленца. При протіканні струму по провіднику останній нагрівається, тобто виділяється теплота. Ця теплота називається джоулевою теплотою оскільки, визначається за законом Джоуля-Ленца. Для постійного струму закон Джоуля-Ленца

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

де I – сила постійного струму, R – опір провідника, t – час протікання струму.

Для змінного струму весь час протікання струму потрібно розбити на елементарні проміжки часу Δt_k , настільки малі, що струм I_k на кожному з них, можна вважати незмінною величиною, тоді

$$Q \approx \sum_{(i)} I_k^2 R_k \Delta t_k , \quad (12)$$

Формула (12) тим точніша, чим менші проміжки часу Δt_k . Строгий знак рівності можна підставити тільки під знаком границі

$$Q = \lim_{\Delta t_k \rightarrow 0} \sum_i I_k^2 R_k \Delta t_k = \int_{t_1}^{t_2} I^2 R dt , \quad (13)$$

Тобто щоб визначити кількість теплоти, що виділяється при протіканні змінного струму, потрібно вираз $I^2 R$ проінтегрувати за часом від t_1 до t_2 . На координатній площині $(I^2 R, t)$ кількість виділеного тепла дорівнює площі криволінійної трапеції, яка зверху обмежена графіком залежності $I^2 R = f(t)$. (див. рис. 44). Формула (13) – це закон Джоуля у звичайній формі. Вона

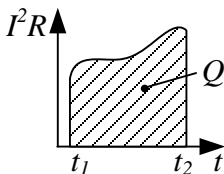


Рис. 44

визначає тепло, що виділилося у всьому провіднику. Можна перейти до диференційної форми закону Джоуля, яка характеризує виділення теплоти в різних місцях провідника:

$$w = \sigma E^2, \quad (14)$$

де $w = dQ/dVdt$ – питома потужність струму, тобто кількість теплоти, що виділиться в одиниці об’єму в одиницю часу. З формули (14) випливає, що питома потужність пропорційна квадрату напруженості електричного поля E . Знаючи питому потужність електричного струму, виділене у провіднику тепло визначається за формулою

$$Q = \iiint \omega dVdt,$$

де інтегрування ведеться по всьому об’єму провідника.

Правила Кірхгофа. Розгалуженні електричні кола легко розрахувати за допомогою двох правил Кірхгофа.

Перше правило. Алгебраїчна сума струмів, що збігаються у вузлі, дорівнює нулю

$$\sum I_k = 0.$$

Вузол – це точка розгалуженого електричного кола, де збігаються більше двох провідників. Струми, що входять у вузол, беруться з одним знаком, а що виходять – з протилежним.

Друге правило. При обході по замкненому контуру, що виділений у розгалуженому електричному колі, алгебраїчна сума добутків струмів на опір (тобто напруг на резисторах) дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС у цьому контурі:

$$\sum I_k R_k = \sum E_k.$$

Порядок розрахунку розгалуженого кола.

1. У кожній нерозгалуженій ділянці (гілці кола), довільно задаємо напрямки струмів і нумеруємо їх. Кількість невідомих струмів дорівнює кількості гілок.

2. Складаємо $N-I$ рівнянь за першим правилом Кірхгофа, де N – кількість вузлів розгалуженого електричного кола. Струми, що входять у вузол, беруть з одним знаком, що виходять, – з протилежним.

3. У розгалуженому колі виділяємо замкнені контури і довільно задаємо напрямки їх обходу (за годинниковою стрілкою або проти).

4. Складаємо рівняння за другим правилом Кірхгофа. Якщо обраний напрямок обходу контуру збігається з напрямком протікання струму, то $I_k R_k > 0$. Якщо при обході контуру переходимо в джерелі струму з мінуса на плюс, то $E_k > 0$.

5. Загальна кількість рівнянь повинна дорівнювати кількості невідомих струмів.

§ 2. Магнітне поле у вакуумі

Електричні струми взаємодіють між собою. Взаємодія струмів здійснюється через магнітне поле.

Магнітне поле – це форма матерії, що породжується рухомими зарядами і діє на рухомі заряди.

Магнітна індукція. Для дослідження магнітних полів використовується контур зі струмом малих розмірів (пробний контур). Його орієнтація у просторі визначається позитивною одиничною нормаллю \vec{n} , пов'язаною з напрямком струму в контурі правилом правого гвинта (правилом свердлика) (див. рис. 45).

Контур зі струмом характеризується магнітним моментом \vec{p}_m , який визначається за формулою

$$\vec{p}_m = I S \vec{n},$$

де I – сила струму у контурі, S – площа контуру, \vec{n} – одинична позитивна нормаль.

При внесенні контуру зі струмом у магнітне поле на нього діє обертальний момент \vec{M} , під дією якого контур розвертається й займає рівноважне положення. Відношення максимального обертального моменту сил, який діє на контур зі струмом, до магнітного моменту контуру, є силовою характеристикою магнітного поля у тому місці, де знаходиться пробний контур, і називається магнітною індукцією $\vec{B} = \frac{M_{\max}}{p_m} \vec{n}_{\text{рівнов}}$.

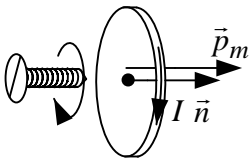


Рис. 45

Напрямок вектора \vec{B} визначається рівноважним положенням позитивної нормалі до контуру $\vec{n}_{\text{рівнов}}$.
Одиниця вимірювання магнітної індукції в системі СІ 1 Тесла (Тл).

Потік вектора магнітної індукції вводиться аналогічно потоку вектора напруженості електричного поля

$$\Phi = \int_S B_n ds,$$

де B_n – проекція вектора магнітної індукції \vec{B} на нормаль в кожній точці поверхні інтегрування S . Одиниця вимірювання магнітного потоку в системі СІ – 1 Вебер (Вб) = 1 Тл·м².

Для однорідного магнітного поля (вектор \vec{B} у всіх точках поля однаковий за величиною та напрямком) потік вектора \vec{B} через плоску поверхню визначається формулою

$$\Phi = B S \cos \alpha = B_n S,$$

де α – кут між вектором магнітної індукції \vec{B} і нормаллю до площини, S – площа плоскої площадки.

Потік Φ вектора магнітної індукції \vec{B} визначає кількість ліній магнітної індукції, що перетинають поверхню S .

Лінії магнітної індукції. Магнітні поля зображуються за допомогою ліній магнітної індукції. Потік вектора магнітної індукції через замкнену поверхню S дорівнює нулю

$$\Phi = \oint_S B_n ds = 0.$$

Звідси випливає, що лінії магнітної індукції – замкнені криві. У просторі їх проводять так, що в кожній точці вектор \vec{B} направлений вдовж дотичної до лінії магнітної індукції, а густина ліній дорівнює самій індукції (див. рис. 46).

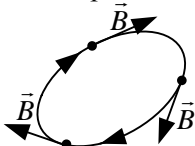


Рис. 46

Для магнітного поля, як і для електричного, виконується принцип суперпозиції

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots \vec{B}_N,$$

тобто індукція системи струмів дорів-

ную векторній сумі індукцій магнітних полів, утворених кожним із струмів окремо.

Закон Біо-Савара-Лапласа. Він визначає магнітну індукцію елемента струму $d\vec{l}$, тобто малої ділянки провідника зі струмом довжини dl , напрямком якої збігається з напрямком струму. Індукція елемента струму визначається за формулою

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}, \quad (15)$$

де \vec{r} – радіус-вектор, який проведено з елемента струму $d\vec{l}$ у точку спостереження, хрестик означає векторний добуток, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна стала (див. рис. 47).

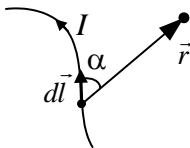


Рис. 47

У скалярній формі формулу (15) записують так:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2},$$

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

Поле прямого струму. Розбиваючи провідник на елементи струму і використовуючи закон Біо-Савара-Лапласа і принцип суперпозиції, можна визначити магнітну індукцію будь-якого провідника зі струмом. Для прямого нескінченно довгого провідника зі струмом в результаті отримаємо формулу для індукції

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}, \quad (16)$$

де r – відстань від струму до точки спостереження. Лінії магнітної індукції прямого провідника зі струмом являють собою концентричні кола (див. рис. 48).

Для обмеженого за довжиною прямолінійного провідника зі струмом індукція визначається формулою

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2), \quad (17)$$

де α_1 і α_2 – кути між провідником і радіус-векторами, відповідно, \vec{r}_1 і \vec{r}_2 , що проведенні із точок спостереження у кінці провідників (див. рис. 49).

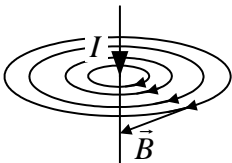


Рис. 48

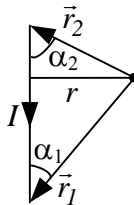


Рис. 49

При $\alpha_1 \rightarrow 0$ і $\alpha_2 \rightarrow 0$ (тобто при переході до необмеженого провідника) формула (17) переходить у формулу (16) для нескінченно довгого провідника.

Циркуляція вектора магнітної індукції – це інтеграл по замкненому контуру L : $\oint_L B_l dl$, де B_l – проекція вектора \vec{B} на

елементарну ділянку інтегрування $d\vec{l}$, тобто на напрямок дотичної в кожній точці контуру (див. рис. 50).

Якщо контур інтегрування L охоплює кілька струмів, то циркуляція вектора магнітної індукції \vec{B} дорівнює добутку магнітної сталої μ_0 на суму струмів, що охоплюються контуром інтегрування:

$$\oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k. \quad (18)$$

Позитивними у формулі (18) вважаються струми, напрямки яких пов'язаний з напрямком інтегрування правилом правого гвинта (правило свердлика). Формула (18) має назву закону повного струму.

Поле соленоїда. Використовуючи формулу (18) для циркуляції вектора магнітної індукції \vec{B} , легко отримати формулу для індукції магнітного поля нескінченно довгого соленоїда.

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 n I & (\text{всередині соленоїда}), \\ B &= 0 & (\text{зовні соленоїда}), \end{aligned} \quad (19)$$

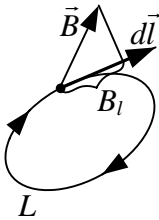


Рис. 50

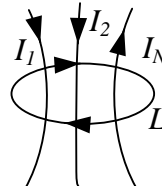


Рис. 51

де n – кількість витків, що припадають на одиницю довжини соленоїда. Таким чином, магнітне поле нескінченно довгого соленоїда однорідне і повністю зосереджене всередині соленоїда. (див. рис. 52).

Для обмеженого соленоїда лінії індукції магнітного поля замикаються через вільний простір (див. рис. 53). Всередині достатньо довгого соленоїда (довжина якого набагато більша його діаметра) магнітне поле практично однорідне і добре описується формулою (19). Однорідність поля порушується тільки поблизу кінців соленоїда.

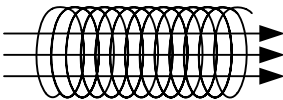


Рис. 52

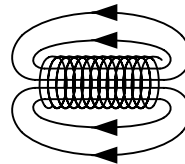


Рис. 53

§3. Взаємодія струмів і частинок з магнітним полем

Сила Ампера – це сила, що діє на елемент струму $d\vec{l}$ у магнітному полі, визначається формулою

$$d\vec{F}_A = I d\vec{l} \times \vec{B}, \quad (20)$$

або в скалярному вигляді

$$dF_A = I B dl \sin \alpha,$$

де α – кути між векторами \vec{B} і $d\vec{l}$ (див. рис. 54).

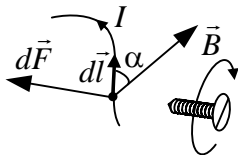


Рис. 54

Розбиваючи провідник на елементи струму і визначаючи за формулою (20) силу, що діє на кожний елемент струму, можна визначити розподіл сил уздовж провідника, що діє на провідник зі струмом у магнітному полі.

Сила Лоренца – це сила, що діє на рухому заряджену частинку у магнітному полі. Вона визначається формулою

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B};$$

або в скалярному вигляді

$$F_L = q v B \sin \alpha,$$

де α – кут між векторами \vec{B} і \vec{v} (див. рис. 55).

Оскільки $\vec{F}_L \perp \vec{B}$, то сила Лоренца роботи не виконує і чисельного значення швидкості змінити не може. Вона змінює тільки напрямок вектора швидкості.

Контур зі струмом у магнітному полі. Якщо внести у магнітне поле контур зі струмом, то збоку поля на контур діє обертальний момент (див. рис. 56)

$$\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B};$$

або у скалярному вигляді

$$M = p_m B \sin \alpha,$$

де \vec{p}_m – вектор магнітного моменту контуру зі струмом, \vec{B} – вектор магнітної індукції, α – кут між векторами \vec{B} і \vec{p}_m .

Під дією обертального моменту \vec{M} контур обертається і встановлюється своїм магнітним моментом \vec{p}_m уздовж вектора магнітної індукції \vec{B} .

Робота з переміщення струму в магнітному полі. При переміщенні провідника зі струмом у магнітному полі сила Ампера, що діє на провідник зі струмом, виконує роботу

$$A = I\Phi,$$

де I – сила струму у провіднику, Φ – магнітний потік, який перетинає провідник при своєму русі.

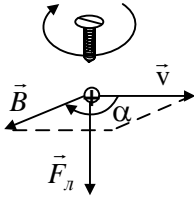


Рис. 55

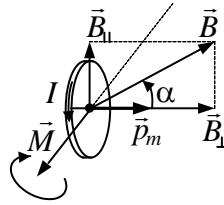


Рис. 56

Для прямолінійного провідника, що рухається перпендикулярно, лініям індукції однорідного магнітного поля,

$$\Phi = B l S ,$$

де l – активна частина провідника (тобто та, що знаходиться у магнітному полі), S – пройдений шлях.

При переміщенні контуру зі струмом у магнітному полі виконується робота

$$A = I \Delta \Phi ,$$

де $\Delta \Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ – зміна магнітного потоку через контур, Φ_1 – початковий потік, Φ_2 – кінцевий потік.

§4. Магнітне поле в речовині

Намагнічування речовини. Будь-яка речовина є магнетиком, тобто здатна під дією магнітного поля набувати магнітний момент (намагнічуватися). Намагнічена речовина утворює власне магнітне поле з індукцією \vec{B}' , яка накладається на утворене струмами зовнішнє магнітне поле з індукцією \vec{B}_0 . У результаті індукція магнітного поля в речовині

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0 .$$

Намагнічування магнетика характеризується намагніченістю \vec{J} – магнітним моментом одиниці об'єму

$$J = \frac{\sum \vec{p}_{m_i}}{\Delta V} ,$$

де \vec{p}_{m_i} – магнітні моменти окремих молекул, що знаходяться в об'ємі ΔV .

Гіпотеза Ампера. Для пояснення намагнічування тіл Ампер припустив, що в молекулах циркулюють молекулярні струми з магнітним моментом \vec{p}_{m_i} . Внаслідок хаотичної орієнтації магнітних моментів окремих молекул, магнітний момент тіла за відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнює нулю (див. рис. 57, а).

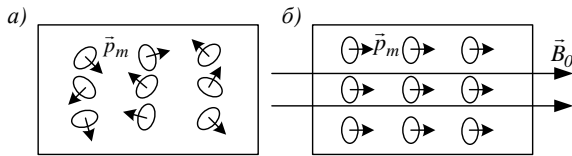


Рис. 57

Під впливом зовнішнього магнітного поля з індукцією \vec{B}_0 магнітні моменти молекул набувають впорядковану орієнтацію вздовж зовнішнього магнітного поля (див. рис. 57, б).

Речовина стає намагніченою, тобто її підсумковий магнітний момент молекул стає відмінним від нуля. Молекулярні струми намагніченої речовини утворюють власне магнітне поле з індукцією \vec{B}' .

Опис поля у магнетиках. Циркуляція вектора \vec{B} у речовині записується у вигляді

$$\int_L B_l dl = \mu_0 (\sum I)_L + \mu_0 (\sum I_M)_L, \quad (21)$$

де $(\sum I)_L$ – сума відомих макроскопічних струмів у провідниках, що охоплюються контуром інтегрування L і утворюють зовнішнє магнітне поле з індукцією \vec{B}_0 ; $(\sum I_M)_L$ – сума невідомих мікроскопічних струмів молекул, що охоплюються контуром інтегрування L і утворюють магнітне поле намагніченої речовини \vec{B}' .

У формулі (21), щоб визначити індукцію \vec{B} магнітного поля у речовині, потрібно знати молекулярні струми $\sum I_M$, а

щоб визначити молекулярні струми, в свою чергу, потрібно знати індукцію \vec{B} поля в речовині. Виникає замкнене коло. Це свідчить про те, що тільки однієї індукції \vec{B} для опису полів у речовині недостатньо. Потрібно ввести ще одну величину, яка пов'язана з індукцією \vec{B} , але визначається тільки через відомі макроскопічні струми. Такою величиною є вектор напруженості магнітного поля \vec{H}

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J},$$

для якого циркуляція дорівнює

$$\oint_L H_l dl = \sum I, \quad (22)$$

тобто визначається тільки відомими макроскопічними струмами $\sum I$ у провідниках.

У вакуумі намагніченість $\vec{J} = 0$; $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

У речовині, як показує дослід, для всіх речовин $\vec{J} = \chi \vec{H}$, де χ – магнітна сприйнятливість речовини.

Тоді в речовині $\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}$.

Вводячи відносну магнітну проникність речовини

$$\mu = 1 + \chi,$$

отримаємо зв'язок між індукцією \vec{B} і напруженістю \vec{H} у речовині.

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}.$$

Відносна магнітна проникність

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (23)$$

показує, у скільки разів індукція \vec{B} магнітного поля в речовині більша за індукцію \vec{B}_0 поза речовиною у вакуумі. На цьому засноване вимірювання відносності магнітної проникності. Таким чином, визначивши з формули (22) напруженість \vec{H} магнітного поля і вимірявши відносну магнітну проникність речовини за

формулою (23), ми розриваємо замкнене коло і визначаємо індукцію \vec{B} магнітного поля у речовині.

Види магнетиків. Залежно від відносної магнітної проникності μ речовини розділяються на три групи:

- 1) $\mu = \text{const} < 1$ – діамагнетики;
- 2) $\mu = \text{const} > 1$ – парамагнетики;
- 3) $\mu = f(H)$; $\mu_{\text{max}} \gg 1$ – феромагнетики.

Діамагнетики – це речовини, атоми яких не мають власного магнітного моменту ($\vec{p}_m = \vec{0}$). Під дією зовнішнього магнітного поля відбувається прецесія (обертання навколо вектора магнітної індукції \vec{B}) електронних орбіт, що призводить до виникнення індукційних \vec{p}_i магнітних моментів атомів, спрямованих проти зовнішнього поля \vec{B}_0 . В наслідок цього утворюється магнітне поле \vec{B}' всередині намагніченої речовини, яке направлене назустріч зовнішньому. У результаті поле в речовині

$$B = B_0 - B' < B_0, \quad \mu < 1.$$

Парамагнетики. Якщо магнітний момент атомів \vec{p}_m відмінний від нуля, речовина називається парамагнетиком. Зовнішнє магнітне поле \vec{B}_0 намагається встановити магнітні моменти атомів уздовж \vec{B}_0 . Виникає позитивний магнітний момент речовини, значно більший за негативний індукційний. Результируючий магнітний момент речовини позитивний, тобто направлений уздовж зовнішнього поля \vec{B}_0 . У результаті поле в речовині

$$B = B_0 + B' > B_0, \quad \mu > 1.$$

Феромагнетики – це речовини, які здатні бути намагніченими навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля (залізо, нікель, кобальт та ін.).

Намагніченість J феромагнетиків залежить від напруженості H магнітного поля у речовині (див. рис. 58). Із збільшенням напруженості H намагніченість J феромагнетика зростає, а потім стає незмінною. Наступає стан насичення феромагнетика. Внаслідок того, що $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J})$, аналогічно поводить себе ін-

дукція магнітного поля у феромагнетик (див. рис. 59, а). При досягненні насичення $B = \mu_0 H + \text{const}$, де $\text{const} = \mu_0 J_{\text{нас}}$, і індукція слабо зростає із збільшенням напруженості. Графік залежності $B = f(H)$ називається кривою намагнічування феромагнетика. Якщо на кривій намагнічування взяти точку і провести через неї

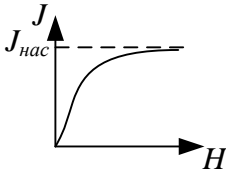


Рис. 58

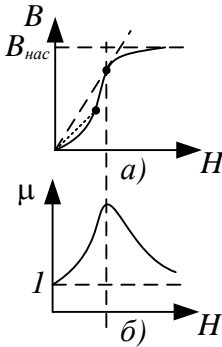


Рис. 59

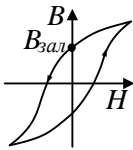


Рис. 60

пряму з початку координат, то тангенс кута нахилу цієї прямої

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{B}{H} = \mu \mu_0,$$

де β – кут між віссю H і проведеною з початку координат до точки на графіку функції $B(H)$ хорди (див. рис. 59, а). Тобто відносна магнітна проникність феромагнетика змінюється при зміні H (див. рис. 59, б). Максимальне значення μ досягається у точці, де хорда перетворюється на дотичну при русі точки по кривій намагнічування.

Крім нелінійної залежності J від H у феромагнетиках спостерігається явище гістерезису. При циклічних перемагнічуваннях феромагнетика, залежність B від H має форму петлі (див. рис. 60). За один цикл перемагнічування точка $B=f(H)$ обходить один раз петлю проти годинникової стрілки.

При $H = 0$ (феромагнетик вилучено з магнітного поля) феромагнетик має залишкову індукцію $B_{\text{зал}}$, що робить можливим утворення постійних магнітів.

Природа феромагнетизму полягає в його доменній структурі. При певних умовах в кристалі виникають сили, що примушують магнітні моменти електронів вишикуватися паралельно один одному. У результаті виникають області спонтанного намагнічування. Розміри доменів $\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ см.

При вилученні феромагнетиків з магнітного поля часткова орієнтація доменів зберігається, в результаті чого й спостерігається залишкова індукція.

При нагріванні феромагнетиків при певній для кожного феромагнетика температурі внаслідок теплового руху домени руйнуються і феромагнетик перетворюється на парамагнетик. Температура, при якій відбувається це явище називається точкою Кюрі (T_C). Для заліза $T_C = 768^\circ\text{C}$, для нікелю $T_C = 365^\circ\text{C}$.

§5. Електромагнітна індукція

Закон електромагнітної індукції. Явище електромагнітної індукції полягає в тому, що в будь-якому замкненому контурі при зміні магнітного потоку через контур виникає електричний струм, який називається індукційним струмом (див. рис. 61).

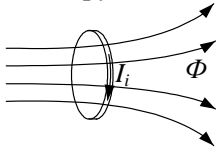


Рис. 61

Величина індукційного струму, а отже і ЕРС індукції не залежать від способу, за яким утворюється зміна магнітного потоку, і визначається лише швидкістю його зміни.

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (24)$$

Формула (24) має назву закону електромагнітної індукції.

Правило Ленца. Напрямок індукційного струму визначається за правилом Ленца: *індукційний струм завжди направлений так, що своїм магнітним полем протидіє зміні магнітного потоку, який його породив* (див. рис. 62).

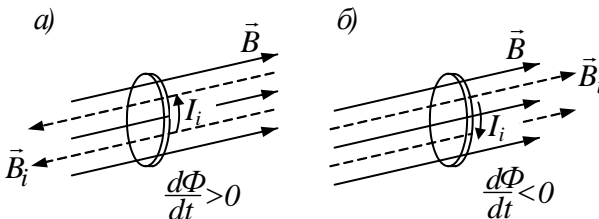


Рис. 62

На рис. 62 лінії магнітної індукції індукційного струму зображені пунктиром. При збільшенні магнітного потоку через

контур вони направлені назустріч лініям магнітної індукції зовнішнього поля, при зменшенні магнітного потоку – у той ж бік. Нагадаємо, що напрямок індукційного струму пов'язаний з напрямком ліній його магнітної індукції правилом правого гвинта (свердлика). Якщо контур складається з N витків, що з'єднані послідовно, то ЕРС індукції дорівнює:

$$E_i = \frac{d\psi}{dt},$$

де $\psi = \sum_{i=1}^N \Phi_i$ – повний магнітний потік через контур, який дорівнює сумі магнітних потоків через усі витки контуру. Якщо всі витки однакові, то $\psi = N\Phi$, де Φ – магнітний потік через один виток.

Індукційні струми, що збуджуються у масивних суцільних провідниках, змінними магнітними полями називаються вихровими. Якщо опір масивних провідників малий, то вихрові струми можуть досягати значних величин. Для зменшення вихорних струмів осердя трансформаторів, генераторів набирають з тонких електроізолюваних пластин.

Індуктивність. Магнітний потік, що утворюється контуром, пропорційний силі струму, який тече в контурі,

$$\psi = L I.$$

Коефіцієнт пропорціональності L називається індуктивністю контуру. Індуктивність характеризує здатність контуру утворювати магнітний потік. Індуктивність контуру залежить від форми, розмірів контуру і магнітних властивостей середовища, що оточує контур.

Одиниця вимірювання індуктивності 1 Генрі (Гн) – це індуктивність контуру, який при силі струму у 1 Ампер утворює магнітний потік у 1 Вебер (Вб).

Індуктивність соленоїда визначається за формулою

$$L = \mu \mu_0 n^2 V,$$

де $n = N/l$ – кількість витків, що припадають на одиницю довжини соленоїда, V – об'єм соленоїда.

Самоіндукція. Електричний струм, що тече в контурі, утворює магнітний потік ψ , який пронизує цей контур. При зміні струму буде змінюватися і магнітний потік і, отже, в кон-

турі буде виникати ЕРС індукції. Це явище називається самоіндукцією. ЕРС самоіндукції за відсутності феромагнетиків визначається за формулою

$$E_s = -L \frac{dI}{dt}.$$

Напрямок струму самоіндукції, як і індукційного струму, визначається за правилом Ленца. При збільшенні струму в контурі струм самоіндукції направлений йому назустріч, а при зменшенні – у той ж бік.

Струм при замиканні й розмиканні кола з індуктивністю. Внаслідок самоіндукції встановлення струму при замиканні кола і зменшення при розмиканні, протікає не миттєво а поступово.

При розмиканні кола з індуктивністю, струм зменшується за експоненціальним законом

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$$

(див. рис. 63, крива *a*), а при замиканні контуру – збільшується за експоненціальним законом $I = I_0(1 - e^{-(R/L)t})$ (див. рис. 63, крива *б*), де $I_0 = E/R$, E – ЕРС контуру, R – електричний опір контуру.

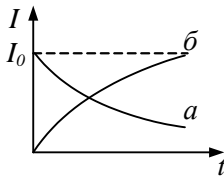


Рис. 63

Енергія магнітного поля. Магнітне поле як форма матерії є носієм енергії. Енергія магнітного поля контуру зі струмом визначається формулою

$$W_m = \frac{LI^2}{2}.$$

Густина енергії $w = W/V$, тобто енергія в одиниці об'єму магнітного поля, визначається формулою

$$w_m = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2},$$

тобто пропорційна квадрату напруженості магнітного поля, і залежить від магнітної проникності μ .

