

Електростатика

Електричний заряд та його властивості. Закон Кулона

Електричний заряд- це фізична величина, яка є мірою здатності тіл вступати в електромагнітні взаємодії.

Властивості заряду:

1. Електричний заряд буває двох типів – позитивний та негативний. Однойменні заряди відштовхуються, різнойменні – притягуються.
2. В природі існує найменший заряд, що називається елементарним. Носієм елементарного заряду є електрон. Величина елементарного заряду

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Кл.}$$

Заряд будь-якого тіла кратний елементарному.

$$q = Ne,$$

де N - ціле число.

3. В замкнутій системі алгебраїчна сума зарядів – величина стала.
4. Заряд тіла не залежить від швидкості його руху та обраної системи відліку.
5. Заряд неможна відокремити від тіла, якому він належить.

Процес, внаслідок якого тіла набувають електричного заряду, називається електризацією.

В процесі електризації завжди приймає участь щонайменше два тіла: одне, яке легко віддає електрони, інше – яке легко приймає. Під час контакту поверхонь тіл певна кількість електронів з першого тіла переходить на друге: перше тіло внаслідок нестачі електронів заряджається позитивно, а тіло, що прийняло електрони, має їх надлишок, тому заряджається негативно. Таким чином, процес електризації полягає не в утворенні нових заряджених частинок, а в їх перерозподілі між тілами.

Закон, який дозволяє розрахувати силу електростатичної взаємодії між тілами, експериментально був відкритий французьким фізиком Ш. Кулоном.

Закон Кулона: Сила електростатичної взаємодії між двома точковими зарядами прямо пропорційна добутку модулів цих зарядів та обернено пропорційна квадрату відстані між ними.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1||q_2|}{r^2}.$$

Тут $|q_1|$ та $|q_2|$ -модулі зарядів; r -відстань між ними; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ електрична стала.

Закон Кулона справедливий лише для точкових зарядів, тобто для заряджених тіл, що взаємодіють на відстанях, набагато більших за їх геометричні розміри.

Силіві лінії електричного поля. Напруженість електричного поля

Закон Кулона дозволяє розрахувати силу взаємодії між зарядами, але не дає уявлення про механізм, за допомогою якого здійснюється ця взаємодія.

Відповідно до сучасних уявлень взаємодія електричних зарядів здійснюється за допомогою електричного поля.

Електричне поле-це особлива форма матерії, яка не сприймається органами чуття та здійснює взаємодію між електричними зарядами.

Електричне поле породжується електричними зарядами.

Поле нерухомого заряду називається електростатичним.

Основна властивість електричного поля – чинити силову дію на електричний заряд.

Для дослідження електричного поля застосовують пробний заряд. Це позитивний заряд незначної величини, який вміщують у різні точки поля та за величиною сили, яка діє на нього, судять про величину поля.

Величина, яка дорівнює силі, що діє на одиничний позитивний заряд, вміщений у дану точку поля, називається напруженістю електричного поля.

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

$$[E] = \frac{\text{В}}{\text{м}}$$

Якщо заряд позитивний, напрямок сили, що діє на нього з боку електричного поля співпадає з напрямком вектору напруженості; якщо заряд негативний, напрямки цих векторів протилежні.

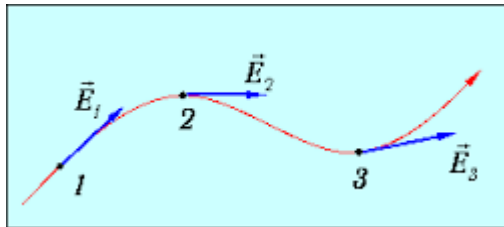
Напруженість є основною силовою характеристикою електричного поля.

Якщо поле в даній точці створюється не одним зарядом, а кількома, застосовують принцип суперпозиції:

Напруженість електричного поля, створеного в даній точці системою зарядів, дорівнює векторній сумі напруженостей полів, створених в даній точці кожним зарядом окремо.

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

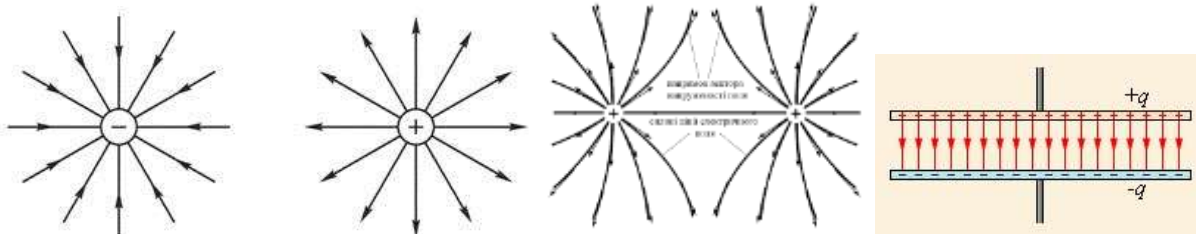
Для наочного зображення електричного поля застосовуються силові лінії. Силові лінії електростатичного поля це уявні лінії, в кожній точці яких вектор напруженості електричного поля спрямований по дотичній.



Властивості силових ліній:

1. Силові лінії електростатичного поля проводять так, щоб крізь одиничну перпендикулярну площадку проходила кількість силових ліній, рівна $|\vec{E}|$.
2. Силові лінії електростатичного поля починаються на позитивних зарядах та закінчуються на негативних.
3. Силові лінії не перетинаються та не дотикаються одна до одної.

На малюнку наведені приклади силових ліній електростатичних полів, створених різними електричними зарядами.



На останньому малюнку силові лінії поля паралельні та розташовані з однаковою густотою. Таке поле називається однорідним.

Теорема Гауса для вектора напруженості електростатичного поля та її застосування

Потоком вектора напруженості крізь деяку поверхню називається кількість силових ліній електростатичного поля, що перетинає дану поверхню.

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E \cos \alpha dS$$

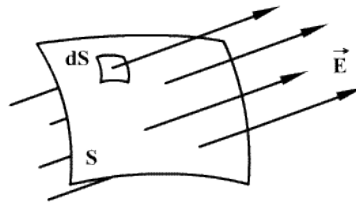


рис. 13.4

Теорема Гауса для вектора напруженості електричного поля

Потік вектора $\vec{E}$ крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює алгебраїчній сумі зарядів всередині даної поверхні, ділений на ϵ_0 .

$$\int_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0}.$$

За допомогою теореми Гауса можна отримати вирази для розрахунку напруженості полів, створених різними зарядженими тілами.

а) *напруженість поля точкового заряду*

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

б) *напруженість поля нескінченної рівномірно зарядженої площини*

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0};$$

в) *напруженість поля системи з двох нескінченних рівномірно заряджених площин*

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0};$$

г) *напруженість поля сфери, рівномірно зарядженої по поверхні*

$$E = \begin{cases} 0, r < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, r > R \end{cases}$$

д) *напруженість поля нескінченної нитки, рівномірно зарядженої по довжині*

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

e) напруженість кулі, рівномірно зарядженої по об'єму

$$E = \begin{cases} \frac{qr}{4\pi\epsilon_0(R-r)^3}, r < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, r > R \end{cases}$$

Робота сил електростатичного поля по переміщенню заряду

Основною властивістю електричного поля є силова дія на заряджені частинки. Під впливом цієї сили заряди здатні переміщуватися, а отже сили електростатичного поля здійснюють роботу.

$$A = \int_{(1)}^{(2)} \vec{F} d\vec{l} = \int_{(1)}^{(2)} q\vec{E} d\vec{l}$$

Робота сил електростатичного поля не залежить від форми шляху між двома точками, а залежить тільки від їх взаємного розташування, отже сила з боку електростатичного поля є консервативною силою.

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

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

Потенціал. Різниця потенціалів

Оскільки електростатичне поле потенціальне, то кожній точці цього поля можна приписати певне значення потенціальної енергії.

Потенціалом даної точки поля називається величина, яка чисельно дорівнює потенціальній енергії одиничного позитивного заряду, вміщеного в дану точку поля.

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

$$[\varphi] = B$$

Як і потенціальна енергія, потенціал визначений з точністю до деякої сталої.

Потенціал нескінченно віддалених точок вважають рівним нулю.

За теоремою про потенціальну енергію $A = W_{p1} - W_{p2} = q\varphi_1 - q\varphi_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2)$

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Якщо $r_2 = \infty, \varphi_2 = 0 \Rightarrow A = q\varphi_1 \Rightarrow \varphi_1 = \frac{A}{q}$.

Потенціалом даної точки поля називається величина, яка чисельно дорівнює роботі сил електростатичного поля по переміщенню одиничного позитивного заряду з даної точки на нескінченність.

Величину $U = \varphi_1 - \varphi_2$ називають різницею потенціалів або напругою.

$$A = qU$$

Різницею потенціалів або напругою між двома точками називається величина, яка дорівнює роботі сил електростатичного поля по переміщенню одиничного позитивного заряду між даними двома точками.

Для потенціалу також справедливий принцип суперпозиції: потенціал поля, створеного в даній точці системою зарядів дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів полів, створених у цій точці кожним зарядом окремо.

$$\varphi = \sum \varphi_i.$$

Оскільки електростатичне поле потенціальне, в ньому справедливий закон збереження повної механічної енергії:

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = q\varphi_1 - q\varphi_2$$

$$\frac{mv_1^2}{2} + q\varphi_1 = \frac{mv_2^2}{2} + q\varphi_2$$

Нехай електрон проходить різницю потенціалів 1В. Тоді він набуває кінетичної енергії

$$W_k = e(\varphi_1 - \varphi_2) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

1 електрон-вольт – це енергія, якої набуває електрон, який пройшов різницю потенціалів 1В.

$$1\text{eB}=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

Нехай заряд q переміщується в електростатичному полі з т.1 в т.2. Робота сил поля $\delta A = q\vec{E}\vec{dl}$; з іншого боку $\delta A = -q d\varphi$. Отже $-d\varphi = \vec{E}\vec{dl}$. Нехай $\vec{dl}$ паралельний осі Ox ; тоді $\vec{dl} = \vec{i}dx \Rightarrow \vec{E}\vec{dl} = \vec{E}\vec{i}dx = E_x dx \Rightarrow -d\varphi = E_x dx \Rightarrow E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$. Аналогічно знаходяться інші компоненти вектора напруженості, тоді

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

Якщо поле однорідне

$$U = Ed$$

Поверхня, всі точки якої мають однаковий потенціал, називається еквіпотенціальною поверхнею.

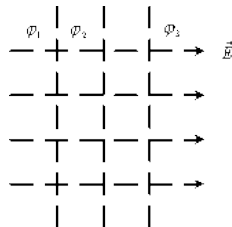


Рис.4.1.15.

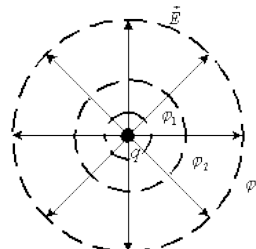


Рис.4.1.16.

Еквіпотенціальні поверхні доцільно проводити так, щоб різниця потенціалів між будь-якими двома сусідніми поверхнями біла одна й та сама. Тоді за густотою еквіпотенціальних поверхонь можна буде судити про величину поля в даній точці. В кожній точці еквіпотенціальної поверхні вектор напруженості спрямований перпендикулярно цій поверхні в бік зменшення потенціалу.

Електричне поле всередині та зовні провідника

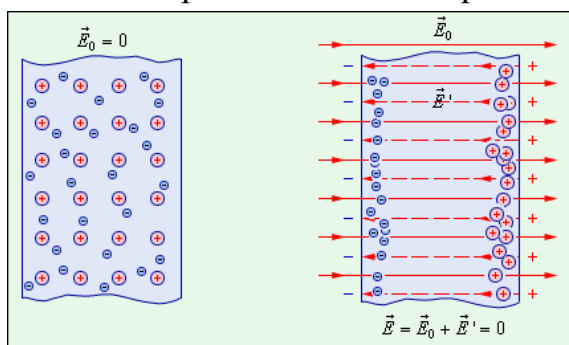
Всі тіла за електричними властивостями можна розділити на три групи: провідники, напівпровідники та діелектрики (ізолятори). До провідників відносяться тіла, в яких наявні заряджені частинки, що можуть переміщуватися по всьому об'єму речовини, внаслідок чого вони здатні проводити електричний струм. Заряджені частинки, здатні переміщуватися

по всьому об'єму речовини, називаються вільними зарядами. Отже, провідники – це тіла, в яких присутні вільні заряди.

Коли йдеться про провідники, в першу чергу уявляють металевий дріт, тому що, дійсно, метали є найкращими провідниками струму. Коли атоми металу, наприклад міді, утворюють кристал, вони вступають у своєрідний «колгосп». Кожен атом міді віддає один валентний електрон у «колективне користування» та перетворюється на позитивний іон. Позитивні іони займають місця у вузлах кристалічної решітки; вони не в змозі переміщуватися на значні відстані, а тільки здійснюють малі коливання навколо положення рівноваги. Електрони, які відділилися від атомів, дуже рухливі; вони тепер не пов'язані з конкретними атомами, а належать кристалу в цілому, тому мають змогу переміщуватися по всьому об'єму речовини. Ці електрони називають вільними електронами, саме вони забезпечують гарну електропровідність та теплопровідність металу.

Але не тільки метали відносяться до розряду провідників. Існують речовини, розчини чи розплави яких проводять електричний струм. Вони називаються електролітами. До електролітів відноситься, наприклад, звичайна сіль NaCl . Під дією розчинника деякі молекули електроліту розпадаються на позитивний та негативний іони. Такий процес називається електролітичною дисоціацією. Доки в розчині електроліту немає зовнішнього електричного поля, іони, що утворилися в результаті дисоціації, рухаються хаотично. Після того, як в розчині створене електричне поле, на хаотичний рух іонів накладається впорядкований рух. Отже, електричний струм в розчинах електролітів – це впорядкований рух позитивних та негативних іонів. Існують і інші види речовин, здатних проводити електричний струм. Таким чином, в фізиці під словом провідник розуміють не тільки метал, це тіло будь-яких розмірів та форм, яке містить вільні заряди.

Внесемо провідник в електричне поле $\vec{E}_{\text{зов}}$, наприклад так, як показано на



малюнку 1. Як тільки провідник попадає в поле, електрони починають зміщуватися в напрямку, протилежному напрямку напруженості електричного поля $\vec{E}_{\text{зов}}$. На відповідній грані пластини утворюється некомпенсований надлишок від'ємного заряду, тому вона заряджається негативного заряду.

Поблизу протилежної грані пластини електронів стає дещо менше, ніж потрібно для нейтралізації позитивного заряду кристалічної решітки, та ця частина пластини заряджається позитивно. Отже, протилежні грані пластини набувають зарядів протилежних знаків. Ці заряди утворюють власне поле $\vec{E}_{\text{внутр}}$, напрямком якого протилежний напрямку зовнішнього поля $\vec{E}_{\text{зов}}$. Процес перерозподілу зарядів всередині провідника продовжується до тих пір, поки поле власних зарядів всередині провідника $\vec{E}_{\text{внутр}}$ не стане рівним за

величиною зовнішньому полю $\vec{E}_{зов}$, тобто доки ці поля повністю не скомпенсують одне одного. Поле всередині провідника

$$\vec{E} = \vec{E}_{зов} + \vec{E}_{внутр},$$

або в скалярному вигляді:

$$E = E_{зов} - E_{внутр}.$$

Оскільки $|\vec{E}_{зов}| = |\vec{E}_{внутр}|$, то

$$E = 0.$$

Поле всередині провідника завжди дорівнює нулю.

Відсутність поля всередині провідника не означає, що поле всередину провідника не проникає, навпроти, саме завдяки проникненню поля всередину провідника на його поверхнях виступають заряди, поле яких компенсує зовнішнє поле.

Процес перерозподілу зарядів всередині провідника триває $10^{-2} \div 10^{-4} \text{ с}$. Густина зарядів на поверхні провідника залежить від напруженості поля, в яке вноситься провідник. Але повний заряд на поверхні малий порівняно з зарядом всіх електронів металу. В кожному см^3 металу міститься $10^{22} \div 10^{23}$ електронів. Їх загальний заряд $1,6 \cdot 10^{-19} \times 10^{22} = 1,6 \cdot 10^3 \text{ Кл}$. Внесемо кубик з

ребром 1 см (його об'єм 10^{-6} м^3) в поле напруженістю $4 \cdot 10^5 \frac{\text{В}}{\text{м}}$. На грані кубика отримаємо заряд $q = \sigma S = 2\varepsilon_0 ES = 2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 4 \cdot 10^5 \cdot 10^{-4} \approx 7,1 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$.

Такий заряд можуть утворити $\frac{7 \cdot 10^{-10}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 5 \cdot 10^9$ електронів, отже на поверхню вийде приблизно один електрон з 10^{13} .

Оскільки $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$, це означає, що різниця потенціалів між двома будь-якими точками поверхні провідника дорівнює нулю. Таким чином, поверхня провідника є еквіпотенціальною. Якщо провідник заряджений, то його повний заряд не дорівнює нулю. Якщо провідник не заряджений, але знаходиться у зовнішньому електричному полі, на його поверхні є заряди, але загальний заряд в цьому випадку дорівнює нулю. Оскільки поверхня провідника еквіпотенціальна, то вектор $\vec{E}$ в будь-якій точці перпендикулярний поверхні провідника. Абсолютна величина $\vec{E}$ визначається тільки густиною заряду σ в даному місці та дорівнює

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

Той факт, що електричне поле всередині провідника дорівнює нулю, використовується для того, щоб вберегти електроприлади від впливу електричних полів. Оскільки всюди всередині металічного тіла поле дорівнює нулю, можна видалити всю внутрішню область провідника, залишивши тільки оболонку та помістивши в неї прилади. Електростатичне поле зарядів, що знаходяться зовні оболонки, буде в точності дорівнювати нулю. Таким чином здійснюється електростатичний захист.

Чи можна вчинити інакше: оточити оболонкою не прилад, а заряд, який є джерелом електричного поля? Оточимо заряд $+q$ сферичною оболонкою. На внутрішній поверхні оболонки виникне заряд $-q$, а на зовнішній $+q$. Таким чином, всі три заряди утворять таке саме поле, як заряд $+q$. Отже, таким чином екранувати заряд неможна. Але можна змінити ситуацію, з'єднавши металеву оболонку з земною поверхнею. Заземлення призведе до того, що заряд, який знаходиться на зовнішній поверхні оболонки, майже повністю піде у Землю. Це пояснюється величезною ємністю Земної кулі.

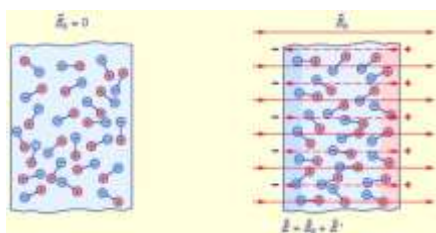
Діелектрики в електростатичному полі

Діелектриками називаються речовини, в яких відсутні вільні заряди. Це означає, що діелектрики не здатні проводити електричний струм. Всі діелектрики поділяються на два види - полярні та неполярні.

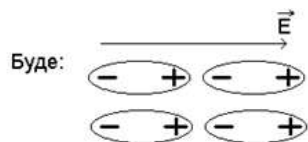
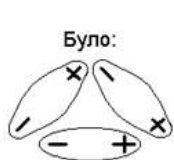
Полярним діелектриком називається діелектрик, в молекулах якого центри розподілу позитивного та негативного заряду не співпадають.

Молекули полярного діелектрика навіть за відсутності зовнішнього електричного поля є електричними диполями та мають власні дипольні моменти.

Якщо зовнішнє електричне поле відсутнє, молекули полярного діелектрика приймають участь у неупорядкованому тепловому русі, тому дипольні моменти окремих молекул орієнтовані хаотично. Оскільки діелектрик складається з великої кількості молекул, то відбувається компенсація окремих дипольних моментів молекул (векторна сума дипольних моментів окремих молекул дорівнює нулю), та діелектрик в цілому дипольного моменту не має. Кажуть, що діелектрик не поляризований.



Коли полярний діелектрик вміщується у електричне поле, молекули-диполі починають розвертатися так, щоб їх дипольні моменти були спрямовані вздовж напрямку зовнішнього поля $\vec{E}_{\text{зовн}}$.



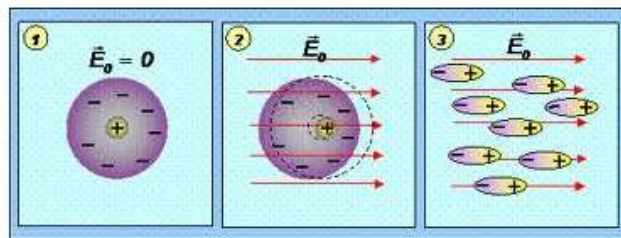
Це відбувається внаслідок того, що на позитивний заряд диполя діє сила, напрямком якої співпадає з напрямком $\vec{E}_{\text{зовн}}$.

а на негативний – сила, спрямована проти напрямку $\vec{E}_{зовн}$. Отже, дипольні моменти окремих молекул полярного діелектрика орієнтуються в напрямку зовнішнього електричного поля. Тепер векторна сума дипольних моментів молекул діелектрика не дорівнює нулю, і діелектрик в цілому набуває дипольного моменту – поляризується.

Неполярний діелектрик – це діелектрик, в молекулах якого центри розподілу позитивних та негативних зарядів співпадають.

За відсутності зовнішнього електричного поля молекули неполярного діелектрика не мають власних дипольних моментів, а отже дипольного моменту не має і діелектрик в цілому.

Під впливом зовнішнього електричного поля молекула неполярного діелектрика починає деформуватися: позитивний заряд зміщується в напрямку $\vec{E}_{зовн}$, а від'ємний – протилежному напрямку.



Таким чином, молекула неполярного діелектрика у зовнішньому електричному полі перетворюється на електричний диполь та набуває дипольного моменту. Дипольні моменти всіх молекул будуть орієнтовані в напрямку зовнішнього поля $\vec{E}_{зовн}$, тому їх сумарний дипольний момент не буде дорівнювати нулю – діелектрик стає поляризованим.

Якщо порівняти малюнки 3 і 5, ми не помітимо ніякої різниці – в поляризованому стані полярний та неполярний діелектрик виглядають однаково. Незважаючи на те, що під дією зовнішнього поля в полярному та неполярному діелектрику відбулися дещо різні процеси, їх підсумком стало те, що діелектрик в цілому набув дипольного моменту.

Процес, в результаті якого діелектрик в цілому набуває дипольного моменту, називається **поляризацією**.

В процесі поляризації відбувається впорядкування дипольних моментів окремих молекул. В об'ємі діелектрика позитивні та негативні кінці молекул компенсують один одного, але на поверхні така компенсація не відбувається. В результаті одна з поверхонь діелектрика заряджається позитивно, а протилежна – негативно. Заряди, які утворилися на поверхнях діелектрика входять до складу його молекул, тому не мають можливості вільно переміщуватися по об'єму речовини. Ці заряди називаються **поверхневими зв'язаними зарядами**. Поява таких зарядів на поверхні діелектрика приводить до появи ще одного поля, спрямованого в напрямку, протилежному напрямку зовнішнього електричного поля – поля зв'язаних зарядів $\vec{E}_{зв}$. Таким чином, поле всередині діелектрика

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{зов}} + \vec{E}_{\text{зв}},$$

Або в скалярному вигляді:

$$E = E_{\text{зов}} - E_{\text{зв}},$$

$$E < E_{\text{зов}}$$

Поле в діелектриках послаблюється.

Для кожної речовини існує величина, яка характеризує ступінь послаблення ним зовнішнього електричного поля. Вона називається діелектричною проникністю.

Діелектрична проникність – це фізична величина, яка показує в скільки разів напруженість електричного поля всередині діелектрика менша напруженості зовнішнього електричного поля.

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{зов}}}{E}.$$

$[\varepsilon]=1$. Для воздуха $\varepsilon = 1$, для будь-якої речовини $\varepsilon > 1$.

Для кількісної характеристики поляризації використовується вектор поляризованості.

Поляризованість називається дипольний момент одиниці об'єму діелектрика. Тобто це векторна сума дипольних моментів всіх молекул в одиниці об'єму діелектрика.

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

Де $\vec{P}_i$ - дипольний момент i -ї молекули; V - об'єм діелектрика.

Як показує дослід, для більшості діелектриків поляризованість лінійно залежить від напруженості електричного поля:

$$\vec{P} = \kappa \varepsilon_0 \vec{E}.$$

κ - діелектрична сприйнятливість, безрозмірна величина, яка не залежить від $\vec{E}$, а характеризує властивості самого діелектрика. Завжди $\kappa > 0$.

Таку залежність поляризованості від напруженості поля легко пояснити тим, що чим більша величина $\vec{E}$, тим більша сила, яка діє на заряди всередині молекул діелектрика та впорядковує дипольні моменти молекул. Тому з ростом напруженості поля поляризованість повинна зростати.

Але картина, показана на малюнку 6, є ідеальною, і насправді не реалізується. Справа в тому, що навіть в присутності зовнішнього електричного поля тепловий рух молекул діелектрика не припиняється. Тепловий рух порушує впорядкованість у розташуванні дипольних моментів молекул діелектрика. Чим вища температура, тим інтенсивніше тепловий рух частинок, а отже менша впорядкованість дипольних моментів. Тому з ростом температури поляризованість зменшується: поляризованість діелектрика обернено пропорційна температурі.

Для вектора поляризованості справедлива **теорема Гауса-Остроградського**: Потік вектора поляризованості крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює взятому із зворотнім знаком поверхневому зв'язаному заряду всередині даної поверхні.

$$\oint_S \vec{P} d\vec{S} = -q_{зв}.$$

Вектор електричного зміщення

Оскільки джерелами вектора $\vec{E}$ є всі заряди, і вільні, і зв'язані, теорему Гауса-Остроградського перепишемо так:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q_e + q_{зв}}{\epsilon_0}.$$

Оскільки $\oint_S \vec{P} d\vec{S} = -q_{зв}$, то $\oint_S \epsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = q_e - \oint_S \vec{P} d\vec{S} \Rightarrow \oint_{bl} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) d\vec{S} = q_e$.

Введемо позначення:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

Цей вектор називається **вектором електричного зміщення**.

Джерелом цього вектора є тільки вільні заряди. Цей вектор є сумою двох абсолютно різних величин: $\epsilon_0 \vec{E}$ та $\vec{P}$. Тому він є допоміжним вектором, який не має глибокого фізичного змісту. Але в багатьох випадках введення вектора $\vec{D}$ спрощує вивчення поля в діелектриках.

Теорема Гауса для вектора $\vec{D}$:

Потік вектора електричного зміщення крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює алгебраїчній сумі вільних зарядів, охоплених даною поверхнею.

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = q_e.$$

В однорідному ізотропному діелектрику вектори $\vec{E}$ та $\vec{D}$ паралельні та пропорційні один одному:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}.$$

Оскільки $\vec{P} = \kappa \varepsilon_0 \vec{E}$, а $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$, то $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \kappa \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \kappa) \vec{E}$. Тому

$$\varepsilon = 1 + \kappa.$$

Поле вектора $\vec{D}$ наочно можна зобразити за допомогою ліній вектора $\vec{D}$, аналогічно тому, як ми це робили для вектора $\vec{E}$. Але якщо лінії вектора $\vec{E}$ можуть починатися на будь-яких зарядах: і на вільних, і на зв'язаних, то лінії вектора $\vec{D}$ починаються та закінчуються тільки на вільних зарядах. Такі заряди можуть з'явитися в діелектрику, якщо йому надати заряд, вилучивши деяку кількість його електронів, або надавши електрони зовні. Тому такі вільні заряди в діелектрику називають сторонніми. Крізь області, де знаходяться зв'язані заряди, лінії вектора $\vec{D}$ проходять, не перериваючись.

Електроємність

Провідник, поблизу якого немає інших заряджених тіл, називається усамітненим. Заряд, наданий такому провіднику, розподіляється по його поверхні так, щоб поле всередині провідника було рівним нулю. Такий розподіл є єдиним. Якщо провіднику, який вже має заряд, надати інший, такий самий, то він розподілиться так само, як і перший, в іншому випадку поле відрізнялося б від нуля. Дослід показує, що між зарядом провідника та його потенціалом існує пряма пропорційність. Отже відношення заряду до потенціалу не залежить від величини заряду та для кожного провідника має своє значення.

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

Електроємністю провідника називається величина, яка числено дорівнює заряду, що слід надати провіднику, для того щоб його потенціал змінився на 1В.

Електроємність провідника залежить від його розмірів та форми, а також від наявності поблизу інших заряджених тіл.

Електроємність вимірюється в фарадах. 1Ф – це ємність такого провідника, якому слід надати заряд 1Кл для того щоб його потенціал змінився на 1В. 1Ф це дуже велика ємність.

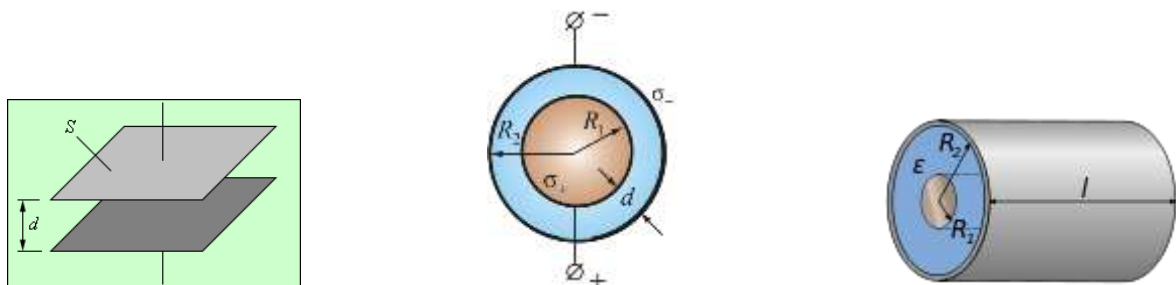
Усамітнені провідники мають невелику ємність. Ємність провідника збільшується під час наближення до нього інших заряджених тіл: під впливом поля цих тіл в провіднику індуються заряди, потенціал провідника, який є алгебраїчною сумою потенціалів власних та індукованих зарядів, а отже ємність зростає. Цей факт використовується для створення приладів, що накопичують енергію електричного поля – конденсаторів.

Конденсатори

Конденсатор – це прилад, який складається з двох провідників, розділених шаром діелектрика.

Призначення конденсатора – накопичувати електричний заряд (енергію електричного поля).

Провідники, які входять до складу конденсатора, називаються його обкладками. Обкладкам надаються однакові за величиною та протилежні за знаком заряди. Зарядом конденсатора вважається заряд на його позитивній обкладці. Форму обкладок підбирають так, щоб електричне поле, яке вони створюють, зосереджувалося між обкладками, тому конденсатори бувають лише трьох типів – плоскі, циліндричні та сферичні.



Основною характеристикою конденсатора є його ємність.

Електроємністю конденсатора називається відношення заряду конденсатора до різниці потенціалів між його обкладками.

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

Ємність плоского конденсатора з одним шаром діелектрика

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$$

Ємність плоского конденсатора з кількома шарами діелектрика

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{\sum \frac{d_i}{\varepsilon_i}}$$

Ємність сферичного конденсатора

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

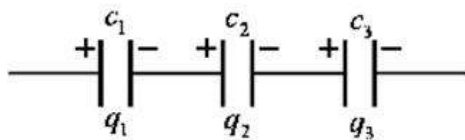
Ємність циліндричного конденсатора

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$$

З'єднання конденсаторів

Конденсатори можна з'єднувати різним чином, отримуючи в результаті більшу чи меншу ємність, ніж на початку. Визначити ємність з'єднання конденсаторів означає визначити ємність, еквівалентну даному з'єднанню, тобто ємність такого конденсатора, що має такий самий заряд, що й система, при такому ж загальному падінні потенціалу на ньому.

а) послідовне з'єднання

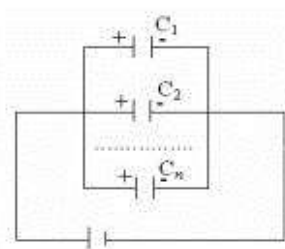


$$q_1 = q_2 = \dots = q_N = q$$

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_N = \sum_{i=1}^N U_i$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_N} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i}$$

б) паралельне з'єднання



$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_N = \sum_{i=1}^N q_i$$

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_N$$

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C = \sum_{i=1}^N C_i$$

Енергія електричного поля

Взаємодіючи між собою, електричні заряди мають потенціальну енергію. Закріпимо заряд q_1 та будемо перемішувати з нескінченності заряд q_2 . При цьому буде здійснена робота $A = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Ця робота йде на зміну потенціальної енергії взаємодії між зарядами

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

При нескінченно великій відстані між зарядами $W = 0$. Якщо заряди однойменні, то вони відштовхуються та енергія взаємодії позитивна; різнойменні заряди притягуються та енергія їх взаємодії від'ємна. Це тому що для збільшення відстані між зарядами зовнішні сили здійснюють роботу, вона йде на збільшення потенціальної енергії. На нескінченності досягається максимум, тобто нуль, а отже вона була від'ємною. Слід відмітити, що сили завжди спрямовані в бік зменшення потенціальної енергії. Заряди, які відштовхуються намагаються збільшити відстань між собою, а отже зменшити потенціальну енергію.

Енергія зарядженого конденсатора дорівнює роботі, яку слід здійснити для його зарядки.

$$W = \frac{q^2}{2C}$$

$$W = \frac{CU^2}{2}$$

$$W = \frac{qU}{2}$$

Нехай $\epsilon = 1$, тобто між пластинами конденсатора знаходиться вакуум.

Для плоского конденсатора $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$ та $U = Ed \Rightarrow W = \frac{\epsilon_0 E^2 S d}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V$

Об'ємною густиною енергії електричного поля називається енергія електричного поля, що міститься в одиниці об'єму.

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

Електричний струм

Електричним струмом називається впорядкований рух заряджених частинок.

Частинки, які утворюють струм, називаються носіями струму.

Умови існування струму:

- Наявність вільних носіїв заряду;
- Наявність електричного струму;
- Замкнуте коло.

За відсутності електричного поля вільні електрони в металах здійснюють неупорядкований хаотичний тепловий рух всередині провідника. Коли всередині провідника виникає електричне поле, то окрім теплового руху, вільні електрони будуть зміщуватися в бік, протилежний напрямку вектора напруженості. Цей впорядкований рух є електричним струмом.

Сила струму – це фізична величина, яка дорівнює заряду, що проходить крізь поперечний переріз провідника за одиницю часу.

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

$$[I] = A$$

Якщо $I = const$, то струм називається постійним.

Густиною струму називається вектор, модуль якого дорівнює струму крізь одиничну перпендикулярну площадку, а напрямок співпадає з напрямком руху позитивно заряджених частинок.

$$j = \frac{I}{S_{\perp}}$$

Густина струму залежить від заряду носіїв струму, їх кількості в одиниці об'єму та швидкості впорядкованого руху:

$$\vec{j} = qn\vec{v}$$

На електрони, що рухаються всередині провідника, діє сила з боку електричного поля. Якби рух електрона відбувався в вакуумі, його швидкість необмежено зростала б. Але під час руху в просторі кристалічної решітки металу електрони потерпають зіткнень з йонами кристалічної решітки, один з одним та з дефектами решітки. Такі зіткнення зумовлюють наявність опору провідника. Опір провідника залежить від його геометрії та речовини, з якої виготовлено зразок:

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

ρ -питомий опір провідника -опір одиниці об'єму даної речовини. $[\rho] = \text{Ом} \cdot \text{м}$

Ділянка кола називається однорідною, якщо на ній не діють сторонні сили.

Для однорідної ділянки кола справедливий закон Ома для однорідної ділянки кола:

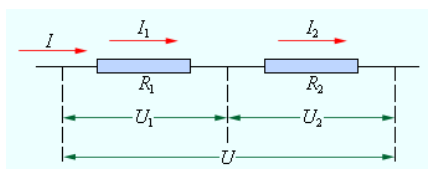
Сила струму на однорідній ділянці кола прямо пропорційна різниці потенціалів на кінцях ділянки та обернено пропорційна опору ділянки.

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}$$

Дана формула відображає закон Ома у інтегральній формі, тобто такий, що відноситься до провідника в цілому. Зв'язок між характеристика поля та струму в кожній точці провідника встановлює закон Ома у диференціальній (локальній) формі:

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

Провідники можна з'єднувати послідовно та паралельно.

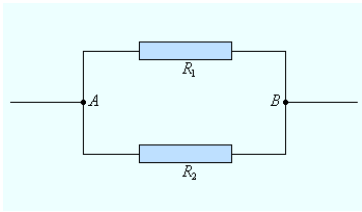


а) послідовне з'єднання

$$I = I_1 = I_2 = \dots = I_N$$

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_N = \sum_{i=1}^N U_i$$

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_N = \sum_{i=1}^N R_i$$



б) паралельне з'єднання

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_N$$

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_N = \sum_{i=1}^N I_i$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_N} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_i}$$

Джерелом струму називається прилад, що створює та підтримує електричне поле в провіднику. З цією метою необхідно підтримувати різницю потенціалів на полюсах джерела. Отже всередині джерела струму повинні діяти сили, під впливом яких відбувався б процес розділення зарядів. Сторонні сили – це сили неелектростатичного походження, здатні переміщувати електричні заряди.

Наприклад: механічні, хімічні, теплові, ядерні тощо.

Ділянка кола, на якій діють сторонні сили, називається неоднорідною.

На такій ділянці на носії струму діють не тільки сили з боку електричного поля, але й сторонні сили:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}^*),$$

де $\vec{E}^*$ -напруженість поля сторонніх сил.

Величина $\varepsilon_{12} = \int_{(1)}^{(2)} \vec{E}^* d\vec{l}$ називається електрорушійною силою на ділянці 1-2.

Тоді закон Ома для неоднорідної ділянки кола має вигляд:

$$IR = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$$

Тоді для замкнутого кола

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

ε -електрорушійна сила джерела – величина, рівна роботі сторонніх сил по переміщенню одиничного позитивного заряду вздовж замкнутого кола.

R -зовнішній опір кола – опір споживачів струму;

r -внутрішній опір кола – опір джерела струму.

Потенціальні сили з боку електричного поля та непотенціальні сторонні сили здійснюють роботу під час переміщення заряду.

$$A = I^2(R + r)t = \frac{\varepsilon^2}{R+r}t = I\varepsilon t - \text{загальна робота в колі}$$

Робота, яка здійснюється у зовнішній частині кола, називається корисною.

$$A_k = I^2Rt = UIt = \frac{U^2}{R}t - \text{корисна робота в колі}$$

Коефіцієнт корисної дії джерела струму – це величина, яка показує, яка доля енергії, що виробляє джерело, передається у зовнішнє коло.

$$\eta = \frac{A_k}{A} = \frac{R}{R+r}.$$

Відповідно до закону збереження енергії, енергія, еквівалентна витраченій роботі, повинна виділитися у іншій формі, перш за все у формі тепла.

Закон Джоуля-Ленца:

Кількість теплоти, що виділяється у провіднику зі струмом, дорівнює добутку квадрата сили струму на опір провідника та час протікання струму.

$$Q = I^2Rt$$

Електромагнетизм

Магнітне поле. Заряд у магнітному полі

Магнітним полем називається особлива форма матерії, яка не сприймається органами чуття та здійснює взаємодію між рухомими зарядами.

Магнітне поле породжується рухомими зарядженими частинками, провідниками зі струмом та постійними магнітами.

Магнітне поле чинить силову дію на рухомі заряди та провідники зі струмом.

Магнітне поле діє на заряджену частинку не так, як електричне: магнітне поле змінює напрямок руху заряду, а на нерухомі заряджені частинки магнітне поле не діє.

Сила, з якою магнітне поле діє на рухомий електричний заряд, називається сила Лоренца.

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

Модуль сили Лоренца:

$$F = qvB\sin\alpha$$

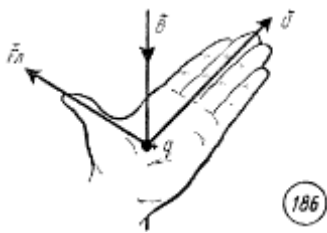
Кут α -це кут між напрямком руху частинки та напрямком магнітного поля.

Величина B – це основна силова характеристика магнітного поля – магнітна індукція.

Магнітна індукція – це величина, яка чисельно дорівнює силі, з якою магнітне поле діє на одиничний позитивний заряд, що рухається зі швидкістю 1м/с перпендикулярно силовим лініям магнітного поля.

$$[B] = \text{Тл}$$

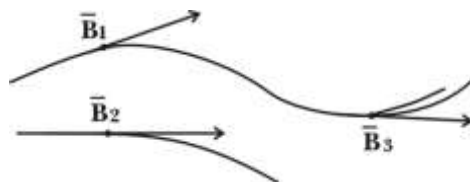
Напрямок сили Лоренца визначається правилом лівої руки:



Якщо ліву руку розташувати так, щоб силові лінії магнітного поля входили в долонь, а чотири пальці показували напрямок руху зарядженої частинки, то відігнутий великий палець покаже напрямок сили Лоренца.

Це правило справедливе для позитивно зарядженої частинки, якщо частинка має негативний заряд, то напрямок сили Лоренца слід змінити на протилежний.

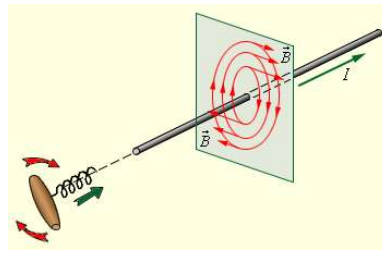
Силові лінії магнітного поля – це уявні лінії, в кожній точці яких вектор магнітної індукції спрямований по дотичній.



Силові лінії проводять так, щоб крізь одиничну перпендикулярну площадку проходила кількість силових ліній, рівна модулю вектора магнітної індукції.

Напрямок силових ліній магнітного поля визначається правилом правого гвинта:

Якщо гвинт з правою нарізкою вкручувати в напрямку струму в провіднику, тоді напрямок обертання ручки свердлика показує напрямок силових ліній.

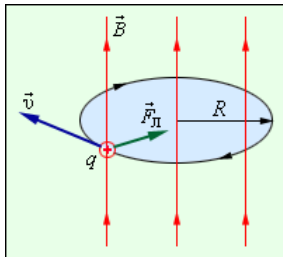


Силкові лінії магнітного поля завжди є замкнутими кривими. Силове поле, лінії якого замкнуті, називається вихровим. Вихровий характер магнітного поля свідчить про те, що в природі не існує спеціальних «магнітних зарядів», на яких могли б починатися або закінчуватися силкові лінії.

Розглянемо рух заряду в однорідному магнітному полі. Тут можна виділити три випадки:

1. Вектори $\vec{v}$ та $\vec{B}$ паралельні. Тоді $[\vec{v}, \vec{B}] = 0$, а отже сила Лоренца $F = 0$. Магнітне поле не чинить силової дії на таку частинку. Оскільки сила дорівнює нулю, заряджена частинка буде рухатися прямолінійно та рівномірно вздовж силових ліній магнітного поля.

2. Вектори $\vec{v}$ та $\vec{B}$ перпендикулярні. В даному випадку $\sin\alpha=1$, тобто приймає своє найбільше значення, тому сила Лоренца також приймає найбільше можливе значення за даних умов: $F = qvB$. Оскільки сила Лоренца перпендикулярна напрямку руху частинки, вона не змінює величину швидкості частинки, а змінює тільки її напрямок. Така сила є доцентровою, вона не здійснює роботи та надає частинці доцентрового прискорення.



$$\frac{mv^2}{R} = qvB$$

Звідси радіус кривини траєкторії

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

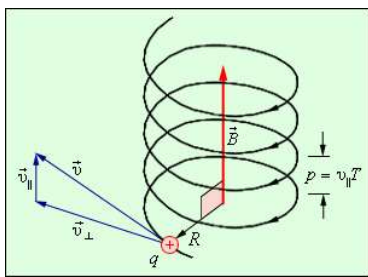
Частинка буде рухатися по колу в площині, перпендикулярній вектору магнітної індукції.

Час одного повного оберту (період):

$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$

Період обертання не залежить від швидкості руху частинки.

3. Вектори $\vec{v}$ та $\vec{B}$ орієнтовані довільним чином один відносно одного.



Розкладемо вектор магнітної індукції на дві складові:

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$$

$\vec{v}_{\parallel}$ викликає рівномірний рух вздовж силових ліній; $\vec{v}_{\perp}$ викликає обертання в площині, перпендикулярній вектору магнітної індукції; сума цих двох рухів дає рух за гвинтовою лінією.

Сила Ампера

Коли провідник знаходиться у магнітному полі, на вільні електрони діє сила Лоренца. Якщо струм відсутній, сили Лоренца, що діють на різні електрони, компенсують одна одну внаслідок хаотичності теплового руху частинок. Якщо струм існує, вільні заряди рухаються впорядковано, тому сумарна сила Лоренца стає не рівною нулю.

Сила, з якою магнітне поле діє на провідник зі струмом, називається сила Ампера.

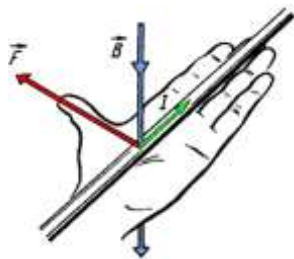
$$\vec{F}_A = I[\vec{l}, \vec{B}]$$

тут $\vec{l}$ -вектор, що з'єднує початок та кінець провідника.

Модуль сили Ампера

$$F_A = IBlsin\alpha$$

α -кут між напрямком вектора магнітної індукції та напрямком струму в провіднику.



Напрямок сили Ампера визначається правилом лівої руки:

Якщо ліву руку розташувати так, щоб силові лінії магнітного поля входили в долонь, а чотири пальці показували напрямок струму в провіднику, то відігнутий на 90° великий палець показує напрямок сили Ампера.

Магнітний момент контура зі струмом

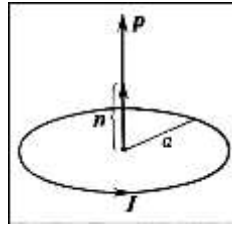
Для дослідження магнітного поля застосовують пробний струм, що циркулює в плоскому замкнутому контурі малих розмірів. Орієнтацію контура в просторі буде визначати положення нормалі до контура. Позитивною нормаллю називається вектор одиничної довжини, перпендикулярний площині контура та пов'язаний з напрямком струму в контурі правилом правого гвинта.

Коли контур потрапляє у магнітне поле, ми побачимо, що поле чинить на контур орієнтуючу дію. Рамка зі струмом встановлюється у магнітному полі

так, щоб напрямок позитивної нормалі співпадав з напрямком вектора магнітної індукції. Дія магнітного поля на контур визначається величиною

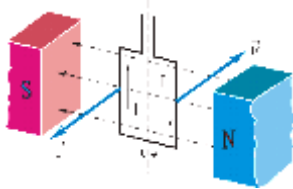
$$p_m = IS\vec{n}$$

Магнітним моментом витка зі струмом називається вектор, модуль якого дорівнює добутку сили струму на площу, яку обтікає струм, а напрямок співпадає з напрямком позитивної нормалі.



$$[p_m] = A \cdot m^2$$

Якщо контур повернути так, щоб напрямок магнітного моменту не співпадав з напрямком вектора магнітної індукції, то на контур діятиме обертальний момент, який



намагається повернути його в рівноважне положення.

$$\vec{M}_{вр} = [\vec{p}_m, \vec{B}],$$

Модуль магнітного моменту

$$M_{вр} = p_m B \sin \alpha$$

Напруженість магнітного поля

Крім вектора магнітної індукції для опису магнітного поля вводиться вектор напруженості магнітного поля. В вакуумі напруженість магнітного поля пов'язана з магнітною індукцією співвідношенням

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

$$[H] = A \cdot m$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м} \text{ - магнітна стала}$$

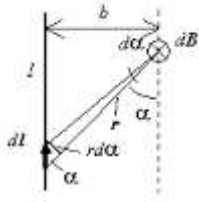
Різниця між магнітною індукцією та напруженістю полягає в наступному: існуючі струми можна розділити на макроструми та мікроструми. Макроструми – це звичайні струми провідності, що течуть у провідниках; мікроструми – це струми, які течуть всередині молекул та атомів. Поле вектора $\vec{H}$ утворюється тільки макрострумами, поле вектора $\vec{B}$ створюється всіма видами струмів.

Закон Біо-Савара-Лапласа

В 20-х роках XIX ст. Біо та Савар здійснили експериментальні дослідження магнітних полів. По-перше, було встановлено, що для магнітного поля, як і для електричного, справедливий принцип суперпозиції:

Індукція магнітного поля, створеного в даній точці кількома рухомими зарядами або провідниками зі струмом, дорівнює векторній сумі індукцій полів, створених в цій точці кожним зарядом або струмом окремо.

$$\vec{B} = \sum_{i=0}^N \vec{B}_i$$



Лаплас на основі експериментальних досліджень Біо та Савара отримав формулу для напруженості та індукції поля, утвореного елементом струму $d\vec{l}$:

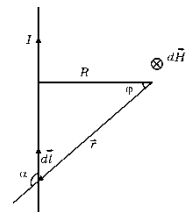
$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}; \quad d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}.$$

Розрахунок за цією формулою поля струму довільної конфігурації достатньо складний. Але він значно спрощується, якщо розподіл струму має певну симетрію. Наприклад

а) поле нескінченного прямолінійного провідника

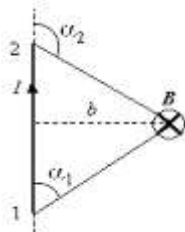
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$



б)

поле прямолінійного провідника кінцевих розмірів



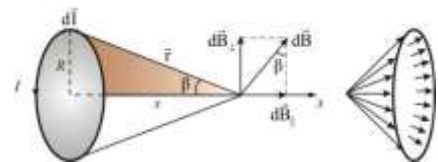
$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$$

$$H = \frac{I}{4\pi r} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$$

в) поле на осі кругового струму

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(h^2 + R^2)^{3/2}}$$

$$H = \frac{I R^2}{2(h^2 + R^2)^{3/2}}$$



г) поле в центрі кругового витка

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

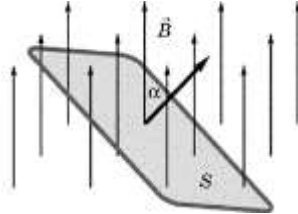
$$H = \frac{I}{2R}$$

Магнітний потік. Теорема Гауса для вектора магнітної індукції

Магнітним потоком крізь деяку поверхню називається кількість силових ліній, яка пронизує дану поверхню.

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B \cos \alpha dS$$

$$[\Phi] = \text{Вб}$$



Теорема Гауса для вектора магнітної індукції

Потік вектора магнітної індукції крізь довільну замкнуту поверхню завжди дорівнює нулю.

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0$$

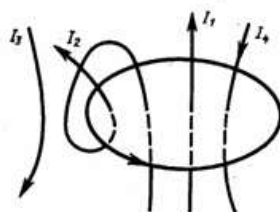
Ця теорема є узагальненням дослідних фактів та відображає той факт, що силові лінії магнітного поля не мають ані початку, ані кінця. Дійсно, в природі не існує «магнітних зарядів», тому всередині поверхні лінії не можуть починатися або закінчуватися, отже кількість ліній, які входять в поверхню, завжди дорівнює кількості ліній, що виходять, тому повний потік крізь замкнуту поверхню завжди дорівнює нулю.

Теорема про циркуляцію вектора магнітної індукції. Соленоїд

Теорема про циркуляцію вектора магнітної індукції

Циркуляція вектора $\vec{B}$ вздовж довільного замкнутого контуру дорівнює добутку μ_0 на алгебраїчну суму струмів, охоплених даним контуром.

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k$$



Струм вважається позитивним, якщо він пов'язаний з напрямком обходу контуру правилом правого гвинта.

Той факт, що циркуляція вектора $\vec{B}$ відрізняється від нуля, свідчить про те, що магнітне поле непотенціальне. Воно є вихровим або соленоїдальним.

Розглянемо застосування цієї теореми для знаходження магнітного поля соленоїда.

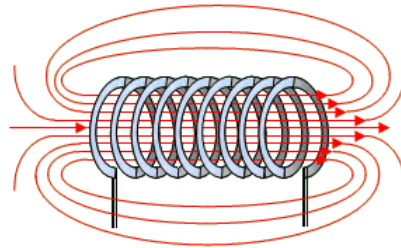
Соленоїд – це тонкий провідник, щільно навитий на непровідний каркас.

Призначення соленоїда: створення та дослідження магнітного поля.

Нескінченно довгий соленоїд – це соленоїд, довжина якого набагато більша його діаметра.

Основна властивість поля нескінченно довгого соленоїда: поле нескінченно довгого соленоїда повністю зосереджене в його внутрішній області, а його силові лінії паралельні одна одній та осі соленоїда і мають однакову густоту. Поле нескінченно довгого соленоїда однорідне.

Напрямок силових ліній поля соленоїда визначається правилом правого гвинта: якщо гвинт з правою нарізкою обертати в напрямку струму в соленоїді, то напрямок поступального руху гвинта покаже напрямок силових ліній магнітного поля соленоїда.



Для нескінченно довгого соленоїда

$$B = \mu_0 n I$$

$$H = n I$$

Для соленоїда кінцевих розмірів

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

$$H = \frac{n I}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

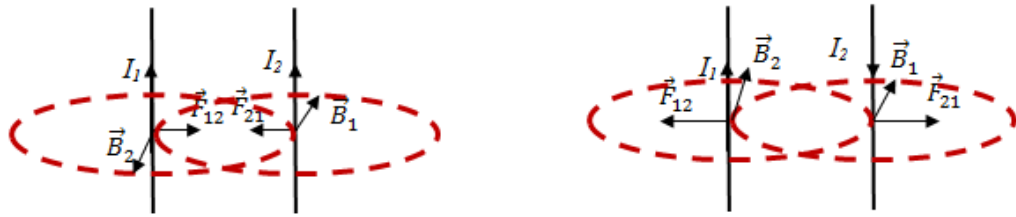
Тут α_1 та α_2 – кути, під якими видно кінці соленоїда з даної точки на його осі;

$n = \frac{N}{l}$ – густина намотки – кількість витків на одиницю довжини.

Магнітна взаємодія струмів

Взаємодія провідників, в яких течуть електричні струми, здійснюється за допомогою магнітного поля. Між собою взаємодіють не два струми і не два

поля: поле, створене першим провідником, чинить дію на струм в другому провіднику, і навпаки.



Сила взаємодії двох нескінченних паралельних прямолінійних струмів

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r} l$$

Сила, яка припадає на одиницю довжини

$$F_l = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}$$

Робота при переміщенні контура зі струмом у магнітному полі

Коли контур зі струмом знаходиться у магнітному полі, на його сторони з боку поля діють амперові сили. Ці сили здійснюють роботу.

$$A = \int_{(1)}^{(2)} I d\Phi$$

Якщо під час переміщення струм підтримується сталим

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi$$

Намагнічування речовини. Намагніченість

Якщо провідник зі струмом помістити в будь-яку речовину, магнітне поле, створене провідником, суттєво зміниться. Це пояснюється тим, що будь-яка речовина є магнетиком, тобто під впливом магнітного поля намагнічується. Намагнічена речовина створює поле $\vec{B}'$, яке накладається на зовнішнє магнітне поле $\vec{B}_{зов}$. Обидва поля разом дають результуюче поле:

$$\vec{B} = \vec{B}_{зов} + \vec{B}'.$$

Як пояснити механізм намагнічування? Французький фізик Андре Марі Ампер висунув припущення, яке тепер називається гіпотеза Ампера: всередині атомів і молекул речовини циркулюють колові струми, внаслідок чого кожен атом чи молекула речовини має власний магнітний момент та створює в навколишньому просторі магнітне поле. За відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти окремих молекул орієнтовані

хаотично, тому результуюче поле дорівнює нулю. Дорівнює нулю і сумарний магнітний момент. Якщо ж речовину помістити у зовнішнє магнітне поле, то під впливом цього поля магнітні моменти молекул набувають переважної орієнтації в одному напрямку, і речовина намагнічується – набуває магнітного моменту, який відрізняється від нуля. При цьому магнітні моменти окремих молекул вже не компенсують один одного, та створюється поле $\vec{B}'$. Якщо ж молекули речовини до внесення у магнітне поле не мають власних магнітних моментів, то під впливом магнітного поля в них індукуються колові струми, а вся речовина набуває магнітного моменту.

Кількісною характеристикою намагнічування магнетика є вектор намагніченості. **Намагніченість** називається магнітний момент одиниці об'єму даної речовини.

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{V},$$

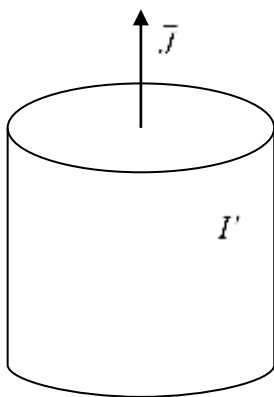
де $\vec{p}_m$ - магнітний момент окремої молекули; сумування відбувається по всіх молекулам в об'ємі V . В системі СІ розмірність намагніченості така:

$$[J] = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}.$$

Якщо в усіх точках вектор $\vec{J}$ однаковий, кажуть, що магнетик намагнічений однорідно.

Струми намагнічування. Теорема про циркуляцію вектора $\vec{J}$

До цього часу ми мали справу зі струмами, що течуть в провідниках та пов'язані з переміщенням у речовині носіїв струму. Такі струми називають *струмами провідності*. Але в речовині існують ще й *струми намагнічування*. Щоб пояснити механізм виникнення цих струмів, розглянемо циліндр з однорідного магнетика, намагніченість якого однорідна та спрямована вздовж осі. Молекулярні струми в намагніченому магнетикі орієнтовані, як показано на малюнку. В місцях стикання вони компенсують один одного, оскільки течуть в протилежних напрямках. Нескомпенсованими залишаються тільки ті струми, які виходять на поверхню. Ці струми і утворюють макроскопічний поверхневий струм намагнічування I' .



Якщо ж магнетик намагнічений неоднорідно, то молекулярні струми можуть не компенсуватися і в об'ємі магнетика, і виникає об'ємний струм намагнічування.

Теорема про циркуляцію вектора намагніченості:

Циркуляція вектора намагніченості вздовж довільного замкнутого контура дорівнює алгебраїчній сумі струмів намагнічування, охоплених цим контуром.

$$\oint_L \vec{J} d\vec{l} = I'.$$

Теорема про циркуляцію вектора $\vec{H}$

Циркуляція вектора $\vec{B}$ в магнетиках буде визначатися не тільки струмами провідності, а й струмами намагнічування. Тоді

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I').$$

Оскільки $\oint_L \vec{J} d\vec{l} = I'$, та вважаючи, що циркуляції векторів індукції та намагніченості беруться за одним і тим самим контуром, отримаємо:

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I.$$

Величина в дужках є напруженість магнітного поля в магнетик:

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

Тоді

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I.$$

Ця формула виражає **теорему про циркуляцію вектора $\vec{H}$** :

Циркуляція вектора напруженості магнітного поля вздовж довільного замкнутого контура дорівнює алгебраїчній сумі струмів провідності, охоплених даним контуром.

Для багатьох магнетиків характерна лінійна залежність між намагніченістю та напруженістю магнітного поля:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}.$$

Величина χ називається магнітною сприйнятливістю. **Магнітна сприйнятливість речовини** – це величина, яка дорівнює намагніченості речовини в полі одиничної напруженості. Оскільки розмірності

намагніченості та напруженості однакові, χ - безрозмірна величина. На відміну від діелектричної сприйнятливості κ , магнітна сприйнятливість χ може бути як додатною, так і від'ємною. В залежності від знаку та величини χ всі магнетики поділяються на три класи:

діамагнетики, у яких $\chi < 0$ та мала за абсолютною величиною;

парамагнетики, у яких $\chi > 0$ і теж мала за величиною;

феромагнетики, у яких $\chi > 0$ та сягає дуже великих значень.

Тоді $(1 + \chi)\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$, або

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

Величина $\mu = 1 + \chi$ називається магнітною проникністю.

Магнітна проникність - це величина, яка показує, в скільки разів індукція магнітного поля в речовині більша індукції зовнішнього магнітного поля.

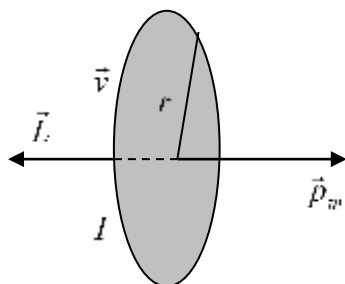
$$\mu = \frac{B}{B_0},$$

де B - індукція магнітного поля в речовині; B_0 - індукція магнітного поля в вакуумі.

μ - безрозмірна величина. У парамагнетиків $\mu > 1$; у діамагнетиків $\mu < 1$. Але у цих речовин вони мало відрізняються від одиниці, тому їх магнітні властивості виражені слабо. У феромагнетиків $\mu \gg 1$ - це сильно магнітні речовини. Магнітну проникність вакууму вважають рівною одиниці.

Магнітні моменти атомів

Нехай електрон рухається зі швидкістю v по орбіті радіуса r . Крізь площадку, розташовану будь-якому місці на шляху руху електрона, за одиницю часу переноситься заряд $e v$, отже, електрон, який рухається по орбіті, утворює коловий струм $I = e v$. Магнітний момент цього струму дорівнює



$$p_m = IS = e v \pi r^2.$$

Швидкість електрона $v = 2\pi k v$, отже

$$p_m = \frac{evr}{2} - \text{орбітальний магнітний момент електрона.}$$

$\vec{p}_m$ пов'язаний з I правилом правого гвинта.

Електрон, який рухається по орбіті, має момент імпульсу

$$L = mvr - \text{орбітальний механічний момент електрона.}$$

Напрямки $\vec{L}$ та $\vec{p}_m$ протилежні.

Гіромагнітне (магнітомеханічне) відношення – це відношення орбітального магнітного моменту до орбітального механічного моменту.

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2m}.$$

Знак «мінус» відображає протилежність напрямків механічного та магнітного моментів.

Крім орбітального, електрон має ще й власний момент імпульсу. Власний момент імпульсу частинки називається спіном. Відповідний магнітний момент називається спіновим магнітним моментом. Спін має не тільки електрон, але й інші елементарні частинки. Спін електрона дорівнює

$$L_s = \frac{\hbar}{2}.$$

Величина $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ - стала Планка з ризикою або стала Дірака.

Власний магнітний момент електрона

$$p_{ms} = -\frac{e\hbar}{2m}.$$

Спінове гіромагнітне відношення

$$\frac{p_{ms}}{L_s} = -\frac{e}{m}.$$

Величина

$$\mu_o = \frac{e\hbar}{2m}$$

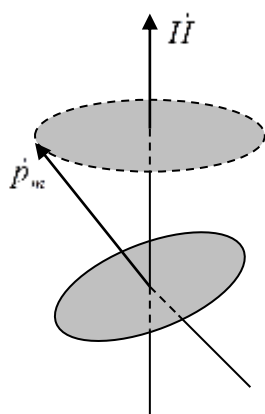
називається магнетоном Бора.

Магнітний момент атома утворюється з орбітальних та спінових моментів електронів, що входять до його складу, а також магнітного моменту ядра. Магнітний момент ядра набагато менший магнітних моментів електронів, тому під час розгляду багатьох питань ним нехтують та вважають, що магнітний момент атома дорівнює векторній сумі магнітних моментів електронів. Магнітний момент молекули також можна вважати рівним сумі магнітних моментів електронів, що входять до її складу.

Діамагнетики та парамагнетики

Діамагнетиками називаються речовини, атоми (молекули) яких не мають власних магнітних моментів за відсутності зовнішнього магнітного поля.

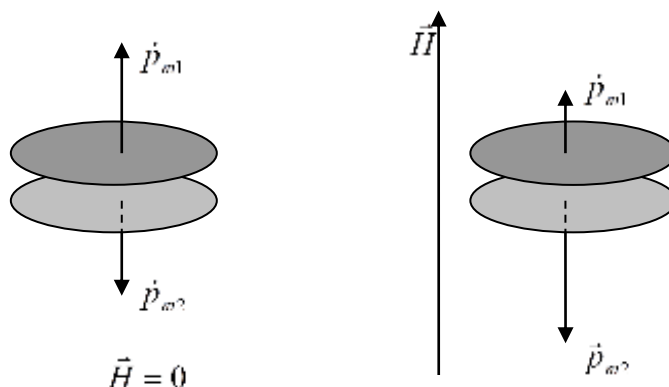
У таких атомів орбітальні моменти окремих електронів компенсують один одного у відсутності зовнішнього магнітного поля. Наприклад, в атомі He два електрони мають рівні за величиною протилежно напрямлені магнітні моменти. Як вже зазначалося, рух електрона по орбіті навколо ядра можна



розглядати як струм в коловому витку. Магнітне поле чинить на контур зі струмом орієнтуючу дію, але орієнтація орбітального струму в магнітному полі відбувається не зовсім так, як орієнтація витка. Магнітне поле $\vec{H}$ створює обертальний момент $\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{H}]$, що діє на магнітний момент електрона. Внаслідок цього магнітний момент прецесує навколо напрямку $\vec{H}$, подібно до дзиги. Кут між $\vec{p}_m$ та $\vec{H}$ залишається сталим. Частота прецесії магнітного моменту $\vec{p}_m$ навколо вектора $\vec{H}$ називається *ларморовою частотою*. Прецесія $\vec{p}_m$

здійснюється в напрямку, протилежному напрямку руху електрона по орбіті, отже внаслідок прецесії електронний струм дещо послаблюється, а отже зменшується складова магнітного моменту $\vec{p}_m$ вздовж поля. Якщо електрон обертається в зворотному напрямку, його момент дещо зростає. Атом в цілому отримує результуючий момент, спрямований проти поля. Це означає, що магнітне поле в діамагнетиках послаблюється.

До діамагнетиків відносяться всі інертні гази, однократно іонізовані атоми Li, Na, Cu та інших одновалентних металів, крім того Bi, Hg, H_2O , молекулярний водень, лужно-галогенні кристали та багато інших речовин. Діамагнетизм притаманний всім без винятку



речовинам, але в парамагнетиках він перекривається більш сильним парамагнітним ефектом.

Парамагнетики

До парамагнетиків відноситься багато елементів: *Na, K, Rb, Cs, Mg, Al, Mn*, газоподібний та рідкий кисень, розчини солей заліза та ін. У марганцю $\chi = 10^{-3}$, у рідкого кисню $\chi = 3,5 \cdot 10^{-3}$, у алюмінію $\chi = 2,4 \cdot 10^{-5}$. Таким чином, парамагнетики є слабوماгнітними речовинами. Атоми парамагнетика мають власний магнітний момент, який відрізняється від нуля, навіть у відсутності зовнішнього магнітного поля. Внаслідок теплового руху магнітні моменти окремих атомів у відсутності зовнішнього магнітного поля орієнтовані хаотично і компенсують один одного, і речовина в цілому магнітного моменту не має. Магнітне поле намагається встановити магнітні моменти атомів вздовж $\vec{H}$, тепловий рух намагається розподілити їх рівномірно по всіх напрямках. В результаті встановлюється деяка переважна орієнтація моментів вздовж поля, тим більша, чим більша $\vec{H}$, і тим менша, чим вища температура.

Кюрі експериментально встановив закон, відповідно до якого магнітна сприйнятливість парамагнітної речовини дорівнює

$$\chi = \frac{c}{T},$$

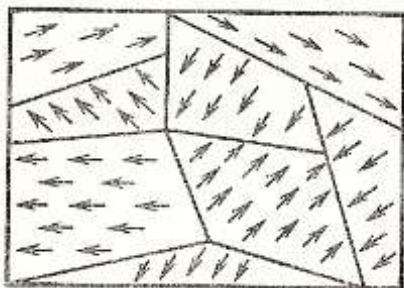
де c - стала Кюрі, яка залежить від роду речовини; T - абсолютна температура.

Феромагнетики

Пара- та діамагнетики – слабوماгнітні речовини. Сильномагнітні властивості притаманні феромагнетикам. До феромагнетиків відносяться тільки чотири хімічних елемента: *Fe, Ni, Co, Gd*, а також їх сполуки та сплави.

Феромагнетиками називаються речовини, які спонтанно намагнічені у відсутності зовнішнього магнітного поля.

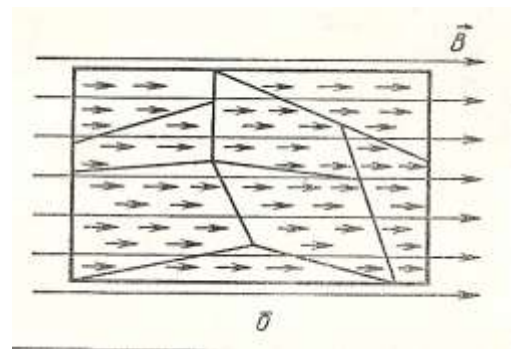
Причина таких властивостей феромагнетиків полягає в сильній взаємодії сусідніх атомів решітки. Взаємодія здійснюється через електрони зовнішніх оболонок: оболонки перекриваються та атоми можуть обмінюватися електронами. Суттєвий



вплив на цю обмінну взаємодію має спін електронів. Енергія кристала феромагнетика є найменшою, якщо спіни електронів паралельні. Але утворення великих областей з паралельними спінами не вигідно, оскільки збільшує магнітну енергію кристала. Мінімум повної енергії феромагнітного кристала (яка при абсолютному нулі температур складається з енергії взаємодії атомів та магнітної енергії окремих намагнічених ділянок) досягається тоді, коли кристал розбивається на невеликі області, що отримали назву доменів. Доменом називається область феромагнетика, в межах якої магнітні моменти атомів спрямовані в одному напрямку. В межах кожного домену феромагнетик намагнічений до насичення та має певний магнітний момент. Коли кристал розбитий на домени, енергія магнітної взаємодії невелика, одночасно енергія електричної взаємодії достатньо невелика внаслідок паралельності спінів. Розміри та форма доменів різні в різних речовинах. Як правило, розмір доменів $\approx 10^{-6} \text{ м}$. Хоча кожен домен намагнічений до насичення, напрямки магнітних моментів для різних доменів різні і у відсутності зовнішнього магнітного поля вони компенсують один одного – феромагнетик в цілому не має магнітного моменту.

Характерною особливістю феромагнетиків є нелінійна залежність намагніченості J від напруженості магнітного поля H .

Внесемо феромагнітний зразок у зовнішнє магнітне поле. Поки напруженість магнітного поля ще невелика, намагнічування відбувається за рахунок «поглинання» одних доменів іншими, які мають більш вигідну орієнтацію (вздовж напрямку зовнішнього магнітного поля $\vec{H}$). Границі одних доменів будуть зростати за рахунок інших. При збільшенні $\vec{H}$ крім переміщення границь буде відбуватися безпосереднє перевертання намагніченості не вигідно розташованих доменів в напрямку поля. Подальше посилення зовнішнього магнітного поля призводить до того, що магнітні моменти всіх без винятку доменів орієнтуються в напрямку поля. Магнітним насиченням називається стан феромагнетика, при якому магнітні моменти всіх доменів орієнтовані в напрямку зовнішнього магнітного поля.



Розглянутий нами процес дає початкову або основну криву намагнічування:

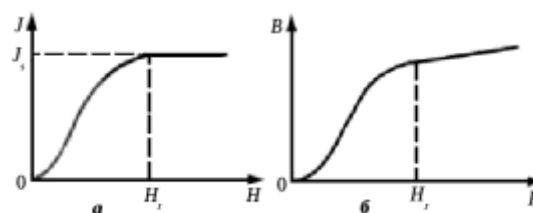
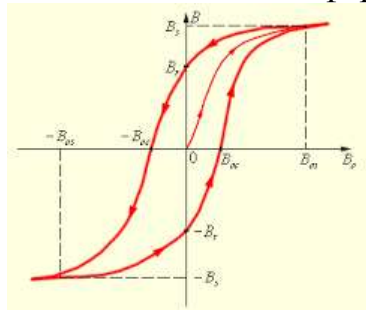


Рис.1

Крім такої складної залежності намагніченості від напруженості зовнішнього магнітного поля, феромагнетикам притаманна ще одна характерна властивість, яка називається магнітним гістерезисом.

Магнітним гістерезисом називається залежність намагніченості феромагнітного зразка від його попередньої історії.

Якщо намагнітити феромагнітний зразок до насичення і почати зменшувати



напруженість зовнішнього магнітного поля, намагніченість не буде змінюватися відповідно до попередньої кривої *a*, а змінюється за кривою *б*. В результаті, коли напруженість зовнішнього магнітного поля стає рівною нулю, намагніченість не зникає повністю. При зменшенні поля до нуля існує так звана залишкова намагніченість, зумовлена доменами, які не встигли раз орієнтуватися.

Залишкова намагніченість – це намагніченість феромагнітного зразка при зменшенні напруженості зовнішнього магнітного поля до нуля. Зразок є намагніченим та представляє собою *постійний магніт*. Для того, щоб ліквідувати його намагніченість, слід прикласти поле зворотного напрямку. Напруженість зворотного поля, при якій феромагнітний зразок повністю розмагнічується, називається **коерцитивною силою**. Чим більша коерцитивна сила, тим складніше розмагнітити зразок. Подальше зростання напруженості зворотного поля приводить до намагніченості зразка в протилежному напрямку при достатній величині напруженості досягається магнітне насичення. При наступному зменшенні поля та зміні знаку *H*, магнітна індукція йде за кривою *в*. Повний цикл перемагнічування дає **петлю гістерезиса**.

У різних матеріалів петля гістерезиса має різний вигляд. Широку петлю гістерезису (і відповідно велику коерцитивну силу) мають матеріали, які називаються *магнітожорсткими*. Такі матеріали використовуються для виготовлення постійних магнітів. Широка петля гістерезисну забезпечує стійкість намагнічування. *Магнітом'які* матеріали мають вузьку петлю гістерезису та малу коерцитивну силу. З таких матеріалів виготовляють осердя в електромагнітах, трансформаторах та інших приладах і машинах. Для кожного феромагнетика існує певна температура T_K , при якій області спонтанного намагнічування розпадаються та речовина втрачає феромагнітні властивості. Ця температура називається **точкою Кюрі**. Для заліза вона дорівнює 768°C , для нікелю 365°C . При температурі вище точки Кюрі феромагнетик стає звичайним парамагнетиком, магнітна сприйнятливість якого підпорядковується *закону Кюрі-Вейса*:

$$\chi = \frac{C}{T - T_K}.$$

Після охолодження феромагнетика нижче точки Кюрі в ньому знов виникають домени.

ЯВИЩЕ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ІНДУКЦІЇ. ЗАКОН ФАРАДЕЯ. ПРАВИЛО ЛЕНЦА

Практично одразу після того, як Ерстед відкрив явище виникнення навколо провідника зі струмом магнітного поля, Майкл Фарадей замислився над питанням симетрії в природі: якщо струм, тобто рухомий заряд, а отже змінне електричне поле, породжує поле магнітне, то чи не повинен існувати в природі зворотній механізм – змінне магнітне поле має породжувати поле електричне. В своєму щоденнику Фарадей записав: «Перетворити магнетизм на електрику». Цілих десять років знадобилося йому для того, щоб досягти в цьому успіху. Помилка вченого була в тому, що він намагався отримати струм, помістивши провідник у постійне магнітне поле. І тільки у 1831р. його зусилля увінчалися успіхом. Ось як описував історію відкриття Фарадей у своїй статті:

На широку дерев'яну катушку була намотана мідна проволока довжиною 203 фути та між витками її намотана проволоку такої ж довжини, ізольована від першою бавовняною ниткою. Одна з цих спіралей була з'єднана з гальванометром, а інша – з сильною батареєю. При замиканні кола вдавалося відмітити раптову, але доволі слабку дію на гальванометр, і те ж саме відмічалось при зникненні струму. Під час неперервного протікання струму через одну з спіралей жодної дії на гальванометр чи на іншу спіраль не спостерігалось, незважаючи на те, що нагрівання спіралі, з'єднаної з батареєю, та яскравість іскри, що проскакувала між вусями, свідчила про потужність батареї.

Отже Майкл Фарадей встановив, що коли змінюється магнітний потік крізь замкнутий провідний контур, в цьому контурі з'являється індукційний струм. Той факт, що під час протікання постійного струму в одній з катушок, в іншій індукційний струм не виникає, свідчить про те, що тільки змінне магнітне поле може породжувати індукційний струм.

Практично одночасно з Фарадеєм аналогічні досліди проводив швейцарський фізик Коладон. Але оскільки він працював самотійно, то не було кому помітити відхилення стрілки гальванометра в той час, коли він рухав одну катушку всередині іншої. Таким чином, слава наукового відкриття дісталася не Коладону.

Електромагнітна індукція – це явище виникнення індукційного струму під час будь-якої зміни магнітного потоку крізь замкнутий провідний контур.

Магнітний потік крізь контур може змінитися з трьох причин:

- Зміна величини магнітної індукції;
- Зміна площі контура, тобто його геометрії;
- Зміна орієнтації контура в просторі відносно вектора магнітної індукції.

Розглянемо механізм виникнення ЕРС індукції та знайдемо її зв'язок зі швидкістю зміни магнітного потоку на основі закону збереження енергії.

Візьмемо контур, одна ділянка якого може переміщуватися без порушення контакту з іншою частиною. Помістимо його в однорідне магнітне поле, перпендикулярне до площини контура. Якщо в контурі діє джерело ЕРС ε , в ньому тече струм I . За час dt джерело струму здійснює роботу

$$dA = \varepsilon I dt.$$

Якщо провідник нерухомий, вона повністю перетворюється на ледж-жоулево тепло:

$$dQ = I^2 R dt.$$

Якщо дозволити провіднику переміщуватися, то рухаючись з постійною швидкістю v , він за час dt перейде з положення 1 в положення 2, при цьому сили магнітного поля здійснять роботу

$$dA' = Id\Phi.$$

За законом збереження енергії

$$dA = dQ + dA';$$

$$I\varepsilon dt = I^2 R dt + Id\Phi;$$

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R}.$$

З отриманого співвідношення видно, що при зміні магнітного потоку крізь контур сила струму в ньому виявляється такою, немов крім джерела ЕРС ε в контурі діє ще одна електрорушійна сила, рівна $-\frac{d\Phi}{dt}$. Вочевидь, це й є ЕРС індукції

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Ця формула відображає закон Фарадея для електромагнітної індукції:

ЕРС індукції прямо пропорційна швидкості зміни магнітного потоку крізь замкнутий провідний контур.

Індукційний струм, як і звичайний струм провідності, підпорядковується закону Ома

$$I = \frac{\varepsilon_i}{R}.$$

Під час протікання індукційного струму крізь поперечний переріз провідника проходить певна кількість електрики. Нехай магнітний потік крізь контур змінюється від значення Φ_1 до значення Φ_2 . Миттєве значення сили струму

$$I = \frac{\varepsilon_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt};$$

$$I = \frac{dq}{dt} \Rightarrow dq = Idt = -\frac{1}{R} d\Phi;$$

Інтегруючи, знайдемо повний заряд

$$q = \int \left(-\frac{1}{R}\right) d\Phi = \frac{1}{R}(\Phi_1 - \Phi_2) = -\frac{\Delta\Phi}{R}.$$

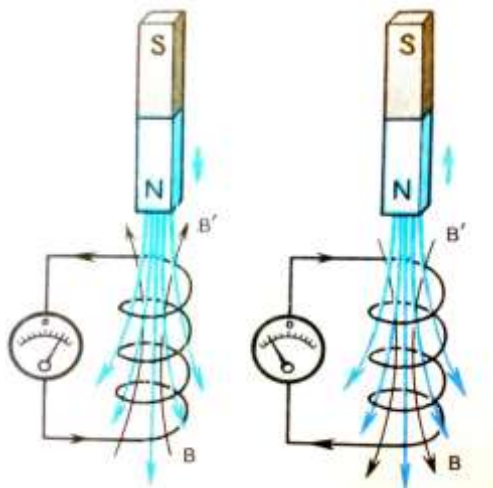
$$q = -\frac{\Delta\Phi}{R}.$$

Це співвідношення лежить в основі балістичного методу визначення магнітної індукції.

До цього часу ми залишили поза увагою знак «-» в законі Фарадея. Він є відображенням **правила Ленца**:

Індукційний струм завжди спрямований так, щоб своїм магнітним полем протидіяти причині, яка його викликає.

Як користуватись правилом Ленца:



- Визначити напрямок зовнішнього магнітного поля $\vec{B}$;
- Визначити, збільшується чи зменшується магнітний потік крізь замкнутий провідний контур;

- Визначити напрямок магнітного поля індукційного струму $\vec{B}_i$: якщо потік збільшується, напрямок $\vec{B}_i$ протилежний напрямку $\vec{B}$; якщо потік зменшується, напрямок $\vec{B}_i$ співпадає з напрямком $\vec{B}$;
- За правилом правого гвинта визначити напрямок індукційного струму.

ВИХРОВЕ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ

Наявність в провідному контурі електричного струму означає, що в цьому контурі на носії струму діють сторонні сили. Якщо ми маємо звичайне електричне коло, то в залежності від виду джерела ЕРС, ми можемо побачити різні види сторонніх сил: хімічні, електромагнітні, механічні, тощо. Але у випадку електромагнітної індукції джерело струму в контурі відсутнє. Які ж сили викликають переміщення заряду? Електрони в провіднику переміщуються не під впливом сил з боку електростатичного поля, оскільки різниця потенціалів між будь-якими двома точками провідника дорівнює нулю. Це не можуть також бути сили з боку магнітного поля, тому що воно не діє на нерухомі заряди. Отже в провіднику виникає електричне поле, яке породжує змінним магнітним полем.

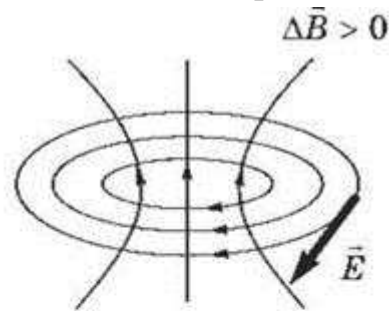
Вихрове електричне поле – це електричне поле, яке породжується змінним магнітним полем.

Саме у появі вихрового електричного поля і полягає сутність явища електромагнітної індукції. Якщо в даній області простору існує змінне магнітне поле, то в ній обов'язково виникає вихрове електричне поле, незважаючи на те, присутній в даній області замкнутий провідний контур чи ні. Наявність провідника лише дає можливість визначити наявність вихрового електричного поля за збудженим ним електричним струмом, тобто провідний контур відіграє роль індикатора існування вихрового електричного поля.

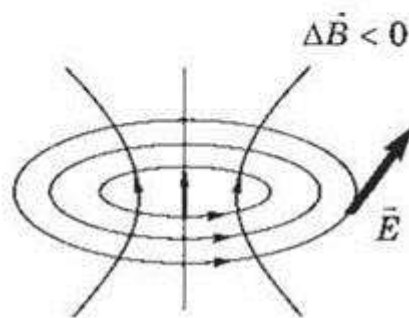
Вихрове електричне поле докорінним чином відрізняється від поля електростатичного.

- Вихрове електричне поле не пов'язане безпосередньо з електричним зарядом;

- Силіві лінії вихрового електричного поля є замкнутими кривими, що охоплюють силіві лінії змінного магнітного поля. Напрямок силових ліній вихрового поля співпадає з напрямком індукційного струму.



а



б

- Величина напруженості вихрового електричного поля прямо пропорційна швидкості зміни магнітного поля;
- Робота сил вихрового електричного поля вздовж замкнутого контура не дорівнює нулю, а отже вихрове електричне поле не є потенціальним.

$$A = q\varepsilon_i.$$

ЕРС індукції дорівнює роботі сил вихрового електричного поля по переміщенню одиничного позитивного заряду вздовж замкнутого нерухомого провідника.

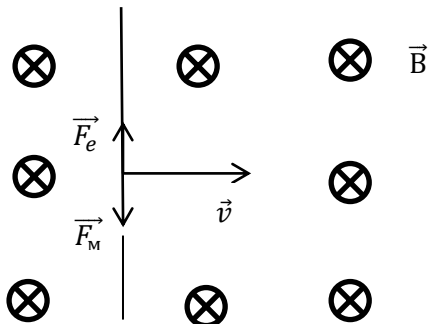
Вихрове електричне поле використовується для прискорення зарядів у вакуумі а також для отримання індукційних струмів. Масивні провідники мають невеликий опір, а отже в них можуть протікати індукційні струми значної величини та виділятися значна кількість теплоти. Це використовується, наприклад, у індукційних печах. Індукційні струми у масивних провідниках називаються струмами Фуко. Струми Фуко можуть бути і шкідливими. Тому осердя трансформаторів, електродвигунів,

генераторів виготовляють не суцільними, а складеними з окремих ізолюваних пластин.

ЕРС ІНДУКЦІЇ В РУХОМИХ ПРОВІДНИКАХ

Виникнення індукційного струму в провіднику можна викликати і ще одним способом.

Нехай провідник довжиною l рухається зі швидкістю v в магнітному полі з індукцією $\vec{B}$, причому напрямок переміщення провідника перпендикулярний напрямку магнітної індукції.



На електрони в провіднику діє сила Лоренца. Під впливом цієї сили відбувається перерозподіл електронів всередині провідника, та один його кінець заряджається негативно, а протилежний – позитивно, отже між кінцями провідника виникає різниця потенціалів.

$$F_M = qvB \sin\alpha;$$

$$A = qvB \sin\alpha \cdot l;$$

$$\varepsilon_i = \frac{A}{q} = vBl \sin\alpha.$$

Якщо такий провідник замкнути, то в колі піде електричний струм, отже провідник, який рухається у магнітному полі, можна розглядати як джерело струму, що характеризується ЕРС індукції, яка визначається формулою, записаною вище. Слід зазначити, що в даному випадку природа сторонніх сил дещо відрізняється від тих, що виникали у досліді Фарадея. В даному випадку роль сторонніх сил відіграють зовнішні сили, що переміщують контур.

ПОТОКОЗЧЕПЛЕННЯ. ІНДУКТИВНІСТЬ

Якщо контур, в якому ми спостерігаємо явище електромагнітної індукції, є складним, то загальна ЕРС індукції буде сумою ЕРС, що виникає в окремих витках контура:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i1} + \varepsilon_{i2} + \dots + \varepsilon_{iN} = \sum_{k=1}^N \varepsilon_{ik}$$

За законом Фарадея

$$\varepsilon_i = - \sum_{k=1}^N \frac{d\Phi_k}{dt} = - \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N \Phi_k = - \frac{d\Psi}{dt}$$

$$\Psi = \sum_{k=1}^n \Phi_k$$

Потокозчеплення - це загальний магнітний потік, пов'язаний з даним контуром.

Якщо витки котушки однакові, то

$$\Psi = N\Phi$$

Таким чином, закон Фарадея, записаний для складного контура, має вигляд

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt}$$

Коли в складному контурі тече струм, то кожен виток утворює магнітне поле, це поле пропорційне силі струму у витку, тому магнітний потік крізь виток пропорційний силі струму, а отже потокозчеплення пропорційне силі струму в контурі.

$$\Psi = LI$$

Коефіцієнт пропорційності між потокозчепленням та силою струму називається індуктивністю контура.

$$[L] = \text{Гн}$$

Індуктивність контура залежить від його геометрії, а також магнітних властивостей середовища, пов'язаного з контуром.

Розглянемо нескінченно довгий соленоїд. Оскільки всі його витки однакові, $\Psi = N\Phi = NBS$. Індукція поля соленоїда $B = \mu\mu_0 nI$.

$$\Psi = \mu\mu_0 nINS = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} SI = \mu\mu_0 n^2 lSI.$$

Звідси індуктивність нескінченно довгого соленоїда

$$L = \mu\mu_0 n^2 lS.$$

САМОІНДУКЦІЯ

Якщо в котушці тече змінний струм, то змінюється індукція магнітного поля, утвореного цим струмом, а отже і магнітний потік, що пронизує витки котушки. Це призводить до появи індукційного струму в контурі.

Самоіндукція - це явище виникнення ЕРС індукції в провіднику, у якому тече змінний струм.

Застосуємо закон Фарадея:

$$\varepsilon_{is} = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -I\frac{dL}{dt} - L\frac{dI}{dt} = -I\frac{dL}{dI} \cdot \frac{dI}{dt} - L\frac{dI}{dt} = -\left(L + I\frac{dL}{dI}\right)\frac{dI}{dt}$$

1) Якщо феромагнітне осердя відсутнє $L = const \Rightarrow$

$$\varepsilon_{is} = -L\frac{dI}{dt}$$

ЕРС самоіндукції пропорційна швидкості зміни сили струму в контурі. Таким чином, можна сказати, що

Індуктивність –це фізична величина, яка характеризує здатність провідника опиратися зміні сили струму в ньому.

Індуктивність це міра інертності електричної системи.

2) $L \neq const$

$$\varepsilon_{is} = -\left(L + I\frac{dL}{dI}\right)\frac{dI}{dt}$$

ЗАМИКАННЯ ТА РОЗМИКАННЯ КОЛА, ЩО МІСТИТЬ ІНДУКТИВНІСТЬ

А) замикання кола

Розглянемо коло зі сталою ЕРС ε_0 , активним опором R , та індуктивністю L . Будемо вважати, що активний опір R враховує весь активний опір кола: опір котушки індуктивності, опір провідників, внутрішній опір джерела. З'ясуємо, як встановлюється струм в такому колі під час її замикання. Закон Ома для даного випадку запишеться так:

$$IR = \varepsilon_0 - L \frac{dI}{dt}$$

В початковий момент часу $t = 0$ $I_0 = 0$. Розділяючи змінні, отримаємо

$$\frac{dt}{L} = \frac{dI}{\varepsilon_0 - IR}$$

Інтегрування дає

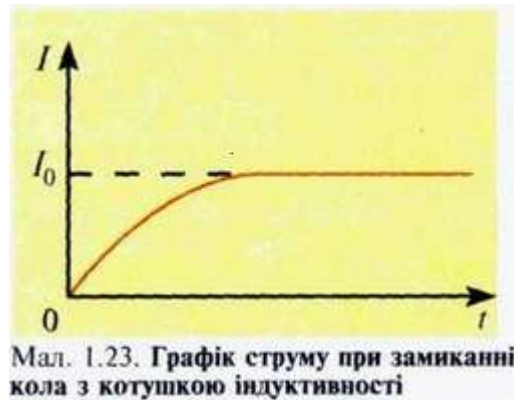
$$\ln(\varepsilon_0 - IR) = -\frac{R}{L}t + \ln C$$

$\Rightarrow$

$$\varepsilon_0 - IR = C e^{-\frac{R}{L}t}$$

Використовуючи початкові умови, отримаємо $C = \varepsilon_0$. Тоді отримаємо

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$$



Струм після замикання кола не одразу досягає свого граничного значення, рівного $\frac{\varepsilon_0}{R}$. Теоретично це відбувається через нескінченно великий проміжок часу, але фактично час встановлення струму— порядку декількох $\tau = \frac{L}{R}$. Величина τ називається часом релаксації.

Стаціонарному стану відповідає значення струму $\frac{\varepsilon_0}{R}$. З графіка видно, що за час, рівний кільком τ , струм практично досягає максимального значення. Практично цей час дорівнює кільком десятим долям секунди.

Б) розмикання кола

Розглянемо, як змінюється струм при розмиканні кола. В такому випадку початкові умови: $t = 0$; $I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}$

Розмикаючи коло за допомогою вимикача, ми створюємо між розімкнутими провідниками повітряний проміжок, що має великий опір. Тому розмикання кола еквівалентне послідовному ввімкненню в коло дуже великого опору. Відповідно до закону Ома:

$$IR = -L \frac{dI}{dt}$$

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \Rightarrow \ln I = -\frac{R}{L}t + \ln C$$

З урахуванням початкових умов

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} e^{-\frac{R}{L}t}$$



ЕНЕРГІЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Нехай в котушці індуктивністю L сила струму зростає від 0 до I .

Під час зростання струму джерело струму виконує роботу проти індукційного вихрового електричного поля, що перешкоджає зростанню струму. Енергія створеного магнітного поля дорівнює цій роботі

$$A = -q\varepsilon_i = -\int_0^t I\varepsilon_i dt = -\int_0^t I \left(-L \frac{dI}{dt} \right) dt = \int_0^I IL dI = L \int_0^I I dI = \frac{LI^2}{2}$$

Енергія магнітного поля

$$W_M = \frac{LI^2}{2}$$