

4.3.4. Магнітне поле на межі розділу двох речовин.

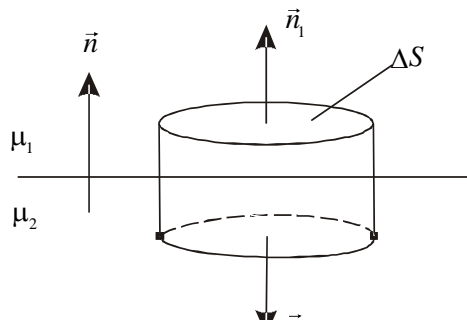


Рисунок4.18

Розглянемо границю двох однорідних ізотропних магнетиків з різними магнітними проникностями μ_1 і μ_2 (рис.4.18). Як і для діелектриків, граничні умови для \vec{B} і \vec{H} можна одержати застосувавши теорему Гаусса для вектора \vec{B} , $\oint \vec{B} d\vec{S} = 0$ і теорему про циркуляцію для вектора \vec{H} $\oint \vec{H} d\vec{l} = I$.

Граничні
умови для
 \vec{B}

Як поверхню інтегрування вибираємо циліндр невеликої висоти, що розташований на границі розділу магнетиків (рис.4.18). Потік вектора \vec{B} крізь бокову поверхню дорівнює нулю, а потік крізь основи дорівнює:

$$B_{n1}\Delta S - B_{n2}\Delta S = 0, \quad (4.41)$$

звідки $B_{n1} = B_{n2}$.

Тобто **нормальна складова вектора \vec{B} однакова в обох середовищах.**

Виходячи з (4.41) одержимо для нормальної складової вектора \vec{H} :

$$\mu_0\mu_1 H_{n1} = \mu_0\mu_2 H_{n2};$$

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Очевидно, що **на границі двох магнетиків нормальна складова вектора напруженості магнітного поля H потерпає стрибок.**

Граничні
умови для
 \vec{H}

Припустимо, на межі магнетиків немає струмів провідності. За контур інтегрування беремо прямокутник, висота якого набагато менша, ніж його довжина l (рис.4.19).

Тоді

$$H_{\tau_1} l - H_{\tau_2} l = 0,$$

$$H_{\tau_1} - H_{\tau_2} = 0,$$

$$H_{\tau_1} = H_{\tau_2}.$$

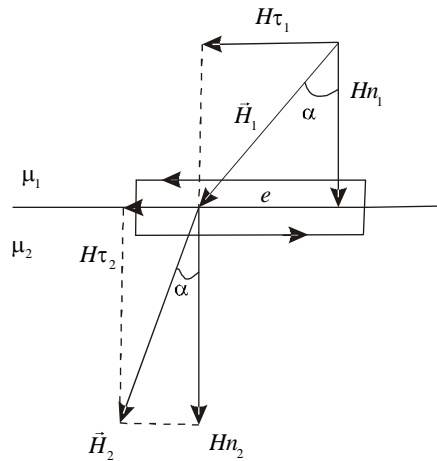


Рисунок 4.19

У відсутності на границі розділу магнетиків токів провідності тангенціальна складова вектора \vec{H} не зміниться. (Якщо спостерігається струм провідності то H_τ буде змінюватись стрибком.)

Для вектора \vec{B}

$$\frac{B_{\tau_1}}{\mu_0 \mu_1} = \frac{B_{\tau_2}}{\mu_0 \mu_2}; \quad \frac{B_{\tau_1}}{B_{\tau_2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Тангенціальна складова вектора \vec{B} на границі двох магнетиків потерпає стрибок.

Повна система рівнянь для граничних умов має вигляд

$$B_{n1} = B_{n2}; \quad \frac{B_{\tau_1}}{B_{\tau_2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}; \quad (4.42)$$

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}; \quad H_{\tau_1} = H_{\tau_2}.$$

Зауважимо, що на межі розділу вектор \vec{B} поводить себе аналогічно вектору \vec{D} , а вектор \vec{H} – аналогічно вектору \vec{E} .

**Заломлення
силових ліній
вектора \vec{B}**

На границі розділу двох магнетиків вектор магнітної індукції заломлюється. Знайдемо відношення тангенсів кутів α_1 і α_2 (рис.4.20).

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{\tau_1}}{B_{n1}} \cdot \frac{B_{n2}}{B_{\tau_2}} = \frac{B_{\tau_1}}{B_{\tau_2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad \mu_1 > \mu_2.$$

Таким же буде закон заломлення ліній і для вектора \vec{H} (у відсутності струмів провідності). Очевидно, що в області з більшою магнітною проникністю силові лінії будуть розташовані більш щільно, ніж в області з малим значенням μ .

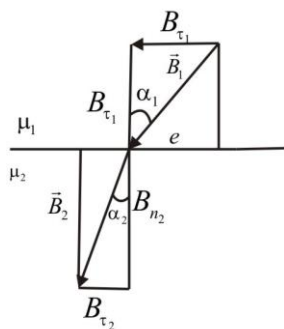


Рисунок 4.20

Більша концентрація силових ліній \vec{B} в речовині з більшою магнітною проникністю дає можливість формувати магнітні пучки. Зокрема, для магнітного захисту приладів їх оточують залізною оболонкою. На рис. 4.21 видно, що магнітні силові лінії в оболонці набагато щільніші, ніж всередині, тож всередині магнітного екрана поле значно послаблюється.

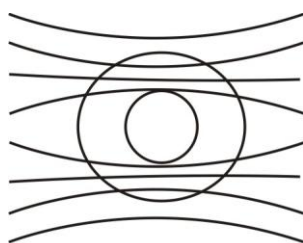


Рисунок 4.21

4.3.5. Феромагнетизм.

Серед магнетиків найбільш цікаві і своєрідні властивості мають феромагнетики, з якими пов'язана майже вся електрична технологія. До феромагнетиків належать залізо, кобальт, нікель, гадоліній та деякі сплави.

На відміну від парамагнетиків феромагнетики мають досить складну нелінійну залежність намагніченості від напруженості зовнішнього магнітного поля $\vec{J} = \vec{J}(\vec{H})$, та від передісторії зразка речовини. Магнітна сприйнятливість феромагнетиків дуже велика $\chi \gg 1$ і практично не відрізняється від магнітної проникності ($\mu \approx 10^3 \div 10^6$ для різних речовин, наприклад, для заліза $\mu = 5 \cdot 10^3$, для супермалоя $\mu = 8 \cdot 10^6$).

Залежність B від H нелінійна, тому $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ теж не є сталою величиною, а залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля H .

$$\mu = \mu(H)$$

Магнітний гістерезис

При дії на феромагнетик магнітного поля, що змінюється, магнітна індукція спочатку нелінійно зростає у відповідності з кривою 01 (рис.4.22) і виходить на насичення (в точці 1), далі при зменшенні магнітного поля до нуля

(розмагнічення зразка) значення магнітної індукції змінюється не за первісною кривою, а у відповідності з кривою 12. Коли напруженість зовнішнього магнітного поля зменшується до нуля, намагніченість не зникає, а характеризується величиною **залишкової індукції** $B_{\text{зал}}$ (точка 2 на рис.4.22), з наявністю якої пов'язане існування постійних магнітів. Щоб розмагнітити зразок остаточно ($B = 0$) треба прикласти магнітне поле зворотнього напрямку з величиною $-H_k$ – що має назву **коерцитивної сили** (точка 3). Подальша зміна \vec{H} призводить до досягнення насичення в точці 4, а при зміні напрямку \vec{H} на зворотній крива індукції пройде нижче по 4561.

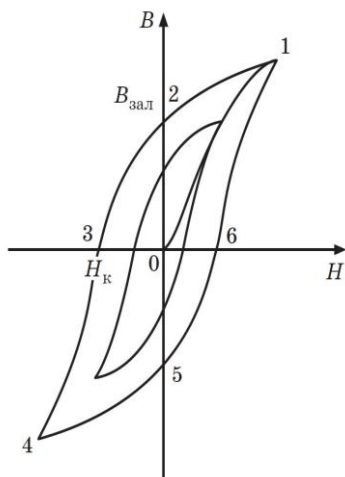


Рисунок 4.22

**Температура
Кюрі**

Магнітні властивості феромагнетиків суттєво залежать від температури. При збільшенні температури намагніченість насичення зменшується і при деякій температурі, що називається **температурою або точкою Кюрі** (T_K), феромагнетик перетворюється на парамагнетик. При цій температурі відбувається фазовий перехід другого роду, що супроводжується зміною теплоємності, електропровідності і деяких інших фізичних характеристик, але не відбувається виділення або поглинання теплоти. Феромагнітні властивості відновлюються при зниженні температури менше температури Кюрі.

**Природа
феромагнетизму**

Згідно з теорією феромагнетик складається з окремих мікроскопічних областей – доменів, які спонтанно намагнічені до насичення. Домени мають лінійні розміри $\approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ см і можуть спостерігатися за допомогою оптичного мікроскопу.

Появу доменів можна пояснити наявністю **обмінної взаємодії** силових магнітних моментів електронів. Так звані **обмінні сили** змушують спіни електронів сусідніх атомів в доменах встановлюватись паралельно, що стає причиною спонтанного намагнічування феромагнетиків і є енергетично вигідним.

Це спостерігається для кристалів, в атомах яких є недобудовані внутрішні електронні оболонки з некомпенсованими спінами.

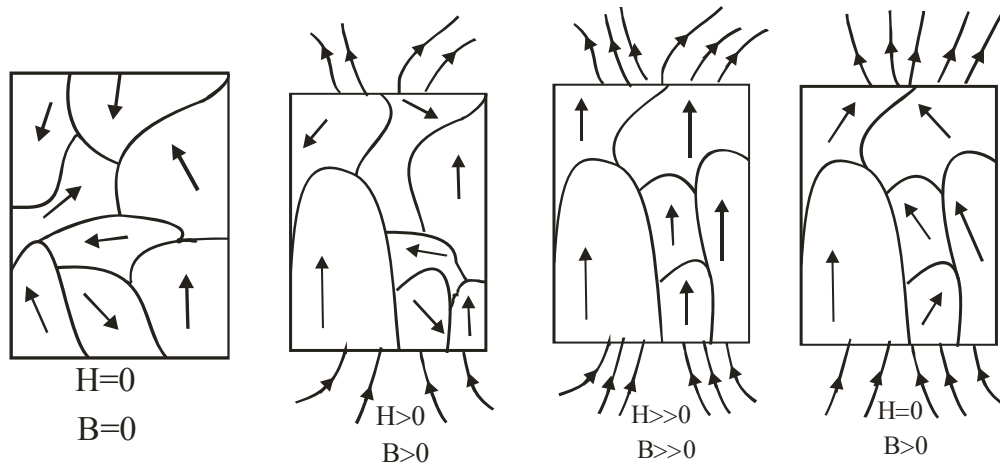


Рисунок 4.23а Рисунок 4.23б Рисунок 4.23в Рисунок 4.23г

У відсутності зовнішнього магнітного поля сумарні магнітні моменти доменів орієнтовані хаотично і зразок в цілому буде не намагнічений (рис.4.23а).

При зростанні зовнішнього магнітного поля домени, магнітні моменти яких орієнтовані в напрямку магнітного поля, збільшуються внаслідок зміщення меж сусідніх доменів (рис.4.23б). це супроводжується зростанням намагніченості J і магнітної індукції B . Подальше збільшення магнітного поля буде супроводжуватись одночасною стрибкоподібною переорієнтацією за напрямом магнітного поля магнітного моменту в межах домену (рис.4.23в).

Зменшення зовнішнього магнітного поля до нуля не приводить до розмагнічення феромагнетика, тому що тепловий рух не може швидко розорієнтувати магнітні моменти доменів, зберігається залишкове намагнічення – спостерігається явище гістерезису (рис. 4.23г).

5.Електромагнітне поле

Відносність електричного і магнітного

Електричне і магнітне поля – різні компоненти єдиного електромагнітного поля. Поділ електромагнітного поля на електричне і магнітне має відносний характер і залежить від системи відліку, в якій існує явище.

Наприклад, якщо розглянути заряд, який рухається, то у лабораторній інерціальній нерухомій системі координат буде спостерігатись як електричне, так і магнітне поле, а в рухомій інерціальній системі, пов'язаній з зарядом, спостерігається тільки електричне поле.

Тобто в різних системах відліку співвідношення між електричним і магнітним полями будуть різними.

5.1. Вихрове електричне поле. Перше рівняння Максвелла.

Вихрове електричне поле

Максвелл проаналізував досліди Фарадея щодо явища електромагнітної індукції (п.4.2.1) і встановив, що виникнення електрорушійної сили \mathcal{E}_i в котушці свідчить про виникнення у оточуючому її просторі електричного поля.

При цьому котушка є тільки датчиком цього поля і, якщо її прибрати, то електричне поле буде існувати.

На відміну від електростатичного поля, що утворюється електричними зарядами, *електричне поле, поява якого викликана змінним магнітним полем*, називається **вихровим**.

Вихрове електричне поле (ВЕП) має особливі властивості:

- силові лінії замкнуті;
- циркуляція вектора напруженості $E_{\text{ВЕП}}$ по замкненому колу не дорівнює нулю, як для електростатичного поля (ЕСП)

$$\oint_l \vec{E}_{\text{ЕСП}} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (5.1)$$

а равна електрорушійній силі ε_i , що індукується у котушці у дослідах Фарадея:

$$\oint_l \vec{E}_{\text{ВЕП}} \cdot d\vec{l} = \varepsilon_i \quad (5.2)$$

Якщо виразити ε_i із закону електромагнітної індукції $\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$, то вираз (5.2) перетворюється наступним чином

$$\oint_l \vec{E}_{\text{ВЕП}} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_s \vec{B} d\vec{s} = -\int_s \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{s}, \quad (5.3)$$

де s – площа поверхні, що охоплює контур l .

Використовуючи принцип суперпозиції полів

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{ЕСП}} + \vec{E}_{\text{ВЕП}},$$

додамо співвідношення (5.1) і (5.3) і отримаємо *перше рівняння Максвелла*:

**Перше
рівняння
Максвелла**

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s}, \quad (5.4)$$

Яке читається наступним чином: *циркуляція вектора напруженості електричного поля \vec{E} по будь-якому замкнутому контуру дорівнює зі знаком мінус похідний за часом від магнітного потоку крізь будь-яку поверхню обмежену цим контуром.*

По суті перше рівняння Максвелла обґрунтовує те, що **змінне магнітне поле викликає появу електричного поля**.

5.2. Струм зміщення. Друге рівняння Максвелла.

Коли ми розглядали постійний струм, ми бачили, що необхідною умовою його існування є замкнутість кола, тобто наявність електропровідності у всіх її точках. Однак для непостійних струмів ця вимога не обов'язкова. Наприклад, якщо в колі є конденсатор, який заряджається та розряджається, то у діелектрику або вакуумі між обкладками відсутня електропровідність, але в

іншій частині кола йде струм провідності, заряд на конденсаторі змінюється, а в самому конденсаторі змінюється електричне поле. Максвелл впровадив поняття про **струм зміщення**, пов'язаний зі змінним електричним полем в конденсаторі, що доповнює струм провідності.

Це можна пояснити, якщо розглянути заряджений конденсатор, що розряджається через зовнішній опір (рис.5.1).

Згідно з законом повного струму для вектора \vec{H}

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{макро}} = \int_S \vec{j} d\vec{S}, \quad (5.5)$$

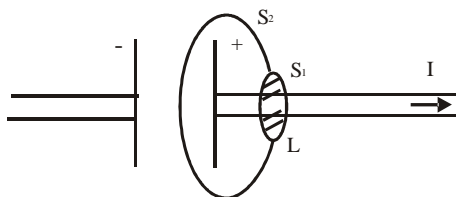


Рисунок 5.1

Контур L охоплює провідник. На цей контур може спиратись дві поверхні, які повинні бути рівноцінні, але через поверхню S_1 струм проходить, а через поверхню S_2 – ні. Це приводить до нерівноцінності поверхонь, чого не повинно бути, тому що поверхня повинна бути довільною. Щоб розв'язати цю проблему, згадаємо, що згідно з теоремою Гаусса $\int_S \vec{D} d\vec{S} = q$, тоді

$$\int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} = \frac{\partial q}{\partial t}. \quad (5.6)$$

З іншого боку, згідно з рівнянням безперервності

$$\int_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{\partial q}{\partial t}. \quad (5.7)$$

Додамо ліві і праві частини рівнянь (5.6) і (5.7) і одержимо:

$$\int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} = 0. \quad (5.8)$$

**Густина
струму
зміщення**

Це рівняння аналогічне рівнянню безперервності для постійного струму. Тут \vec{j} – **густина струму провідності**, а

$$\vec{j}_{\text{зм}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.9)$$

-густина струму зміщення, тобто **струм зміщення – це змінне електричне поле**.

Струм зміщення і струм провідності доповнюють один одне, тому їх сума має назву повного струму. Лінії повного струму безперервні, струми провідності замикаються струмами зміщення.

Густина повного струму дорівнює

$$\vec{j}_{\text{повн.}} = \vec{j}_{\text{пров.}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.10)$$

А повний струм має вигляд

$$I_{\text{повн.}} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \vec{dS}. \quad (5.11)$$

Ці струми не розділені у просторі і можуть існувати одночасно і йти паралельно.

**Друге
рівняння
Максвелла**

Тоді теорема про циркуляцію для вектора \vec{H} (5.5) набуває вигляду, в якому вона справедлива завжди:

$$\oint_L \vec{H} \vec{dl} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \vec{dS}. \quad (5.12)$$

Вираз (5.12) представляє собою **друге рівняння Максвелла**, зміст якого полягає у наступному: *струм провідності \vec{j} і змінне електричне поле $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ утворюють магнітне поле \vec{H} .*

5.3. Система рівнянь Максвелла у інтегральній формі.

Тепер можна підсумувати усі основні закони електродинаміки.

Їх можна сформулювати у вигляді системи чотирьох фундаментальних рівнянь електродинаміки, які мають назву **рівняння Максвелла в нерухомому середовищі**.

Ці рівняння є такими ж фундаментальними як і три закони руху і закон всесвітнього тяжіння Ньютона в механіці. В деякому сенсі рівняння Максвелла навіть більш фундаментальні через те, що на відміну від законів Ньютона вони справедливі і в релятивістському випадку.

Теорія Максвелла є найбільш видатним досягненням класичної фізики.

**Рівняння
Максвелла в
інтегральній
формі**

I. Перше рівняння Максвелла – це по суті закон електромагнітної індукції Фарадея

$$\oint_L \vec{E} \vec{dl} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \vec{dS}, \quad (5.13)$$

зі змінним магнітним полем нерозривно пов'язане вихрове індуковане електричне поле, яке не залежить від присутності у ньому провідників зі струмом.

Іншими словами: циркуляція вектора напруженості електричного поля \vec{E} по будь-якому замкнутому контуру дорівнює зі знаком мінус похідний за часом від магнітного потоку крізь будь-яку поверхню обмежену цим контуром.

II. Друге рівняння Максвелла – це теорема про циркуляцію вектора \vec{H} (або закон повного струму для вектора напруженості магнітного поля).

$$\oint_L \vec{H} \vec{dl} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \vec{dS}. \quad (5.14)$$

Циркуляція вектора напруженості магнітного поля \vec{H} по будь-якому замкнутому контуру дорівнює повному струму (струму провідності і струму зміщення) через будь-яку поверхню, обмежену даним контуром.

III. Третє рівняння Максвелла – це теорема Гаусса для вектора електричної індукції \vec{D}

$$\int_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho_{\text{вільн.}} dV = q_{\text{вільн.}} . \quad (5.15)$$

Потік вектора зміщення \vec{D} (електричної індукції) крізь будь-яку замкнуту поверхню дорівнює алгебраїчній сумі вільних (сторонніх) зарядів, охоплених цією поверхнею.

Тобто джерелом вектора \vec{D} є тільки вільні заряди.

IV. Четверте рівняння Максвелла – це теорема Гаусса для вектора магнітної індукції.

$$\int_S \vec{B} d\vec{S} = 0 . \quad (5.16)$$

Магнітний потік крізь будь-яку замкнуту поверхню завжди дорівнює нулю, тобто магнітне поле джерел (магнітних зарядів) не має, воно завжди вихрове (соленоїдалне).

З рівнянь (5.13) та (5.14) очевидно, що електричне і магнітне поле взаємозалежні: зміна з часом одного призводить до появи іншого. Тому має сенс тільки сукупність цих полів, що описує єдине електромагнітне поле.

Ці рівняння Максвелла є такими ж **фундаментальними** як і закони Ньютона в механіці, і дозволяють вирішити основну задачу електродинаміки: знайти характеристики електромагнітного поля заданої системи електричних зарядів і струмів.

Контрольні запитання і завдання до підрозділу 4.3. Магнітне поле у речовині:

1. Що таке магнетик? Що таке намагнічування?
2. Види магнетиків. Чим вони відрізняються один від одного?
3. Чому магнітне поле в речовині відрізняється від магнітного поля у вакуумі?
4. Магнітна модель атома.
5. Яка структура феромагнетика?
6. Чим обумовлена залишкова намагніченість феромагнетика?
7. Як орієнтовані магнітні моменти атомів у діамагнетику при відсутності магнітного поля?
8. Що таке магнітна проникність?
9. Що таке діамагнетик? Діамагнетизм?
10. Що таке парамагнетик? Парамагнетизм?
11. Що таке напруженість магнітного поля? Її відмінність від магнітної індукції?

12. Що відбувається із силовими лініями магнітного поля на границі розділу двох середовищ?
13. Що таке петля гістерезису?
14. Речовина послаблює або підсилює магнітне поле (у порівнянні з вакуумом)?
15. При якій умові феромагнетик перетворюється в парамагнетик?
16. Як орієнтовані магнітні моменти атомів у парамагнетику при відсутності магнітного поля?

Контрольні запитання і завдання до розділу 5. Електромагнітне поле:

1. Що таке електростатичне поле і в чому міститься його відносність?
2. Теорема Гауса для електричного поля.
3. Що таке магнітостатичне поле і в чому міститься його відносність?
4. Теорема Гауса для магнітного поля.
5. Що таке віхреве електричне поле? Його властивості.
6. Зв'язок електричного зміщення з напруженістю.
7. Перше рівняння Максвелла і його фізичний смисл.
8. Зв'язок магнітної індукції з напруженістю.
9. Що таке струм зміщення? Його властивості.
10. Закон Ома в диференціальній формі.
11. Друге рівняння Максвелла і його фізичний смисл.
12. Що таке система рівнянь Максвелла? Що в них є невідомими величинами?
13. Що таке електромагнітне поле? Його складові.
14. Чим може створюватись електричне поле?