Лабораторія “Електрики та магнетизму ”

Лабораторна робота №17

“ВИВЧЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФЕРОМАГНЕТИКІВ”

Мета роботи

1. Вивчити процеси намагнічування різних магнетиків.
2. Визначити криву намагнічування $B(H)$ для трансформаторної сталі, вуглецевого заліза і фериту.
3. Визначити залежність магнітної проникливості $\mu(H)$ від напруженості магнітного поля та роботу по перемагнічування одиниці об’єму кожного магнетика.
4. Провести порівняльний аналіз характеристик намагнічування, отриманих для різних феромагнітних матеріалів.

Вступ

Кожна речовина, якщо її помістити в магнітне поле, змінює свої властивості. Магнітні властивості речовини пов'язані з орбітальним рухом електронів в атомі, заповненням електронних оболонок в атомі, та магнітними властивостями, як самих електронів, так і інших частинок. Магнітні властивості більшості речовин досить слабкі. До них відносяться діамагнетики та парамагнетики, які у відсутності зовнішнього магнітного поля не створюють магнітне поле. Намагніченість речовини характеризується вектором намагніченості $\vec{\boldsymbol{I}}$, що дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму магнетика,

$$\vec{\boldsymbol{I}} = \frac{1}{\Delta V}\sum \vec{\boldsymbol{P}}_m , \qquad (1)$$

де $\vec{\boldsymbol{I}}$ - намагніченість, $\vec{\boldsymbol{P}}_m$ - магнітний момент молекули, ΔV - об'єм магнетика.

У слабких магнітних полях в парамагнетиках і діамагнетиках намагніченість лінійно залежить від напруженості магнітного поля

$$\vec{\boldsymbol{I}} = \kappa \vec{\boldsymbol{H}} , \qquad (2)$$

де κ - магнітна сприйнятливість речовини, характерна для даного магнетика, величина якої не залежить від величини напруженості магнітного поля $\vec{\mathbf{H}}$.

Феромагнетики мають такий магнітний упорядкований стан речовини, при якому більшість атомних магнітних моментів паралельні один одному, так що речовина має спонтанну намагніченість навіть у відсутності зовнішнього магнітного поля. Магнітні властивості феромагнетиків визначаються власними магнітними моментами електронів. До числа феромагнетиків відносяться кристали перехідних металів (залізо, кобальт, нікель), деяких рідкоземельних елементів і ряду сплавів, ферити.

Для феромагнітних кристалів характерна наявність внутрішніх незаповнених електронних рівнів. Наприклад, для заліза, нікелю і кобальту незаповненим є $3d$ - рівень.

Поява у феромагнетиках магнітного порядку обумовлена так званою обмінною взаємодією, що відповідає за встановлення спінів сусідніх атомів або іонів паралельно один одному.

У феромагнетиків існує так звана температура Кюрі, вище якої феромагнітні властивості зникають и феромагнетик стає парамагнетиком феромагнітного походження.

У відсутності зовнішнього магнітного поля феромагнетик складається з доменів – областей однорідної спонтанної намагніченості. У відсутності зовнішнього магнітного поля напрями магнітних моментів доменів різні, таким чином, що сумарний момент всього магнетика дорівнює нулю (схематичне зображення доменної структури див. на рис.1). Характерні розміри доменів $1-10$ *мкм*.

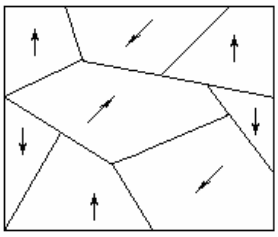


Рис.1.

Поведінка феромагнетиків у зовнішньому магнітному полі характеризується нелінійною кривою намагнічування, явищем магнітного гістерезису; залежністю магнітної сприйнятливості від напряму магнітного поля.

При намагнічуванні феромагнетиків змінюються їх розміри та форма (має місце явище, що називається магнітострикція).

Як правило у феромагнітних кристалах спостерігається магнітна анізотропія, яка означає суттєву відмінність магнітних властивостей вздовж різних напрямів в кристалах.

Для спостереження феромагнітного стану речовини досить помістити шматок сталі, нагрітий приблизно до $800^0\,C$, в полі сталого магніту і поволі його охолодити. Після усунення зовнішнього магнітного поля сталь сама виявиться сталим магнітом в результаті феромагнітного впорядкування доменів.

Пара- і діамагнетики – це слабко магнітні речовини. Це пояснюється тим, що тепловий рух дезорієнтує магнітні моменти окремих атомів. Магнітний момент атома дорівнює

$$P_m = \frac{e}{2m_e} L \approx \frac{e}{2m_e}\hbar, \qquad (3)$$

де $\hbar$ – стала Планка $\hbar = 1.05\cdot 10^{-34}\ Дж\cdot с.$

Енергія атома в зовнішньому магнітному полі

$$W = -\vec{P}_m\vec{B}. \qquad (4)$$

Так, наприклад, при напруженості магнітного поля $H = 10^4\ Э$ та температурі $T = 10^0\ K$ теплова енергія kT приблизно в 15 разів більше енергії атома в зовнішньому магнітному полі. Намагніченість феромагнетиків перевищує намагніченість діа- та парамагнетиків у багато разів (до 10^{10}).

Феромагнетизм має спінове походження, і спіни певної групи електронів у феромагнетиках при $T < T_C$ (T_C – температура Кюрі) орієнтовані переважно однаково. Це чисто квантовий ефект. В результаті об'ємної взаємодії власні магнітні моменти електронів розташовуються паралельно один одному та виникають області **спонтанного** намагнічення, які називаються доменами.

Кожний домен феромагнетику спонтанно намагнічений і має певний магнітний момент. Ці моменти у відсутність зовнішнього магнітного поля хаотично орієнтовані, так що у відсутність зовнішнього поля сумарний момент всього тіла рівний нулю. Характерною особливістю феромагнетиків є складна нелінійна залежність $\vec{I}(\vec{H})$ і $\vec{B}(\vec{H})$ (рис.5). При сильних магнітних полях намагніченість досягає насичення $I = I_S$.

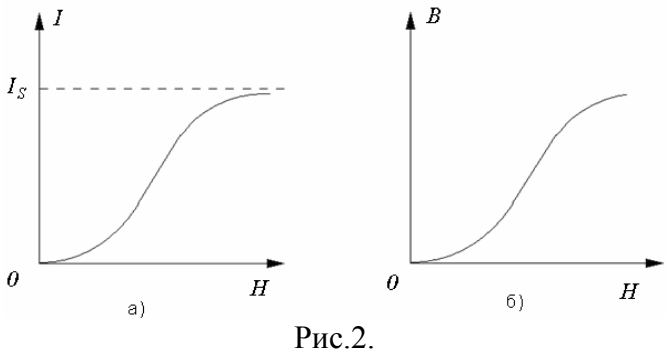


Рис.2.

У випадку феромагнетиків можна записати

$$\vec{I} = \chi\vec{H} \text{ і } B = \mu_0(I + H) = \mu\mu_0 H, \quad (5)$$

але при цьому χ та μ необхідно розглядати як функції напруженості магнітного поля $\vec{H}$.

Характерний графік залежності $\mu(H)$ наведений на рис.3. Відзначимо, що функція $\mu(H)$ має максимум. При посиленні магнітного поля $H \to \infty$, магнітна проникливість $\mu \to 1$. Криві на рис. 3 характерні для полікристалів, поведінка яких в магнітному полі є ізотропною.

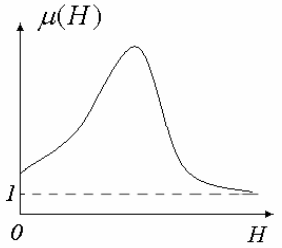


Рис.3.

Друга важлива особливість феромагнетиків полягає в тому, що залежність $\vec{B}$ від $\vec{H}$ або вектора намагніченості $\vec{I}$ від $\vec{H}$ є неоднозначною, а визначається передісторією намагнічування зразка. Це пов'язано з тим, що заданому значенню напруженості магнітного поля H відповідає декілька значень індукції B. Ці обставини є характерними для магнітного гістерезису (рис.4).

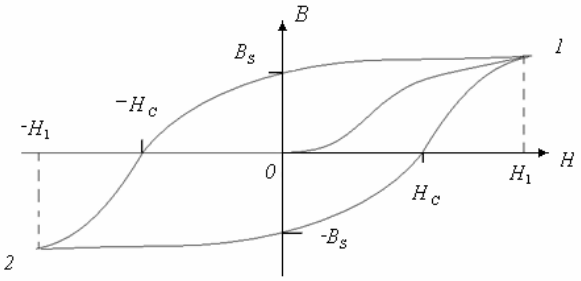


Рис.4.

Розглянемо феромагнітний зразок, що спочатку, є не намагніченим, а потім будемо намагнічувати його, збільшуючи напруженість магнітного поля від нуля до деякого значення H_1 (крива $0 \to 1$). Далі будемо зменшувати H від H_1 до $-H_1$. При цьому крива намагнічування піде не по тому ж самому шляху, а вище - по шляху $(1 \to B_S \to 2)$. Якщо змінювати поле від $-H_1$ до H_1, то крива намагнічування пройде нижче та повернеться в точку 1. Отримана замкнута крива $(1 \to B_S \to 2 \to -B_S \to 1)$ називається **петлею гістерезису.** Значення B_S називається **залишковою намагніченістю зразка** , а значення H_C - **коерцитивною силою.**

Значення залишкового намагнічення та коерцитивної сили для феромагнетиків змінюється в досить широких межах. Для м'якого заліза петля гістерезису вузька (коерцитивна сила мала), а для сталі и матеріалів, які йдуть на виготовлення сталих магнітів, - широка (коерцитивна сила велика).

Таким чином при зменшенні магнітного поля H до нуля індукція магнітного поля B не звертається в нуль. Це означає, що намагнічення зразка не зникає.

Внаслідок гістерезису намагнічування і перемагнічування феромагнетиків супроводжується виділенням тепла, так званого **тепла гістерезису.** Перше начало термодинаміки магнетиків для одиниці об'єму має вигляд:

$$\delta Q = dU + HdB. \quad (6)$$

При інтегруванні по циклу, тобто уздовж замкнутої петлі гістерезису, феромагнетик повертається в початковий стан і тому внутрішня енергія U приймає початкове значення $(dU = 0)$. В результаті отримаємо

$$Q = \int HdB. \quad (7)$$

Таким чином, тепло гістерезису, що виділяється в одному циклі намагнічування, чисельно дорівнює площі петлі гістерезису.

Третьою особливістю феромагнетиків є той факт, що існує температура $T = T_C$, так звана **температура або точка Кюрі,** під час переходу через яку феромагнетик зазнає фазового переходу другого роду. Речовина є феромагнетиком тільки нижче за точку Кюрі, а вище вона стає парамагнетиком феромагнітного походження.

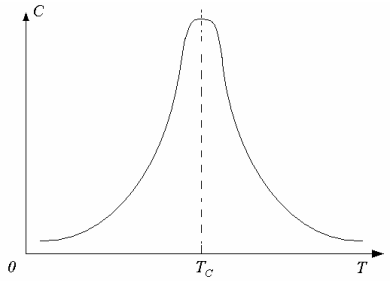


Рис.5.

Магнітна сприйнятливість поблизу точки Кюрі описується законом Кюрі-Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}, \tag{8}$$

де C - деяка стала, що залежить від роду речовини.

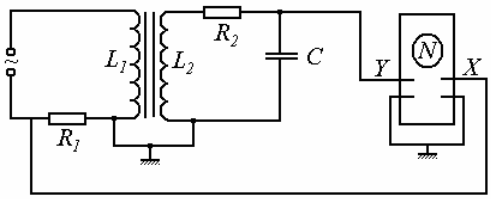
Під час переходу від феромагнітного в парамагнітний стан при температурі Кюрі спостерігається стрибок теплоємності C речовини.

У зв'язку зі складною залежністю $\mu(H)$ для характеристики поведінки магнетика в змінних полях вводиться поняття диференціальної магнітної проникності μ_d

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0}\frac{dB}{dH}. \tag{9}$$

Опис експериментальної установки.

Для отримання петлі гістерезису в змінному магнітному полі використовується установка, принципова схема якої зображена на рис .6.



У лабораторній роботі досліджуються магнітні властивості феромагнетику, який використовується в якості магнітопроводу. Первинна обмотка трансформатора живиться від джерела змінного струму. Ця обмотка трансформатора створює змінне магнітне поле, яке намагнічує сердечник трансформатора.

Зв'язок H з падінням напруги U_X на резисторі R_1 в колі первинної обмотки може бути знайдений при застосуванні закону повного струму, та записаний у вигляді:

$$H = \frac{N_1}{L_1} I_1 = \frac{N_1}{L_1}\frac{U_X}{R_1 + R_{L1}} = n_1 \frac{U_X}{R_1 + R_{L1}}, \tag{10}$$

де L_1 довжина середньої лінії сердечника трансформатора, N_1- число витків первинної обмотки, n_1 - число витків первинної обмотки на одиницю довжини, R_{L1} - опір первинної обмотки.

Падіння напруги U_X на резисторі R_1 подається на вхід підсилювача горизонтального відхилення осцилографа. Таким чином горизонтальне відхилення електронного променя на екрані пропорційне напруженості магнітного поля H.

Для вимірювання індукції B у феромагнітному сердечнику використовується явище електромагнітної індукції:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -SN_2\frac{dB}{dt}, \tag{11}$$

де ε - електрорушійна сила індукції, $\Phi = BSN_2$ - магнітний потік через вторинну обмотку трансформатора, S - площа поперечного перетину сердечника, N_2 - число витків вторинної обмотки.

Для того, щоб подати на вхід вертикального відхилення напругу, пропорційну індукції B, між вторинною обмоткою і осцилографом включається інтегруючий ланцюг R_2C (рис.9). Запишемо закон Ома для вторинної обмотки трансформатора за умови, що ЕРС самоіндукції вторинної обмотки мала:

$$\varepsilon = U_C + I_2 R_2 . \qquad (12)$$

Врахуємо, що

$$U_C = U_y = \frac{q}{C} = \frac{1}{C}\int I_2 dt \qquad (13)$$

де q - заряд конденсатора, а C - його ємність. З іншої сторони $U_C = I_2 / \omega C$. Падіння напруги на резисторі R_2 дорівнює $U_{R_2} = U_R = I_2 R_2$, тоді $U_R / U_C = R_2 \omega C$. Для $R_2 = 2 \times 10^4$ *Ом*, $\omega = 3.14 \times 10^2\ c^{-1}$, $C = 4.0 \times 10^{-6}$ *Ф* отримаємо, що $U_{R_2} >> U_C$. Таким чином:

$$\varepsilon = I_2 R_2 = SN_2 \frac{dB}{dt},$$

звідки $I_2 = \frac{SN_2}{R_2}\frac{dB}{dt}$.

Підставляючи вираз для струму I_2 у формулу (13) отримаємо напругу, що подається на вхід Y осцилографа:

$$U_Y = U_c = \frac{SN_2}{CR_2}\int dB = \frac{SN_2}{CR_2} B . \qquad (14)$$

Таким чином індукція магнітного поля у феромагнетику дорівнює:

$$B = \frac{CU_y R_2}{SN_2} . \qquad (15)$$

Подаючи напругу U_X на пластини горизонтального відхилення, а U_Y - на пластини вертикального відхилення осцилографа отримаємо суму двох взаємно перпендикулярних коливань. В результаті за повний період коливань електронний промінь відображає на екрані осцилографа в деякому масштабі петлю гістерезису.

Виконання роботи.

1. Зібрати схему трансформатора, де магнітопроводом, на якому намотано первинну та вторинну обмотки, є трансформаторна сталь (рис.9) та включити осцилограф.
2. Включити осцилограф та встановити промінь в центрі екрану.
3. Подати змінну напругу генератора звукових коливань Г3-33 частотою 50 Гц на первинну обмотку трансформатора. За допомогою підсилювача по осі Y отримати на екрані осцилографа найбільший розмір петлі гістерезису.
4. Зробити копію петлі гістерезису з екрану на кальку, на якій заздалегідь нанесена сітка з сантиметровими поділками.
5. Зменшуючи напругу на первинній обмотці трансформатора, отримати криві намагнічування фіксуючи крайні точки петлі гістерезису, не змінюючи при цьому підсилення осцилографа по осі U_X.
6. За допомогою вольтметра або осцилографа провести калібрування каналів X та Y осцилографа. При цьому мати на увазі, що вольтметр звукового генератора Г3-33 показує

ефективне значення напруги, а розташування світлового променя на екрані осцилографа визначається амплітудним значенням напруги.

7. Побудувати криву намагнічування $B(H)$ на міліметрівці або комп'ютері. Значення напруженості магнітного поля H знаходити за допомогою формули (10), а для визначення B за допомогою формули (15). При числових розрахунках використовувати наступні дані кількості витків обмоток, довжин середньої лінії магнітопроводів, опорів R_1 та R_2, площ поперечного перетину сердечника магнітопроводу S.

Для трансформаторного заліза:

$N_1 = 500, L_1 = 154\,мм\ R_1 = 240\,Ом,\ N_2 = 750,\ R_2 = 20\,кОм,\ S = 22{,}5\,мм^2$.

Діаметр провідника первинної обмотки $d_1 = 0{,}25\,мм$, вторинної обмотки $d_1 = 0{,}17\,мм$.

Опір первинної обмотки $R_{L_1} = 7\,Ом$.

Для вуглецевої сталі:

$N_1 = 500, L_1 = 72\,мм, R_1 = 34\,Ом,\ N_2 = 750,\ R_2 = 20\,кОм,\ S = 16\,мм^2$.

Діаметр провідника первинної обмотки $d_1 = 0{,}25\,мм$, вторинної обмотки $d_1 = 0{,}17\,мм$.

Опір первинної обмотки $R_{L_1} = 10\ Ом$.

Для фериту:

$N_1 = 400, L_1 = 47\,мм\ R_1 = 500\,Ом,\ N_2 = 500,\ R_2 = 20\,кОм,\ S = 26{,}5\,мм^2$.

Діаметр провідника первинної обмотки $d_1 = 0{,}19\,мм$, вторинної обмотки $d_1 = 0{,}17\,мм$.

Опір первинної обмотки $R_{L_1} = 10\ Ом$.

Значення U_X і U_Y розраховуються за допомогою координат точок петлі гістерезису при визначених значеннях чутливості горизонтального та вертикального каналів осцилографа.

8. Знайти залежність магнітної проникливості від напруженості магнітного поля та побудувати графік залежності $\mu(H)$, використовуючи співвідношення $\mu = B/\mu_0 H$.
9. Шляхом графічного диференціювання кривої намагнічування знайти диференціальну магнітну проникність $\mu_d = \mu_0^{-1} dB/dH$ і намалювати її на попередньому графіку.
10. Використовуючи граничну петлю гістерезису знайти залишкову індукцію B_S та коерцитивну силу H_C.
11. Обчислити роботу по перемагнічуванню одиниці об'єму феромагнетику.
12. Аналогічні вимірювання та обчислення провести для вуглецевої сталі і фериту.

Контрольні питання.

1) На які види розподіляються магнетики?
2) Що таке вектор намагнічення?
3) Якими причинами обумовлено існування та розмір доменів?
4) Що таке магнітна сприйнятливість речовини?
5) Назвіть основні властивості феромагнетиків.
6) Що таке температура Кюрі?
7) Що таке магнітна проникливість речовини?
8) Що таке явище гістерезису і як отримати петлю гістерезису?
9) Дати визначення залишкової індукції B_S та коерцитивної сили H_c?
10) Що таке диференціальна магнітна проникність і як її отримати?
11) Яким чином розраховується напруженість та індукція магнітного поля у феромагнетику?
12) Чим визначається кількість тепла, що виділяється при перемагнічуванні феромагнетику?
13) Намалювати схему лабораторної установки та пояснити принцип її роботи.

Вейсс (Weiss) Пьер Ернест (28.3.1865 — 24.10.1940). Вчився в Цюріхському університеті (1883—87) і в Нормальній школі в Парижі (1888— 1892). З 1899 професор університету в Ліоні, з 1903 політехнікуму в Цюріху і в 1918—40 в Страсбурзі. Основні праці присвячені магнетизму. У 1907 висловив гіпотезу про існування у феромагнетиках внутрішньої взаємодії, що приводить до мимовільної намагніченості, розвинув феноменологічну теорію, теоретично передбачив і експериментально вивчив аномалію теплоємності і магнітокалориметричний ефект у феромагнетиків і відкрив закон температурної залежності сприйнятливості феромагнетиків вище за точку Кюрі (Кюрі - Вейсса закон). У 1911 прийшов до висновку про існування магнітного моменту атома, який він назвав магнетоном.

Кюрі (Curie) Пьер (15.5.1859 - 19.4.1906). У 1895 році одружився на Марії Склодовській і в тому ж році захистив докторську дисертацію по магнітних властивостях парамагнетиків (Закон Кюрі). С 1904 професор Паризького університету. Основні праці по фізиці кристалів, магнетизму і радіоактивності. Разом з братом Полемо Жаном Кюрі відкрив і досліджував явище п'єзоелектрики (1880). Кюрі вивчав (1884—85) симетрію кристалів (зокрема, сформулював т.з. Кюрі принцип і проблему симетрії у фізиці взагалі (1894). Дослідження магнітних явищ привело Кюрі до встановлення залежності магнітної сприйнятливості парамагнітних тіл від абсолютної температури (див. Кюрі закон) і до виявлення особливої температури, вище за яку феромагнітні матеріали перетворюються на парамагнітні (Кюрі точка). З 1898 разом з дружиною М. Склодовською-Кюрі займався вивченням радіоактивності. Ними були відкриті полоній і радій (1898), встановлено склад випромінювання радію та фарбування скла і фарфору під дією цього випромінювання (1899). У 1903 Кюрі виявив спонтанне виділення тепла солями радію; проводив також дослідження біологічної дії радіоактивності. **Нобелівська премія (1903)**. Разом з дружиною у важких робочих умовах проводив досліди по вивченню властивостей радіоактивних речовин. У 1904 році отримав призначення на пост професора фізики і директора лабораторії (незабаром перетвореною в Інститут радію) Сорбонни. У квітні 1906 року Пьер Кюрі загинув в результаті безглуздого нещасного випадку, потрапивши під колеса візника

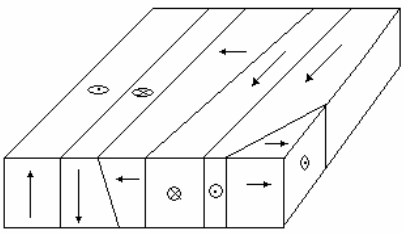
ДОМЕНИ

Феромагнітні домени (або області спонтанної намагніченості) — намагнічені до насичення частини об'єму феромагнетику (лінійні розміри, що зазвичай мають $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ *см*), на яких він розбивається при температурах, нижчих температури Кюрі. Вектори намагніченості Д. у відсутності зовнішнього магнітного поля орієнтовані т. ч., що результуюча намагніченість феромагнітного зразка в цілому, як правило, дорівнює нулю. Д. доступні безпосередньому спостереженню (за допомогою мікроскопа) наступним чином. При покритті поверхні феромагнетику шаром, що містить феромагнітний порошок, частинки порошку осідають в основному на межах Д. і показують контури доменів. Широко застосовують ін. методи дослідження доменної структури, зокрема магнітооптичний, як такий, що має більшу роздільну здатністю (Керра ефект, Фарадея ефект).

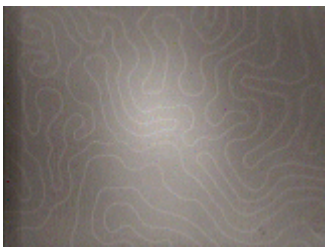
Розбиття феромагнетику на Д. пояснюється наступними причинами. Якби весь феромагнетик був намагнічений до насичення в одному напрямі, то в навколишньому просторі було б створено досить сильне магнітне поле. Для цього потрібно більше енергії, чим при розбитті феромагнетику на Д., при якому магнітне поле поза зразком відсутнє, тому що магнітний потік замикається усередині зразка.

Напрям векторів намагніченості Д. зазвичай співпадає з напрямом вісі легкого намагнічування. При зменшенні розмірів феромагнетику до деякої критичної величини розбиття на Д. може стати енергетично невигідним, утворюється так звана однодоменна структура, пори якій кожна феромагнітна частинка є одним Д. На практиці це реалізується у феромагнітних порошкових матеріалах і ряду гетерогенних сплавів.

У відсутності зовнішнього магнітного поля феромагнетик розбивається на домени таким чином, що його результуючий магнітний момент близький до нуля. При включенні зовнішнього магнітного поля енергія окремих доменів змінюються. Енергія зменшується для тих доменів, для яких проекція вектора намагніченості на напрям зовнішнього магнітного є додатною, і навпаки – збільшується в протилежному напрямку. При цьому виникає зсув меж доменів, в результаті чого об'єм доменів з меншою енергією зростає, а з більшою енергією зменшується. У разі слабких полів ці зсуви меж мають зворотній характер і визначаються зміною зовнішнього магнітного поля. При збільшенні магнітного поля зсуви меж доменів стають незворотними и при деякій величині зовнішнього магнітного поля енергетично невигідні домени, магнітні моменти яких направлені проти поля, зникають зовсім. Якщо поле збільшувати ще більше, то виникає новий характер намагнічування, при якому змінюється напрям магнітного моменту домену. У дуже сильному магнітному полі H_S магнітні моменти всіх доменів встановлюються паралельно зовнішньому полю. У цьому випадку феромагнетик має найбільший магнітний момент одиниці об’єму, близький I_S. При подальшому посиленні зовнішнього поля величина намагніченості не змінюється.



Схематичне зображення доменів і їх намагніченості ; знаки ⊙ і ⊗ показують, що намагніченість перпендикулярна площині, на якій знак зображений, і направлена так, як показують стрілки на площинах



Збільшене зображення доменів

Літ.:
Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971;
Киренский Л. В., Магнетизм, 2 изд., М., 1967;