

## Лабораторна робота ФПЕ-07

### ВИВЧЕННЯ ГІСТЕРЕЗИСУ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Мета роботи: експериментально вивчити гістерезис феромагнітних матеріалів, розрахувати і побудувати основну криву намагнічування, розрахувати роботу перемагнічування і коерцитивну силу, а також ознайомитись з розрахунком похибки величин, що вимірювались.

#### Теоретичні відомості

Усі речовини мають магнітні властивості, тобто є магнетиками. Магнітні властивості речовин визначаються величиною і орієнтацією магнітних моментів молекул, іонів або атомів.

Магнітний момент плоского контуру площею  $S$ , по якому тече струм  $I$

$$\mathbf{p} = I \cdot S \cdot \mathbf{n}, \quad (2.1)$$

де  $\mathbf{n}$  – одинична нормаль, напрямок якої визначається за правилом правого гвинта.

В магнітному полі з індукцією  $\mathbf{B}$  на замкнутий контур зі струмом діє момент сил:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}, \mathbf{B}] = I \cdot S \cdot B \sin(\mathbf{p}, \mathbf{B}), \quad (2.2)$$

який намагається повернути контур так, щоб напрямки  $\mathbf{p}$  і  $\mathbf{B}$  співпадали.

Контур зі струмом створює також власне магнітне поле з індукцією  $\mathbf{B}_C$ , що співпадає за напрямком з магнітним моментом  $\mathbf{p}$  контуру.

Якщо стан контуру стійкий ( $\mathbf{M} = 0$ ), то вектор індукції  $\mathbf{B} = \mathbf{B}' + \mathbf{B}_C$  у будь-якій точці площини всередині контуру завжди більший за вектор  $\mathbf{B}'$  індукції зовнішнього магнітного поля. Явище збільшення індукції  $\mathbf{B}$  всередині контуру зі струмом в магнітному полі якісно пояснюється збільшенням індукції феромагнетика, який вміщено у зовнішнє магнітне поле з індукцією  $\mathbf{B}'$ .

Намагнічування речовини пояснюється наявністю у її елементарних складових (атомів, молекул, іонів) мікроскопічних магнітних моментів; електронного орбітального  $\mathbf{p}_l$ , власного електронного (спінового)  $\mathbf{p}_s$  та ядерного  $\mathbf{p}_я$ .

Електронним орбітальним магнітним моментом наділено електрон, який обертається навколо ядра атома (рис.2.1) (елементарна модель атома Бора). Такий електрон подібний до плоскої круглої рамки зі струмом  $I = ev$ , що має магнітний момент  $\mathbf{p}_l = IS\mathbf{n} = ev\pi r^2\mathbf{n}$ , де  $e$  – заряд електрона,  $v$  – частота обертання електрона,  $r$  – радіус колової орбіти. Напрямок магнітного моменту  $\mathbf{p}_l$  протилежний до напрямку механічного моменту  $\mathbf{L} = [\mathbf{r}, m_e\mathbf{v}]$  – моменту імпульсу електрона.  $\mathbf{p}_l$  і  $\mathbf{L}$  пов'язані співвідношенням:

$p_l = -eL/2m_e$ , де  $m_e$  – маса електрона.

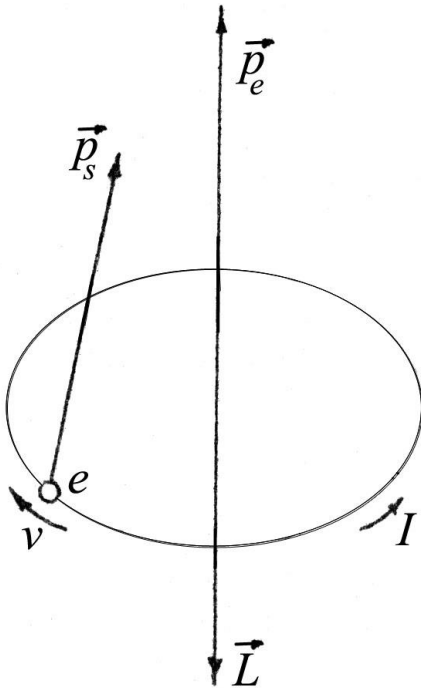


Рис. 2.1. Напрямки  $p_s$ ,  $p_l$  і  $L$  електрона

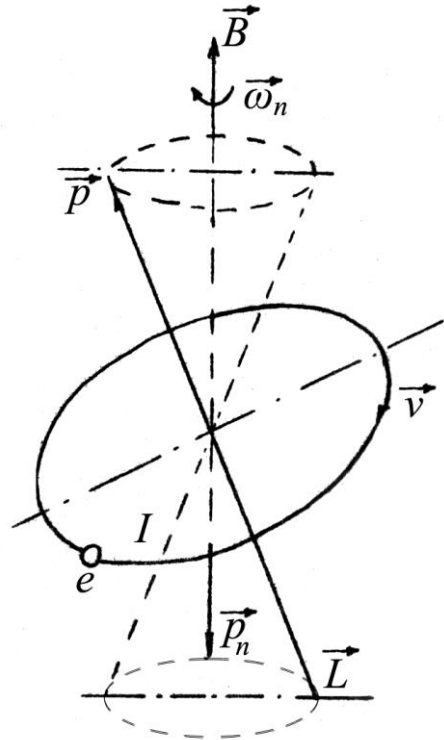


Рис. 2.2. Прецесія електрону

Спіновий магнітний момент  $p_s$  (рис.2.1) є невід’ємною властивістю електрона.  $p_l$  і  $p_s$  мають порядок величини магнетона Бора:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2,$$

де  $\hbar$  – стала Планка.

Ядерний магнітний момент  $p_{\text{я}}$  або дорівнює нулю, або на три-чотири порядки менший за магнетон Бора і його впливом можна знехтувати.

За відсутності магнітного поля можна вважати, що магнітний момент атома дорівнює:

$$p_{\text{ат}} = \sum_{i=1}^z p_{li} + \sum_{i=1}^z p_{si}, \quad (2.3)$$

де  $z$  – число електронів у атомі.

Магнітний момент молекули дорівнює;  $p_{\text{мол}} = \sum_{i=1}^N p_{\text{ат.к}}$ , де  $N$  – число атомів

у молекулі. У зовнішньому магнітному полі на електрон атома як на замкнутий контур зі струмом діє момент сил  $M$ . Під дією моменту сил  $M$  електрон подібно до механічної дзиги буде обертатися таким чином, що вектори  $p_l$  і  $L$  будуть описувати зі сталою кутовою швидкістю конус навколо напрямку поля (прецесія електрона). Цей додатковий рух електрона приведе до появи у нього

магнітного моменту прецесії  $p_n$ , спрямованого проти магнітного поля  $B$  (рис.2.2). Описане явище називається діамагнітним ефектом. За наявності зовнішнього магнітного поля магнітний момент атома:

$$p_{\text{ат.}} = \sum_{i=1}^N p_{li} + \sum_{i=1}^N p_{si} + \sum_{i=1}^N p_{ni} \quad (2.4)$$

Для мікроскопічних характеристик намагнічування речовини вводиться величина намагніченості  $J$ , яка дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму магнетика:

$$J = \sum_{k=1}^N p_{\text{мол.к}} / \Delta V, \quad (2.5)$$

де  $\sum p_{\text{мол.к}}$  – сума магнітних моментів усіх молекул у малому об'ємі магнетика  $\Delta V$ .

Експериментально встановлено, що намагніченість  $J$  речовини пов'язана з напруженістю магнітного поля  $H$  залежністю:

$$J = \chi H, \quad (2.6)$$

де  $\chi$  – магнітна сприйнятливість речовини.

Магнітні властивості речовини характеризуються також магнітною проникністю  $\mu$ , яка показує, у скільки разів змінюється індукція поля у речовині проти індукції поля у вакуумі,  $\chi$  і  $\mu$  пов'язані співвідношенням:

$$1 + \chi = \mu \quad (2.7)$$

Зв'язок між двома силовими характеристиками магнітного поля – напруженістю  $H$  та індукцією  $B$ :  $B = \mu \mu_0 H$ .

В залежності від величини сприйнятливості всі речовини поділяються на три групи:

1) діамагнетики – речовини (наприклад, інертний газ), у яких за відсутності зовнішнього магнітного поля орбітальні  $p_l$  та спінові  $p_s$  моменти атомів або молекул скомпенсовані ( $p_{\text{ат.}} = 0$ ). У зовнішньому магнітному полі в результаті прецесії електронів з'являються індуквані магнітні моменти  $p_{\text{ат.}} = \sum p_n$ , спрямовані проти поля  $B$ . Тому намагніченість  $J$  діамагнетиків напрямлена проти поля, а магнітна сприйнятливість від'ємна, порядок величини  $\chi = 10^{-6} \dots 10^{-8}$ .

2) парамагнетики – речовини, у яких за відсутності магнітного поля  $B$   $p_{\text{ат.}} \neq 0$  або  $p_{\text{мол.}} \neq 0$ . Внаслідок хаотичної орієнтації магнітних моментів  $p_{\text{ат.}}$  або  $p_{\text{мол.}}$  намагніченість  $J = 0$ . Але у зовнішньому магнітному полі під дією обертового моменту сил  $M$  магнітні моменти ( $p_{\text{ат.}}$  або  $p_{\text{мол.}}$ ) речовини намагаються повернутися за напрямком зовнішнього поля, внаслідок чого  $J > 0$ ,  $\chi > 0$ ,  $\chi \approx 10^{-4} - 10^{-6}$ .

3) феромагнетики – це кристалічні речовини, у яких магнітні моменти окремих іонів  $p_i \neq 0$ . У феромагнетиків елементарну комірку утворюють іони одного типу, а у феритів, які мають аналогічні магнітні властивості, - іони різного типу. Як показали досліди Ейнштейна і де Гааза, а також досліди И.Ф.Іоффе та П.П.Капіци, магнітний момент іона феромагнетику обумовлений впорядкованою орієнтацією спінових магнітних моментів.

$$p_i = \sum p_s$$

Область всередині кристалічного феромагнетику, в якій усі магнітні моменти елементарних комірок за відсутності зовнішнього поля встановлюються в одному напрямку за рахунок обмінної електростатичної взаємодії, називається доменом (рис.2.3). Домен має магнітний момент  $p_d$ . Розміри доменів складають  $10^{-6} - 10^{-8}$  м. За відсутності зовнішнього магнітного поля магнітний момент феромагнетику:  $p_0 = \sum p_d = 0$ .

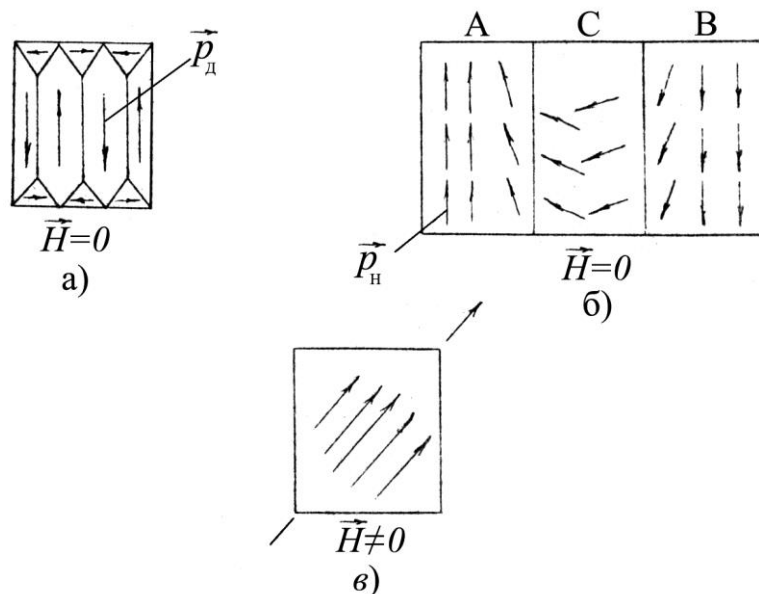


Рис.2.3. Домени феромагнетиків:

а) і б) за відсутності магнітного поля; в) за наявності зовнішнього поля .

Між доменами А і В (рис.2.3б) є перехідні шари завширшки  $10^{-9} - 10^{-8}$  м. Всередині перехідного шару магнітні спінові моменти іонів (або комірок) обертаються, поки не приймуть потрібного напрямку. У зовнішньому полі перехідні шари руйнуються. Магнітні моменти окремих доменів під дією моменту сил (див. рис. 2.2) повертаються за напрямком магнітного поля (рис. 2.3в).

Залежність намагніченості  $J$  магнетиків від напруженості  $H$  зовнішнього магнітного поля зображено на рис. 2.4. Нелінійна область I відображає процес орієнтації доменів у феромагнетиках за напрямком зовнішнього магнітного поля при зростанні напруженості  $H$ . В сильних полях(область II) настає магнітне насичення, тому намагніченість практично не залежить від

напруженості поля  $H$ . Крива  $J = f(H)$  називається основною кривою намагнічування. Для пара- і діамагнетиків залежність  $J = f(H)$  лінійна (рис.2.4).

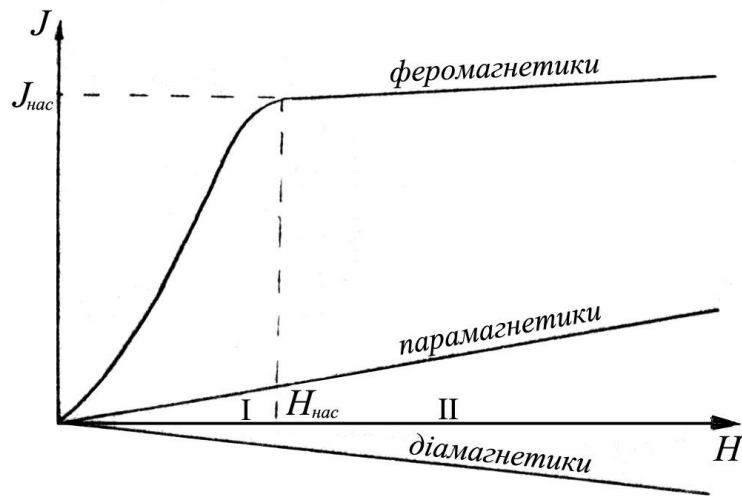


Рис.2.4. Основні криві намагнічування для різних магнетиків

У феромагнетиків і феритів має місце магнітний гістерезис, який відображає залежність намагнічування від попереднього стану речовини. При циклічних змінах величини і напрямку напруженості  $H$  зовнішнього поля ця залежність характеризується кривою, що називається петлею гістерезису (рис.2.5).

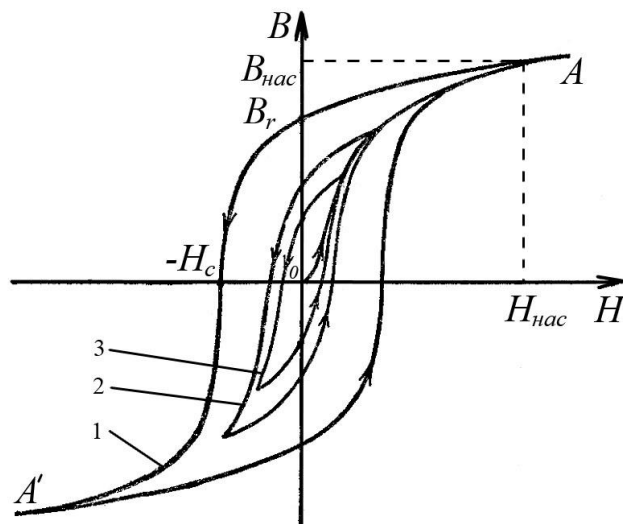


Рис.2.5. Петля гістерезису

Якщо феромагнетик був спочатку розмагніченим, то він намагнічується за основною кривою намагнічування  $OA$ . У точці  $A$  (рис.2.5) напруженість  $H_{нас}$  та індукція  $B_{нас}$  відповідають стану насичення. Його розмагнічування проходить кривою ( $A - B_r - H_c - A'$ ). При  $H = 0$  намагніченість феромагнетика не зникає ( $B_r$ ). Цей стан називається залишковим магнетизмом. Напруженість магнітного поля, при якій зникає залишкова намагніченість ( $B = 0, J = 0$ ), називають коерцитивною силою ( $H_c$ ). Якщо при циклічному намагнічуванні  $H_{max} > H_{нас}$ , то

отримаємо максимальну петлю гістерезису (рис.2.5). Криві 2 і 3 – це часткові цикли, коли  $H_{\max} < H_{\text{нас}}$ . Максимуми  $B$  і  $H$  часткових циклів розташовані на основній кривій намагнічування  $OA$ . Умовно прийнято вважати феромагнетики жорсткими, якщо  $H_c \geq 100$  А/м. Якщо  $H_c < 100$  А/м, то феромагнетики вважаються м'якими.

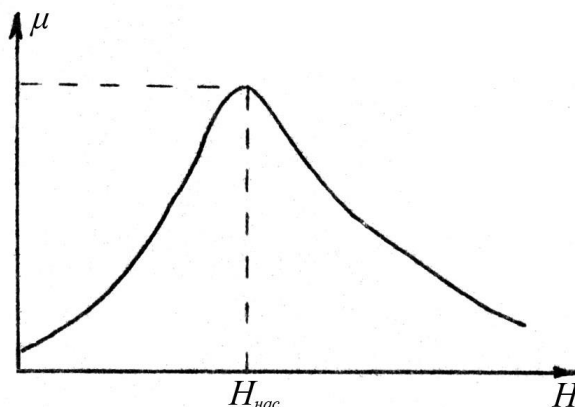


Рис.2.6. Залежність  $\mu$  від  $H$  для феромагнетика

Магнітна проникність  $\mu$  феромагнетика залежить від напруженості  $H$  магнітного поля (рис.2.6). Магнітна проникність  $\mu = B/\mu_0 H$  досягає максимуму, коли напруженість  $H$  зовнішнього магнітного поля стає рівною  $H_{\text{нас}}$ , при якій домени максимально орієнтуються за напрямком поля (рис.2.3в), і при цьому досягається максимальне насичення зразка.

Температурна залежність намагніченості  $J$  окремих доменів показана на рис. 2.7, а залежність магнітної проникності  $\mu$  від температури – на рис.2.8. При температурі  $T_c$ , що називається температурою Кюрі, тепловим рухом повністю руйнується впорядкованість спінових магнітних моментів комірок всередині домену. Тому у феромагнетиків при температурі Кюрі намагніченість зменшується до нуля (рис.2.7), а магнітна проникність  $\mu$  зменшується на 2-3 порядки.

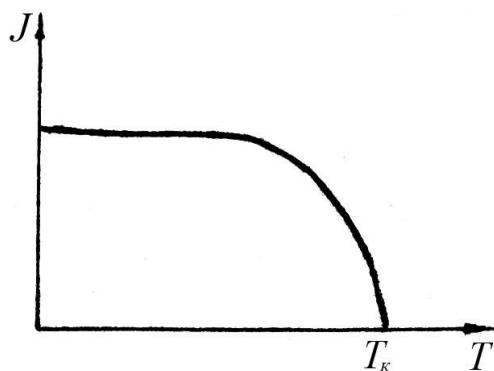


Рис.2.7. Температурна залежність  $J$  для феромагнетика

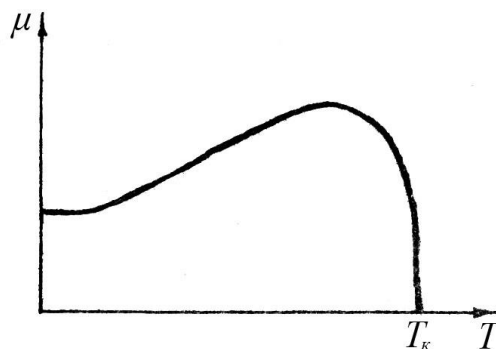


Рис.2.8. Залежність  $\mu$  від  $T$  для феромагнетика

У таблиці 2.1 наведені деякі характеристики феромагнетиків і феритів.

Таблиця 2.1

Речовина	Склад	$\mu$	$H_c, A/m$	$B, Tл$	$B_{нас.}, Tл$
Залізо технічне	99%	$5 \cdot 10^3$	80	0,05	2,1
Супермалой	79%	$10^6$	0,16	--	0,79
Сталь кобальтова	54%	$2 \cdot 10^3$	0,9	--	1,6
Нікель-цинковий ферит		$7,5 \cdot 10^3$	4	--	0,2

### Методика вимірювань та опис установки

Методика дослідження гістерезису феромагнітних матеріалів полягає в тому, що якщо на вертикальні та горизонтальні відхиляючі пластини осцилографа подати напруги  $U_y$  і  $U_x$ , які пропорційні  $B$  і  $H$ , то на екрані осцилографа буде спостерігатись петля гістерезису, параметри якої візуально реєструються, а потім обробляються у відповідності із завданнями 1-3.

В комплект установки входять такі прилади і обладнання (рис.2.9): звуковий генератор  $PQ$ , електронний осцилограф  $PO$ , касета ФПЕ – 07.

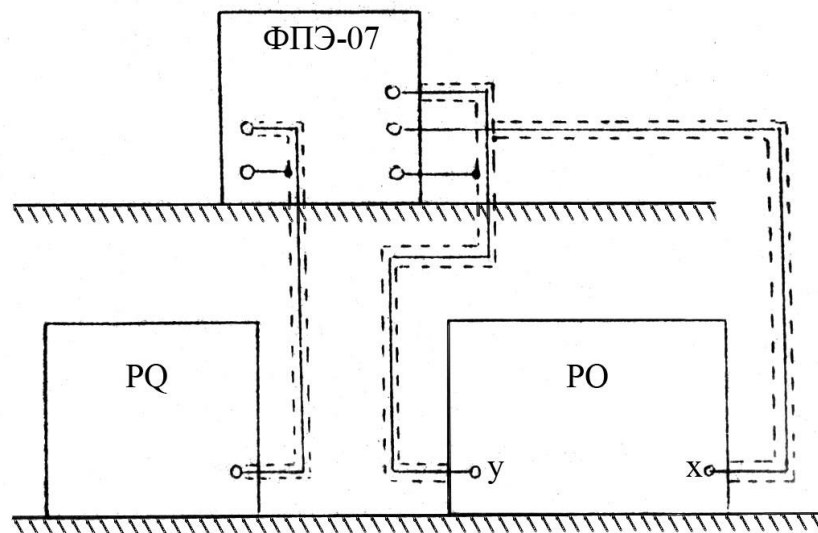


Рис.2.9. Схема установки

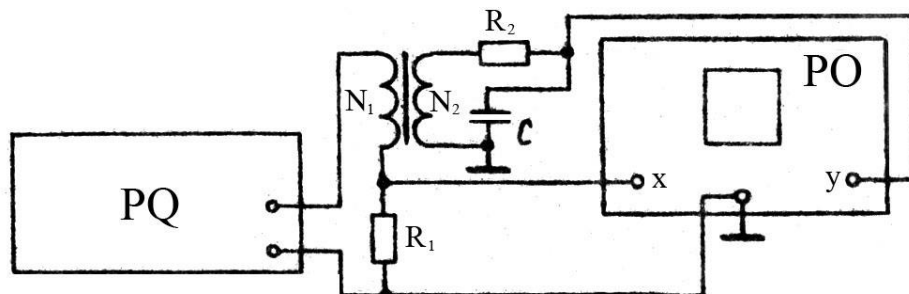


Рис.2.10. Електрична схема установки

Принципову схему установки показано на рис.2.10. Зразок, що досліджується, виконано у вигляді тороїдального трансформатора  $T$ , первинна обмотка якого має  $N_1$  витків, вторинна –  $N_2$ . Напруга на первинну обмотку

трансформатора  $T$  подається з виходу звукового генератора  $PQ$  через резистор  $R_1$ . Вторинна обмотка трансформатора послідовно під'єднана до резистора  $R_2$  і конденсатора  $C$ . З резистора  $R_1$  на вхід "x" підсилювача горизонтального відхилення осцилографа  $PO$  подається напруга  $U_x$ , яка пропорційна напруженості магнітного поля  $H$ . На вертикальний вхід "y" з конденсатора  $C$  подається напруга  $U_y$ , що пропорційна індукції магнітного поля  $B$ .

При радіусі витків обмотки  $r_B \leq r_T$  ( $r_T$  – радіус тороїда) напруженість у тороїді дорівнює:

$$H = \frac{N_1}{2\pi r_T} I_1 \quad (2.8)$$

де  $r_T = (r_1 + r_2)/2$ ,  $r_1 = d_1/2$ ,  $r_2 = d_2/2$ .

Оскільки падіння напруги на резисторі  $R_1$  дорівнює  $U_x = I_1 R_1$ , то з врахуванням (2.8) маємо:

$$U_x = \frac{2\pi r_T}{N_1} R_1 H \quad (2.9)$$

$U_x$  визначається за коефіцієнтом відхилення електронного променя по горизонтальній осі:

$$U_x = e_1 x. \quad (2.10)$$

З врахуванням (2.10) вираз (2.8) можна записати:

$$H = \frac{N_1 b_1 x}{2\pi R_1 r_T} = \alpha b_1 x \quad (2.11)$$

За законом Фарадея ЕРС індукції у вторинній обмотці

$$\mathcal{E}_i = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 \frac{dB}{dt} S_2 \quad (2.12)$$

де  $\Phi$  – потік вектора магнітної індукції через один виток;  $S$  – площа поперечного перерізу тороїда:  $S = (r_1 - r_2) \cdot e_3$ .

Використавши закон Ома, для вторинної обмотки матимемо:

$$\mathcal{E}_i = U_C + I_2 R_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt}, \quad (2.13)$$

де  $U_C$  – напруга на конденсаторі,  $I_2$  – струм у вторинній обмотці,  $L_2$  – індуктивність вторинної обмотки.



Оскільки значення  $L_2$  дуже мале, а  $I_2 R_2 \gg U_c$ , то рівняння (2.13) можна переписати з врахуванням (2.12):

$$-N_2 \frac{dB}{dt} S_2 = I_2 R_2$$

та розв'язати відносно струму

$$I_2 = -\frac{N_2 S_2}{R_2} \frac{dB}{dt}. \quad (2.14)$$

Враховуючи (2.14), знайдемо напругу  $U_c$ , що дорівнює напрузі на конденсаторі:

$$U_y = U_c = \frac{Q}{C} = \frac{\int_0^t I_2 dt}{C} = -\frac{N_2 S_2}{R_2 C} B, \quad (2.15)$$

де  $Q$  – заряд на пластинах конденсатора.

Величину  $U_y$  можна визначити через відомий коефіцієнт відхилення променя  $b_2$  по вертикалі:

$$U_y = b_2 y. \quad (2.16)$$

З виразів (2.15) і (2.16) отримаємо:

$$B = \frac{R_2 C U_y}{N_2 S_2} = \frac{R_2 C b_2 y}{N_2 S_2} = \beta b_2 y. \quad (2.17)$$

Подаючи одночасно напругу  $U_x$  і  $U_y$  на горизонтальні та вертикальні відхиляючі пластини, отримаємо на екрані осцилографа петлю гістерезису. За площею петлі можна знайти роботу перемагнічування феромагнетику, віднесену до одиниці об'єму. Мала зміна  $d\omega_m$  об'ємної густини енергії магнітного поля  $\omega_m = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2$  у циклі перемагнічування:

$$d\omega_m = Hd(\mu \mu_0 H) = HdB = dA_n. \quad (2.18)$$

Робота  $dA_n$  іде на зміну внутрішньої енергії одиниці об'єму феромагнетику. За повний цикл перемагнічування маємо:

$$A_n = \int HdB. \quad (2.19)$$

Враховуючи (2.11) та (2.18) отримаємо:

$$A_n = \frac{N_1 R_2 C b_1 b_2}{2\pi r_T R_1 N_2 S_2} S_n, \quad (2.20)$$

де  $S_n$  – площа петлі гістерезису.

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1. Визначення основної кривої намагнічування.

1.1. Підготувати прилади до роботи:

а) встановити такі параметри вихідного сигналу звукового генератора: частота  $2 \text{ кГц}$ , вихідна напруга –  $0 \text{ В}$ ;

б) відімкнути розгортку на осцилографі РО.

1.2. Увімкнути лабораторний стенд та прилади. Встановити промінь у центрі екрану осцилографа, після чого, регулюючи вихідну напругу на звуковому генераторі, отримати максимальну петлю гістерезису в межах екрану, що відповідає магнітному насиченню зразка. Зменшуючи вихідну напругу, отримати сімейство петель гістерезису (не менше 8). Для кожної петлі зняти координати  $x$  та  $y$  її вершини і записати в таблицю 2.2.

Таблиця 2.2

Номер петлі	$x$ , <i>под</i>	$y$ , <i>под</i>	$U_x = v_1 x, \text{ В}$	$U_y = v_2 y, \text{ В}$	$H, \text{ А/м}$	$\Delta H, \text{ А/м}$	$B, \text{ Тл}$	$\Delta B, \text{ Тл}$
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								

1.3. За формулами (2.11)  $H = \alpha b_1 x$  і (2.17)  $B = \beta b_2 y$  знайти значення напруженості  $H$  та індукції  $B$  вершин усіх отриманих петель гістерезису і записати їх у таблицю 2.2. Значення  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $N$ ,  $N_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $S_2$ ,  $C$  та  $v_3$  вказані на панелі касети ФПЕ-07. Значення коефіцієнтів  $v_1$  та  $v_2$  зчитати з лицевої панелі осцилографа.

1.4. Оцінити довірчу межу випадкової похибки вимірювання  $H$  і  $B$  при довірчій ймовірності  $P = 0,9$ , пов'язану з похибками величин  $v_1$ ,  $v_2$ ,  $x$  і  $y$ .

Похибки вимірів величин  $H$  і  $B$  визначаються:

а) систематичними похибками приладів, з якими пов'язані коефіцієнти відхилення електронного променя  $\vartheta_1$  і  $\vartheta_2$ , а також похибки візуального відліку величин  $x$  та  $y$  на екрані осцилографу ( за паспортом осцилографу  $\Delta\vartheta_1 = \pm 0,07$  В /мм,  $\Delta\vartheta_2 = \pm 0,07$  В /мм,  $\Delta x = \Delta y = \pm 0,5$  мм);

б) похибкою, з якою задані величини  $N_1, N_2, R_1, R_2, S_2, C, r_T$ . Ці елементи вимірювань здебільшого виготовляються для вимірювальних приладів високої точності і суттєвого внеску у загальну похибку не вносять.

в) похибкою, що пов'язана з деякими припущеннями при виводі розрахункових формул (2.11) і (2.17) (систематична методична похибка). Інтервал довіри окремих вимірів у відповідності до формули (2.13) і рівнянь (2.11) та (2.17) визначаються за такими співвідношеннями:

$$\Delta H = \alpha \sqrt{x^2 \left( \frac{k_p \Delta b_1}{3} \right)^2 + b_1^2 \left( \frac{k_p \Delta x}{3} \right)^2}; \quad (2.21)$$

$$\Delta B = \beta \sqrt{y^2 \left( \frac{k_p \Delta b_2}{3} \right)^2 + b_2^2 \left( \frac{k_p \Delta y}{3} \right)^2}. \quad (2.22)$$

У цих формулах  $\Delta H$  і  $\Delta B$  – довірчі інтервали похибок вимірювання  $H$  і  $B$ . Значення  $\Delta H$  і  $\Delta B$  наносяться на криву  $B = f(H)$ , а також заносяться до таблиці 2.2.

### **Завдання 2. Оцінка роботи перемагнічування $A_n$ за один цикл.**

2.1. Отримати максимальну петлю гістерезису і замалювати її на прозорому папері (калька) в координатах  $x$  та  $y$ .

2.2. Скопіювати петлю на міліметровий папір, обчислити її площу.

2.3. За формулою (2.20) визначити роботу перемагнічування  $A_n$  за один цикл.

### **Завдання 3. Визначення коерцитивної сили.**

3.1. За максимальною петлею гістерезису визначити координати  $\pm x_c$ , що відповідають коерцитивній силі  $\pm H_c$ .

1.2. За формулою (2.11) обчислити значення  $H_c$ .

1.3. Визначити групу феромагнетика (м'який або жорсткий).

Параметри експериментальної установки:  $N_1 = 200$  вит.,  $N_2 = 75$  вит.,  
 $R_1 = 400$  Ом,  $R_2 = 24$  кОм,  $C = 0,022$  мкФ.

Параметри тороїда:  $d_1 = 31$  мм,  $d_2 = 18,5$  мм,  $b_3 = 7$  мм,  $r_T = \frac{d_1 + d_2}{4}$ .

## Контрольні запитання

1. Що таке магнітне поле? Що називається напруженістю та індукцією магнітного поля і який зв'язок між ними?
2. Що відбувається при намагнічуванні феромагнетика? Який фізичний зміст вектора намагнічування?
3. Які існують види магнетиків? Які властивості діа- та парамагнетиків?
4. Що таке феромагнетик? У чому полягає явище магнітного гістерезису?
5. Яка природа феромагнетизму? Що таке точка Кюрі для феромагнетика?
6. У чому полягає явище електромагнітної індукції? Як формулюється закон Фарадея для електромагнітної індукції?
7. Як формулюється закон Ома для змінного струму? Запишіть його формулу.
8. Який вигляд має принципова схема експериментальної установки для вивчення гістерезису і який принцип її роботи?

## Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. В 3 т. Т.2. Електрика і магнетизм. К.: Техніка, 2001 р. - 475 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики .Т.2.- М.: Наука, 1979 р. – 304 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 2.– М.: Наука, 1977 р. – 450 с.