

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Фізико-математичний факультет

Лабораторна робота ФПЕ-07

**ВИВЧЕННЯ ГІСТЕРЕЗИСУ ФЕРОМАГНІТ-
НИХ МАТЕРІАЛІВ**

Виконана студ. групи _____

Лабораторна робота ФПЕ-07

Вивчення гістерезису ферромагнітних матеріалів

Мета роботи: експериментально вивчити гістерезис ферромагнітних матеріалів, розрахувати і побудувати основну криву намагнічування, розрахувати роботу перемагнічування і коефіцієнтну силу а також ознайомитися з розрахунком похибки виміряних величин.

Теоретичні відомості

Усі речовини мають магнітні властивості, тому їх називають магнетиками. Магнітні властивості речовин визначаються величиною й орієнтацією магнітних моментів молекул, іонів або атомів.

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

$$\vec{p} = IS\vec{n}, \quad (7.1)$$

де \vec{n} – вектор одиничної нормалі до площини контуру, напрям якого визначається з правилом правого гвинта: якщо гвинт обертати з напрямом струму, то напрям його переміщення задасть напрям вектора позитивної нормалі.

В магнітному полі з індукцією \vec{B} на контур із струмом діє момент сили

$$\vec{M} = [\vec{p}, \vec{B}], \quad (7.2)$$

модуль якого

$$M = ISB \sin(\vec{p}, \vec{B}). \quad (7.2a)$$

Вектор моменту сили намагається повернути контур так, щоб напрямки векторів \vec{p} і \vec{B} співпали.

Контур із струмом створює також своє власне магнітне поле з індукцією \vec{B}_s . Напрямок цього поля в центрі контуру співпадає з напрямом вектора магнітного моменту \vec{p} .

У стані стійкої рівноваги контуру із струмом у магнітному полі, коли $\vec{M} = 0$, вектор індукції $\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_s$ у будь-якій точці площини всередині контуру завжди більший, ніж вектор індукції \vec{B}' зовнішнього магнітного поля.

Намагнічування речовини пояснюється наявністю у її елементарних складових (атомів, молекул, іонів) мікроскопічних магнітних моментів, зумовлених рухом електронів навколо ядра \vec{p}_l (орбітальний магнітний момент), власного магнітного моменту електрона \vec{p}_s – так званого спінового магнітного моменту та ядерного магнітного моменту $\vec{p}_я$.

Електронний орбітальний момент виникає завдяки руху електрона навколо ядра (рис. 7.1). Цей рух створює еквівалентний струм $I = e/T = ev$ (тут T – період, v – частота обертання навколо ядра), і аналогічний до колової рамки із струмом, у якої магнітний момент $\vec{p}_l = IS\vec{n} = ev\pi r^2 \vec{n}$, де e – заряд електрона, r – радіус його орбіти. Напрямок магнітного момен-

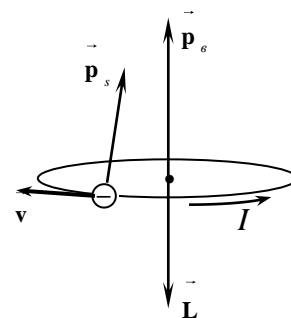


Рис. 7.1

ту протилежний до напрямку вектора моменту імпульсу (механічного моменту) $\vec{L} = [\vec{r}, m\vec{v}]$.
 Вектори \vec{p}_l і \vec{L} зв'язані співвідношення $\vec{p} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L}$, де m_e – маса електрона.

Спіновий магнітний момент \vec{p}_s є невід'ємною квантовою властивістю електрона. Спіновий та орбітальний магнітні моменти за величиною спів вимірні із магнетонам Бора

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2,$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – стала Планка.

Ядерний магнітний момент \vec{p}_n або дорівнює нулю, або ж на три - чотири порядки менший за μ_B і його внеском в результуюче магнітне поле можна знехтувати.

За відсутності поля приблизно можна вважати, що магнітний момент атома є сумою орбітальних і спінових моментів усіх його електронів

$$\vec{p}_{\text{ат}} = \sum_{i=1}^z \vec{p}_{oi} + \sum_{i=1}^z \vec{p}_{si}, \quad (7.3)$$

де z – кількість електронів у атомі.

Магнітний момент молекули складається з магнітних моментів її атомів:

$$\vec{p}_{\text{мол}} = \sum_{k=1}^N \vec{p}_{\text{ат}k}$$

де N – кількість атомів у молекулі.

Якщо атом знаходиться в магнітному полі, то на електрон атома (як на замкнутий контур із струмом) діє момент сили \vec{M} , під дією якого електрон, подібно до механічної дзиги, буде здійснювати прецесію, тобто вектори \vec{p} і \vec{L} будуть рухатися з постійною кутовою швидкістю навколо вектора \vec{B} , описуючи конус (див рис. 7.2). Такий рух електрона створює еквівалентний струм, отже і відповідний магнітний момент \vec{p}_h , який напрямлений проти зовнішнього поля. Це явище називається діамагнітним ефектом. Таким чином, у зовнішньому магнітному полі результуючий магнітний момент атома

$$\vec{p}_{\text{ат}} = \sum_{i=1}^z \vec{p}_{oi} + \sum_{i=1}^z \vec{p}_{si} + \sum_{i=1}^z \vec{p}_{hi}. \quad (7.4)$$

Магнітні властивості речовини є характеризують вектором намагніченості \vec{J} , який вводять як магнітний момент одиниці об'єму магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\sum_{k=1}^N \vec{p}_k}{\Delta V}, \quad (7.5)$$

де $\sum_{k=1}^N \vec{p}_k$ – сума магнітних моментів усіх атомів в об'ємі ΔV .

Експериментально встановлено, що у багатьох випадках (у так званих діамагнетиках та парамагнетиках) намагніченість прямо пропорційна напруженості магнітного поля \vec{H}

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (7.6)$$

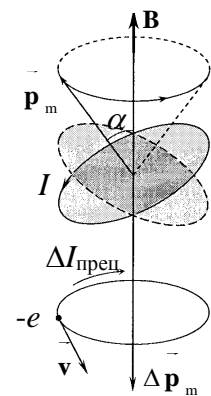


Рис. 7.2

де χ – коефіцієнт пропорційності, який називають магнітною сприйнятливістю речовини.

Магнітні властивості речовини характеризуються також магнітною проникністю μ , яка дорівнює відношенню індукції магнітного поля в даній речовині до індукції поля у вакуумі. Величини χ і μ зв'язані співвідношенням

$$\mu = 1 + \chi. \quad (7.7)$$

Залежно від знаку величини сприйнятливості усі речовини поділяються на три групи: діамагнетики, парамагнетики та феромагнетики¹.

Діамагнетики речовини (наприклад, інертний газ), у яких за відсутності зовнішнього магнітного поля орбітальні \mathbf{p}_l і спінові \mathbf{p}_s магнітні моменти атомів або молекул скомпенсовані, отже результуючий магнітний момент дорівнює нулю. У зовнішньому магнітному полі в результаті прецесії з'являються індуквані магнітні моменти $\mathbf{p}_{ar} = \sum \mathbf{p}_h$, напрямлені проти зовнішнього поля \mathbf{B} . Це зменшує результуючу індукцію в магнетик, отже магнітна проникність діамагнетиків трохи менша за одиницю ($\mu < 1$), а магнітна сприйнятливість від'ємна і має порядок величини $\chi \sim 10^6 - 10^{-8}$.

Парамагнетики – речовини, у яких за відсутності зовнішнього поля \mathbf{B} результуючий магнітний момент атома (молекули) відмінний від нуля $\mathbf{p}_{ar} \neq 0$ ($\mathbf{p}_{mol} \neq 0$). За відсутності зовнішнього магнітного поля завдяки тепловому хаотичному руху магнітні моменти атомів (молекул) мають усі можливі напрями, відтак намагніченість парамагнетика $\mathbf{J} = 0$. Але якщо парамагнетик вмістити у зовнішнє магнітне поле, то магнітні моменти атомів починають орієнтуватися за напрямом поля (щоправда цьому заважає тепловий хаотичний рух), завдяки чому намагніченість стає відмінною від нуля. Для парамагнетиків магнітна проникність трохи більша за одиницю ($\mu > 1$), а магнітна сприйнятливість $\chi \sim 10^{-4} - 10^{-6}$.

Феромагнетики – це кристалічні речовини, у яких спінові магнітні моменти сусідніх іонів орієнтовані однаково завдяки так званій обмінній взаємодії. Така орієнтація виявляється енергетично вигідною і зумовлює спонтанну (самодовільну) намагніченість.

Якби всі магнітні моменти атомів кристала були орієнтовані однаково, то його внутрішня енергія була б дуже великою. Тому в кристалі утворюються окремі області, кожна з яких намагнічена до насичення.

Області спонтанного намагнічування називають **доменами**.

Розміри доменів складають $\sim 10^{-5} - 10^{-7}$ м. Між доменами існують перехідні шари, які називають стінками Блоха шириною $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ м. Всередині перехідного шару магнітні спінові моменти поступово повертаються, від орієнтації притаманній одному домену, до орієнтації притаманній іншому домену (рис. 7.3а).

¹ Зауважимо, що крім зазначених існують ще деякі типи магнетиків.

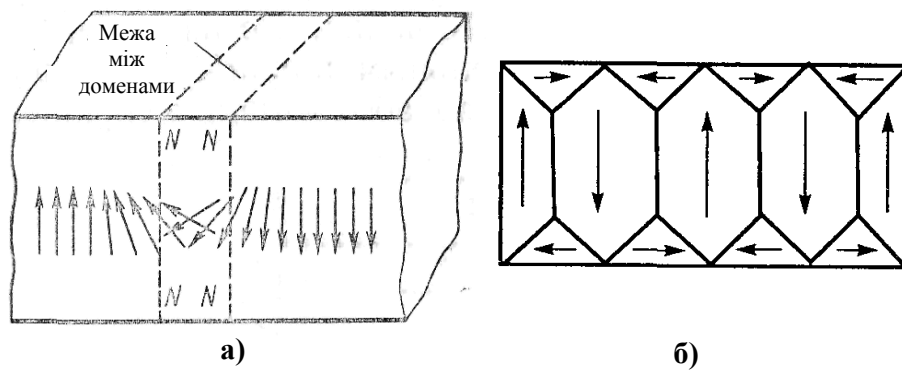


Рис. 7.3

За відсутності магнітного поля домени орієнтовані хаотично, отже результуючий магнітний момент речовини дорівнює нулю (рис. 7.3б). Якщо ж ферромагнетик внести у зовнішнє магнітне поле, то його домени починають орієнтуватися за напрямком поля і намагніченість речовини зростає, при цьому перехідні шари руйнуються.

Залежність намагніченості J від напруженості H зовнішнього магнітного поля для діа-, пара- і ферромагнетиків показана на рис. 7.4а.

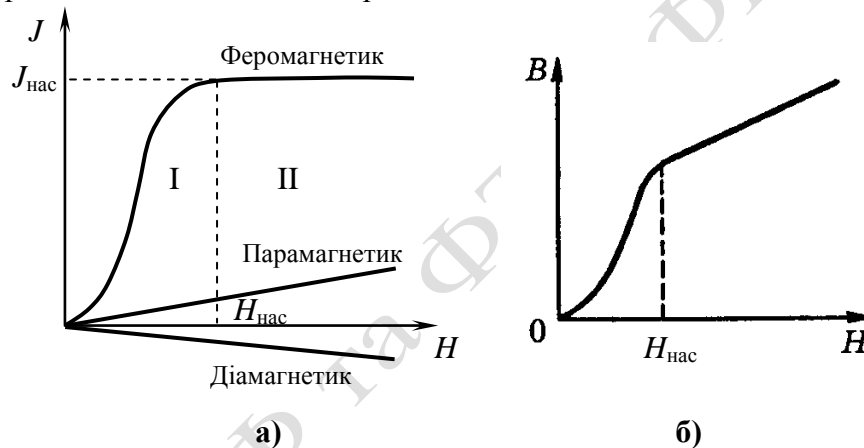


Рис. 7.4

В області I відбувається орієнтація доменів ферромагнетика у напрямку зовнішнього поля при зростанні його напруженості H . Крива $J(H)$ називається основною кривою намагнічування. Для пара- і діамагнетиків залежність $J(H)$ лінійна.

Основна крива намагнічування ферромагнетика (залежність $B(H)$) показана на рис. 7.4б. На відміну від залежності $J(H)$ ця крива не має насичення.

У ферромагнетиків і феритів має місце магнітний гістерезис, який відображає залежність намагнічування від попереднього стану. При циклічних змінах величини і напрямку напруженості H зовнішнього поля ця залежність характеризується кривою, що називається петлею гістерезису (рис.7.5а).

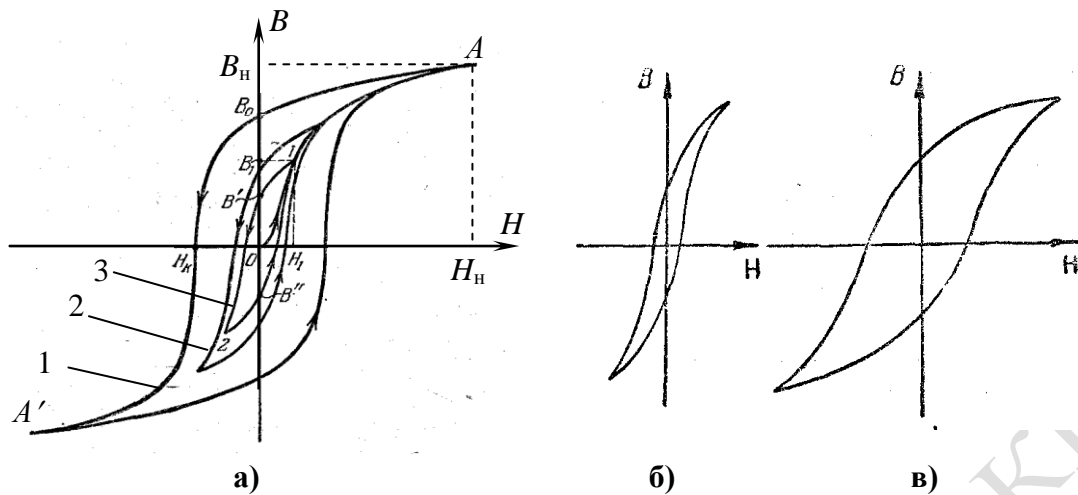


Рис. 7.5

Якщо феромагнетик був початково розмагніченим то він намагнічується за основною кривою намагнічування OA . У точці A напруженість $H_{нас}$ і індукція $B_{нас}$ відповідають стану магнітного насичення, в якому всі домени орієнтовані за напрямом магнітного поля. Розмагнічування феромагнетика проходить кривою $(A - B_0 - H_k - A')$. При $H = 0$ намагніченість феромагнетика не зникне – $B_{H=0} = B_0$. Цей стан називається залишковою індукцією. Напруженість, при якій індукція магнітного поля і намагніченість у феромагнетика стає рівною нулю ($B = 0, J = 0$) називається коерцитивною силою H_k . Якщо при циклічному намагнічуванні $H_{max} > H_{нас}$, то отримаємо максимальну петлю гістерезису (рис.7.5а). Криві 2 і 3 це часткові цикли, коли $H_{max} < H_{нас}$. Максимуми B і H часткових циклів лежать на основній кривій намагнічування OA . Умовно прийнято вважати феромагнетик жорстким, якщо $H_k > 100$ А/м. Якщо ж $H_k < 100$ А/м феромагнетика вважаються м'якими. Крім того у м'яких феромагнетиків петля гістерезису вузька (рис. 7.5б), а у жорстких – форма петлі гістерезису наближається до прямокутної (рис. 7.5в).

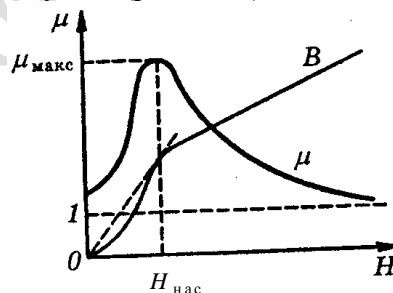


Рис. 7.6

Магнітна проникність μ феромагнетика залежить від напруженості магнітного поля H (рис. 7.6). Вона досягає максимального значення, коли напруженість H зовнішнього магнітного поля стає рівною $H_{нас}$, тобто при якій домени максимально орієнтуються за напрямком поля, і при цьому досягається магнітне насичення зразка.

При нагріванні феромагнітних тіл їхні магнітні властивості змінюються – зменшуються χ, μ, J і т. д. Для кожного феромагнетика існує така температура T_c , при якій він втрачає свої феромагнітні властивості, відбувається фазовий перехід і феромагнетик перетворюється на парамагнетик. Ця температура названа феромагнітною точкою (температурою) Кюрі. Як приклад наведені точки Кюрі для деяких феромагнітних речовин.

Табл. 7.1

Феромагнетик	Залізо	Кобальт	Нікель	30% пермалой
$T_c, ^\circ\text{C}$	770	1150	360	70

Вище точки Кюрі залежність від температури магнітної сприйнятливості та магнітної проникності підпорядковується закону Кюрі–Вейсса:

$$\mu = \frac{C}{T - \Theta},$$

де C – стала Кюрі, Θ – парамагнітна температура Кюрі, яка трохи вища ніж T_c .

На рис. 7.7 показана залежність намагніченості насичення заліза, нікелю та кобальту від температури. По осі ординат відкладено відношення намагніченості при даній температурі до намагніченості при температурі 0 К, а по осі абсцис – відношення температури T до температури Кюрі.

При температурі T_c , тепловий рух повністю руйнує впорядкованість спінових магнітних моментів комірок всередині домену. Тому у феромагнетиків при температурі Кюрі намагніченість зменшується до нуля (рис.7.7), а магнітна проникність зменшується на 2-3 порядки.

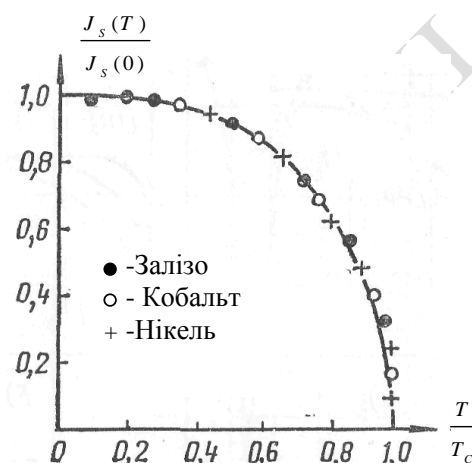


Рис. 7.7

Методика вимірювань і опис установки

Суть методу вивчення гістерезису феромагнітних матеріалів полягає у тому, що якщо на вертикальні і горизонтальні відхиляючі пластини осцилографа подати напруги U_y та U_x , які пропорційні B і H відповідно, то на екрані осцилографа буде спостерігатись петля гістерезису, параметри якої візуально реєструються і далі обробляються відповідно до інструкцій, викладених у завданні 1-3.

В комплект установки входять такі прилади і обладнання (рис.7.8): звуковий генератор PQ, електронний осцилограф РО, касета ФПЕ-07.

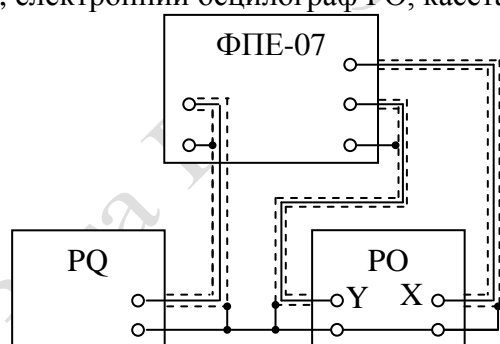


Рис. 7.8

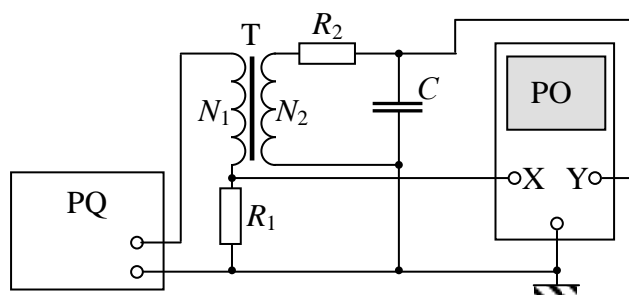


Рис. 7.9

Принципову схему установки показано на рис. 7.9. Досліджуваний зразок виконано у вигляді тороїдального трансформатора Т, первинна обмотка якого має N_1 витків, вторинна – N_2 . Напруга на первинну обмотку трансформатора Т 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_2 напруга подається на вхід "X" підсилювача го-

ризоньального вiдхилення осцилографу РО, яка пропорційна напруженостi магнiтного поля H .

На вхiд пiдсилювача вертикального сигналу "Y" подається напруга з конденсатора C , яка пропорційна iндукцiї магнiтного поля B .

При радiусi виткiв обмотки $r_b < r_r$ (r_r – радiус середньої лiнii тороiда) магнiтного поля у тороiдi

$$H = \frac{N_1}{2\pi r_r} I_1. \quad (7.8)$$

Напруга на резисторi R_1 , отже i напруга, що подається на вхiд "X" осцилографу, $U_x = I_1 R_1$. Виразивши I_1 з (7.8), одержимо

$$U_x = R_1 \frac{2\pi r_r}{N_1} H. \quad (7.9)$$

Якщо коефiцiєнт вiдхилення електронного променя по осi "X" дорiвнює b_1 , то

$$U_x = b_1 x \quad (7.10)$$

де x вiдхилення електронного променя на екранi осцилографу вздовж осi X. Таким чином, з урахуванням (7.10) можна записати

$$H = \frac{N_1 b_1}{2\pi r_r R_1} x = \alpha b_1 x. \quad (7.11)$$

За законом Фарадея ЕРС iндукцiї у вториннiй обмотцi

$$\mathcal{E}_1 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 \frac{dB}{dt} S_2, \quad (7.12)$$

де Φ – потiк вектора магнiтної iндукцiї крiзь один виток, S_2 – площа поперечного перерiзу тороiда: $S_2 = (r_2 - r_1) \cdot b_3$, де r_1, r_2 – зовнiшнiй та внутрiшнiй радiуси тороiда, b_3 – висота тороiда.

За другим правилом Кiрхгофа ЕРС у вториннiй обмотцi дорiвнює сумi напруг на елементах кола, приєднаних до вторинної обмотки:

$$\mathcal{E}_2 = U_c + I_2 R_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt}, \quad (7.13)$$

де U_c – напруга на конденсаторi, I_2 – струм у колi вторинної обмотки, L_2 – iндуктивнiсть вторинної обмотки. Оскiльки iндуктивнiсть L_2 є дуже малою, а $I_2 R_2 \gg U_c$, то вираз (7.13), урахувавши (7.12), можна переписати у виглядi:

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

звiдки

$$I_2 = -\frac{N_2 S_2}{R_2} \frac{dB}{dt}. \quad (7.14)$$

Напруга на конденсатор $U_c = q/C$, де $q = \int I_2 dt$ – заряд конденсатора. Таким чином, маємо

$$U_y = U_c = \frac{\int I_2 dt}{C} = -\frac{N_2 S_2}{R_2 C} \int \frac{dB}{dt} dt = -\frac{N_2 S_2}{R_2 C} B. \quad (7.15)$$

Якщо коефіцієнт відхилення електронного променя вздовж осі "Y" дорівнює b_2 , то

$$U_y = b_2 y. \quad (7.16)$$

З виразів (7.15), (7.16) маємо

$$|B| = \frac{R_2 C}{N_2 S_2} U_y = \frac{R_2 C}{N_2 S_2} b_2 y = \beta b_2 y. \quad (7.17)$$

Подаючи одночасно напругу U_y та U_x на вертикально і горизонтально відхиляючи пластини, отримуємо на екрані осцилографа петлю гістерезису.

За площею петлі можна обчислити роботу перемагнічування, віднесена до одиниці об'єму. Мала зміна об'ємної густини енергії магнітного поля

$$dw = d(\mu\mu_0 H^2 / 2) = H d(\mu\mu_0 H) = H dB \quad (7.18)$$

у процесі перемагнічування дорівнює елементарній роботі $\delta A = dw$ по зміні внутрішньої енергії одиниці об'єму феромагнетика. За повний цикл перемагнічування виконується робота

$$A_n = \oint H dB. \quad (7.19)$$

Урахувавши вирази (7.11) та (7.18), отримаємо

$$A_n = \frac{N_1 R_2 C b_1 b_2}{2\pi r_1 R_1 N_2 S_2} S_n, \quad (7.20)$$

де S_n – площа петлі гістерезису.

Порядок виконання роботи

1. Визначення основної кривої намагнічення

1.1 Увімкнути лабораторний стенд і прилади. Встановити промінь в центрі екрану осцилографа, після чого, регулюючи значення вихідної напруги на звуковому генераторі, отримати максимальну петлю гістерезиса в межах екрану, відповідну магнітному насиченню зразку. Зменшуючи вихідну напругу, отримати сімейство петель гістерезису не менше 8 разів. Для кожної петлі зняти координати X і Y її вершини і записати в таблицю 7.2.

Табл. 7.2

Номер петлі	x, поділки	y, поділки	$U_x = b_1 x,$ В	$U_y = b_2 y,$ В	$H, \frac{A}{m}$	$\Delta H, \frac{A}{m}$	B, Тл	$\Delta B, Тл$
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								

1.2. За формулами $H = \alpha b_1 x$ та $B = \beta b_2 y$ визначити напруженість H та індукцію B вершин усіх отриманих петель гістерезису і записати їх у таблицю. Значення коефіцієнтів b_1 і b_2 визначаються за панеллю осцилографа. **Побудувати графік залежності індукції магнітного поля від його напруженості $B = f(H)$.**

1.3. Оцінити довірчу границю випадкової похибки вимірювання H і B при довірчій ймовірності $P = 0,9$ ($k_p = 1,615$), зумовлену похибками величин b_1 , b_2 , x , y ($\Delta b_1 = \Delta b_2 = 0,07$ В/мм, $\Delta x = \Delta y = 0,5$ мм).

Похибки величин B і H визначаються:

а) систематичними похибками приладів, з якими пов'язані коефіцієнти відхилення електронного променя b_1 і b_2 , а також похибки візуального відліку величин x та y на екрані осцилографа

б) похибкою, з якою задані величини N_1 , N_2 , R_1 , R_2 , S_2 , C і r_t . Ці елементи експериментальної установки як правило 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 (7.11) і (7.17) (систематична методична похибка). Інтервал довіри окремих вимірів у відповідності до формули (7.13) і рівнянь (7.11) і (7.17) визначаються за такими співвідношеннями

$$\Delta H = \alpha \sqrt{x^2 \left(\frac{k_p \Delta b_1}{3} \right)^2 + b_1^2 \left(\frac{k_p \Delta x}{3} \right)^2}; \quad (7.21)$$

$$\Delta B = \beta \sqrt{y^2 \left(\frac{k_p \Delta b_2}{3} \right)^2 + b_2^2 \left(\frac{k_p \Delta y}{3} \right)^2}. \quad (7.22)$$

У цих формулах ΔH і ΔB – інтервали довіри похибок вимірювання H і B . Значення $\pm \Delta H$ і $\pm \Delta B$ наносяться на криву $B(H)$, а також заносяться до таблиці 7.2.

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 (7.20) визначити роботу перемагнічування A_n за один цикл.

3. Визначення коерцитивної сили.

3.1. По максимальній петлі гістерезису визначити координату x_k , що відповідає коерцитивній силі.

3.2. За формулою (7.11) обчислити значення H_k .

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

Дані для лабораторної установки:

$N_1 = 200$ витків, $N_2 = 75$ витків, $R_1 = 400$ Ом, $R_2 = 24$ кОм, $C = 0,022$ мкФ

Параметри тороїда: $d_1 = 2r_1 = 31$ мм, $d_2 = 2r_2 = 18,5$ мм, $b_3 = 7$ мм; $r_t = \frac{d_1 + d_2}{4}$.

$$H = \frac{N_1 b_1 x}{2\pi R_1 r_t} = \alpha b_1 x; \quad B = \frac{R_2 C b_2}{N_2 S_2} y = \beta b_2 y.$$

Розрахункові формули

$A_n = \frac{N_1 R_2 b_1 b_2 C}{2\pi r_t R_1 N_2 S_2} S_n$, де $S_2 = (r_1 - r_2) b_3$; S_n – площа петлі гістерезису (кв. поділ).

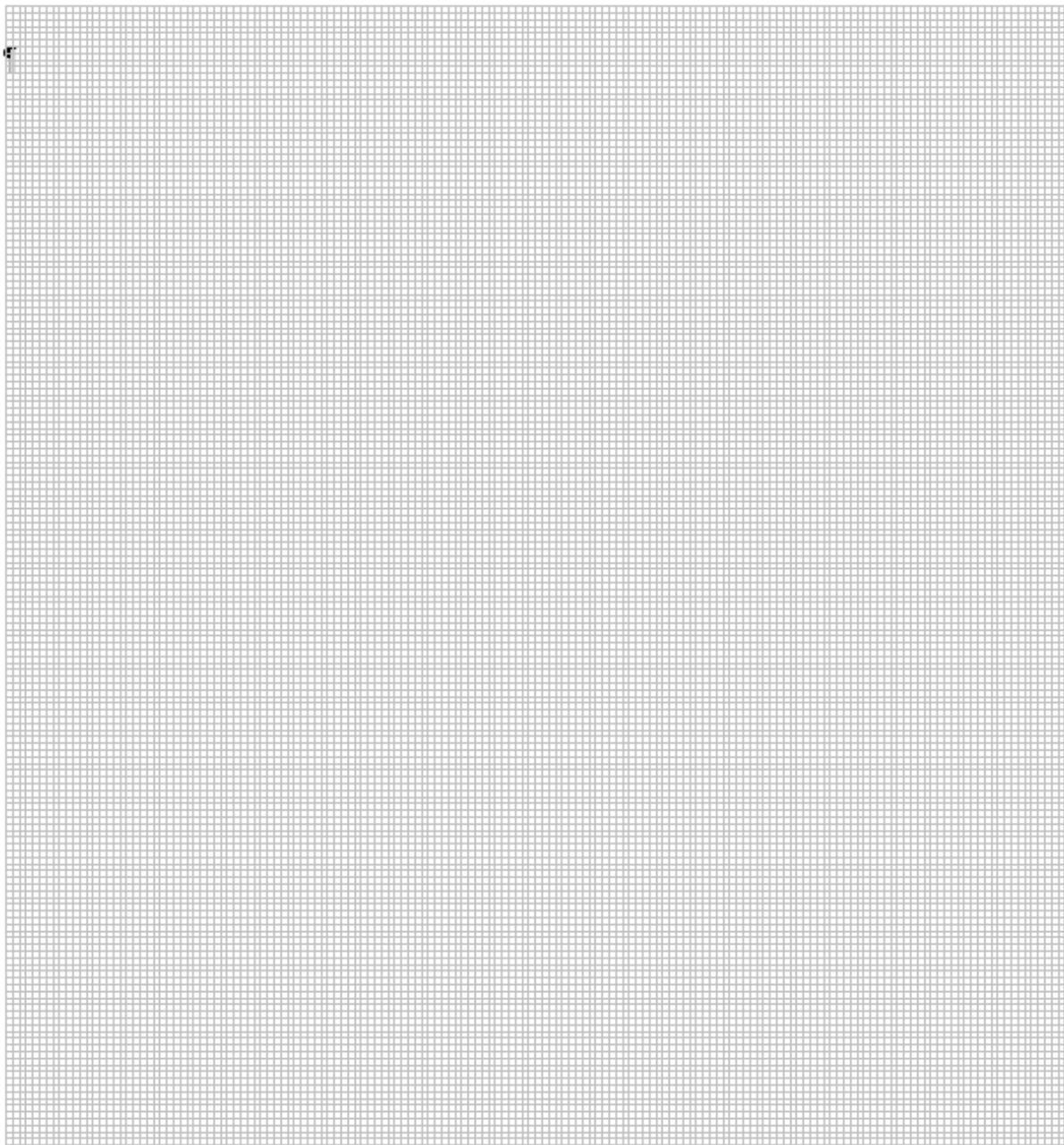
$$\alpha = \frac{N_1}{2\pi R_1 r_t}; \beta = \frac{R_2 C}{N_2 S_2}$$

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 магнетика? Який фізичний смисл вектора намагнічування?
3. Які існують види магнетиків? Які властивості діа- та парамагнетиків?
4. Що таке феромагнетики? У чому полягає явище магнітного гістерезиса?
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.
2. Савельєв И. В. Курс общей физики - М.: Наука 1978г. т.2, § 40, 50-55, 57-61, 68, 92;
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики -М.: Наука 1977г. т. 3. 2, § 58, 61, 64, 74-79, 129.



3 та ЕФ