

## Лекція №7

### Вектор намагніченості

Речовина, поміщена в зовнішнє магнітне поле, намагнічується. У ньому виникає переважна орієнтація магнітних моментів молекул, що підсилює або послаблює зовнішнє поле.

Кількісною характеристикою намагніченості речовини служить вектор намагніченості. Він дорівнює векторній сумі магнітних моментів молекул, укладених в одиниці об'єму речовини: 
$$\vec{J} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi} . \quad (3.46)$$

Ця формула справедлива у випадку однорідного магнітного поля, яке створюється всередині довгого соленоїда. Вектор в цьому випадку має постійне значення в будь-якій точці далеко від його кінців.

Висловимо вектор намагніченості через щільність мікрострумів. Візьмемо зразок речовини у вигляді циліндра, вісь якого направимо уздовж зовнішнього поля (рис. 3.38, а). У намагніченому зразку площині мікрострумів перпендикулярні вектору. Як видно з рис. 3.38, б, мікроструми усередині зразка компенсують один одного. На поверхні циліндра залишається скомпенсований струм, утворений цими ж мікрострумами. Його лінійна щільність, тобто струм, що припадає на одиницю довжини зразка є.

Магнітне поле в речовині складається з зовнішнього поля і поля, створеного мікрострумами: 
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' . \quad (3.47)$$

Індукція поля мікрострумів виражається через лінійну щільність мікрострумів аналогічно індукції магнітного поля соленоїда:

$$B' = \mu_0 \frac{I^{\text{мікро}}}{l} . \quad (3.48)$$

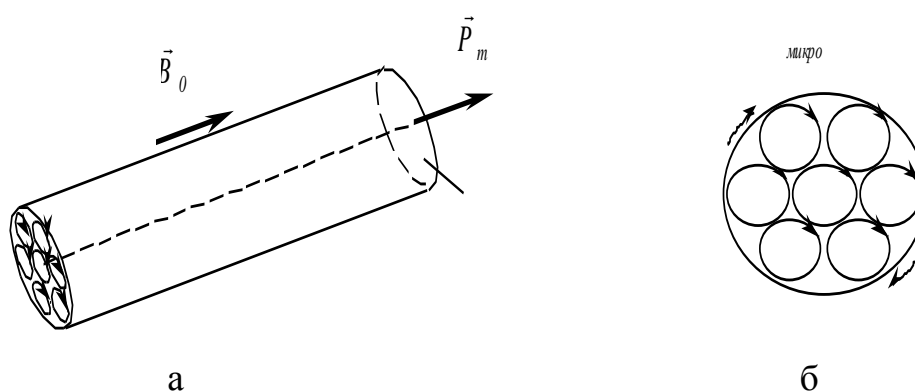


Рис. 3.38

Оскільки магнітний момент, створений мікрострумами, дорівнює добутку сили мікрострумів на площу поперечного перерізу циліндра, а обсяг циліндра, згідно (3.46), маємо 
$$J = \frac{1}{V} I^{\text{мікро}} \cdot S = \frac{1}{l \cdot S} I^{\text{мікро}} \cdot S = \frac{I^{\text{мікро}}}{l} . \quad (3.49)$$

Вектор намагніченості чисельно дорівнює силі поверхневого мікрострумами, що припадає на одиницю довжини магнетика циліндричної форми, поміщеного в магнітне поле.

Формули (3.48) і (3.49) дозволяють записати (3.47) у вигляді  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}$ . (3.50)

Щоб знайти, потрібно зв'язати і ще одним рівнянням. З досвіду випливає, що вектор намагніченості пропорційний індукції магнітного поля, яку в цьому випадку можна прийняти рівною індукції магнітного поля в вакуумі. Зв'язок між ними виражається формулою  $\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \chi \vec{B}_0 = \chi \vec{H}$ , (3.51)

Коефіцієнт пропорційності називається магнітною сприйнятливістю речовини, а відношення - напруженістю магнітного поля в вакуумі. Підставивши (3.51) в (3.50), отримаємо  $\vec{B} = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0 = \mu \mu_0 \vec{H}_0$ , (3.52)

де

$$\mu = 1 + \chi$$

- магнітна проникність речовини.

Зв'язок між індукцією магнітного поля і напруженістю в речовині вводить співвідношенням  $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ . (3.53)

Напруженість - допоміжна величина, що характеризує магнітне поле, створене макротоками, тобто струмами, поточними по дротах. Напруженість магнітного поля грає в магнетизм ту ж роль, що і індукція електричного поля в електростатики.

Як видно з рівняння (3.52), магнітна проникність показує, у скільки разів магнітне поле в речовині відрізняється від магнітного поля в вакуумі:

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

На відміну від діелектричної проникності речовини, магнітна проникність може бути як більше, так і менше одиниці.

### Типи магнетиків: діа-, пара- і феромагнетики.

Магнітні властивості різних речовин набагато різноманітніше, ніж електричні. У той час як діелектрична проникність речовини завжди більше одиниці, магнітна проникність може бути як більше, так і менше одиниці. Речовини, у яких  $\mu < 1$ , називаються діамагнетиками, а речовини з  $\mu > 1$  - парамагнетиками. Так як магнітна сприйнятливість  $\chi = \mu - 1$ , то у парамагнетиків  $\chi$  позитивна ( $\chi > 0$ ), а у діамагнетиків - негативна ( $\chi < 0$ ).

Переважає більшість речовин проявляє свої магнітні властивості дуже слабо і має магнітну сприйнятливість в межах  $\chi$  від  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  одиниць ( $\chi = 10^{-6} \dots 10^{-3}$ ). До парамагнетиків відносяться, наприклад, кисень, алюміній, платина; до діамагнетиків - срібло, вісмут, вода, вуглекислий газ, азот.

Поряд з діа- і парамагнетиками є речовини, здатні намагнічуватися дуже сильно. Вони називаються феромагнетиками. Магнітна проникність у них становить сотні і тисячі одиниць, а у спеціально оброблених феромагнетиків досягає мільйона. Свою назву вони отримали від латинського найменування основного представника цих речовин - заліза (ferrum). До феромагнетика відносяться залізо, нікель, кобальт, гадоліній і їх сплави. Крім того, існує безліч сплавів немагнітних речовин, які проявляють сильні магнітні властивості (MnO, NiO, CaO, MnF<sub>2</sub>, KMnF<sub>3</sub> і ін.). Належність речовини до того чи іншого типу магнетиків легко визначити дослідним шляхом. Оскільки вектор намагніченості речовини  $\vec{J} = \chi \vec{H}$ , в діамагнетиках він спрямований проти зовнішнього поля, в пара- і феромагнетиках - по полю. У неоднорідному полі діамагнетики виштовхуються з магнітного поля. Так, наприклад, паличка з вісмуту, яка розташована між полюсами магніту, встановлюється перпендикулярно до напрямку поля.

### Властивості феромагнетиків. Гістерезис

Феромагнетики – сильномагнітні речовини, тобто магнітна проникність  $\mu$  у них багато більше одиниці. Особливістю феромагнетиків є:

- 1) збереження намагніченості після того, як намагнічує поле вимикається;
- 2) магнітна проникність  $\mu$  – величина не постійна, а залежить від напруженості намагнічуючого поля  $H$ ;
- 3) наявність точки Кюрі.

Залежність намагнічування заліза від напруженості зовнішнього поля вперше досліджена російським фізиком А.Г. Столетова в 1872 році.

Покажемо, як можна експериментально досліджувати магнітні властивості феромагнетиків. Візьмемо тороїдальну котушку, всередину якої помістимо сердечник з досліджуваного феромагнітного матеріалу. Магнітне поле  $\vec{B}$  всередині сердечника складається з індукції зовнішнього поля  $\vec{B}_0$ , створеного струмом в котушці, і поля  $\vec{B}'$ , створюваного молекулярними струмами:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' .$$

Якщо зробити в осерді вузьку поперечну щілину (рис. 3.43), то в цій щілині, в силу безперервності ліній магнітної індукції, поле буде таким же, що і в осерді:  $B_{щ} = B$ .

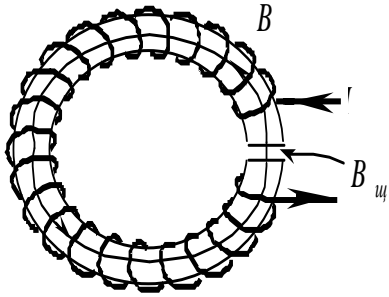


Рис. 3.43

Вимірюючи поле в щілині  $B_{щ}$  (наприклад, за дією на контур зі струмом), ми тим самим виміряємо значення  $B$  в осерді. Так як сердечник заповнює практично весь простір, зайняте полем (щілину в осерді дуже вузька), напруженість магнітного поля  $H$  в осерді дорівнює напруженості  $H_0$  в тороїді без сердечника, а її можна обчислити за формулою (3.56). Тоді

$$H = nI,$$

де  $n$  – щільність числа витків

тороїда.

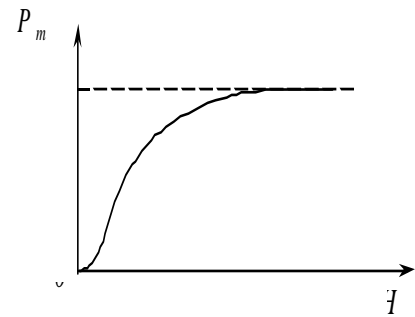
Будемо вважати, що у феромагнетиків, так само як і у пара- і діамагнетиків, зв'язок між магнітною індукцією і напруженістю поля виражається формулою (3.53):  $B = \mu_0 \mu H$ .

З неї можна знайти магнітну проникність феромагнетика:  $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ .

Враховуючи що  $\chi = \mu - 1$ , за формулою (3.51) знайдемо намагніченість:

$$J = \chi H = (\mu - 1)H = \frac{B}{\mu_0} - H.$$

Обчисливши напруженість  $H$  для різних значень сили струму  $I$  і вимірявши відповідні їм значення  $B$ , можна визначити залежність  $\mu$  і  $P_m$  від  $H$  для даного феромагнетика.



На рис. 3.44 показана залежність намагніченості  $\vec{J}$  від напруженості поля  $H$ . Як видно з малюнка, намагніченість спершу круто зростає, а потім стає постійною. Подальше збільшення напруженості  $H$  не призводить до збільшення намагніченості. Це явище, відкрите А.Г. Столетова, носить назву магнітного насичення. Такий характер залежності  $P_m$  від  $H$  можна пояснити тим, що спочатку під дією зростаючого намагнічує поле збільшується ступінь орієнтації магнітних моментів атомів по полю. Починаючи з деякого значення  $H$ , коли всі магнітні моменти атомів вишиковуються уздовж поля, подальше збільшення  $P_m$  припиняється, настає явище насичення.

Залежність магнітної індукції  $B$  від напруженості поля  $H$  виражається подібним графіком (рис. 3.45), який, однак, не має горизонтальної ділянки. Оскільки  $B = B_0 + B'$ , другий доданок  $B' = \mu_0 P_m$  при насиченні залишається постійним, а перше  $B_0 = \mu_0 H$  росте с  $H$  лінійно.

Залежність магнітної проникності  $\mu$  від  $H$  (рис. 3.46) характеризується тим, що  $\mu$  зі збільшенням напруженості намагнічуючого поля  $H$  спочатку різко зростає, а потім, досягнувши максимуму, починає падати. При великих  $H$  магнітна проникність  $\mu$  прагне до одиниці. Справді, оскільки

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{B_0 + \mu_0 J}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H},$$

з ростом  $H$  другий доданок правої частини прагне до нуля, тому що намагніченість  $\vec{J}$  при великих  $H$ , досягнувши насичення, стає постійною.

Важливою особливістю феромагнетиків є так званий гістерезис, що в перекладі на українську мову означає запізнювання. Явище гістерезису

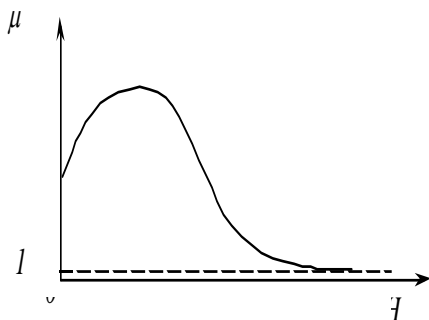


Рис. 3.46

полягає в тому, що намагніченість  $P_m$ , а отже, і магнітна індукція  $B$ , залежать не тільки від значення напруженості магнітного поля  $H$  в даний момент, але і від того, яка напруженість була раніше. На рис. 3.47 показаний графік залежності  $P_m$  від  $H$ . Гілка прямої  $Oa$  дає зростання намагніченості  $P_m$  при збільшенні поля  $H$ , коли намагнічування проводиться в перший раз. Точка  $a$ , в якій  $P_m$  досягає свого максимуму, відповідає насиченню.

Якщо, після того як насичення досягнуто, почати зменшувати напруженість поля  $H$ , намагніченість  $\vec{J}$  спадатиме не по кривій  $aO$ , а по новій кривій  $ab$ ; тим самим значенням  $H$ , прохідним в зворотному порядку, відповідають великі значення  $\vec{J}$ . При  $H = 0$  намагніченість зберігає не рівне нулю значення  $J_{mr}$ , зване залишковою намагніченістю (відрізок  $Ob$  на рис. 3.47).

Щоб викликати подальше зменшення намагніченості  $\vec{J}$ , треба змінити

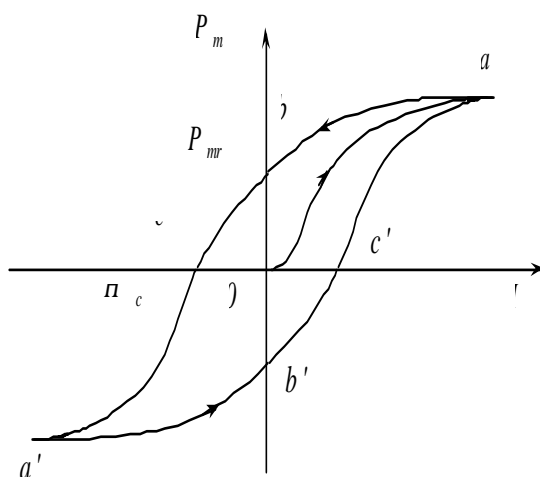


Рис. 3.47

напрямок намагнічує поле на зворотне. При деякому значенні  $H = H_c$  намагніченість зникає. це значення  $H_c$  називається коерцитивною силою. При ще більшому зростанні зворотнього у напрямку поля  $H$  петля гістерезиса триває симетрично і замикається.

В результаті явища гістерезису одному і тому ж значенню намагнічуючого поля  $H$

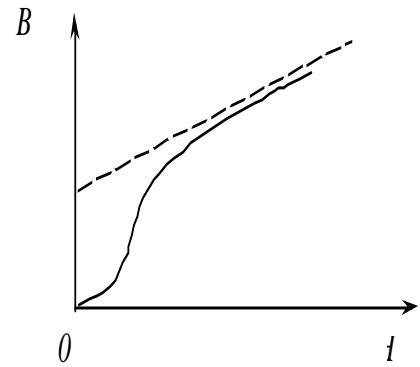


Рис. 3.45

можуть відповідати кілька значень  $\vec{J}$ . Наприклад, значенню  $H = 0$  відповідають: 1) відсутність намагніченості (точка  $O$ ); 2) намагніченість, що виражається відрізком  $Ob$  (має місце після намагнічування сердечника); 3) намагніченість, що виражається відрізком  $Ob'$  (має місце після перемагнічування сердечника).

"М'які" магнітні матеріали, що характеризуються малою коерцитивною силою, мають вузьку петлю гистерезису (рис. 3.48, а), а "жорсткі" - характеризуються великою коерцитивною силою і широкою петлею гистерезису (мал. 3.48, б). До числа перших належать м'яке залізо, кремнієва сталь, сплави заліза з нікелем ("пермаллой", що містить 78% нікелю). Ці матеріали використовуються для

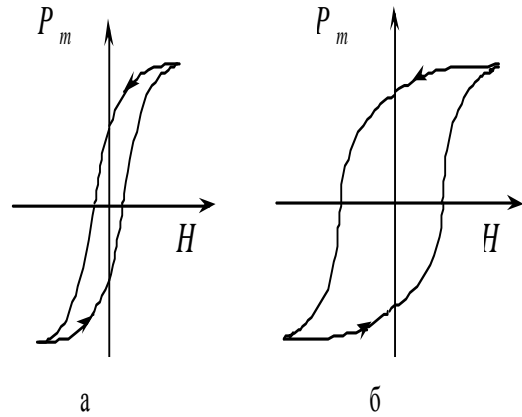


Рис. 3.48

виготовлення сердечників трансформаторів. До числа "жорстких" магнітних матеріалів відносяться вуглецеві і спеціальні сталі (наприклад, сплав "магніко", що містить Fe, Al, Cu, Ni і Co). "Жорсткі" матеріали вживаються для виготовлення постійних магнітів.

### Природа феромагнетизму

Магнітні властивості феромагнетиків обумовлені, як впливає з досвіду Ейнштейна-де Гааза, власними (спінові) магнітними моментами електронів. Обсяг феромагнетика розпадається на безліч мікроскопічних областей, названих доменами. У межах кожного з доменів спостерігається стан магнітного насичення. Магнітні моменти доменів за відсутності зовнішнього що намагнічує поле  $H$  орієнтовані в просторі хаотичним чином, так що сумарний магнітний момент феромагнетика дорівнює нулю (рис. 3.49). У міру збільшення  $H$  ці магнітні моменти починають орієнтуватися вздовж поля і при досягненні магнітного насичення стають паралельними один одному.

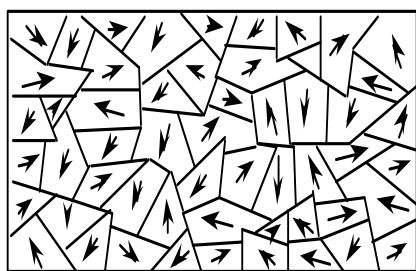


Рис. 3.49

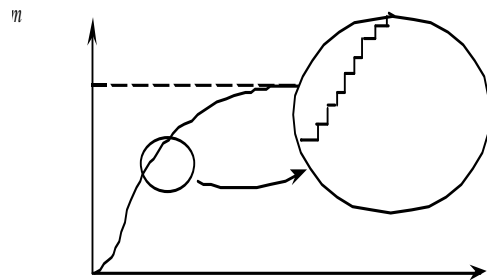


Рис. 3.50

Межі доменів можна спостерігати під мікроскопом при невеликому збільшенні. Поверхня феромагнетика полірують і обробляють кислотою. Якщо на цю поверхню насипати дуже дрібні залізні ошурки, вони розташуються уздовж кордонів доменів, роблячи їх видимими.

Існування областей мимовільного намагнічування доводиться також стрибкоподібним ходом кривих намагнічування в слабких полях. При повільному зростанні магнітного поля намагніченість феромагнетика зростає стрибкоподібно (див рис. 3.50). Це відбувається завдяки раптовій зміні орієнтації магнітних моментів окремих доменів.

З точки зору існування доменів, явище гістерезису можна пояснити свого роду "тертям", що заважає зміні орієнтації окремих доменів. При виключенні намагнічує поле  $H$  завдяки цьому тертю зберігається деяка орієнтація доменів, яка обумовлює залишкову намагніченість  $P_{mr}$  феромагнетика. Ця точка зору підтверджується тим, що струсу зразка сприяють розмагнічування. Залишкове намагнічування зникає також при нагріванні. Для кожного феромагнетика є певна температура  $T_c$ , при якій області мимовільного намагнічування розпадаються і речовина втрачає феромагнітні властивості. Ця температура називається точкою Кюрі. Для заліза вона дорівнює  $768^{\circ}\text{C}$ , для нікелю  $= 365^{\circ}\text{C}$ . При температурі вище точки Кюрі феромагнетик стає звичайним парамагнетиком, магнітна сприйнятливість якого підкоряється закону Кюрі-Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad (T > T_c),$$

де  $C$  – константа, характеризує даний феромагнетик.

При охолодженні феромагнетика нижче точки Кюрі в ньому знову виникають домени.

Відповідно до теорії феромагнетизму, створеної в 1928 році Я.І. Френкелем і В. Гейзенбергом, виникнення доменів - областей мимовільного намагнічування - пояснюється існуванням в кристалах феромагнетика так званих обмінних сил неелектричних походження. Ці сили змушують спінові магнітні моменти електронів орієнтуватися паралельно один одному, чим забезпечується стан магнітного насичення в межах кожного домена. Подання про обмінні сили, як і поняття про спині електрона, виникли в рамках створеної на початку ХХ століття квантової механіки - механіки, яка описує поведінку мікрочастинок.