

10 Определяне на зависимости и стойности на величини, характеризиращи ферромагнитните материали

Теоретична обосновка

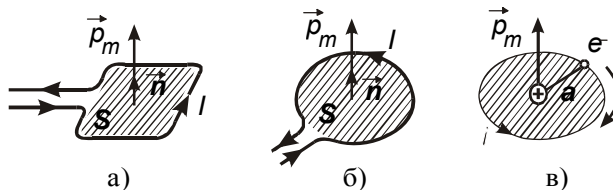
Магнитно поле съществува около проводници, по които тече ток, около движещи се заредени тела и около т. нар. постоянни магнити. И в трите случая причината за него е движението на електрически заредени частици. Полето на постоянните магнити се дължи по-точно на спонтанна (независеща от външни причини) подреденост в ориентацията на градивните частици – атоми или йони – на някои вещества, причината за която са междуатомни взаимодействия с електрична и магнитна природа.

Магнитното поле е *силово*. Когато в него се движи електрически заредена частица, върху нея действа т. нар. Лоренцова сила. А когато в магнитното поле се постави лека плоска рамка от проводник, по който тече електричен ток^{*)}, възниква двойка сили със съответен *въртящ момент* \vec{M} , под действието на който рамката се завърта и застава в определено положение – *ориентира се*.

Магнитен момент на токов контур е векторната величина

$$\vec{p}_m = I S \vec{n}, \quad [p_m] = A m^2, \quad (21.1)$$

определена от големината на тока I и лицето S на контура; \vec{n} е единичният вектор, перпендикулярен на равнината му, насочен по правилото на десния винт – от края му токът се вижда да тече противоположно на въртенето на часовниковата стрелка (фиг. 21.1 а, б).



Фиг. 21.1.

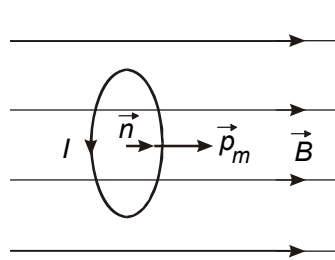
На всеки електрон, който обикаля с честота ν около ядрото на атом (фиг. 21.1 в), съответства кръгов *микроток* с големина $i = e \nu$, където e е

^{*)} Такава рамка – правоъгълна или във вид на окръжност (навивка), често наричат само “рамка с ток”, “токов контур” или “кръгов ток.”

зарядът на електрона. Ако орбитата му има радиус a , според (21.1) на кръговия ток i съответства магнитен момент с големина $\vec{p}_m^{(i)} = (e v)(\pi a^2) = \pi e v a^2$, наричан *орбитален* магнитен момент. Освен такъв електроните, както и ядрата на атомите, притежават *собствени*, наричани още *спинови* магнитни моменти $\vec{p}_m^{(s)}$. Магнитният момент $\vec{p}_m^{(a)}$ на един атом, йон или молекула е векторна сума от собствените и орбиталните магнитни моменти на съставлящите го частици:

$$\vec{p}_m^{(a)} = \sum \vec{p}_m^{(i)} + \sum \vec{p}_m^{(s)}$$

Величината *индукция на магнитното поле* \vec{B} , $[B] = \text{T}$ (тесла), характеризира неговото свойство да създава въртящ момент върху токов контур с $\rho_m = 1$, при първоначално разположение на контура спрямо



Фиг. 21.2.

посоката на \vec{B} (приемана за посока на магнитното поле в съответната точка), при което \vec{p}_m и \vec{B} сключват ъгъл $\frac{\pi}{2}$, т. е. $B = \frac{\mathcal{M}_{max}}{\rho_m}$. Въртящият момент $\vec{\mathcal{M}}$ има стойност нула, когато \vec{p}_m и \vec{B} съвпадат по посока (фиг. 21.2). Това означава, че след ориентирането на токовия контур посоката на \vec{B} съвпада с тази на \vec{p}_m .

Магнитният момент \vec{M} на тяло (твърдо, течно или газообразно) е векторна сума от магнитните моменти $\vec{p}_m^{(a)}$ на неговите атоми:

$$\vec{M} = \sum \vec{p}_m^{(a)}$$

Отнесен към обема V на тялото, той представлява магнитния момент на единица обем от веществото му и се нарича *намагнитеност* \vec{J} ,

$$\vec{J} = \frac{\vec{M}}{V} = \frac{\sum \vec{p}_m^{(a)}}{V}; [J] = \frac{\text{A}}{\text{m}}.$$

Величината *интензитет на магнитното поле* \vec{H} , дефинирана чрез израза

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, [H] = \frac{\text{A}}{\text{m}}, \quad (21.2)$$

където μ_0 е магнитната константа, определя приноса на външните източници на магнитното поле за стойността на магнитната индукция във веществото. Това става ясно, когато (21.2) се преобразува по отношение на \vec{B} :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J}) \quad (21.3)$$

Ако се въведе безразмерната величина **магнитна възприемчивост** $\chi = J/H$, която представлява намагнитеността J на веществото при интензитет на външното поле, равен на 1 A/m, то (21.3) може да се представи като

$$B = \mu_0 H \left(1 + \frac{J}{H}\right) = \mu_0 H (1 + \chi) = \mu_0 \mu H. \quad (21.4)$$

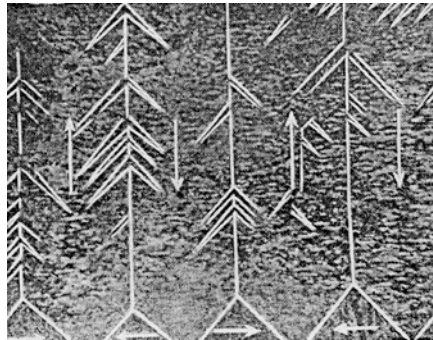
Величината

$$\mu = 1 + \chi = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (21.5)$$

се нарича **магнитна проницаемост** и характеризира изменението на \vec{B} във веществото, когато то се намира в поле с интензитет \vec{H} .

Веществата, чиито атоми или молекули имат $\vec{p}_m^{(a)} = \vec{0}$, се наричат **диамагнитни (диамагнетици)**. За тях $\chi < 0$, $\mu < 1$. Когато веществото е с атоми или молекули, чиито $\vec{p}_m^{(a)} \neq \vec{0}$, външното поле ги ориентира по своята посока и магнитното поле във веществото се усилва $\chi > 0$, $\mu > 1$. Такива материали се наричат **парамагнитни (парамагнетици)**.

Съществуват вещества, в които магнитните моменти на атомите $\vec{p}_m^{(a)}$ са успоредни един на друг, т. е. насочени са в еднаква посока. Те се наричат **феромагнитни (феромагнетици)**.



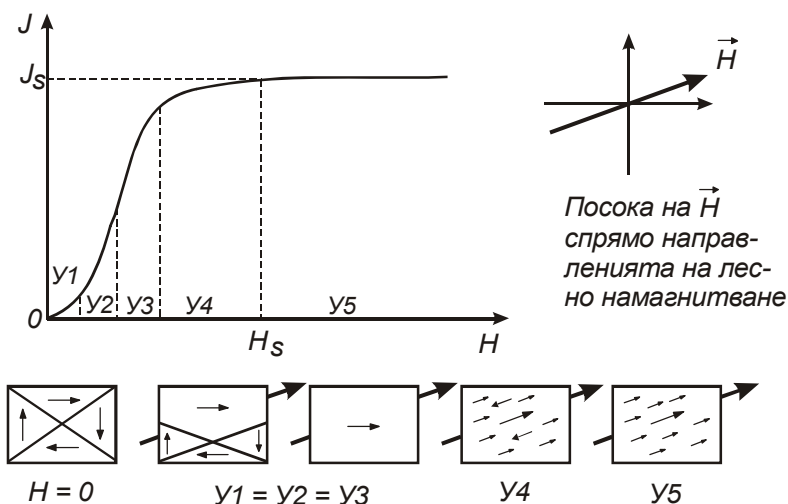
Фиг. 21.3.

По тази причина за тях $\mu \gg 1$. От широко разпространените химични елементи такива са **желязото, кобалтът и никелът**. Феромагнитни са и техни сплави и съединения с хрома и мангана. Всъщност всеки феромагнетик има такива свойства само при температури, по-малки от T_C , наричана **точка на Кюри**. При $T > T_C$ феромагнетиците стават парамагнетици.

По правилно е да се каже, че

при $T < T_C$ и при отсъствие на външно по-ле ($H = 0$) феромагнитните материали са изградени от голям брой *микроскопични области*, наричани *домени*, във всяка от които има спонтанна намагнитеност. Както беше споменато, тя се дължи на обменно взаимодействие между съседните атоми и се осъществява, защото така вътрешната енергия на кристала е минимална. Чрез известни методи домоите могат да се наблюдават под микроскоп (фиг. 21.3). Размерите на тези области обикновено са $10 \dots 100 \mu\text{m}$ ($0,01 \dots 0,1 \text{ mm}$), обемите им – съответно $10^{-6} \dots 10^{-3} \text{ mm}^3$; броят на атомите (йоните) в един домен е $10^{12} \dots 10^{16}$.

Векторите на намагнитеността в различните домени са така ориентирани, че резултатната намагнитеност J на дадено феромагнитно тяло може да бъде нула. В такъв случай се казва, че то е напълно размагнитено (т. 0 от графичния вид на зависимостта $J(H)$, фиг. 21.4).

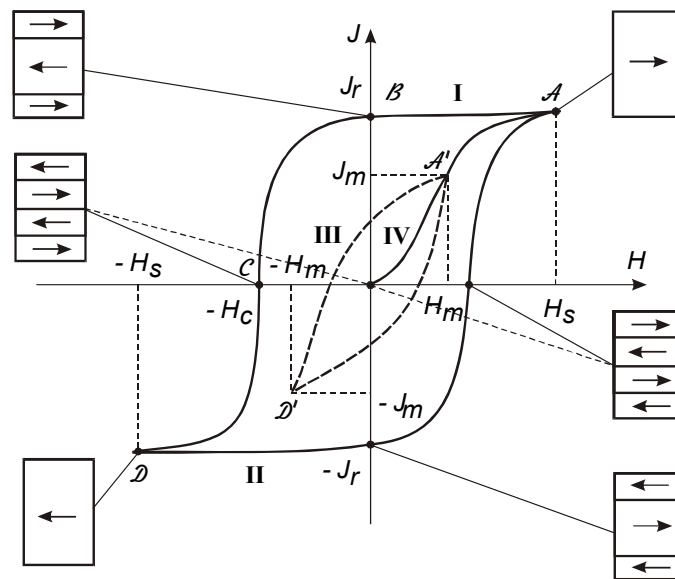


Фиг. 21.4.

Намагнитването е процес, който първоначално се осъществява чрез *преместване на междудоменните граници*, в резултат на което се увеличава обемът на тези домени, чиито вектори на намагнитване сключват най-малък ъгъл с посоката на външното поле – за сметка на съседните им домени. При достатъчно големи стойности на външното поле започва *преориентиране (завъртане)* на посоката на намагнитеността до съвпадането ѝ с тази на полето.

Ако напълно размагнитен феромагнетик се постави в монотонно и бавно нарастващо магнитно поле, намагнитеността J на образеца се изменя с H , както е показано на фиг. 21.4. Тази зависимост се нарича *начално намагнитване*. При малки стойности на H (участък У1) то е обратимо, а $J = \chi_a H$ (χ_a се нарича *начална магнитна възприемчивост*), докато в участък У2 се осъществява и необратимо преместване на междудоменните граници. При него $J \sim H^2$. Участък У3 се характеризира с най-големи стойности на μ и в него процесите са само необратими. В участък У4 се получава завъртане на намагнитеността, докато нейните стойности станат близки до намагнитеността на насищане J_S , характерна за участък У5, в който се достига *пълно намагнитване* на образеца.

Ако след получаване на насищане J_S в поле с H_S (т. А на фиг. 21.5) започне понижаване на H , то J намалява, но по крива, разполагаща се над кривата на началното намагнитване. Това изоставане на стойностите на J спрямо стойностите им при началното намагнитване (при една и съща стойност на H) се нарича *магнитен хистерезис*.



Фиг. 21.5.

Стойностите на J намаляват по крива I поради възникване на домени, чиято намагнитеност има посока, несъвпадаща с тази на H . При

намаляване на H до нула образецът има намагнитеност J_r (т. \mathcal{B}), наричана *остатъчна*. Той се размагнитва напълно само в достатъчно силно поле с противоположна посока, при стойност $-H_c$, наричана *интензитет на коерцитивното поле*. Ако в същата посока интензитетът се увеличи до $-H_S$, образецът отново се намагнитва до насищане $-J_S$ (т. \mathcal{D}). Преминаването на образеца в състояния между т. \mathcal{D} и т. \mathcal{A} , при изменение на интензитета от $-H_S$ до $+H_S$, става по крива II. При такава циклична промяна на външното поле големината на намагнитеността на образеца очертава *циклична хистерезисна крива (ЦХК) ABCDA*. Ако H се изменя циклично, но до стойности $|H_m| < |H_S|$, се получава *н е г р а н и ч н а* ЦХК (крива III на фиг. 21.5).

Видът на всяка ЦХК силно зависи от материала, от обработката и формата му. Площта на ЦХК е пропорционална на енергията, изразходвана за намагнитване и размагнитване при един цикъл. В крайна сметка тази енергия отива за загряване на образеца и определя т.нар. *хистерезисни загуби*.

Тъй като при $\vec{H} = const$ от (21.3) следва, че

$$\vec{B} \sim \vec{J}, \quad (21.6)$$

под крива на намагнитване се разбира графичният вид или на $J(H)$, или на $B(H)$. Хистерезисните загуби за един цикъл се представят с израза

$$w = \oint H dB. \quad (21.7)$$

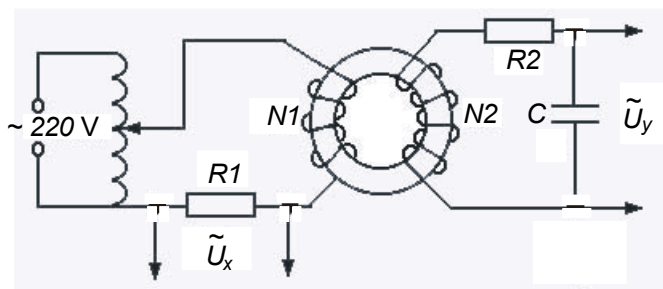
Геометричното място на върховете на ЦХК, получени при изменения на H до различни H_m , определя т. нар. *комутационна крива на намагнитване* (крива IV на фиг. 21.5), която има вида на кривата на началното намагнитване. (Сравни с кривата на фиг. 21.4.)

Опитна постановка

ЦХК могат да се получат и наблюдават на екрана на осцилоскоп, ако на хоризонталния му усилвател (вход "X") се подава променливо (хармонично) напрежение \tilde{U}_x^* , пропорционално на интензитета \vec{H} на намагнитващото (външното, първичното) поле, а на вертикалния усилвател (вход "Y") – напрежение \tilde{U}_y , пропорционално на съответната намагнитеност \vec{J} или, според (21.6) – на магнитната индукция \vec{B} на полето в намагнитваното вещество.

*) Със знака тилда (\sim) над буквените означения на величините оттука нататък, се показва, че са променливи във времето.

В опитната постановка (фиг. 21.6) се използва магнитопровод, около който са поставени първична и вторична намотка, с навивки, съответно N_1 и N_2 . Във веригата на първичната намотка има свързан последователно резистор със съпротивление R_1 . Подаденото от автотрансформатор



Фиг. 21.6.

понижено напрежение е причина в тази верига да протича ток \tilde{I}_1 , който създава в обема на намотката, а и в на магнитопровода, поле с интензитет

$$\tilde{H} = N_1 \tilde{I}_1 / \ell,$$

където ℓ е средната дължина на магнитопровода. Падът на напрежението върху резистора се подава на входа "X" на осцилоскопа. Той е

$$\tilde{U}_X = \tilde{I}_1 R_1 = \frac{\ell \tilde{H}}{N_1} R_1,$$

а следователно

$$\tilde{H} = \frac{N_1}{\ell R_1} \tilde{U}_X. \quad (21.8)$$

Във веригата на вторичната намотка последователно са свързани резистор със съпротивление R_2 и кондензатор с капацитет C . Според закона на Фарадей за електромагнитната индукция променливото магнитно поле с интензитет \tilde{H} индуцира във вторичната намотка електродвижещо напрежение $\tilde{E} = -N_2 S (d\tilde{B} / dt)$, където S е напречното сечение на магнитопровода. А тъй като според втория закон на Кирхоф, отнесен за разглежданата верига, \tilde{E} е сума от падовете на напрежение в нея, то следва, че $\tilde{E} = \tilde{U}_C + \tilde{I}_2 R_2$, където \tilde{U}_C е напрежението на кондензатора, а \tilde{I}_2 – големината на тока в същата верига. Ако R_2 е

достатъчно голямо, та $\tilde{I}_2 R_2 \gg \tilde{U}_C$, \tilde{U}_C може да се пренебрегне и от уравненията за \tilde{E} токът \tilde{I}_2 може да се изрази така:

$$\tilde{I}_2 = -\frac{N_2 S}{R_2} \frac{d\tilde{B}}{dt}.$$

Но тъй като $\tilde{U}_C = \frac{1}{C} \int \tilde{I}_2 dt$, то следва, че на вход "Y" се подава напрежение $\tilde{U}_Y = \tilde{U}_C = N_2 S \tilde{B} / (R_2 C)$, следователно

$$\tilde{B} = \frac{R_2 C}{N_2 S} \tilde{U}_Y. \quad (21.9)$$

Под чувствителност u_x и u_y на всеки от усилвателите на осцилоскопа се разбира *максималната* стойност на онова напрежение, под действието на което електронният лъч описва върху екрана отсечка с дължина, равна на едно деление (1 mm, 1 cm) от съответната координатна ос, $[u_x] = [u_y] = V/\text{дел}$, или V/mm, или V/cm.

Нека върхът (амплитудната точка) на произволна ЦХК, разположен в първи квадрант, на екранната координатна мрежа, има координати x_m и y_m . (Сравни с т. II от фиг. 21.5). Напреженията, които са отклонили лъча на осцилоскопа в тази точка, са съответно $U_{xm} = x_m u_x$ и $U_{ym} = y_m u_y$. Тогава, според (21.8) и (21.9) съответните амплитудни стойности на \tilde{H} и \tilde{B} са

$$H_m = \frac{N_1}{\ell R_1} U_{xm} = \frac{N_1}{\ell R_1} x_m u_x = k_x x_m, \quad (21.10)$$

където

$$k_x = \frac{N_1}{\ell R_1} u_x; \quad (21.10, a)$$

$$B_m = \frac{R_2 C}{N_2 S} U_{ym} = \frac{R_2 C}{N_2 S} y_m u_y = k_y y_m, \quad (21.11)$$

където

$$k_y = \frac{R_2 C}{N_2 S} u_y. \quad (21.11, a)$$

Ако лицето на ЦХК, отчетено в квадратни единици (mm^2 или cm^2) от екранната координатна мрежа, е $S_{\text{ЦХК}}$, то хистерезисните загуби за един цикъл, според (21.7), са:

$$w = k_x k_y S_{\text{ЦХК}} \quad (21.12)$$

Задачи и указания за изпълнението им

След като са известни стойностите на $\ell, S, N_1, N_2, R_1, R_2, C, u_x, u_y$ от (21.10, а) и (21.11, а) предварително може да се пресметнат стойностите на коефициентите k_x и k_y , с което се облекчават следващите изчисления.

Задача 1. *Да се построи графично комутационната крива на намагнитване $B_m = f(H_m)$ и зависимостта на магнитната проницаемост от интензитета на намагнитващото поле, $\mu_m = f(H_m)$. Да се определят μ_a и μ_{\max} .*

След като се включи осцилоскопът, подбира се подходяща яркост, а точката в която попада електронният лъч, се премества в центъра на екрана. След осъществяване на веригите по схемата на фиг. 21.6, от автотрансформатора се подава напрежение, с изменението на което върху екрана на осцилоскопа се наблюдават различни по големина ЦХК. За всяка от тях се определят координатите на върха x_m и y_m .

По (21.10) и (21.11) се определят съответните стойности на H_m и B_m , а – предвид (21.5) – и μ_m . Резултатите се записват в таблица. Графично се построяват указаните зависимости. Стойността μ_a , съответстваща на χ_a , се определя чрез *графична екстраполация* при $H_m \rightarrow 0$, а μ_{\max} се уточнява според разположението на точките от опитните резултати.

Задача 2. *Да се получи и построи графически граничната ЦХК. От нея да се определи стойността B_r на остатъчната индукция, интензитетът на коерцитивното поле H_c и хистерезисните загуби за един цикъл.*

От екранната координатна мрежа се отчитат координатите x_i и y_i на достатъчен брой точки, включително на върховете на граничната ЦХК, както и x_c и y_r на точките, съответстващи на стойностите на H_c и B_r . От екрана, с пренасяне върху милиметрова мрежа или по друг планиметричен начин, се определя лицето $S_{\text{ЦХК}}$ на същата ЦХК. Загубите w се определят според (21.12).