

# 10 Определяне на зависимости и стойности на величини, характеризиращи феромагнитните материали

## Теоретична обосновка

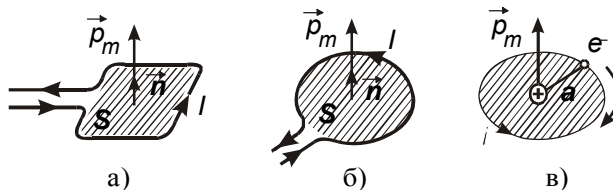
Магнитно поле съществува около проводници, по които тече ток, около движещи се заредени тела и около т. нар. постоянни магнити. И в трите случая причината за него е движението на електрически заредени частици. Полето на постоянните магнити се дължи по-точно на спонтанна (независеща от външни причини) 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<sup>\*)</sup>, 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.

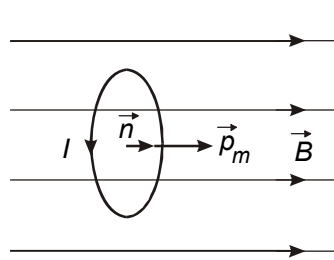
На всеки електрон, който обикаля с честота  $\nu$  около ядрото на атом (фиг. 21.1 в), съответства кръгов *микроток* с големина  $i = e \nu$ , където  $e$  е

<sup>\*)</sup> 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*  $\vec{B}$ ,  $[B] = T$  (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*  $\vec{J}$ ,

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

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

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

където  $\mu_0$  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

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

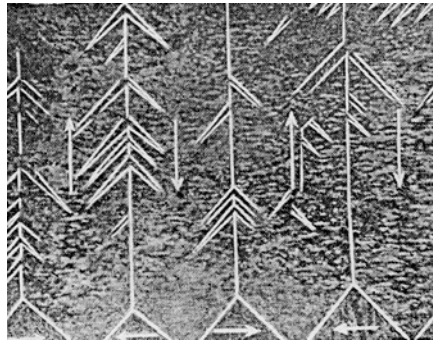
Величината

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

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)**.



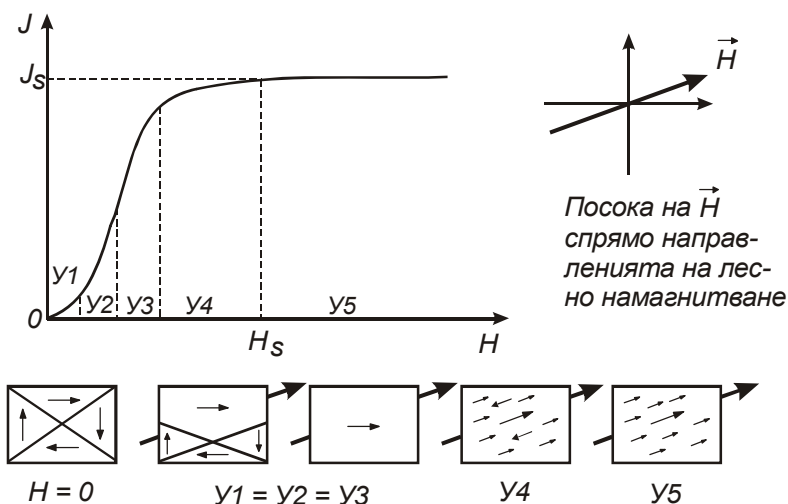
Фиг. 21.3.

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).

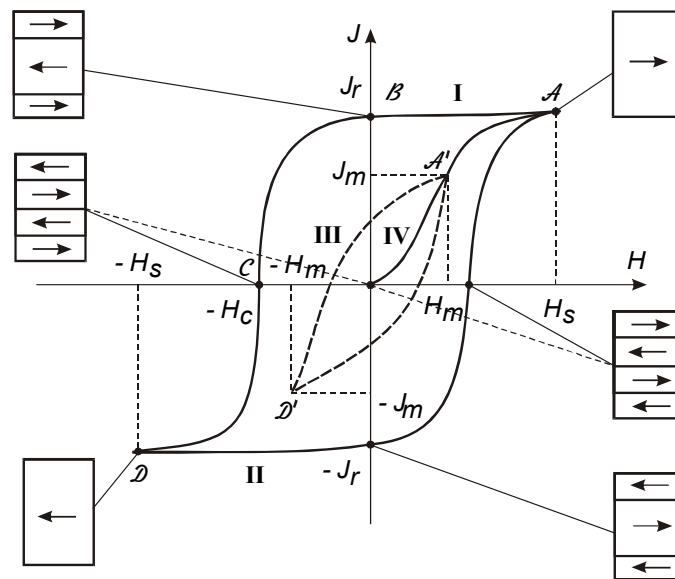


Фиг. 21.4.

**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  $J = \chi_a H$  ( $\chi_a$  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  $\mu$  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.  $\mathcal{D}$ ). Преминването 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.)

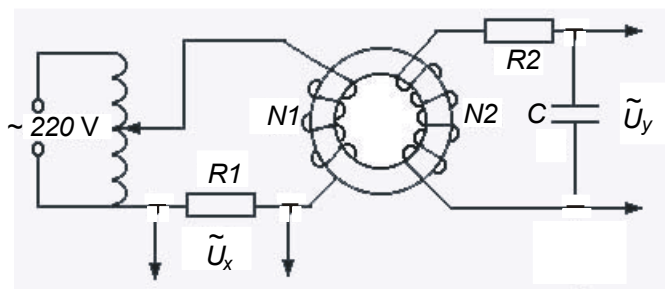
#### Опитна постановка

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 (~) 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  $\ell$  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 ( $\text{mm}^2$  или  $\text{cm}^2$ ) 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  $\mu_a$  и  $\mu_{\max}$ .*

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  $\mu_m$ . Резултатите се записват в таблица. Графично се построяват указаните зависимости. Стойността  $\mu_a$ , съответстваща на  $\chi_a$ , се определя чрез *графична екстраполация* при  $H_m \rightarrow 0$ , а  $\mu_{\max}$  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).