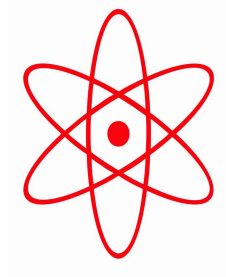


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



ФЭЛ-11

**СНЯТИЕ ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ
ФЕРРОМАГНЕТИКА СТАТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ.**

Тула, 2014 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

СНЯТИЕ ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА СТАТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ.

Цель работы: практическое изучение магнитных характеристик ферромагнетиков в переменных полях и приобретении экспериментальных навыков исследования процесса намагничивания ферромагнетиков статическим методом.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Магнитные свойства твердых тел.

Согласно современной физической теории, атомы обладают магнитными свойствами, являясь как бы элементарными магнитами. Количественно магнитные свойства таких элементарных магнитов (а также и больших тел) оцениваются по тому механическому моменту \vec{M} , который на них действует при нахождении их во внешнем магнитном поле, при этом:

$$\vec{M} = [\vec{p} \times \vec{B}] = \mu_0 [\vec{p} \times \vec{H}] \quad (1.1)$$

где \vec{p} – магнитный момент элементарного магнита;

\vec{B} – вектор магнитной индукции;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная;

\vec{H} – напряженность внешнего магнитного поля.

Таким образом, все вещества обладают магнитными свойствами, т.е. являются магнетиками. Магнитные свойства веществ определяются величиной и ориентацией

магнитных моментов молекул, ионов или атомов. Магнитный

момент \vec{p} плоского контура S , по которому течет ток I , определяется по формуле

$$\vec{p} = IS\vec{n}, \quad (1.2)$$

где \vec{n} – единичный вектор нормали, направление которого определяется по правилу правого винта относительно направления

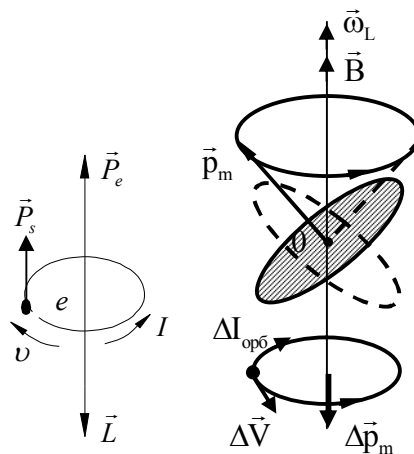


Рис.1

Рис.2

Прецессионное движение электрона и его орбитального магнитного момента

Дополнительное (прецессионное) движение электрона

тока в контуре.

Контур с током создает также собственное магнитное поле с индукцией в его центре B_l , совпадающее по направлению с магнитным моментом \vec{p} контура.

В магнитном поле с индукцией \vec{B} на электрон, вращающийся по окружности, действует момент сил (1.1):

$$|\vec{M}| = \left| \left[\vec{p} \vec{B} \right] \right| = pB \sin(\vec{p}, \vec{B}), \quad (1.3)$$

который заставляет вращаться момент импульса электрона вокруг направления вектора индукции магнитного поля, т.е. порождает прецессионное движение электрона. В результате прецессии орбиты электрона создается дополнительный прецессионный ток $\Delta I_{\text{орб}}$, магнитный момент которого $\Delta \vec{p}_m$ всегда направлен против вектора индукции внешнего поля.

Магнитный момент ядра \vec{p}_c значительно меньше магнитных моментов электронов в атоме и его влиянием можно пренебречь. При отсутствии поля приближенно можно считать, что магнитный момент атома:

$$\vec{p}_a = \sum_{i=1}^N \vec{p}_{ei}, \quad (1.4)$$

где N - число электронов в атоме.

Магнитный момент молекулы $\vec{p}_{\text{МОЛ}} = \sum_{k=1}^N \vec{p}_{atk}$, где N – число атомов в молекуле. Во внешнем магнитном поле на электрон атома, как на замкнутый контур с током, действует момент сил \vec{M} (см. рис. 2). Под действием этого момента сил электрон, подобно механическому волчку, будет совершать прецессию, при которой векторы \vec{p} и \vec{L} описывают с постоянной угловой скоростью конус вокруг направления поля. Это дополнительное движение электрона приводит к появлению у него магнитного момента прецессии \vec{p}_n , направленного против магнитного поля \vec{B} . Это явление носит название диамагнитного эффекта.

Условия возникновения упорядоченных магнитных структур в твердых телах.

Простейшая интерпретация физических механизмов, ответственных за упорядоченное пространственное расположение магнитных атомных моментов в твердых телах, основывается на следующих представлениях. Прежде всего, надо отметить, что необходимым условием такого упорядочения является наличие у атомов собственных магнитных моментов, благодаря чему возможно образование спонтанного магнитного момента даже при отсутствии магнитного поля. В магнетиках, где существуют только

магнитные моменты, локализованные на атомах, магнитный момент образца M складывается из магнитных моментов атомов \vec{p}_i (i - номер атома)

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i, \quad (2.1)$$

где суммирование ведется по всем магнитным атомам. *Намагниченность есть магнитный момент единицы объема V*

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}}{V}. \quad (2.2)$$

Намагниченность \vec{J} связана с напряженностью магнитного поля:

$$\vec{J} = \chi \vec{H} \quad (2.3)$$

где χ - коэффициент пропорциональности, *называемый магнитной восприимчивостью вещества. Магнитные свойства вещества характеризуются также магнитной проницаемостью μ* . Коэффициенты χ и μ связаны соотношением

$$\mu = 1 + \chi \quad (2.4)$$

Внешнее магнитное поле создает дополнительную намагниченность за счет ориентации магнитных моментов и индицирования диамагнитного момента. Эта намагниченность складывается со спонтанной. Кроме того, магнитное поле может деформировать и даже разрушать магнитную структуру.

Вещества, для которых магнитная восприимчивость отрицательна ($\chi < 0$), называются *диамагнетиками* (инертные газы, многие органические соединения, некоторые металлы). Для диамагнетиков восприимчивость, как правило, очень мала ($\sim 10^{-6}$). Орбитальные \vec{p}_e и спиновые \vec{p}_s моменты атомов или молекул скомпенсированы. Во внешнем магнитном поле в результате прецессий появляются индуцированные магнитные моменты $\vec{p}_{ar} = \Sigma \vec{p}_e$, направленные против поля.

Вещества с положительной восприимчивостью ($\chi > 0$) называются *парамагнетиками*. Для них магнитная восприимчивость $\chi \sim 10^{-3} \div 10^{-6}$. При отсутствии внешнего поля \vec{B} $\vec{p}_{aT} = 0$ или $\vec{p}_{mol} \neq 0$, а $\vec{J} = 0$ вследствие хаотической ориентации магнитных моментов \vec{p}_{aT} или \vec{p}_{mol} . Во внешнем магнитном поле под действием вращающего момента сил \vec{M} магнитные моменты (\vec{p}_{aT} и \vec{p}_{mol}) вещества стремятся повернуться в направлении поля, в результате $\vec{J} > 0$ и $\chi > 0$,

Магнитное поле в веществе складывается из внешнего магнитного поля $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ и магнитного поля, создаваемого веществом вследствие его намагничивания \vec{B}' . Векторную сумму этих величин и называют магнитной индукцией:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' . \quad (2.5)$$

Для однородного намагниченного стержня бесконечной длины

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J} = \mu_0 \chi \vec{H} ,$$

тогда
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} \quad (2.6)$$

или
$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} , \quad (2.7)$$

В диамагнетиках $\mu < 1$, а в парамагнетиках $\mu > 1$.

Ферромагнитное упорядочение.

Наряду с диа- и парамагнетиками, у которых μ мало отличается от 1, существует целый ряд веществ (железо, никель, кобальт, гадолиний, их соединения и сплавы), обладающих значительной магнитной проницаемостью ($\mu \gg 1$). Такие вещества называются *ферромагнетиками*.

Соотношение (2.3) для ферромагнетиков имеет место только при определенных условиях. У них связь между намагничиванием и внешним полем более сложная – нелинейная и неоднозначная. Эта связь графически изображается так называемой кривой намагничивания (рис. 3а).

Магнитная проницаемость μ ферромагнетиков зависит от напряженности создаваемого в нем магнитного поля. Магнитные свойства ферромагнетиков связаны с тем, что последние состоят из большого количества макроскопических областей (доменов), каждая из которых самопроизвольно намагничена до насыщения. В ненамагниченном веществе магнитные моменты отдельных доменов компенсируют друг друга, и общий магнитный момент образца равен нулю. Внешнее магнитное поле в ферромагнетиках переориентирует магнитные моменты доменов, вследствие чего появляется результирующее намагничивание, отличное от нуля.

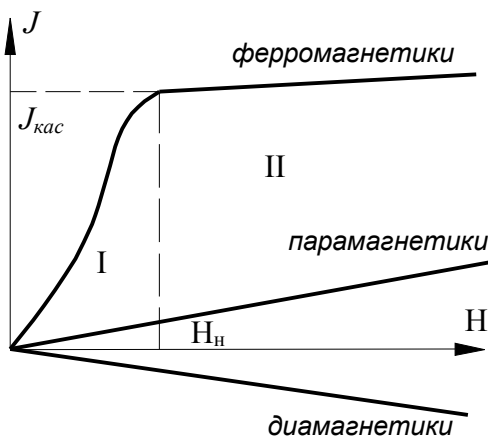


Рис. 3,а.

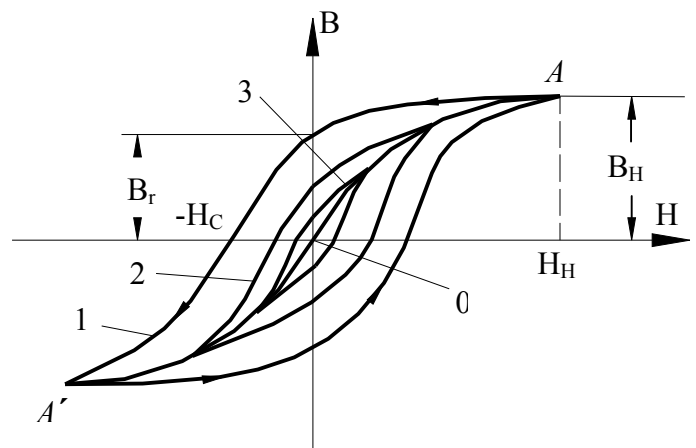


Рис. 3,б.

На первом этапе изучения магнитного упорядочения твердых тел физики имели дело с ферромагнетизмом, который характеризуется параллельным (коллинеарным) дальним порядком в расположении магнитных моментов в системе.

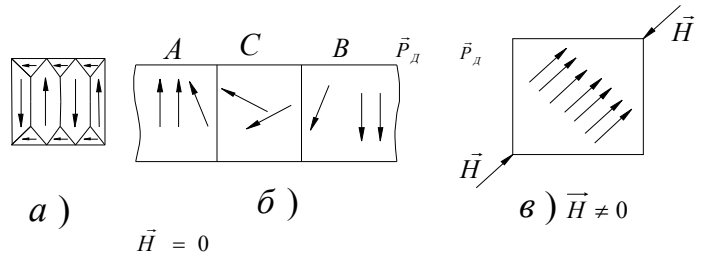


Рис.4

В ферромагнетиках обменное взаимодействие, отвечающее за образование магнитоупорядоченного состояния, преодолевает дезориентирующее действие теплового движения при $T < T_C$ и ориентирует магнитные моменты параллельно. Некоторый разброс в ориентации магнитных моментов вследствие теплового движения подавляется обменным взаимодействием при температуре близкой к 0К.

Наличие макроскопической намагниченности образца сильно

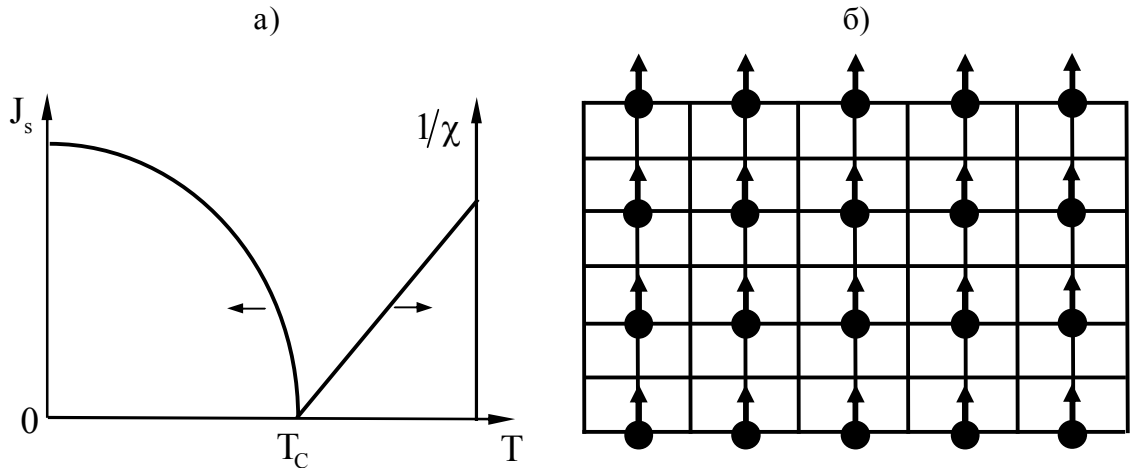


Рис. 5. - температурные зависимости спонтанной намагниченности J_s и обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$ ферромагнетика; б - ферромагнитная структура

увеличивает магнитоэстатическую энергию. Ее минимизация происходит тогда, когда образец разбивается на домены (см. рис. 4), внутри которых есть спонтанная намагниченность вдоль оси легкого намагничивания, которой является одна из кристаллических осей.

Домен называется часть ферромагнетика, в которой все магнитные моменты при отсутствии внешнего поля устанавливаются в одном направлении за счет обменного взаимодействия (рис. 4,а). Домен обладает магнитным моментом \vec{p}_d . Размеры доменов составляют $10^{-6} \dots 10^{-8}$ м.

Температурная зависимость спонтанной намагниченности J_s приведена на рис. 5,а. Видно, что величина J_s монотонно уменьшается с нагреванием и исчезает при $T > T_C$. При $T > T_C$ имеет место парамагнитное состояние с хаотической ориентацией магнитных моментов при $H = 0$, при $T < T_C$ возникает ферромагнитное состояние с параллельной ориентацией магнитных моментов (рис. 4, б).

При увеличении магнитного поля H намагниченность образца возрастает за счет смещения границ доменов и процессов вращения спонтанной намагниченности. Первый процесс связан с ростом объема доменов, у которых направление J_s ориентировано наиболее выгодно энергетически по отношению к полю (угол между J_s и H наименьший). Второй процесс - вращение - обусловлен поворотом векторов J_s от оси легкого намагничивания к направлению приложенного магнитного поля.

В парамагнитной области при $T > T_C$ для магнитной восприимчивости выполняется закон Кюри-Вейсса:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \theta_p}{C}, \quad (3.1)$$

где θ_p – парамагнитная точка Кюри, а C - постоянная Кюри-Вейсса. Как можно видеть на рис. 5а, величина $1/\chi$ для ферромагнетиков изменяется линейно с температурой. В изотропных однородных по составу ферромагнетиках с малой магнитной анизотропией T_C и θ_p имеют близкие значения. В анизотропных ферромагнетиках величина θ_p принимает разные значения для оси легкого намагничивания и оси трудного намагничивания, а также заметно отличается от температуры Кюри T_C .

Ферромагнетики находят широкое применение в технике. На их основе разработаны магнитные материалы: магнитомягкие (высокие значения магнитной проницаемости), магнитожесткие (высокие значения коэрцитивной силы и магнитной энергии), материалы для магнитной записи и др.

В металлических ферромагнетиках, таких как железо, кобальт, никель и их сплавы, ферромагнетизм обусловлен коллективизированными электронами. Он возникает вследствие неодинаковой заселенности этими электронами двух энергетических зон: первая зона со спинами электронов, ориентированными в одну сторону, и вторая зона со спинами в противоположную сторону. Различают сильный и слабый ферромагнетизм коллективизированных электронов. У первых магнитные электроны полностью заполняют одну из зон. У вторых магнитные электроны содержатся в обеих подзонах.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитный момент ферромагнетика

$$\vec{p} = \sum p_i = 0.$$

Между доменами А и В имеются переходные слои С (см. рис. 3,б) шириной $10^{-8} \dots 10^{-6}$ м. Во внешнем магнитном поле переходные слои разрушаются. Магнитные моменты отдельных доменов поворачиваются в направлении магнитного поля (см. рис. 4,в).

Зависимость намагниченности J магнетиков от напряжения и внешнего магнитного поля изображена на рис. 3а. Нелинейная область J отражает процесс ориентации доменов в ферромагнетиках в направлении внешнего поля при возрастании напряженности H . В сильных полях (область II) наступает магнитное насыщение, и намагниченность практически не зависит

от напряженности поля H . Кривая $J = f(H)$ носит название основной кривой намагничивания. Для пара- и диамагнетиков зависимость $J = f(H)$ линейная.

У ферромагнетиков и ферритов имеет место магнитный гистерезис, в котором проявляется зависимость намагниченности от предшествующего состояния. При циклических изменениях величины и направления напряженности внешнего поля H эта зависимость характеризуется кривой, называемой петлей гистерезиса (рис. 3,б, кривые 1, 2, 3).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Кривая начального намагничивания ферромагнетика (основная кривая намагничивания ферромагнетиков)

При размещении ненамагниченного ферромагнетика (поликристаллического образца) во внешнем магнитном поле, например, в поле соленоида с током, происходит его принудительное намагничивание, при котором все домены образца полностью или частично ориентируются в направлении напряженности \vec{H} намагничивающего поля, как показано на рис.6 (поле $H_1 < H_2 < H_3$). В ферромагнитном образце магнитное поле характеризуется индукцией \vec{B} , причем зависимость $B = f_1(H)$ - нелинейная и в общем случае неоднозначная. **Только процесс начального намагничивания** ферромагнетика может быть выражен зависимостью $B = \mu_0 \mu H$, где μ_0 - магнитная постоянная; μ - магнитная проницаемость вещества, зависящая от напряженности поля: $\mu = f_2(H)$.

На рис.7 показана **основная кривая намагничивания** (сплошная линия).

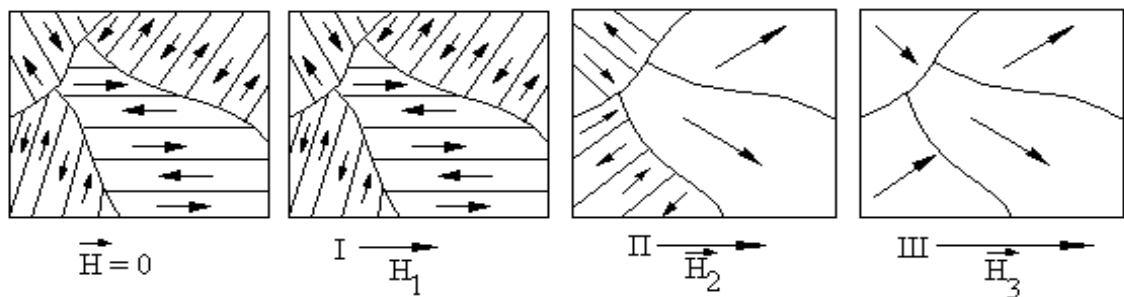


Рис. 6

Она имеет три характерных участка, соответствующих рис.6. На участке 1 с увеличением напряженности поля происходит **обратимое** смещение границ и увеличение объема доменов, ориентация которых близка к направлению поля H . Соседние антипараллельные домены уменьшаются. На участке 2 этот процесс становится интенсивным, скачкообразным (эффект Баркгаузена) и **необратимым**. При скачкообразном изменении индукции поля внутри кристаллов возникают вихревые токи, нагревающие вещество, вследствие чего теряется энергия намагничивающего поля. Часть ее преобразуется также

в энергию возникающих звуковых волн. В конце участка 2 большинство доменов, поглотив соседние, оказывается сориентированными по осям легкого намагничивания кристаллов, близких по направлению к полю \vec{H} . На участке 3 сильное намагничивающее поле вызывает процесс медленного и монотонного вращения доменов до направления, совпадающего с направлением поля \vec{H} . В результате наступает *состояние насыщения* намагничности ферромагнетика (H_s, B_s). Дальнейшее увеличение индукции \vec{B} не зависит от его свойств и связано только с ростом \vec{H} .

Магнитная проницаемость $\mu = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B}{H}$, как видно из кривой начального намагничивания, возрастает в слабых полях от некоторого начального значения μ_n до максимального значения $\mu_{\max} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_0}{H_0}$ при $H = H_0$, как

показано на рис.8. При дальнейшем увеличении намагничивающего поля магнитная проницаемость уменьшается, асимптотически приближаясь к значению $\mu=1$, когда ферромагнетик практически не влияет на магнитное поле в занимаемом им объеме. Само понятие «магнитная проницаемость» для ферромагнетика применимо только к «кривой начального намагничивания» - основной кривой намагничивания ферромагнетика.

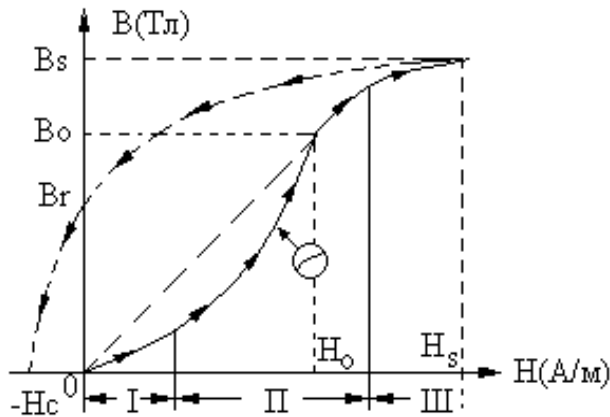


Рис.7

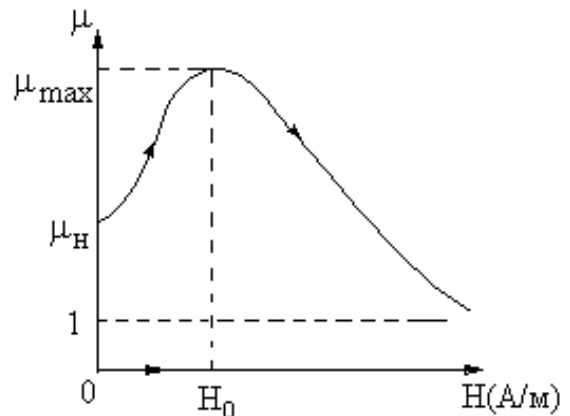


Рис.8

Исследование свойств ферромагнетика на учебной установке ФЭЛ-11М.

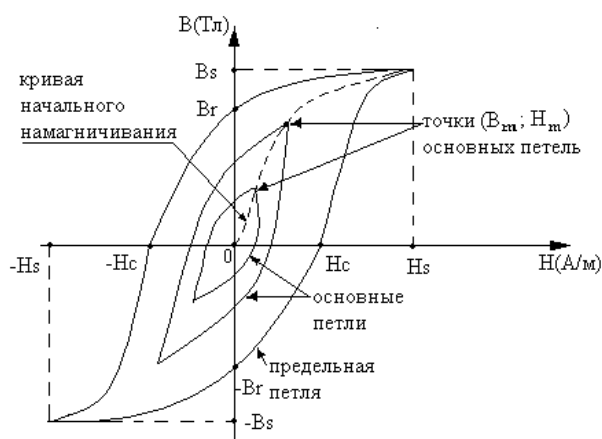
При уменьшении напряженности намагничивающего поля до нуля намагниченный ферромагнетик размагничивается лишь частично вследствие необратимых процессов (см. рис.7). При $H = 0$ поле ферромагнетика характеризуется *остаточной магнитной индукцией* B_r . Отставание индукции B от напряженности H при уменьшении напряженности называется «магнитным гистерезисом».

В намагничивающем поле *обратного направления* путем изменения его напряженности от $H = 0$ до $H = -H_C$ остаточную индукцию можно сделать равной нулю (рис. 7). Значение H_C напряженности поля называется *коэрцитивной силой ферромагнетика*. Она показывает, как сильно удерживается ферромагнетиком остаточная индукция. Ферромагнетики, у которых $H_C < 80$ А/м, называются «*мягкими*». Эти материалы (железо, электротехническая сталь, сплавы железа с никелем - «Пермаллой») имеют большую магнитную проницаемость ($\mu_{\max} = 5000 - 50000$ и больше) и применяются для изготовления сердечников трансформаторов и электрических машин. Ферромагнетики, имеющие $H_C > 4000$ А/м, называются «*жесткими*» и применяются для изготовления постоянных магнитов (сплавы железа типа «Алнико» и «Магнико»). В таблице 1 приведены свойства некоторых ферромагнетиков.

Таблица 1

Вещество	Состав	μ_{\max}	H_C , А/м	$B_{\text{ост}}$ Тл.	$B_{\text{нас}}$, Тл
Железо техническое	Fe (99,9 %)	$5 \cdot 10^3$	80	0,05	2,1
Супермаллой	Ni (79%), Mo(5%), Fe(16%)	10^6	0,16	-	0,79
Платина-Кобальт	Pt (77%), Co (23%)	-	$3 \cdot 10^5$	0,5	-
Никель-цинковый феррит	ZnO (Fe ₂ O ₃) NiO (Fe ₂ O ₃)	$7,5 \cdot 10^3$	4	-	0,2

При перемагничивании ферромагнетиков в переменном поле $H = f(t)$ процесс изменения магнитной индукции поля в образце характеризуется симметричной замкнутой кривой, которая, вследствие запаздывания изменения индукции, называется **петлей гистерезиса** (рис. 9). Если амплитуда напряженности поля заходит в область насыщения намагниченности образца, петля гистерезиса называется **предельной или максимальной петлей** (дальнейшее увеличение поля H в образце не приводит к качественным изменениям формы петли), в остальных случаях - **петлей частного цикла**. Частных циклов существует бесконечное множество и все они лежат внутри предельной петли гистерезиса, а максимумы значений B и H (или J и H) частных циклов всегда лежат на основной кривой намагничивания. Нелинейность петли показывает, что **индукция поля изменяется не по закону изменения напряженности**.



Две ветви петли гистерезиса означают, что любому значению H соответствуют два значения магнитной индукции B , зависящие от предыстории магнитного состояния образца.

Кривая, проведенная через вершины $(B_m; H_m)$ ряда частных петель гистерезиса, практически совпадает с «кривой начального (основного) намагничивания». Поэтому магнитная проницаемость ферромагнетика может быть определена через эти максимальные значения B_m и H_m , относящиеся к любой из частных петель гистерезиса (рис. 9), по формуле

$$\mu = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_m}{H_m}, \quad (4.1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м.

По площади петли можно найти работу перемагничивания, отнесенную к единице объема. Малое изменение объемной плотности энергии магнитного поля $\omega_H = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$ в цикле перемагничивания определяется по формуле

$$d\omega_H = Hd(\mu\mu_0 H) = HdB. \quad (4.2)$$

Работа $dA_n = HdB$ расходуется на изменение внутренней энергии единицы объема ферромагнетика. Таким образом, энергия гистерезисных потерь, расходуемая за один полный цикл перемагничивания какого-либо образца, равна произведению объема образца V_0 на площадь петли гистерезиса в координатах (B, H) , т.е.

$$W = V_0 \oint H \cdot dB. \quad (4.2)$$

Рис.9

Она переходит в тепловую энергию образца. При перемагничивании ферромагнетик нагревается. Полностью размагнитить ферромагнетик можно, перемагничивая его в переменном магнитном поле при плавном уменьшении амплитуды напряженности поля от насыщенного значения H_S до нуля в течение ряда циклов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ФЭЛ-11М

«Снятие основной кривой намагничивания ферромагнетиков статическим методом».

Впервые полное экспериментальное исследование зависимости $B = f(H)$ проведено в 1871–1872 гг. профессором Московского университета А.Г. Столетовым. Он показал также, что напряженность поля внутри ферромагнетика сильно зависит от формы образца и только в случае тороидального (кольцевого) образца, намагничиваемого кольцевой обмоткой, она совпадает с напряженностью внешнего магнитного поля.

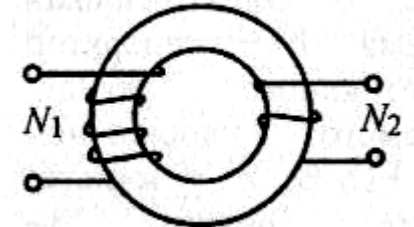


Рис.12

В данном эксперименте для получения основной кривой намагничивания используют метод, предложенный А.Г. Столетовым. Он заключается в следующем. На кольце из ферромагнитного материала располагают две обмотки (рис. 12): первичная (намагничивающая) содержит N_1 витков, и вторичная (с числом витков N_2), предназначенная для измерения величины магнитной индукции B . Напряженность магнитного поля, которое создается в кольцевом сердечнике при протекании по первичной обмотке тока I_1 , рассчитывается по формуле:

$$H = I_1 \frac{N_1}{l} = n_1 I_1, \quad (6.1)$$

где $n_1 = \frac{N_1}{l}$, l – длина средней осевой линии сердечника. Это поле намагничивает кольцо. Магнитный поток в сечении кольца площадью S :

$$\Phi = BS$$

При его изменении во вторичной обмотке возникает э.д.с. индукции:

$$\varepsilon_i = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Изменение магнитного потока в данной установке достигается автоматическим периодическим изменением направления тока I_1 (электронный переключатель 4 рис. 13). При этом значение напряженности поля H остается прежним, а изменяется лишь направление линий поля.

В результате поток магнитной индукции изменяет от $+\Phi$ до $-\Phi$, а приращение потока:

$$\Delta\Phi = -2\Phi = -2BS. \quad (6.2)$$

Если цепь вторичной обмотки замкнуть, то в ней потечет ток:

$$I_2 = \frac{\varepsilon_i}{R} = -\frac{N_2}{R} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (6.3)$$

где R – сопротивление цепи вторичной обмотки.

При протекании индукционного тока I_2 в этой цепи протекает заряд Q , величину которого можно рассчитать, используя формулы (6.2), (6.3):

$$Q = \int_0^t I_2 dt = \int_{+\Phi}^{-\Phi} \left(-\frac{N_2}{R} \frac{d\Phi}{dt} \right) dt = -\frac{N_2}{R} \Delta\Phi = 2 \frac{N_2}{R} BS.$$

Выражая из этого равенства индукцию магнитного поля, получаем:

$$B = \frac{QR}{2N_2S}. \quad (6.4)$$

где R , N_2 и S – величины, постоянные для данной установки.

Заряд Q измеряют интегратором тока, подключенным к вторичной обмотке. При этом величина заряда, прошедшего через интегратор, пропорциональна показанию вольтметра $U_{ин}$:

$$Q = bU_{ин} \quad (6.5)$$

где b – постоянная интегратора; $U_{ин}$ – отсчет по вольтметру.

Используя выражения (6.4) и (6.5), можно записать расчетную формулу индукции магнитного поля в исследуемом кольцевом сердечнике:

$$B = \frac{bnR}{2N_2S} = k U_{ин}, \quad (6.6)$$

где $k = \frac{bR}{2N_2S}$ – постоянная для данной установки.

При расчетах принять коэффициент $k \approx 0,025$.

Принципиальная электрическая схема эксперимента сохраняет основные элементы рис. 10-11 и приведена на рис. 13.

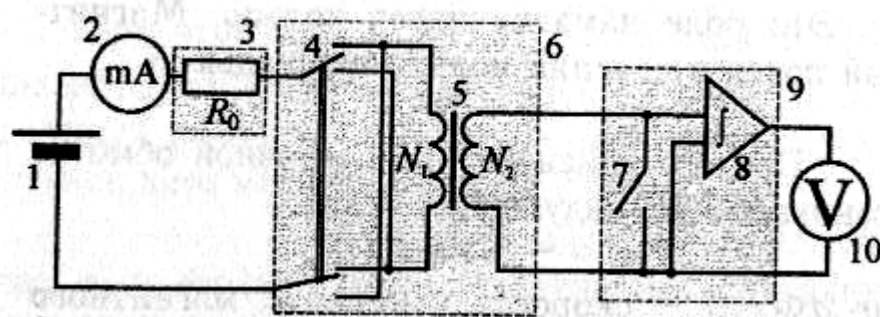


Рис.13. Блок-схема эксперимента по снятию основной кривой намагничивания ферромагнетика статическим методом (второй эксперимент). 1 – источник постоянного регулируемого тока; 2 – миллиамперметр 3 – сопротивление первичной обмотки R_0 4 – автоматический периодический электронный переключатель тока; 5 – тороид с первичной N_1 и вторичной N_2 обмотками; 6 – блок «ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ»; 7 – автоматический электронный переключатель; 8 – интегратор тока; 9 – блок «Интегратор тока»; 10 – вольтметр.

Эксперимент в целом не отличается от опыта по наблюдению петли гистерезиса в динамическом режиме с помощью осциллографа. В данном опыте вместо осциллографа, в разрыв цепи первичной обмотки подключают миллиамперметр, а с выхода интегрирующей цепочки подают сигнал на вольтметр постоянного тока.

Первичная N_1 и вторичная N_2 обмотки намотаны на ферритовый кольцевой сердечник. Первичную обмотку используют для намагничивания ферромагнетика и по её параметрам определяют напряженность H намагничивающего поля. Электронный переключатель 4 служит для автоматического периодического изменения направления тока в первичной обмотке с целью перемагничивания сердечника. Резистор R_0 ограничивает ток в обмотке.

Вторичная обмотка N_2 предназначена для определения индукции магнитного поля B в сердечнике. Интегратор тока 8 служит для измерения заряда Q , фиксируемого вольтметром 10, пропорционального измеряемой величине B . Так как сердечник изготовлен из магнитомягкого ферромагнетика с малой величиной остаточной индукции $B_{ост}$, то для снятия основной кривой намагничивания нет необходимости проводить предварительное размагничивание сердечника.

Необходимые данные для расчетов:

Количество витков первичной обмотки $N_1=150$ витков

Количество витков вторичной обмотки $N_2=650$ витков

Исследуемый образец:

Средний радиус тороида $r=0,015$ м

Площадь поперечного сечения образца $S=3 \cdot 10^{-4}$ м²

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ

1. Перед выполнением работы рекомендуется ознакомиться с принципом работы электронного осциллографа.
2. Перед включением следует проверить целостность всех соединительных и сетевых проводов устройств. **Перед включением установки в сеть все перемычки должны быть отсоединены от стенда, в противном случае при подаче питания возможна некорректная работа измерительных приборов (ЖКД индикатора LCD).**
3. Включите лабораторный модуль в сеть ~ 220 В.
4. Перевести переключатель СЕТЬ на панели установки в положение «ВКЛ» при этом должны загореться соответствующие сигнальные светодиоды. Дать приборам прогреться не менее 5-7 минут.
5. Проведите исследование основной кривой намагничивания ферромагнетика $B=B(H)$ статическим методом.
6. Вращением ручек «ТОК ГРУБО/ПЛАВНО» изменяйте ток в первичной обмотке образца I_1 и записывайте значения напряжения с выхода интегратора во вторичной обмотке U_2 , соответствующие этому току. Обратите внимание, что ток измеряется в миллиАмперах.
7. По формулам (6.1) и (6.6) пересчитайте значение намагничивающего тока I_1 в напряженность магнитного поля H [А/м], а значения напряжения с выхода интегратора $U_2=U_{ин}$ в значения индукции магнитного поля B [Тл]. При расчетах принять: количество витков первичной обмотки $N_1=150$ витков; средний радиус тороида $r=0,015$ м, $l=2\pi r = 0,094$ м – длина средней осевой линии сердечника; коэффициент $k\approx 0,025$. Все расчёты производите в СИ.
8. По полученным данным постройте на миллиметровой бумаге по клеткам зависимость $B=B(H)$ – основную кривую намагничивания образца и сравните результат с итогами исследования ферромагнетика динамическим методом с помощью осциллографа (при возможности). Следует помнить, что учебные эксперименты являются скорее оценочными, поэтому допускается погрешность в 30 – 40 % при определении параметров образца различными методами.
9. По окончании работы поставьте все переключатели в положение «ВЫКЛ» и выньте вилки из розетки.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие вещества называются магнитными?
2. Что такое магнитный момент системы, намагниченность?
3. Дайте определение магнитной индукции и напряженности магнитного поля.
4. Что такое диамагнетики? Приведите примеры.
5. Что такое парамагнетики? Приведите примеры.
6. Что такое ферромагнетики? Приведите примеры.
7. Как определяется магнитная восприимчивость вещества, какова ее величина, и какова ее связь с магнитной проницаемостью?
8. Как изменяется намагниченность диа-, пара- и ферромагнетиков от напряженности внешнего магнитного поля?
9. Что такое магнитный гистерезис?
10. Петля гистерезиса. От чего зависит вид петли гистерезиса?
11. Что такое размагничивающий фактор? От чего зависит его величина?
12. Что такое магнитомягкие и магнито жесткие вещества?
13. Что такое домены?
14. Как ведут себя ферромагнетики при нагревании?
15. Объясните принцип получения в лабораторной установке напряжений, пропорциональных напряженности и магнитной индукции поля в образце.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. "Курс общей физики". — М.: Высшая школа, 1989г.
2. В. И. Иверонова и др. "Физический практикум". — М.: Физико-математическая литература, 1962г.
3. В. С. Попов. "Теоретическая электротехника". — М.: Энергоатомиздат, 1990г.
4. Т. И. Трофимова. "Курс физики". — М.: Высшая школа, 1998г.
5. Д. Джанколи. "Физика". Том II. — М.: Мир, 1989г.
6. Г. Г. Рекус, В. Н. Чесноков. "Лабораторные работы по электротехнике и основам электроники". — М.: Высшая школа, 1989г.

ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО Учебной Техники «ТулаНаучПрибор»