

Санкт-Петербургский государственный университет

# **ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

**Описание лабораторной работы № 48**

**ПРОБНАЯ ВЕРСИЯ**

Разработчики описания: А.Г. Антипов

С.В. Уварова

Санкт-Петербург

2014

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	3
1. Некоторые сведения из теории ферромагнетизма .....	4
1.1. Уравнения Максвелла .....	4
1.2. Магнетизм, магнитный момент, намагниченность, магнитные индукция, восприимчивость и проницаемость .....	6
1.3. Домены, оси легкого намагничивания .....	10
1.4. Процесс намагничивания, кривая первоначального намагничивания. Область Рэля. Эффект Баркгаузена. Магнитное насыщение .....	12
1.5. Гистерезис. Остаточная магнитная индукция. Коэрцитивная сила .....	16
1.6. Энергия магнитного поля. Потери на перемагничивание. Магнитомягкие и магнитотвердые материалы .....	19
2. Методика проведения эксперимента .....	21
2.1. Описание экспериментальной установки .....	21
2.2. Постановка эксперимента. Методика и техника измерений .....	23
3. Техника безопасности по работе с приборами .....	28
4. Порядок выполнения лабораторной работы .....	29
5. Обработка результатов эксперимента, требования к оформлению отчета .....	30
6. Контрольные вопросы .....	32
Список рекомендованной литературы и справочные данные .....	33

## Введение

Ферромагнитные вещества, к числу которых относятся различные сплавы железа, кобальта и никеля, широко применяются в качестве конструкционных материалов. Основным свойством ферромагнетиков является высокая магнитная проницаемость, превышающая аналогичную проницаемость остальных веществ на 2–4 порядка. Это свойство ферромагнитных материалов обуславливает их использование в качестве элементов различных электротехнических устройств — электромагнитов, реле, трансформаторов, дросселей и других.

Однако, помимо высокой магнитной проницаемости, ферромагнетики обладают еще двумя характерными свойствами. Во-первых, их магнитная проницаемость не постоянна — она существенно зависит от уровня внешнего магнитного поля. Иными словами, зависимость намагниченности ферромагнетика от напряженности прикладываемого поля носит нелинейный характер. Во-вторых, наблюдается так называемый эффект гистерезиса — указанная зависимость не только нелинейна, но и неоднозначна: необходимо также учитывать состояние намагниченности образца в начальный момент монотонного изменения воздействующего поля.

Таким образом, поведение ферромагнетиков в нестационарном магнитном поле носит весьма специфический характер. Вместе с тем, именно оно определяет возможность задействовать ферромагнитный материал в тех или иных приложениях.

Целью данной работы является изучение магнитных свойств некоторого образца электротехнической стали в нестационарном магнитном поле. Необходимо будет получить кривую первоначального намагничивания и петлю гистерезиса, и дать количественные описания наблюдаемых зависимостей. А также оценить потери энергии на цикл перемагничивания образца.

# 1. Некоторые сведения из теории ферромагнетизма

## 1.1. Уравнения Максвелла

В начале XIX века уравнениям Максвелла предшествовали экспериментальные открытия законов взаимодействий заряженных тел, намагниченных веществ и проводников с электрическим током. В 1820 году Г. Эрстед обнаружил, что пропускаемый через провод гальванический ток заставляет отклоняться магнитную стрелку компаса. В том же году Био и Савар экспериментально нашли выражение для порождаемой током магнитной индукции (закон Био–Савара). Андре Мари Ампер обнаружил, что между двумя проводниками, по которым пропускается ток, возникает взаимодействие, и в 1826 году сформулировал теорему о циркуляции магнитного поля: «Циркуляция магнитного поля постоянных токов по всякому замкнутому контуру пропорциональна сумме сил токов, пронизывающих контур циркуляции». Влияние тока на магнит, обнаруженное Эрстедом, привело М. Фарадея к идее существования обратного влияния магнита на токи. После длительных экспериментов в 1831 году Фарадей открыл, что перемещающийся возле проводника магнит порождает в проводнике электрический ток. Это явление было названо электромагнитной индукцией. Примерно в то же время Фарадей ввёл понятие электрических и магнитных полей как самостоятельных физических субстанций.

Анализируя известные эксперименты, Максвелл получил систему уравнений для электрического и магнитного полей. В 1855 году он впервые записал в дифференциальной форме систему уравнений электродинамики, но еще не учитывал ток смещения. Такая система уравнений описывала все известные к тому времени экспериментальные данные, но не позволяла связать между собой заряды и токи и предсказать электромагнитные волны.

Впервые ток смещения был введён Максвеллом в работе, опубликованной в 1861–62 годах. Обобщая закон Ампера, Максвелл вводит ток смещения, вероятно, чтобы связать токи и заряды уравнением непрерывности, которое уже было известно для других физических величин. В этой статье фактически была

завершена формулировка полной системы уравнений электродинамики.

В статье 1864 года «Динамическая теория электромагнитного поля» была рассмотрена сформулированная ранее система уравнений из 20 скалярных уравнений для 20 скалярных неизвестных <sup>1</sup>. В этой статье Максвелл впервые сформулировал понятие электромагнитного поля как физической реальности, имеющей собственную энергию и конечное время распространения, определяющее запаздывающий характер электромагнитного взаимодействия. Оказалось, что не только ток, но и изменяющееся со временем электрическое поле (ток смещения) порождает магнитное поле. В свою очередь, в силу закона Фарадея, изменяющееся магнитное поле снова порождает электрическое. В результате, в пустом пространстве может распространяться электромагнитная волна. Из уравнений Максвелла следовало, что ее скорость равна скорости света, поэтому Максвелл сделал вывод об электромагнитной природе света. Максвелл не использовал векторных обозначений и записывал свои уравнения в достаточно громоздком компонентном виде. Сам Максвелл считал, что его заслуга состоит лишь в математическом оформлении идей Фарадея. Современная форма уравнений Максвелла появилась около 1884 года после работ Хевисайда, Герца и Гиббса.



*James Clerk Maxwell*

Джеймс Клерк Максвелл  
(13 июня 1831 – 5 ноября 1879)

Полная система уравнений Максвелла в интегральной форме имеет вид:

Теорема о циркуляции магнитного поля

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{пров}} + I_{\text{см}} \quad (1.1)$$

Закон индукции Фарадея

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (1.2)$$

Вихревой характер магнитного поля

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Теорема Остроградского–Гаусса

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q$$

где  $L$  и  $S$  — ограничивающие область пространства замкнутые контур и поверхность,  $I_{\text{пров}}$  и  $I_{\text{см}}$  — токи проводимости и смещения,  $q$  — заряд, находящийся в ограниченном поверхностью  $S$  объеме. Вектор электрической индукции  $\vec{D}$  связан с напряженностью электрического поля  $\vec{E}$  посредством диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ :  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$  ( $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная). Аналогичным образом индукция  $\vec{B}$  и напряженность магнитного поля  $\vec{H}$  связаны соотношением  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$  ( $\mu$  — магнитная проницаемость,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная).

## **1.2. Магнетизм, магнитный момент, намагниченность, магнитные индукция, восприимчивость и проницаемость**

Магнитными свойствами, выраженными в той или иной степени, обладают все вещества 2. Причиной взаимодействия с внешним магнитным полем являются собственные и наведённые магнитные моменты, которые ориентируясь определённым образом изменяют поле внутри вещества.

Наиболее слабо магнитные эффекты проявляются в диа- и парамагнетиках. Стержень из твердого диамагнетика или ампула с жидким (газообразным) диамагнетиком, помещенные в однородное магнитное поле, устанавливаются перпендикулярно линиям индукции поля. В неоднородном магнитном поле на диамагнетик действует сила, которая стремится вытолкнуть его за пределы поля. Диамагнетизм свойственен всем без исключения веществам, но проявляется он только в тех веществах, суммарный магнитный момент атомов которых равен нулю. Если такое вещество внести во внешнее магнитное поле, то на собственное движение электронов в атомах накладывается дополнительное движение, вызванное полем. В результате этого в каждом из атомов диамагнетика индуцируется дополнительный ток, магнитное поле которого в соответствии с правилом Ленца направлено против внешнего поля. Поэтому индукция результирующего магнитного поля в диамагнетике  $\vec{B}$  равна разности индукции внешнего поля  $\vec{B}_0$  и внутреннего поля  $\vec{B}'$ :  $\vec{B} = \vec{B}_0 - \vec{B}'$ . При выключении внеш-

него магнитного поля индукционные «атомные токи» исчезают, т. е. диамагнетик размагничивается.

Образец парамагнетика в однородном внешнем магнитном поле устанавливается вдоль линий индукции этого поля. В неоднородном магнитном поле на парамагнетик действует сила, которая стремится втянуть его в область более сильного поля. Парамагнетиками являются вещества, орбитальные магнитные моменты атомов которых отличаются от нуля, а спиновые магнитные моменты атомов равны нулю. Под действием внешнего магнитного поля орбитальные магнитные моменты атомов парамагнетика ориентируются в направлении этого поля. Поэтому внутреннее магнитное поле парамагнетика, обусловленное «атомными токами», направлено в ту же сторону, что и внешнее намагниченное поле. По этой причине индукция магнитного поля в парамагнетике  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$ . Атомы парамагнетиков обладают и наведенными, и собственными слабыми магнитными моментами, которые при включении внешнего поля ориентируются вдоль него.

Существует несколько классов веществ, в которых взаимодействие между собственными магнитными моментами атомов особо сильное и, имея квантовомеханическую природу, принципиально не может быть объяснено с помощью аналогий классической физики. Магнитную структуру в них создает обменное взаимодействие [3–8].

Вещества, в которых ближайшие магнитные моменты выстраиваются параллельно, называются ферромагнетиками. Антиферромагнетики и ферримагнетики обладают двумя ферромагнитными решётками с противоположными направлениями магнитных моментов, вложенными одна в другую. Различие между ними состоит в том, что решётки в антиферромагнетиках компенсируют друг друга, а в ферримагнетиках магнитные моменты различных решёток различны и суммарный магнитный момент не равен нулю (рис. 1.1).

Ферромагнетики ниже определенной температуры — точки Кюри — способны обладать самопроизвольной намагниченностью. К ферромагнетикам относятся: переходные элементы — Fe, Co, Ni; некоторые редкоземельные эле-

The figure consists of a 3x3 grid of diagrams. Each diagram represents a move in the 3D topological quantum field theory. The top row shows a move involving a vertical line and a horizontal line. The middle row shows a move involving a vertical line and a horizontal line. The bottom row shows a move involving a vertical line and a horizontal line.

## Ферромагнитное упорядочивание

Магнитный момент единицы объёма вещества определяется:

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V},$$

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}.$$
$$\vec{M} = \chi \vec{H} \, ,$$

8



тельной — у диамагнетиков. Величина ее мала и для большинства пара- и диамагнетиков составляет величину порядка  $10^{-4}$ – $10^{-6}$ , при этом она практически не зависит от напряжённости приложенного магнитного поля. В ферромагнетиках магнитная восприимчивость может достигать весьма больших значений, составляя величины от нескольких десятков до многих тысяч единиц, причём наблюдается её сильная зависимость от напряжённости приложенного поля. Поэтому для удобства используют также дифференциальную магнитную восприимчивость, равную производной намагниченности единицы объёма вещества по напряжённости поля. В отсутствие поля магнитная восприимчивость ферромагнетиков отлична от нуля и имеет некоторое положительное значение  $\chi_a$ , называемое начальной магнитной восприимчивостью. С увеличением напряжённости поля величина восприимчивости растёт, пока не достигает некоего максимума  $\chi_{\text{макс}}$ , после чего вновь уменьшается. В области очень сильных полей магнитная восприимчивость падает практически до нуля, сравниваясь с величиной восприимчивости обычных парамагнетиков (данная область параметров называется областью парапроцесса). Вид зависимости магнитной восприимчивости ферромагнетика от напряжённости намагничивающего поля носит название кривой Столетова (рис. 1.2).

У ферромагнетиков магнитная восприимчивость с ростом температуры увеличивается, достигая резкого максимума вблизи точки Кюри. Данный эффект обусловлен тем, что при нагреве ферромагнетика до температуры, близкой к точке Кюри, его магнит-

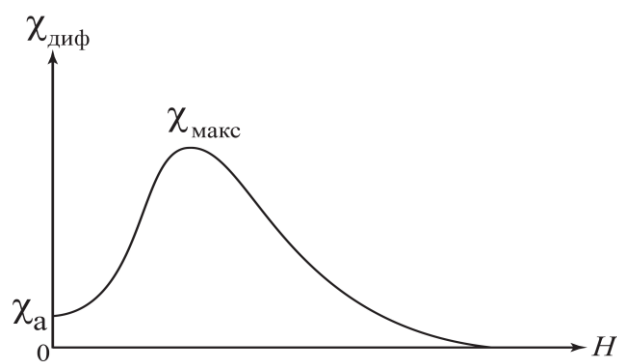


Рис. 1.2. Кривая Столетова

ная восприимчивость увеличивается за счет снижения трения ферромагнитных доменов. Тем самым облегчается поворот ферромагнитных доменов во внешнем магнитном поле. Это явление открыл Джон Гопкинс в 1889 году. При увеличении температуры выше точки Кюри, магнитное поле «спадает» из-за потери ферромагнитных свойств.

Магнитная индукция определяется через намагниченность как:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_0\mu\vec{H},$$

где магнитная проницаемость  $\mu = 1 + \chi$ .

Для диамагнетиков величина  $\mu < 1$ . К ним относятся висмут, медь, ртуть, серебро, золото, хлор, инертные газы и др. Для парамагнетиков относительная магнитная проницаемость  $\mu > 1$ . К ним, в частности, относятся натрий, калий, магний, кальций, марганец, платина, растворы некоторых солей и др. Для ферромагнетиков величина  $\mu \gg 1$ . Если в пара- и диамагнетиках намагниченность изменяется с увеличением напряженности поля линейно, то в ферромагнетиках данная зависимость сложная, нелинейная и будет рассмотрена в п.п. 1.4 и 1.5.

### 1.3. Домены, оси легкого намагничивания

Ферромагнетик состоит из доменов — небольших объемов вещества, магнитный момент которых направлен в одном и том же направлении, отличном от направления магнитных моментов соседних доменов. Понятие магнитного домена было введено Пьером Вейссом в 1907 году, чтобы дать ответ на вопрос: почему железо будучи ферромагнетиком имеет нулевой магнитный момент при отсутствии внешнего поля. В монокристаллах ферромагнетиков существуют направления легкого и трудного намагничивания. Число таких направлений определяется симметрией кристаллической решетки. В отсутствие внешнего поля при температуре ниже точки Кюри магнитные моменты доменов самопроизвольно ориентируются вдоль одной из осей легкого намагничивания, и намагниченность макроскопических ферромагнитных образцов может не проявляться, так как суммарный магнитный момент доменов может быть равен нулю. Анизотропия магнитных свойств не связана с обменным взаимодействием. Обменная энергия не изменяется при одновременном повороте спиновых моментов на любой угол относительно кристаллографических осей. Например, элементарная ячейка железа представляет собой объемно-центрированный куб. Направление легкого намагничивания совпадает с ребром куба, следовательно, в монокристалле железа можно выделить шесть эквива-

лентных направлений (три оси) легкого намагничивания. Направление диагонали куба соответствует направлению трудного намагничивания. У никеля, имеющего структуру гранецентрированного куба, диагональ, наоборот, является направлением легкого намагничивания, симметрия решетки определяет восемь таких эквивалентных направлений. В то же время кобальт, кристаллизующийся в гексагональной структуре, имеет лишь два направления легкого намагничивания, совпадающих с осью призм, т. е. магнитные моменты доменов в отсутствие внешнего поля могут быть ориентированы лишь в двух антипараллельных направлениях.

Зависимость намагниченности от ее направления относительно кристаллографических осей в кристалле называется естественной кристаллографической магнитной анизотропией. Мерой магнитной анизотропии для данного направления в кристалле является работа намагничивания внешнего магнитного поля, необходимая для поворота вектора намагниченности из положения вдоль оси наиболее лёгкого намагничивания в новое положение — вдоль внешнего поля.



Лев Давидович Ландау  
(22 января 1908 – 1 апреля 1968)

Объяснение свойств ферромагнетиков и физической природы молекулярного поля Вейсса смогла дать только квантовая физика. Это было сделано в 1927–1928 годах в работах русского физика Я.И. Френкеля (1894–1952) и немецкого физика В. Гейзенберга (1901–1976). Они показали, что магнитные свойства ферромагнетиков обусловлены спинными магнитными моментами электронов, что приводит к возникновению в кристаллах

микроскопических областей — доменов. Магнитные поля всех доменов в кристалле ориентированы хаотично, поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля кристалл в целом не намагничен. Причина появления магнитных доменов в ферромагнетиках была предложена Л. Ландау и Е. Лифшицем в 1937 году.

Они предположили, что образование доменов приводит к минимизации полной энергии магнетика и поля рассеивания (то есть магнитного поля, создаваемого спонтанной намагниченностью и выходящего за пределы магнетика). Действительно, наблюдаемое на практике направление намагниченности в доменах в обычных условиях формирует замкнутый магнитный поток. Граница между доменами имеет название доменной стенки, ширина которой определяется соотношением между обменной константой и константой анизотропии.

#### 1.4. Процесс намагничивания, кривая первоначального намагничивания. Область Рэлея. Эффект Баркгаузена. Магнитное насыщение

Намагничивание состоит в переориентации векторов намагниченности доменов в направлении приложенного поля и включает процессы смещения, вращения и парапроцесс.

Если намагничивание ферромагнетика осуществлять при монотонном и медленном возрастании поля из состояния полного размагничивания ( $B = H = 0$ ), то полученную зависимость  $B(H)$  называют кривой первого (первоначального) намагничивания. Данную кривую обычно подразделяют на 5 участков (рис. 1.3).



Рис. 1.3. *a* — кривая первоначального намагничивания: I — область обратимого намагничивания, II — область Рэлея, III — область наибольших проницаемостей (увеличено скачкообразное изменение намагниченности при плавном изменении внешнего поля  $\vec{H}$ ), IV — область приближения к насыщению, V — область парапроцесса; *б* — схематическое изображение процессов намагничивания в ферромагнетике.

Участок I — область начального, или обратимого, намагничивания, где магнитная индукция  $\vec{B}$  линейно зависит от внешнего поля  $\vec{H}$ :  $\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_a)\vec{H}$ . В этой области протекают главным образом процессы упругого смещения границ доменов при постоянной начальной магнитной восприимчивости. Процесс смещения в ферромагнетике заключается в перемещении границ между доменами. Объём доменов, векторы намагниченности  $\vec{M}_s$  которых составляют наименьший угол с направлением напряжённости магнитного поля  $\vec{H}$ , при этом увеличивается за счёт соседних доменов с энергетически менее выгодной ориентацией  $\vec{M}_s$  относительно поля. При своём смещении домены могут менять собственную энергию, форму и размеры границы. Эти факторы в одних случаях способствуют, в других — препятствуют процессу смещения. Обычно задержка смещения и намагничивания происходит при встрече границы с какими-либо неоднородностями структуры ферромагнетика (атомами примесей, микротрещинами и другими). Для возобновления смещения необходимо вновь изменять  $\vec{H}$  (либо температуру или давление).

Область Рэлея (II) характеризуется квадратичной зависимостью  $\vec{B}$  от  $\vec{H}$  (в этой области  $\chi$  линейно возрастает с  $\vec{H}$ ). В области Рэлея намагничивание осуществляется благодаря процессам смещения: обратимым, линейно зависящим от  $\vec{H}$ , и необратимым, квадратично зависящим от  $\vec{H}$ . В 1887 году Дж. У. Рэлей установил эмпирически зависимость намагниченности ферромагнетика от напряжённости внешнего магнитного поля в области  $H \ll H_c$  (где  $H_c$  — коэрцитивная сила материала). Для кривой начального намагничивания закон Рэлея имеет вид:

$$B = \mu_0(\mu_{\text{обр}}H + \Re H^2), \quad (1.3)$$

где  $\mu_{\text{обр}}$  — обратимая магнитная проницаемость  $\mu_{\text{обр}} = 1 + \chi_{\text{обр}}$ ,  $\chi_{\text{обр}}$  — обратимая магнитная восприимчивость,  $\Re$  — постоянная Рэлея. При этом параметры  $\mu_{\text{обр}}$  и  $\Re$  для разных состояний имеют разные значения. Коэффициенты  $\mu_{\text{обр}}$  характеризует линейную, обратимую часть процесса намагничивания,

связанную с обратимыми смещениями доменных стенок. Для размагниченного состояния  $\mu_{\text{обр}}$  совпадает с начальной магнитной проницаемостью  $\mu_a$ . Постоянная  $\mathcal{K}$  определяет вклад в намагниченность необратимых смещений доменных стенок. Необходимое условие для выполнения закона намагничивания Рэлея — медленное, квазистатическое изменение магнитного поля, сводящее к минимуму эффекты, связанные с магнитным последствием (магнитной вязкостью). Закон Рэлея, как показал Е. И. Кондорский (1938), может быть выведен теоретически из рассмотрения процессов намагничивания с учётом статистического распределения критических полей смещения доменных стенок.

Область наибольших проницаемостей (III) характеризуется быстрым ростом  $B$ , связанным с необратимым смещением междоменных границ. Намагничивание на этом участке происходит скачками (эффект Баркгаузена). Впервые эффект скачкообразного изменения намагниченности ферромагнетиков при непрерывном изменении магнитного поля наблюдался в 1919 немецким физиком Г. Г. Баркгаузеном (H. G. Barkhausen). При медленном намагничивании ферромагнитного образца в измерительной катушке, надетой на образец, он обнаружил в цепи катушки импульсы тока, обусловленные скачкообразным изменением намагниченности образца. Особенно сильно эффект Баркгаузена проявляется на крутых участках кривой намагничивания и петли гистерезиса, где доменная структура изменяется в результате процессов смещения границ ферромагнитных доменов. Имеющиеся в ферромагнетике различного рода неоднородности (инородные включения, остаточные механические напряжения и т. д.) препятствуют перестройке доменной структуры. Когда граница домена, смещаясь при увеличении магнитного поля  $\vec{H}$ , встречает препятствие, она останавливается и остаётся неподвижной при дальнейшем увеличении поля. При некотором возросшем значении поля граница преодолевает препятствие и скачком перемещается дальше, до очередного препятствия, уже без увеличения поля. Из-за подобных задержек кривая намагничивания ферромагнетика имеет ступенчатый характер, изображенный в области III увеличенным скачкообразным изменением намагниченности при плавном изменении внешнего поля  $\vec{H}$ .

(рис. 1.3a).

Скачкообразное изменение намагниченности может быть вызвано не только полем, но другими внешними воздействиями (например, плавным изменением упругих напряжений или температуры), при которых происходит изменение доменной структуры образца. Эффект Баркгаузена непосредственно доказывает доменную структуру ферромагнетиков, он позволяет определить объём отдельного домена. Для большинства ферромагнетиков этот объём равен  $10^{-6} - 10^{-9} \text{ см}^3$ , иногда до  $10^{-3} \text{ см}^3$ . Изучение эффекта Баркгаузена позволило лучше понять динамику доменной структуры и установить связь между числом скачков и основными характеристиками петли гистерезиса. Характеристики эффекта Баркгаузена и параметры магнитного шума зависят от объема образца, структурных свойств ферромагнетика и весьма чувствительны к факторам, влияющим на локальные изменения поля, действующего на доменную границу, и данное обстоятельство положено в основу идеи создания приборов неразрушающего контроля.

В области приближения к насыщению (IV) основную роль играют процессы вращения. Процесс вращения состоит в повороте векторов  $\vec{M}_s$  в направлении поля  $\vec{H}$ . Причиной возможной задержки или ускорения процесса вращения является магнитная анизотропия ферромагнетика (первоначально векторы доменов направлены вдоль осей лёгкого намагничивания, в общем случае не совпадающих с направлением  $\vec{H}$ ). По завершении процесса вращения при полном совпадении  $\vec{M}_s$  с направлением  $\vec{H}$  достигается так называемое техническое магнитное насыщение  $B_s$ , равное величине предельного значения насыщения  $B_\infty$  при данной температуре, не изменяющегося при дальнейшем возрастании напряжённости намагничивающего поля  $\vec{H}$ . Строго говоря, магнитное насыщение в технически доступных магнитных полях никогда не достигается. Поэтому под магнитным насыщением обычно понимают такое состояние, в котором все имеющиеся в веществе элементарные магнитные моменты ориентированы вдоль магнитного поля  $\vec{H}$ . Увеличение  $\vec{B}$  при дальнейшем возраста-

нии  $\vec{H}$  связано с парапроцессом (участок V) — увеличением  $\vec{B}$  вследствие подавления магнитным полем тепловых колебаний элементарных магнитных моментов вещества. Парапроцесс в большинстве случаев даёт очень малый прирост намагниченности, поэтому намагничивание ферромагнетиков определяется в основном процессами смещения и вращения.

Магнитную восприимчивость ферромагнетиков можно приближённо представить в виде суммы:  $\chi = \chi_{\text{смещ}} + \chi_{\text{вращ}}$ . Анализ кривых намагничивания  $B(H)$  показывает, что в слабых полях  $\chi_{\text{смещ}} \gg \chi_{\text{вращ}}$ , а в сильных (после крутого подъёма кривой)  $\chi_{\text{смещ}} \ll \chi_{\text{вращ}}$ . Для определения зависимости  $B(H)$  пользуются качественными физическими представлениями, лишь в случае идеальных монокристаллов в области, где  $\chi_{\text{смещ}} \ll \chi_{\text{вращ}}$ , возможен строгий количественный расчёт 9.

## 1.5. Гистерезис. Остаточная магнитная индукция. Коэрцитивная сила

Если после достижения состояния магнитного насыщения  $B_s$  начать уменьшать  $\vec{H}$ , то будет уменьшаться и  $\vec{B}$ , но по кривой, лежащей выше кривой первоначального намагничивания (явление магнитного гистерезиса). Гистерезис (от греческого *hysteresis* — отставание, запаздывание) — явление, которое состоит в том, что физическая величина, характеризующая состояние тела (например, намагниченность), неоднозначно зависит от физической величины, характеризующей внешние условия (например, магнитного поля). Гистерезис наблюдается в тех случаях, когда состояние тела в данный момент времени определяется внешними условиями не только в тот же, но и в предшествующие моменты времени. Неоднозначная зависимость величин наблюдается в любых процессах, так как для изменения состояния тела всегда требуется определённое время (время релаксации) и реакция тела отстаёт от вызывающих её причин. Такое отставание тем меньше, чем медленнее изменяются внешние условия. Однако для некоторых процессов отставание при замедлении изменения внешних условий не уменьшается. В этих случаях неоднозначную зависимость



величин называется гистерезисной, а само явление — гистерезисом. Для гистерезиса характерно явление "насыщения", а также неодинаковость траекторий между крайними состояниями (отсюда наличие остроугольной петли на графиках). Не следует путать это понятие с инерционностью поведения систем, которое обозначает монотонное сопротивление системы изменению её состояния. Инерционность — свойство тела в большей или меньшей степени препятствовать изменению своего состояния относительно инерциальной системы отсчёта при воздействии на него внешних сил.

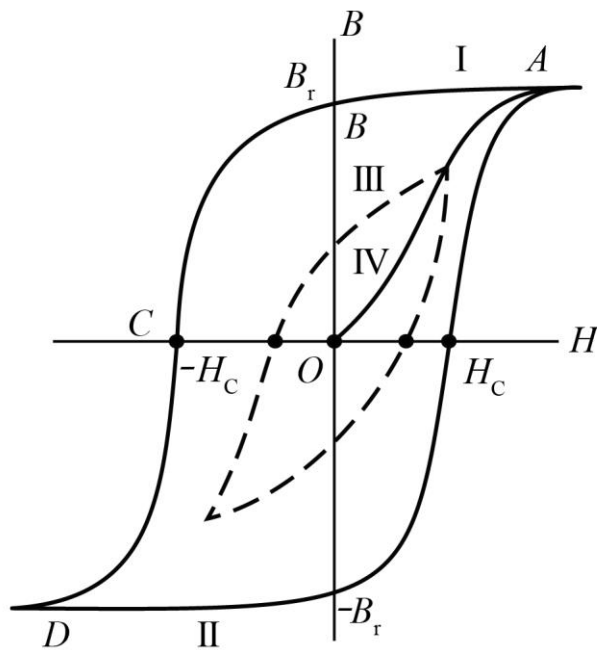


Рис.1.4. Петля магнитного гистерезиса для ферромагнетика

На рис. 1.4 изображена зависимость магнитной индукции  $\vec{B}$  ферромагнитного образца от напряжённости  $\vec{H}$  внешнего магнитного поля. В достаточно сильном магнитном поле образец намагничивается до насыщения (при дальнейшем увеличении поля значение  $\vec{B}$  практически не изменяется, точка A). При этом образец состоит из одного домена с магнитным моментом насыщения  $\vec{M}_s$ , направленным по полю. При уменьшении напряжённости

внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  магнитный момент образца  $\vec{M}$  будет уменьшаться по кривой I преимущественно за счёт возникновения и роста доменов с магнитным моментом, направленным против поля. Рост доменов обусловлен движением доменных стенок. Это движение затруднено из-за наличия в образце различных дефектов, которые закрепляют доменные стенки в некоторых положениях. Требуется достаточно сильные магнитные поля для того, чтобы их сдвинуть. Поэтому при уменьшении поля  $\vec{H}$  до нуля у образца сохраняется остаточный магнитный момент  $M_r$  (точка B), который характеризует остаточную магнитную индукцию  $B_r = \mu_0 M_r$ . Величина остаточной намагни-

ченности определяется точкой пересечения петли гистерезиса с осью магнитной индукции ферромагнетика.

Образец полностью размагничивается лишь в достаточно сильном поле противоположного направления, называемом коэрцитивным полем  $H_c$  (точка C). Коэрцитивная сила (от латинского *coercitio* — удерживание) — значение напряженности магнитного поля, необходимое для полного размагничивания ферро- или ферромагнитного вещества. Вид и размеры петли магнитного гистерезиса, величина  $H_c$  в различных ферромагнетиках могут меняться в широких пределах. Например, в чистом железе  $H_c = 80 \text{ А/м}$ , в сплаве магнито  $H_c = 50000 \text{ А/м}$ .

При дальнейшем увеличении магнитного поля обратного направления образец вновь намагничивается вдоль поля до насыщения (точка D). Перемагничивание образца (из точки D в точку A) происходит по кривой II. Таким образом, при циклическом изменении поля кривая, характеризующая изменение магнитного момента образца, образует петлю магнитного гистерезиса. Если поле  $\vec{H}$  циклически изменять в таких пределах, что намагниченность насыщения не достигается, то получается неперелетная петля магнитного гистерезиса (кривая III рис. 1.4). Уменьшая амплитуду изменения поля  $\vec{H}$  до нуля, можно образец полностью размагнитить, прийти в точку (0;0) (рис. 1.5).

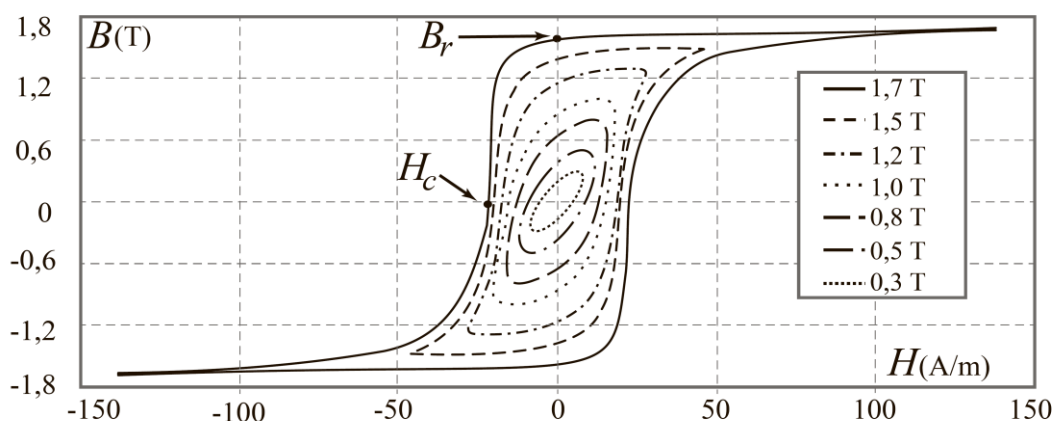


Рис. 1.5. Семейство петель гистерезиса, зависимость магнитной индукции  $\vec{B}$  от напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  для текстурованной электротехнической стали при синусоидальном изменении полей со временем с амплитудами от  $-140$  до  $140 \text{ А/м}$ , при этом индукция поля изменяется от  $-1,6$  до  $1,6 \text{ Тл}$ .

## 1.6. Энергия магнитного поля. Потери на перемагничивание. Магнитомягкие и магнитотвердые материалы

Энергия магнитного поля  $w$ , рассчитанная на единицу объема, равна:

$$w = \frac{BH}{2},$$

если магнитная индукция  $\vec{B}$  постоянна, и

$$w = \int H dB, \quad (1.4)$$

если  $\vec{B}$  меняется. Часть энергии, которая теряется в образце за один цикл изменения поля на перемагничивание образца, равна площади петли магнитного гистерезиса. В конечном итоге энергия идёт на нагревание образца, переходит в теплоту; такого рода потери называются гистерезисными. По величинам потерь и коэрцитивной силы различают магнитные материалы. Магнитомягкие материалы — материалы с низкой коэрцитивной силой, которые намагничиваются до насыщения и перемагничиваются в относительно слабых магнитных полях напряжённостью около 8–800 А/м. После перемагничивания внешне они не проявляют магнитных свойств, так как состоят из хаотически ориентированных намагниченных до насыщения областей. Примером могут служить различные стали. Применяют магнитомягкие материалы в тех случаях, когда потери на гистерезис нежелательны, например, в сердечниках трансформаторов, в статорах и роторах электрических машин. Чем большей коэрцитивной силой обладает магнит, тем он устойчивее к размагничивающим факторам. Магнитотвердые материалы — материалы с высокой коэрцитивной силой, которые намагничиваются до насыщения и перемагничиваются в сравнительно сильных магнитных полях напряжённостью в тысячи и десятки тысяч А/м. После намагничивания магнитотвердые материалы остаются постоянными магнитами из-за высоких значений коэрцитивной силы и остаточной магнитной индукции. Примерами являются магниты NdFeB и SmCo, бариевые и стронциевые магнитотвердые ферриты. С ростом частоты переменного магнитного поля (числа циклов перемагничивания в единицу времени) к гистерезисным потерям добавляются дру-

гие потери, связанные с вихревыми токами и магнитной вязкостью. Соответственно площадь петли гистерезиса при высоких частотах увеличивается. Такую петлю иногда называют динамической петлей, в отличие от описанной выше статической петли.

При намагничивании во внешнем поле образца ферромагнетика разомкнутой формы на его краях образуются магнитные полюсы, создающие внутри образца магнитное поле обратного (по отношению к внешнему полю) направления. Это размагничивающее поле полюсов образца пропорционально его намагниченности. Коэффициент, связывающий напряжённость собственного поля образца и его намагниченность, называется размагничивающим фактором или коэффициентом размагничивания. Размагничивающий фактор  $N$  может быть точно рассчитан только для эллипсоидов вращения, которые имеют однородную намагниченность (в частности, для шара  $N = 1/3$ , для очень тонкой пластинки  $N = 1$ , для бесконечно длинного цилиндра в поперечном поле  $N = 1/2$ ). Для некоторых образцов простой формы размагничивающий фактор рассчитывается по эмпирическим формулам, но в большинстве случаев определяется экспериментально [10].

## 2. Методика проведения эксперимента

### 2.1. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.1. Исследуемый образец выполнен из электротехнической стали в форме магнитопровода замкнутого вида (рис. 2.1, 1). Поперечное сечение магнитопровода квадратное, площадь сечения составляет  $0,04 \times 0,04 = 0,0016 \text{ м}^2$ . С одной стороны на образец надета намагничивающая катушка (рис. 2.1, 2). В катушке содержится 500 витков, ее активное сопротивление равно 2,5 Ом. Намагничивающая катушка подключена к интерфейсному модулю Power-CASSY (рис. 2.1, 4). Модуль Power-CASSY способен подавать на вход намагничивающей катушки контролируемое напряжение в диапазоне  $-10\text{В}..+10\text{В}$ , одновременно измеряя величину возникающего в цепи тока (до 1А по абсолютному значению). С другой стороны на исследуемый образец надета регистрирующая катушка (рис. 2.1, 3). Количество витков в этой катушке также составляет 500. Регистрирующая катушка подключена к интерфейсному модулю Sensor-CASSY (рис. 2.1, 5). Модуль Sensor-CASSY может оцифровывать поступающий на его вход сигнал в динамическом диапазоне 12 бит с частотой дискретизации до 200 кГц, т. е. с высокой точностью фиксировать возникающее в регистрирующей катушке напряжение. Максимально широкий абсолютный диапазон регистрируемого модулем напряжения составляет  $-250\text{В}..+250\text{В}$ .

Интерфейсные модули Power-CASSY и Sensor-CASSY подключены по шине USB к персональному компьютеру с установленным на нем программным обеспечением LD Didactic CASSY Lab. Программное обеспечение позволяет управлять напряжением, подаваемым в намагничивающую катушку посредством Power-CASSY, записывать данные о токе в намагничивающей катушке и о напряжении на выходах регистрирующей катушки, оцифровываемые посредством Power-CASSY и Sensor-CASSY соответственно. А также выполнять ряд иных полезных функций: строить графики зависимостей, вести элементарную обработку полученных данных, экспортировать данные для использования в сторонних программах и т.п.

Собранная согласно рис. 2.1 экспериментальная установка функциониру-

ет следующим образом: интерфейсный модуль Power-CASSY подает на вход намагничивающей катушки изменяющееся со временем напряжение  $U(t)$ , что приводит к возникновению в каждом из витков катушки тока  $I(t) = U(t)/R$ . Ток в витках намагничивающей катушки порождает магнитное поле напряженностью  $H(t)$ . В результате исследуемый образец намагничивается и в замкнутом контуре магнитопровода возникает магнитный поток  $\Phi(t)$ ; величину магнитного потока можно считать пропорциональной индукции  $B(t)$  в магнитопроводе. Изменение магнитного потока, протекающего по магнитопроводу, приводит к возникновению электродвижущей силы в витках регистрирующей катушки. Совокупное напряжение  $U_2(t)$ , формируемое на выходах регистрирующей катушки, фиксируется интерфейсным модулем Sensor-CASSY. В итоге, располагая входными  $I(t)$  и выходными  $U_2(t)$  данными, можно получить представление о параметрической зависимости  $B(H)$ , характеризующей исследуемый образец.

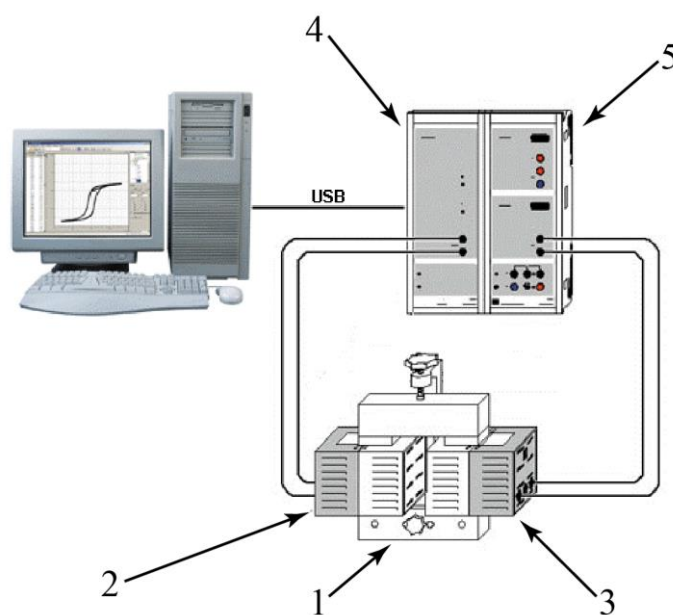


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки. 1 — исследуемый образец, 2 — намагничивающая катушка, 3 — регистрирующая катушка, 4 — интерфейсный модуль Power-CASSY, 5 — интерфейсный модуль Sensor-CASSY.

## 2.2. Постановка эксперимента. Методика и техника измерений

Магнитные свойства исследуемого образца ферромагнетика описываются зависимостью магнитной индукции  $B$  в образце от напряженности приложенного магнитного поля  $H$ . Как следует из схемы экспериментальной установки, информацию о зависимости  $B(H)$  можно получить, анализируя отклик системы  $U_2(t)$  на выходе регистрирующей катушки на управляемое воздействие — напряжение  $U(t)$ , подаваемое на вход намагничивающей катушки.

Зависимости введенных выше величин:

$$U \rightarrow I \rightarrow H, \quad B \rightarrow \Phi \rightarrow U_2,$$

допуская определенную степень идеализации, можно считать пропорциональными. Так, напряжение и ток намагничивающей катушки связаны, согласно закону Ома, посредством ее активного сопротивления  $R = 2,5 \text{ Ом}$ :

$$I = U / R.$$

Чтобы определить коэффициент пропорциональности между  $H$  и  $I$ , мысленно проведем замкнутый контур через середину сечения магнитопровода. Длина контура определяется геометрическими размерами образца и равна  $L = 0,5 \text{ м}$ . Тогда контур охватывает ток, равный  $N_1 I$ , где  $N_1$  — количество витков в намагничивающей катушке. В соответствии с уравнением Максвелла в интегральной форме (1.1) получаем связь между  $H$  и  $I$ :

$$H = \frac{N_1}{L} I. \quad (2.1)$$

Коэффициент пропорциональности между  $B$  и  $\Phi$  есть сечение магнитопровода  $s = 0,0016 \text{ м}^2$ :

$$\Phi = sB. \quad (2.2)$$

Соотношение между  $\Phi$  и  $U_2$  определяется уравнением Максвелла (1.2) — в каждом из  $N_2$  витков регистрирующей катушки возникает электродвижущая сила (напряжение), равная изменению протекающего через виток магнитного потока за единицу времени. Тогда на выходе регистрирующей катушки будет

$$U_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.3)$$

Большой интерес представляет обратная формула, позволяющая по наблюдаемой величине  $U_2(t)$  вычислить магнитный поток  $\Phi$ , а, следовательно, и индукцию  $B$  — согласно (2.2)

$$B(t) = \frac{\Phi(t)}{s} = \frac{1}{N_2 s} \int_0^t U_2(t) dt + B(0), \quad (2.4)$$

где  $B(0)$  — индукция в начальный момент времени.

Процессы, аналогичные тем, что происходят в регистрирующей катушке при изменении магнитного потока в контуре, имеют место и в намагничивающей катушке. Увеличение тока  $I$  сопровождается увеличением магнитного потока  $\Phi$ , что вызывает появление в витках намагничивающей катушки напряжения  $U_1$  — электродвижущей силы самоиндукции. Эта сила препятствует увеличению тока в катушке и на ее преодоление тратится определенная энергия из источника питания. Воспользовавшись соотношением (2.1), формулой (2.2) и аналогом формулы (2.3) для намагничивающей катушки, получим величину энергии, которая тратится за малый промежуток времени  $dt$ :

$$dW = I \cdot U_1 \cdot dt = \frac{HL}{N_1} \cdot N_1 \frac{d\Phi}{dt} \cdot dt = HL d\Phi = Ls H dB.$$

Таким образом, дополнительная работа  $dW$ , затрачиваемая источником питания на намагничивание единицы объема образца, равна произведению напряженности поля в данный момент времени на изменение индукции:

$$dw = \frac{dW}{Ls} = H dB. \quad (2.5)$$

Как явствует из рис. 2.2, полная величина энергии, затраченной при переходе единицы объема образца из состояния D в состояние A (DFA), есть площадь фигуры DFAZ, заштрихованной горизонтальными линиями.

Когда величина тока в намагничивающей катушки уменьшается, в цепи появляется дополнительное положительное напряжение: запасенная магнитная энергия превращается обратно в электрическую. Величина энергии, переданной



в электрическую цепь при переходе из состояния А в состояние D (ACD), равна площади фигуры ACDZ, заштрихованной вертикальными линиями. Однако в

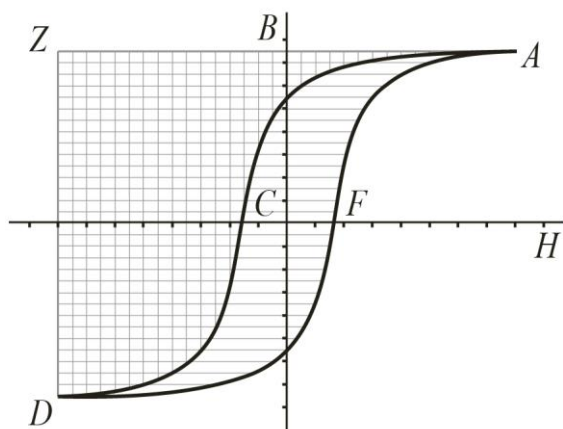


Рис. 2.2. Потери энергии на цикл перемагничивания

силу гистерезисных явлений величина возвращенной в цепь энергии меньше затраченной при переходе от D к A — при выполнении полного цикла DFACD часть энергии ушла на сам процесс перемагничивания. Величина этих потерь оказывается равной площади петли гистерезиса.

Программное обеспечение CASSY Lab, взаимодействующее с интерфейсными модулями Power-CASSY и Sensor-CASSY, записывает значения  $I(t)$  и  $U_2(t)$ , а также, в режиме реального времени, подсчитывает  $H(t)$  и  $B(t)$  по формулам (2.1) и (2.4) и строит график  $B(H)$ . Таблицу значений (как измеренных —  $I(t)$ ,  $U_2(t)$ , так и вычисленных —  $H(t)$ ,  $B(t)$ ) с определенным шагом по времени — по умолчанию равным 0,02 сек — можно посмотреть на вкладке «Data». Там же есть графики соответствующих функций. Параметрический график зависимости  $B(H)$  показан на вкладке «B-H curve».

Управлять экспериментом можно, подавая на вход намагничивающей катушки зависящее от времени напряжение  $U(t)$ . То, как напряжение изменяется с течением времени, задается в CASSY Lab — на панели «Settings» (см. рис.2.3). Предполагается, что  $U(t)$  есть периодическая функция, величина периода определяется частотой, задаваемой отмеченным цифрой 1 на рис. 2.3 элементом управления. Поведение функции на протяжении периода описывается некоторой формулой (см. рис. 2.3, 2). Можно выбрать одну из заранее определенных форм сигнала, соответствующих постоянному напряжению, синусоиде, пилообразной функции и пр., либо самостоятельно задать формулу в виде выражения, зависящего от линейно связанного со временем параметра  $x$ . Предполагается, что  $x$  меняется в интервале от 0 до 1, причем 0 соответствует началу периода, 1 — концу. Амплитуда  $U(t)$  нормируется при помощи

дополнительного множителя; его значение можно изменить, воспользовавшись соответствующим элементом управления на панели (рис. 2.3, 3). Величину множителя стоит устанавливать менее 2.5, поскольку в противном случае ток в намагничивающей катушке выйдет за пределы оцифровываемого модулем Power-CASSY диапазона  $-1..1\text{A}$ . Также на панели «Settings» указывается полное время эксперимента (рис. 2.3, 4) — промежуток времени, на протяжении которого подаваемое на вход катушки напряжение будет отлично от нуля. Количество периодов  $U(t)$ , выданных в процессе эксперимента, равно, очевидно, произведению чисел, указанных в полях, отмеченных цифрами 1 и 4 на рис. 2.3; оно может быть и не целым — в последнем случае заключительный период будет воспроизведен лишь частично.

Используемый в экспериментальной установке подход к измерению  $B$  при помощи регистрирующей катушки не способен фиксировать постоянную составляющую индукции. В связи с этим при расчете  $B(t)$  по формуле (2.4) индукция в начальный момент времени  $B(0)$  принимается равной нулю, что не всегда соответствует действительности — в случае, если в начале эксперимента образец уже был намагничен. Поэтому перед тем, как проводить измерения, образец необходимо размагнитить. Особенно это актуально при снятии кривой первоначального намагничивания, поскольку предполагается, что воздействию подвергается именно изначально размагниченный образец. Чтобы выполнить процедуру размагничивания на ферромагнетик действуют переменным магнитным полем с периодом 1–2 сек., причем амплитуду колебаний постепенно уменьшают до нуля.

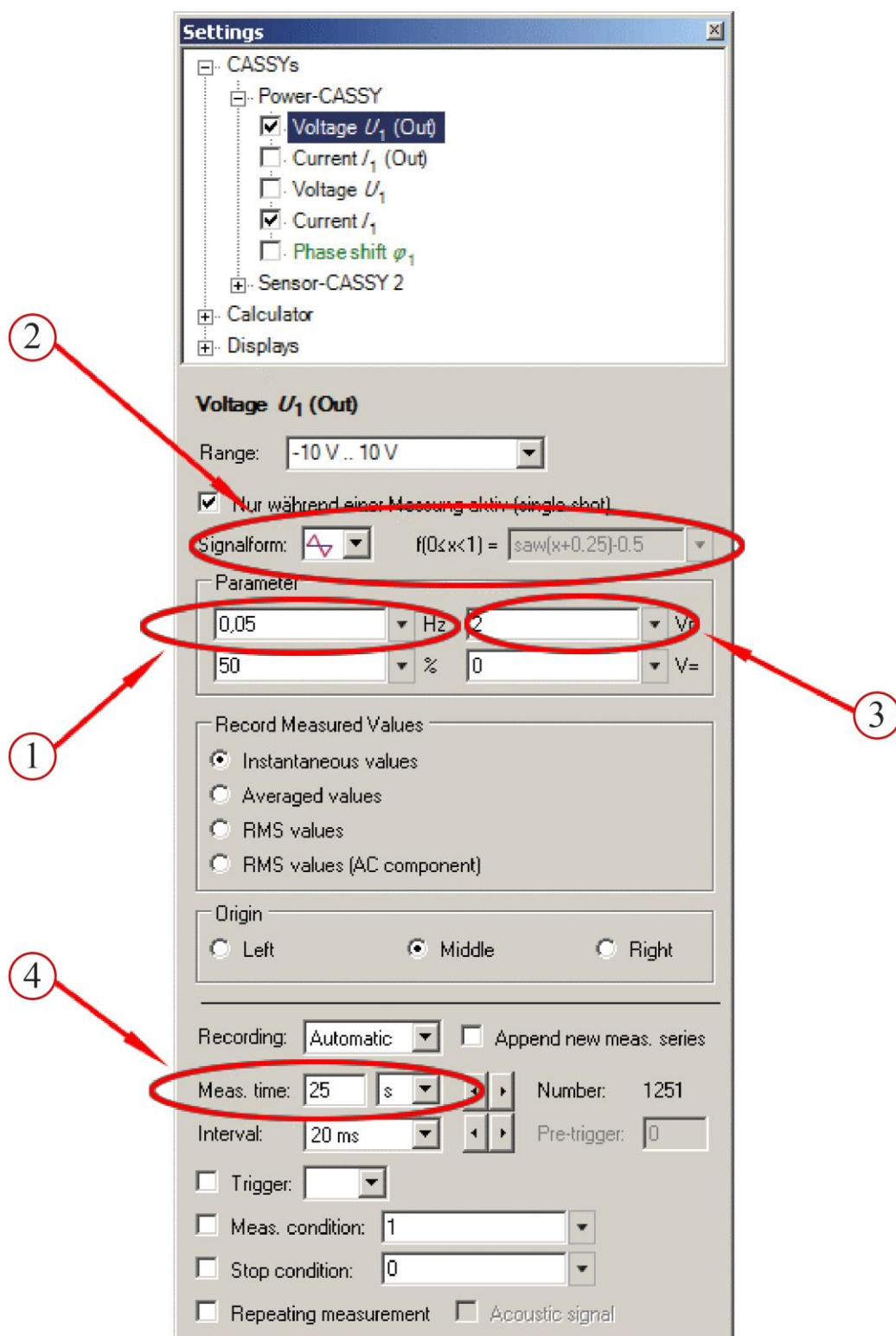


Рис. 2.3. Управление подаваемым на вход намагничивающей катушки напряжением при помощи CASSY Lab. 1 — частота, 2 — форма сигнала, 3 — нормировочный амплитудный коэффициент, 4 — общее время измерения.

### **3. Техника безопасности по работе с приборами**

Исследуемый образец с двумя намотанными на него катушками обладает значительной массой и может вызвать серьезные повреждения нижних конечностей при падении с высоты лабораторного стола. Поэтому следует соблюдать особую осторожность при перемещении исследуемого образца по поверхности стола.

## 4. Порядок выполнения лабораторной работы

4.1.Собрать установку согласно рис. 2.1.

4.2.Запустить программу CASSY Lab с соответствующим проектом.

4.3.Размагнитить образец. Для этого необходимо подать в намагничивающую катушку переменное напряжение с постепенно убывающей до нуля амплитудой. Период колебаний напряжения 1–2 сек, полная длительность размагничивающего воздействия 100–200 сек. После установки значений соответствующих параметров на панели «Settings» (см. рис. 2.3), запустить процесс размагничивания, нажав F9. У размагниченного образца верхняя съемная часть магнитопровода (ярмо) легко отделяется от основной U-образной.

4.4. Установить режим изменения напряжения в намагничивающей катушке по схеме:

$$0 \rightarrow U_{\max} \rightarrow -U_{\max} \rightarrow U_{\max}. \quad (4.1)$$

В начале напряжение должно монотонно возрастать от 0 до некоторого значения  $U_{\max}$ , затем монотонно убывать, меняя знак, до  $-U_{\max}$ , и, наконец, снова монотонно возрастать до  $U_{\max}$ . Такой режим намагничивания дает возможность сразу получить как кривую первоначального намагничивания (во время первого возрастания напряжения до  $U_{\max}$ ), так и петлю гистерезиса. Значение  $U_{\max}$  выбирается так, чтобы при максимальной намагниченности образец находился в состоянии, близком к насыщению. Длительность полного цикла перемагничивания (4.1) следует выбирать  $\sim 50$  сек. После установки значений соответствующих параметров на панели «Settings» (см. рис. 2.3), следует запустить процесс перемагничивания нажатием кнопки F9. В случае, если параметры были заданы неудачно, и результаты — вид кривых первоначального размагничивания и гистерезиса — оказались несоответствующими априорным ожиданиям, повторить размагничивание (п. 4.3), откорректировать параметры и снова выполнить перемагничивание по схеме (4.1).

4.5.Сохранить данные, полученные в п. 4.4, для дальнейшей обработки.

4.6.Повторить пп. 4.3–5 не менее 5 раз.

## 5. Обработка результатов эксперимента, требования к оформлению отчета

- 5.1. По каждой из полученных в ходе выполнения п. 4.4 кривых первоначального намагничивания оценить начальную магнитную проницаемость  $\mu_a$ , коэффициент Рэлея  $\mathcal{R}$  и значение индукции насыщения образца  $B_s$ . Чтобы определить начальную магнитную проницаемость и коэффициент Рэлея (см. формулу (1.3)) можно воспользоваться встроенными средствами CASSY Lab (пункт 'Fit function: Parabola' в контекстном меню соответствующего графика), либо экспортировать данные и задействовать какую-либо стороннюю программу, способную выполнить аппроксимацию отрезка кривой полиномом второго порядка (Origin и т.п.). Чтобы вычислить индукцию насыщения  $B_s$ , необходимо аппроксимировать кривую первоначального намагничивания в области сильных полей гиперболой  $\alpha H / (\beta + H)$ . Тогда значение коэффициента  $\alpha$  есть искомая величина индукции насыщения.
- 5.2. Для каждой из полученных при выполнении п. 4.4 петель гистерезиса найти остаточное намагничивание  $B_r$ , коэрцитивную силу  $H_c$ . В качестве  $B_r$  взять среднее расстояние от начала координат до точек пересечения петли с осью ординат при  $B > 0$  и  $B < 0$ . В качестве  $H_c$  — среднее расстояние от начала координат до точек пересечения петли с осью абсцисс при  $H > 0$  и  $H < 0$ .
- 5.3. По петлям гистерезиса вычислить потери на перемагничивание. Чтобы численно определить значение интеграла (2.5) можно воспользоваться встроенными средствами CASSY Lab (пункт 'Calculate Integral: Area To Origin' в контекстном меню соответствующего графика), либо экспортировать данные и задействовать другую программу.

Полученные при выполнении пп. 5.1–3 величины необходимо занести в таблицу (образец — см. Табл. 1).

Таблица 1.

## Форма представления результатов измерений в отчете

Измеряемый параметр	Номер измерения						Усред- ненные значения	Средне- квадратич- ное откло- нение
	1	2	3	4	5	...		
Начальная магнитная проницаемость $\mu_a$						...		
Коэффициент Рэлея $\mathcal{R}$ , м/А						...		
Индукция насыщения $B_s$ , Тл						...		
Остаточная намагни- ченность $B_r$ , Тл						...		
Коэрцитивная сила $H_c$ , А/м						...		
Потери на перемагни- чивание, Дж/м <sup>3</sup>						...		

Усредненные значения величин  $\bar{x}_N$  и оценка среднеквадратичного отклонения среднего арифметического значения от истинного  $\delta x_N$  вычисляются по формулам:

$$\bar{x}_N = \frac{\sum_{n=1}^N x_n}{N}, \quad \delta x_N = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (\bar{x} - x_n)^2}{N(N-1)}},$$

где  $x_n$  — значение величины, полученное в  $n$ -ом измерении,  $N$  — число измерений.

Помимо заполненной таблицы с результатами измерений, в отчете по лабораторной работе должны присутствовать построенные при выполнении п. 4.4 графики — кривые первоначального намагничивания и петли гистерезиса.

Рекомендуется сравнить значения полученных магнитных характеристик образца с данными из справочных источников, например 11.

## 6. Контрольные вопросы

1. Как изменится кривая гистерезиса, если действует на ферромагнетик небольшое переменное магнитное поле, не способное довести его до насыщения?
2. Какова будет погрешность измерения индукции магнитного поля, если сечение регистрирующей катушки будет в два раза больше сечения ферромагнетика?
3. Как будет выглядеть кривая первоначальной намагниченности, если устранить гистерезисные явления?
4. Зависит ли кривая намагниченности от длины и формы ферромагнетика. Действие какого фактора существенно влияет на ход кривой намагничивания. Нарисовать взаимное расположение кривых намагниченности для трех образцов: 1. тороидальной формы; 2. длинного и тонкого; 3. короткого и толстого.
5. Чем отличаются распределения полей намагниченных образцов незамкнутой формы и замкнутой формы?
6. Можем ли мы получить динамическую петлю гистерезиса? Что для этого нужно сделать?
7. Распределение поля, создаваемого намагничивающей катушкой, не вполне однородно по поперечному сечению образца. Оцените степень этой неоднородности.
8. Что есть ось (направление) легкого намагничивания?
9. Что является мерой анизотропии ферромагнетика?
10. Образец ферромагнетика состоит из тонких пластин. Для чего это сделано?
11. Чем отличаются петли гистерезиса магнитомягких и магнитотвердых ферромагнетиков?
12. Почему нужно медленно менять напряженность внешнего магнитного поля, чтобы получить истинную кривую гистерезиса?
13. Можно ли считать магнитное поле в регистрирующей катушке равным полю, которое существует в намагничивающей катушке?
14. В чем отличие явления гистерезиса от инерционности?



## Список рекомендованной литературы и справочные данные

1. *Maxwell J.C. A dynamical theory of the electromagnetic field. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1865, 155: 459–512.*
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике* (т. 5, “Электричество и магнетизм”), 1965.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля*, 7 изд., М., 1988.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Электродинамика сплошных сред*, 2 изд., М., 1982.
5. *Физическая энциклопедия*. В 5-ти томах. М.: Советская энциклопедия. 1988.
6. Новожилов Ю.В., Яппа Ю.А., *Электродинамика*, М., 1978.
7. Топтыгин И.Н., *Классическая электродинамика*, М., 1985.
8. Сивухин Д.В. *Общий курс физики (т. III, “Электричество”)*, 4 изд., М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2004.
9. Акулов Н. С., *Ферромагнетизм*, М. Л., 1939
10. Кифер И.И., *Испытания ферромагнитных материалов*, 3 изд., М., 1969.
11. Дружинин В.В. *Магнитные свойства электротехнической стали*. М.: Энергия. 1974.