

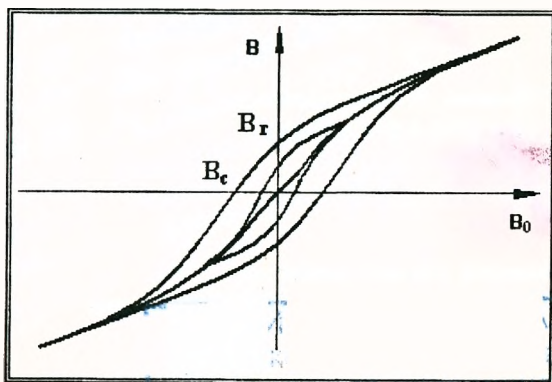
Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
"БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ"

Кафедра физики

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

ПО КУРСУ ФИЗИКИ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО



**Э9. ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ
ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ПОМОЩЬЮ ОСЦИЛЛОГРАФА
(Методические указания)**

Брест 2007

УДК 53 (076.5)

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ ФИЗИКИ. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО.

Методические указания по выполнению лабораторной работы Э9 "ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ПОМОЩЬЮ ОСЦИЛЛОГРАФА". Брест, БрГТУ, 2007.

В методических указаниях приведено описание лабораторной работы Э9 "Исследование намагничивания ферромагнетиков с помощью осциллографа". В работе на экране двухканального осциллографа получают изображение петли гистерезиса исследуемого ферромагнетика и измеряют основные ее параметры. Экспериментально проверяются зависимости между физическими величинами, характеризующими процесс намагничивания ферромагнитного образца, а также исследуются интегрирующие свойства RC-цепи.

Лабораторная работа предназначена для студентов всех технических специальностей и всех форм обучения в БрГТУ.

Составители: Г.С. Кандилян, ст. преподаватель
А.Н. Прокопеня, д.ф.-м.н., доцент

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА Э9

ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ПОМОЩЬЮ ОСЦИЛЛОГРАФА

Цель работы:

- исследование явления гистерезиса и построение основной кривой намагничивания ферромагнетика;
- исследование интегрирующих свойств RC-цепи и определение емкости конденсатора.

Приборы и принадлежности: тороидальная катушка с сердечником из ферромагнитного вещества, электронный осциллограф типа С1-137, генератор электрических сигналов, RC-цепь, магазин сопротивлений, соединительные провода.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Основным элементом установки является катушка с двумя обмотками N_1 и N_2 , сердечник которой имеет форму тора и изготовлен из ферромагнитного материала. При установке переключателя K в положение 2 на обмотку N_1 через контакты 1-1' подается синусоидальное напряжение с генератора. При этом вторичная обмотка N_2 соединяется с интегрирующей цепью R_2C . С контактов 2-2' напряжение с резистора R_1 , пропорциональное

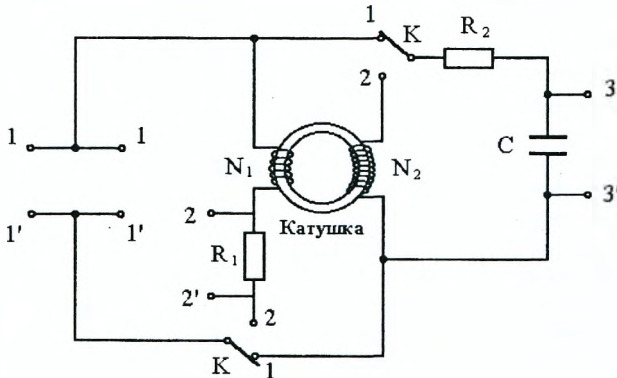


Рис. 1

силе тока в обмотке N_1 и, следовательно, магнитной индукции внешнего намагничивающего поля, подается на вход I осциллографа. На вход II осциллографа с контактов 3-3' подается напряжение с конденсатора интегрирующей цепи, пропорциональное величине индукции магнитного поля в ферромагнитном сердечнике. Если осциллограф работает в режиме, когда подаваемые на входы I и II сигналы поступают соответственно на горизонтально и вертикально отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, то на экране осциллографа появляется изображение петли гистерезиса исследуемого ферромагнетика. Размеры петли определяются амплитудой синусоидального напряжения, подаваемого на обмотку N_1 с генератора.

Если переключатель K установлен в положение 1, то сигнал с генератора, подключенного к контактам $1-1'$, поступает непосредственно на интегрирующую RC -цепь. Для наблюдения этого сигнала вход I осциллографа необходимо соединить со второй парой контактов $1-1'$. Напряжение с конденсатора интегрирующей цепи через контакты $3-3'$, по-прежнему, подается на вход II осциллографа. В этом случае на экране осциллографа одновременно изображаются зависимости от времени напряжения, подаваемого на вход RC -цепи с генератора, и напряжения на конденсаторе.

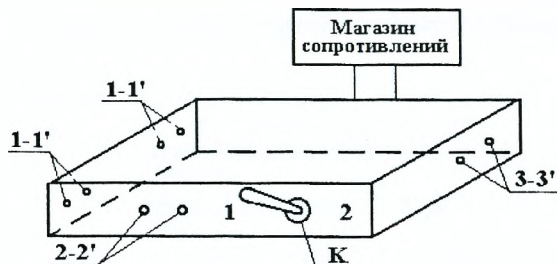


Рис. 2

Конструктивно все элементы схемы, изображенной на рис. 1, (за исключением резистора R_2) размещены в корпусе (рис. 2). Клеммы $1-1'$, $2-2'$, $3-3'$ для подключения генератора и осциллографа, а также переключатель K помещены на передней и боковых панелях корпуса. В качестве резистора R_2 используется магазин сопротивлений.

Задание 1. Исследование интегрирующих свойств RC -цепи и определение емкости конденсатора

1. Соберите экспериментальную установку. Для этого с помощью проводников соедините одну пару контактов $1-1'$ с входом I, а контакты $3-3'$ – с входом II осциллографа. Переключатель K установите в положение 1 и соедините вторую пару контактов $1-1'$ с выходным гнездом генератора так, чтобы на RC -цепь поступали прямоугольные импульсы.

2. Используя магазин сопротивлений, установите сопротивление R_2 величиной 2000 Ом. Множитель частоты генератора поставьте в положение "10²", уровень сигнала – в положение "0 dB" и установите частоту "10 Гц" (при этом прямоугольные импульсы будут следовать с частотой 1000 Гц).

На передней панели осциллографа установите переключатель "Сеть внешн. I" в такое положение, чтобы запуск развертки осциллографа осуществлялся сигналом, подаваемым на "Вход I" (у осциллографа типа С1-137 кнопка "Сеть внешн. I" должна быть в нажатом положении, а остальные кнопки – в отжатом положении). С помощью ручек "Уровень", "Время/дел", "V/дел I" и "V/дел II" получите на экране осциллографа устойчивую картину, изображенную на рис. 3. Прямоугольные импульсы с амплитудой U_0 и длительностью τ на рис. 3 соответствуют сигналу, подаваемому на RC -цепь с генератора, а

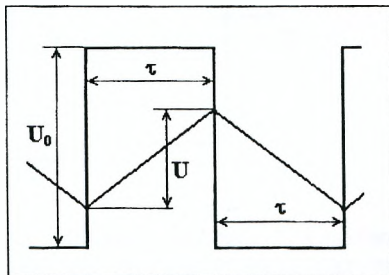


Рис. 3.

пилообразное напряжение с амплитудой U – напряжению на конденсаторе. Величину амплитуды U_0 выберите самостоятельно. Используя шкалу, нанесенную на экран осциллографа, измерьте длительность прямоугольного импульса τ в больших делениях шкалы с точностью до десятых долей и результат умножьте на показания метки на переключателе “Время/дел”. Затем измерьте амплитуды U_0 и U , соответствующие значению сопротивления $R_2=2000$ Ом, и результаты занесите в таблицу. Форму таблицы выберите самостоятельно.

Для повышения точности все измерения необходимо производить при таких положениях переключателей “Время/дел”, “V/дел I”, “V/дел II”, при которых наблюдаемый участок сигнала занимает более двух больших делений вертикальной или горизонтальной шкалы на экране осциллографа. При этом погрешность измерения длительности и амплитуды сигнала в основном определяется параметрами осциллографа и в каждом случае не превышает 5%, т.е. $\Delta A = 0,05A$.

3. Установите величину сопротивления R_2 , равную 3000 Ом, и опять измерьте U_0 и U . Обратите внимание, что при изменении сопротивления R_2 амплитуда входного сигнала U_0 может изменяться.

4. Повторите измерения U_0 и U не менее 8 раз при значениях сопротивления R_2 , равных 4000, 5000 Ом и т.д. В результате получится набор соответствующих значений (R_{2i}, U_{0i}, U_i) , где i – номер опыта.

5. Теория, изложенная в Приложении 2, предсказывает линейную зависимость между переменными $y = \frac{U_0}{2U}$ и $x = R$:

$$y = a \cdot x \quad (1)$$

где a – постоянная.

Располагая экспериментальными значениями (R_{2i}, U_{0i}, U_i) , вычислите $y_i = \frac{U_{0i}}{2U_i}$ и отметьте на координатной плоскости (x, y) все экспериментальные точки. Оцените визуально, хорошо ли расположение экспериментальных точек соответствует линейной зависимости (1).

6. Рассчитайте наилучшее с точки зрения МНК значение постоянной a и погрешность ее определения Δa по формулам:

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i}{\sum_{i=1}^n x_i^2}, \quad \Delta a = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - a \cdot x_i)^2}{(n-1) \sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (2)$$

7. Найдите емкость конденсатора C (см. формулу (П2.8)) и оцените погрешность ее определения ΔC .

8. Соедините контакты 1-1' с выходным гнездом генератора так, чтобы на установку поступало *синусоидальное напряжение* частотой 1000 Гц. Выберите и установите такое значение сопротивления R_2 , чтобы выполнялось условие $R_2 C \geq 20\tau$, где C – найденное значение емкости конденсатора. В этом случае RC -цепь должна выполнять интегрирование входного сигнала и на экране осциллографа должна наблюдаться картина, изображенная на рис. 4. Так как

$$\int \sin(\omega t) dt = -\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) = \frac{1}{\omega} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

то максимум синусоиды амплитудой U , поступающей на вход II осциллографа с конденсатора, должен располагаться над нулем синусоиды амплитудой U_0 .

Убедитесь, что получаемая на экране осциллографа картина соответствует рис. 4, и сделайте вывод.

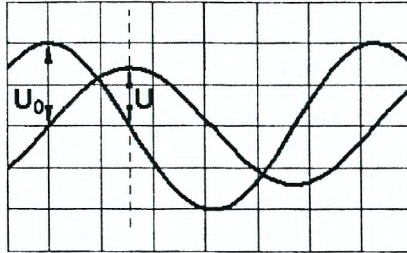


Рис. 4.

Задание 2. Построение основной кривой намагничивания

1. С помощью проводников соедините контакты 2-2' с входом I, а контакты 3-3' – с входом II осциллографа. Переключатель K установите в положение 2 и соедините одну пару контактов 1-1' с выходным гнездом генератора так, чтобы на установку поступало синусоидальное напряжение частотой 1000 Гц. Для сопротивления R_2 должно быть установлено значение, найденное в п. 8 Задания 1, при котором R_2C -цепь работает в режиме интегрирования входного сигнала.

2. Установите переключатель "I, II, I и II, I+II" на передней панели осциллографа в положение "II", а переключатель "X-Y, O" – в положение "X-Y". В этом случае сигналы, подаваемые на входы I и II, поступают соответственно в каналы горизонтального и вертикального отклонения, и на экране осциллографа появляется изображение петли гистерезиса (см. рис. 5). С помощью ручек " \updownarrow ", встроенных в переключатели "V/дел I" и "V/дел II", установите петлю так, чтобы ее вершины располагались симметрично относительно начала координат (максимальные отклонения влево и вправо относительно вертикальной оси, а также вверх и вниз относительно горизонтальной оси должны быть одинаковы).

3. Размеры петли гистерезиса на экране определяются амплитудой напряжения U_0 , подаваемого на вход I осциллографа. Плавно изменяя эту амплитуду, убедитесь в том, что правая вершина петли перемещается вдоль кривой, подобной основной кривой намагничивания, изображенной на рис. П1.3 (см. Приложение 1).

Увеличивая амплитуду U_0 , получите петлю максимально возможных размеров. Затем измерьте координаты x и y вершины петли (см. рис. 5) в больших делениях шкалы с точностью до десятых долей и результат умножьте на показания меток на переключателях "V/дел I" и "V/дел II". В результате получится пара соответствующих значений напряжения (U_x, U_y), которые следует занести в таблицу.

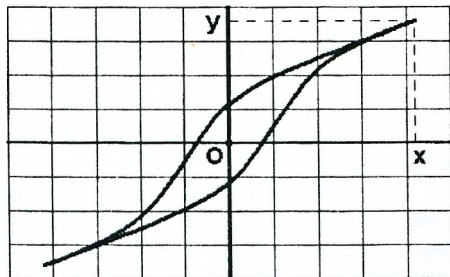


Рис. 5.

4. Уменьшите амплитуду напряжения U_0 и опять получите пару соответствующих значений напряжения (U_x, U_y) .

Постепенно уменьшая амплитуду U_0 , повторяйте измерения до тех пор, пока петля гистерезиса не превратится в точку, и заносите результаты измерений (U_x, U_y) в таблицу. Шаг изменения амплитуды U_0 выбирайте так, чтобы в таблице оказалось не менее 15 соответствующих пар значений (U_x, U_y) . Особенно тщательно следует проводить измерения при малых значениях U_0 .

5. По формулам (П3.1), (П3.2) вычислите для каждой пары значений (U_x, U_y) соответствующие значения магнитных индукций B_0, B . На основании полученных результатов постройте основную кривую намагничивания ферромагнетика, сравните ее с аналогичной кривой на рис. П1.3 и сделайте вывод.

6. Для каждой пары значений B_0, B вычислите магнитную проницаемость $\mu = \frac{B}{B_0}$ и постройте график зависимости $\mu = \mu(B_0)$.

7. Используя шкалу на экране осциллографа, оцените площадь фигуры, ограниченной максимальной петлей гистерезиса, используя в качестве единиц большие деления шкалы. Запишите положения V_x, V_y меток на переключателях "V/дел I", "V/дел II", определяющих масштаб делений шкалы по горизонтали и вертикали соответственно.

По формуле (П3.3) вычислите количество теплоты, выделяющееся в единице объема ферромагнетика в единицу времени при его перемагничивании.

Приложение 1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

Хорошо известно, что магнитное поле возбуждается движущимися зарядами и действует только на движущиеся заряды. С другой стороны, согласно полуклассической теории Бора, отрицательно заряженные электроны в атоме движутся вокруг положительно заряженных ядер по замкнутым орбитам. Таким образом, внутри атомов и молекул, из которых состоит любое вещество, имеются движущиеся заряды. Поэтому атомы и молекулы могут взаимодействовать с внешними магнитными полями, а также могут сами создавать магнитное поле и, тем самым, влиять на внешнее магнитное поле. Важной физической величиной, определяющей закономерности взаимодействия атомов и молекул с магнитным полем, является магнитный момент. Чтобы напомнить смысл этого понятия, рассмотрим плоский круговой виток радиусом R из бесконечно тонкого провода, по которому течет электрический ток силой I (рис. П1.1). *Магнитным моментом* витка с током называется вектор

$$\vec{p}_m = IS \cdot \vec{n},$$

где $S = \pi R^2$ – площадь витка, а \vec{n} – единичный вектор нормали к плоскости витка, направление которого связано с направлением тока I правилом правого винта.

Орбитальному движению электронов в атоме можно сопоставить круговые токи, каждый из которых обладает магнитным моментом $\vec{p}_{m,j}^{(орб)}$ ($j = 1, 2, \dots, Z$), где Z – число электронов в атоме. Магнитные моменты отдельных токов складываются, в результате чего у атома появляется *орбитальный магнитный момент*:

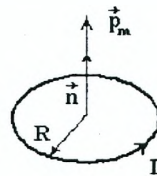


Рис. П1.1.

$$\vec{p}_m^{(op\bar{a})} = \sum_{j=1}^Z \vec{p}_{m,j}^{(op\bar{a})}.$$

Орбитальное движение электронов является важной, но не единственной причиной существования магнитного момента у атомов. Оказывается, наряду с массой m_e и электрическим зарядом e , электрон обладает собственным моментом импульса \vec{L}_s , называемым *спином*, и собственным магнитным моментом \vec{p}_s , которые являются его неотъемлемыми характеристиками как элементарной частицы. Собственный магнитный момент электрона \vec{p}_s пропорционален спину \vec{L}_s : $\vec{p}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{L}_s$, поэтому его часто называют *спиновым магнитным моментом*.

Спином и собственным магнитным моментом $\vec{p}^{(so)}$ обладают и ядра атомов. Поэтому результирующий магнитный момент атома равен векторной сумме орбитальных и спиновых магнитных моментов всех его электронов и магнитного момента ядра:

$$\vec{p}_m = \sum_{j=1}^Z \vec{p}_{m,j}^{(op\bar{a})} + \sum_{j=1}^Z \vec{p}_{s,j} + \vec{p}^{(so)}.$$

Но так как массы ядер в тысячи раз больше массы электрона, их магнитные моменты в тысячи раз меньше орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов. Поэтому ядерный магнетизм становится существенным только при условии, что орбитальные и спиновые магнитные моменты электронов скомпенсированы, так что их результирующий момент равен нулю.

Атомы некоторых веществ (например, азот, серебро, углекислый газ, вода и др.) в отсутствие внешнего магнитного поля не обладают магнитным моментом, т.е. $\vec{p}_m = 0$, но под действием внешнего магнитного поля способны его приобретать. Такие вещества называются *диамагнетиками*. При этом все вещество во внешнем поле также приобретает магнитный момент или *намагничивается*. Заметим, что вещества, способные намагничиваться, называются *магнетиками*.

У других веществ магнитный момент атомов \vec{p}_m отличен от нуля и в отсутствие внешнего магнитного поля. Однако в состоянии термодинамического равновесия магнитные моменты атомов ориентированы хаотически, так что суммарный магнитный момент вещества равен нулю. Такие вещества относятся к классу *парамагнетиков* (например, кислород, алюминий, платина, хлористое железо $FeCl_3$ и др.). Внешнее магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль вектора магнитной индукции \vec{B}_0 , что приводит к намагничиванию парамагнетика. Подчеркнем, однако, что в отсутствие внешнего магнитного поля и диамагнетики, и парамагнетики всегда не намагничены.

Для характеристики степени намагничивания вещества используется понятие вектора намагничивания или намагниченности \vec{J} , которая равняется среднему магнитному моменту единицы объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{k=1}^N \vec{p}_{m,k}. \quad (\text{П1.1})$$

В (П1.1) суммируются магнитные моменты атомов, находящихся в пределах "физически бесконечно малого" объема вещества ΔV . При этом слова "физически бесконечно малый" объем означают, что величина ΔV очень мала, но конечна, так что в пределах этого объема вещества содержится $N \gg 1$ атомов.

Опыт показывает, что намагниченность диа- и парамагнетиков однозначно определяется магнитной индукцией внешнего поля \vec{B}_0 в соответствии с соотношением:

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}, \quad (\text{П1.2})$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная, а безразмерная величина χ зависит от рода вещества, его физического состояния и называется *магнитной восприимчивостью*. При этом намагниченное вещество создает магнитное поле с индукцией

$$\vec{B}_{\text{вещ.}} = \mu_0 \vec{J}, \quad (\text{П1.3})$$

которое накладывается на внешнее магнитное поля. В результате индукция магнитного поля в веществе оказывается равной:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{вещ.}} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J} = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0. \quad (\text{П1.4})$$

Безразмерная величина $\mu = 1 + \chi$ показывает, во сколько раз магнитная индукция в веществе отличается от магнитной индукции внешнего поля и называется *магнитной проницаемостью* вещества.

Отметим, что соотношение (П1.2) между намагниченностью и магнитной индукцией внешнего поля справедливо только для изотропных веществ, в анизотропных средах эта зависимость более сложная. У диамагнетиков магнитная восприимчивость χ отрицательна, что означает, что они намагничиваются в противоположном по отношению к внешнему магнитному полю направлении. Поэтому магнитная индукция в диамагнетиках $B < B_0$ и $\mu < 1$. У парамагнетиков $\chi > 0$, так как они намагничиваются в направлении внешнего поля, усиливая его. Соответственно, в парамагнетиках $B > B_0$ и $\mu > 1$. Однако в обоих случаях абсолютная величина магнитной восприимчивости достаточно мала и составляет $\chi \sim 10^{-6}$ у диамагнетиков и $\chi \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ у парамагнетиков. Поэтому магнитная проницаемость диа- и парамагнетиков близка к единице, и они принадлежат к классу слабомагнитных веществ. Отметим также, что магнитная восприимчивость диамагнетиков практически не зависит от их температуры, тогда как у парамагнетиков она убывает обратно пропорционально температуре (*закон Кюри*): $\chi = C/T$, где C – постоянная, зависящая от рода вещества.

Магнетики, у которых магнитная восприимчивость положительна и достигает значений $\chi \sim 10^3 - 10^6$, принадлежат к классу сильномагнитных веществ и называются *ферромагнетиками*. К их числу принадлежат железо, кобальт, никель, их сплавы и соединения, а также некоторые сплавы и соединения марганца и хрома с неферромагнитными веществами. Существенно, что ферромагнетиками могут быть только вещества, находящиеся в кристаллическом состоянии.

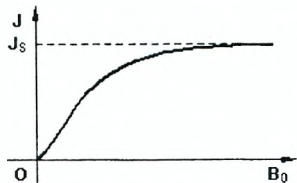


Рис. П1.2.

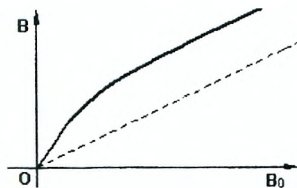


Рис. П1.3.

Кроме больших значений магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости, ферромагнетики обладают следующими характерными особенностями. Во-первых, ферромагнетики способны находиться в намагниченном состоянии и в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом они сами являются источниками магнитного поля или постоянными магнитами. Во-вторых, зависимость намагниченности ферромагнетиков от магнитной индукции внешнего поля B_0 является нелинейной и гораздо более сложной, чем у диа- и парамагнетиков. Если поместить полностью размагниченный образец из ферромагнетика во внешнее магнитное поле и постепенно увеличивать величину магнитной индукции B_0 , то намагниченность образца сначала возрастает, а затем становится практически постоянной или *насыщается*. График зависимости $J(B_0)$ изображен на рис. П1.2 и называется *основной кривой намагничивания*. Соответствующая зависимость магнитной индукции в веществе от магнитной индукции внешнего поля изображена на рис. П1.3 (штриховая линия соответствует прямой $B = B_0$).

Третья особенность ферромагнетиков состоит в том, что зависимость $J(B_0)$ или $B(B_0)$ не однозначна, а определяется предшествующей историей намагничивания образца. Это явление называется магнитным гистерезисом. Предположим, что мы поместили полностью размагниченный образец во внешнее магнитное поле и, постепенно увеличивая магнитную индукцию B_0 , достигли состояния насыщения намагниченности (точка 1 на рис. П1.4). Если затем уменьшать B_0 ,

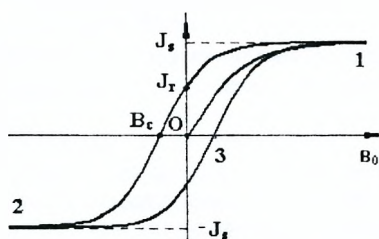


Рис. П1.4.

то соответствующее уменьшение намагниченности не будет следовать основной кривой намагничивания $O1$, а будет происходить медленнее, так что при $B_0 = 0$ намагниченность образца не обратится в нуль, а примет некоторое конечное значение J_r , называемое остаточным намагничиванием. Чтобы размагнитить образец, следует изменить направление магнитной индукции внешнего поля \vec{B}_0 на противоположное и постепенно увеличивать ее абсолютное значение. Величина магнитной индукции $B_0 = B_c$, при которой остаточное намагничивание исчезает ($J = 0$), называется коэрцитивной силой ферромагнетика. Дальнейшее увеличение B_0 приводит к перемагничиванию образца и последующему насыщению намагниченности (точка 2 на рис. П1.4). При обратном изменении магнитной индукции B_0 изменение намагниченности J будет происходить вдоль нижней кривой 2-3-1 на рис. П1.4, которая симметрична верхней кривой относительно точки O . В результате получается замкнутая кривая, называемая петлей гистерезиса.

Учитывая соотношение (П1.4), можно легко нарисовать аналогичную петлю гистерезиса на плоскости OB_0B . На рис. П1.5 большая петля соответствует такому диапазону изменения магнитной индукции

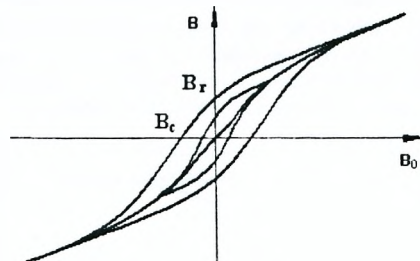


Рис. П1.5.

B_0 , при котором в граничных точках достигается насыщение намагниченности (им соответствуют точки 1 и 2 на рис. П1.4). Меньшим значениям амплитуды изменения магнитной индукции B_0 соответствуют петли меньших размеров, на рис. П1.5 показана одна из таких петель, находящаяся внутри максимальной петли. Заметим, что вершины всех петель располагаются на основной кривой намагничивания ферромагнетика. Поэтому *определение координат вершин петель гистерезиса на плоскости OB_0B при различных значениях B_0 позволяет построить основную кривую намагничивания.*

Поскольку зависимости $J(B_0)$ и $B(B_0)$ не линейны и не однозначны, для ферромагнетиков нельзя ввести магнитную восприимчивость и магнитную проницаемость как определенные постоянные величины. Конечно, формально можно написать соотношения (П1.2) и (П1.4), но тогда χ и μ надо рассматривать не как постоянные, а как функции магнитной индукции внешнего поля B_0 . Соответствующий график зависимости магнитной проницаемости $\mu = \frac{B}{B_0}$ от магнитной индукции внешнего поля B_0 можно построить (рис. П1.6), используя кривую намагничивания, изображенную на рис. П1.3.

Отметим, что значения B_r , B_c и μ_{\max} являются основными характеристиками ферромагнетиков, важными с точки зрения из практического использования. Ферромагнетики с большими значениями коэрцитивной силы B_c называются жесткими и применяются при изготовлении постоянных магнитов, при этом B_c может достигать 2 Тл . Для жестких ферромагнетиков характерна широкая петля гистерезиса. Ферромагнетики с малыми значениями $B_c \sim 1 \text{ мкТл}$ и узкой петлей гистерезиса называются мягкими и используются для изготовления сердечников трансформаторов. Подчеркнем, что коэрцитивная сила существенно зависит от характера обработки ферромагнитного образца, тогда как остаточное намагничивание J_r в основном определяется типом ферромагнетика и зависит только от температуры.

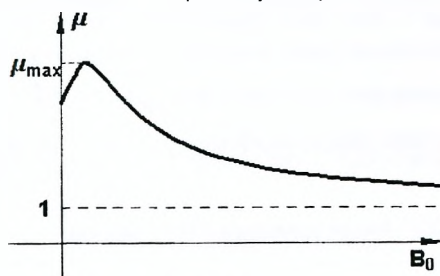


Рис. П1.6.

Еще одна особенность ферромагнетиков состоит в том, что для каждого из них существует определенная температура T_c , называемая *температурой или точкой Кюри*, такая, что при температурах $T > T_c$ ферромагнитные свойства вещества исчезают и вещество становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого определяется формулой

$$\chi = \frac{C}{T - T_c},$$

где C — некоторая константа. Эту зависимость $\chi(T)$ называют *законом Кюри-Вейсса*. Заметим, что в точке Кюри, при переходе от ферромагнитного в парамагнитное состояние, наблюдается также скачкообразное изменение величины теплоемкости вещества.

Следует отметить, что *магнитные свойства ферромагнетиков определяются спиновыми магнитными моментами электронов и могут быть объяснены только на*

основе законов квантовой физики. Основы квантовой теории ферромагнетизма были созданы Я.И. Френкелем и В. Гейзенбергом в 1928 г.

Приложение 2. ИНТЕГРИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА RC-ЦЕПИ

Рассмотрим RC-цепь, изображенную на рис. П2.1, и приложим к ней постоянное напряжение величиной U_0 . Согласно закону Ома для участка цепи напряжение на конденсаторе U_c в произвольный момент времени определяется соотношением:

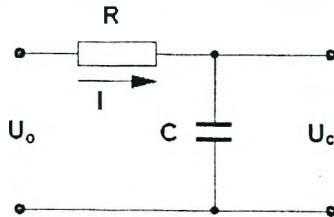


Рис. П2.1.

$$IR + U_c = U_0, \quad (\text{П2.1})$$

где I – ток в цепи. Предполагая, что положительным значениям U_c соответствует положительный заряд q верхней обкладки конденсатора, можно записать следующее выражение для силы тока в цепи: $I = \frac{dq}{dt} = C \frac{dU_c}{dt}$. Подставляя это выражение в (П2.1), получаем дифференциальное уравнение для определения напряжения на конденсаторе:

$$RC \frac{dU_c}{dt} + U_c = U_0. \quad (\text{П2.2})$$

Решая уравнение (П2.2), находим:

$$U_c(t) = U_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) + U_c(0)e^{-\frac{t}{RC}}, \quad (\text{П2.3})$$

где $U_c(0)$ – напряжение на конденсаторе в момент $t = 0$. Отметим, что выражение (П2.3) определяет напряжение на конденсаторе как функцию времени при его зарядке от начального напряжения $U_c(0)$, если к цепи приложено постоянное напряжение $U_0 > 0$. Если же прилагаемое напряжение $U_0 = 0$, то решение (П2.3) принимает вид:

$$U_c(t) = U_c(0)e^{-\frac{t}{RC}} \quad (\text{П2.4})$$

и описывает разрядку конденсатора от начального напряжения $U_c(0)$.

Выражения (П2.3), (П2.4) позволяют описать процессы, происходящие в RC-цепи, если на нее подается последовательность импульсов постоянного напряжения амплитудой U_0 и длительностью τ (см. рис. 3). Предположим, что в начальном состоянии конденсатор не заряжен, т.е. $U_c(0) = 0$. При подаче первого импульса конденсатор начинает заряжаться и напряжение на нем увеличивается в соответствии с выражением (П2.3), достигая к моменту $t = \tau$ значения

$$U_1 = U_0(1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}).$$

Далее, при $\tau < t \leq 2\tau$ прилагаемое к цепи напряжение равно нулю и конденсатор

разряжается в соответствии с формулой (П2.4). К моменту $t = 2\tau$ напряжение на конденсаторе становится равным

$$U_2 = U_1 e^{-\frac{\tau}{RC}} = U_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) e^{-\frac{\tau}{RC}}.$$

При $2\tau < t \leq 3\tau$ конденсатор заряжается от начального значения U_2 и при $t = 3\tau$ из формулы (П2.3) находим:

$$U_3 = U_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) + U_2 e^{-\frac{\tau}{RC}} = U_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) (1 + e^{-\frac{\tau}{RC}}).$$

При $3\tau < t \leq 4\tau$ конденсатор опять разряжается и при $t = 4\tau$ получаем:

$$U_4 = U_3 e^{-\frac{\tau}{RC}} = U_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) e^{-\frac{\tau}{RC}}.$$

Повторяя вычисления, получаем:

$$U_{2n-1} = U_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}) (1 + e^{-\frac{2\tau}{RC}} + e^{-\frac{4\tau}{RC}} + \dots + e^{-\frac{(2n-1)\tau}{RC}}), \quad (\text{П2.5})$$

$$U_{2n} = U_{2n-1} e^{-\frac{\tau}{RC}} \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Очевидно, в скобках правой части (П2.5) стоит сумма первых n членов геометрической прогрессии, знаменатель которой удовлетворяет неравенству: $0 < e^{-\frac{\tau}{RC}} < 1$. Так как члены прогрессии быстро убывают, эту сумму можно заменить суммой бесконечной прогрессии и переписать (П2.5) в виде:

$$U_{2n-1} \approx U_0 \frac{1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}}{1 - e^{-\frac{2\tau}{RC}}} = \frac{U_0}{1 + e^{-\frac{\tau}{RC}}}, \quad U_{2n} \approx \frac{U_0 e^{-\frac{\tau}{RC}}}{1 + e^{-\frac{\tau}{RC}}}.$$

Тогда амплитуда колебаний напряжения на конденсаторе U (см. рис. 3) будет равна

$$U = U_{2n-1} - U_{2n} \approx U_0 \frac{1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}}{1 + e^{-\frac{\tau}{RC}}}. \quad (\text{П2.6})$$

Если параметры цепи выбраны так, что выполняется условие

$$\tau \ll RC, \quad (\text{П2.7})$$

то правую часть выражения (П2.6) можно разложить в ряд Тейлора по параметру $\frac{\tau}{RC}$ и переписать его в виде:

$$y = \frac{U_0}{2U} = a \cdot R, \quad (\text{П2.8})$$

где коэффициент пропорциональности $a = \frac{C}{\tau}$. Таким образом, при условии (П2.7) со-

противление резистора R и величина $y = \frac{U_0}{2U}$ связаны линейной зависимостью (П2.8).

Если выполнено условие (П2.7), а постоянное напряжение U_0 подается на незаряженный конденсатор ($U_c(0) = 0$), то из выражения (П2.3) следует, что напряжение на конденсаторе изменяется с течением времени по закону:

$$U_c(t) = \frac{U_0}{RC} \cdot t. \quad (\text{П2.9})$$

Так как $\int U_0 dt = U_0 \cdot t$, то на основании соотношения (П2.9) можно сделать вывод, что RC -цепь выполняет интегрирование входного сигнала. Действительно, если характерное время изменения входного сигнала $\tau \ll RC$, то справедливо неравенство

$$RC \frac{dU_c}{dt} \approx RC \frac{U_c}{\tau} = \frac{RC}{\tau} U_c \gg U_c.$$

Тогда вторым слагаемым в уравнении (П2.2) можно пренебречь и переписать его в виде:

$$RC \frac{dU_c}{dt} = U_0.$$

Отсюда сразу получаем:

$$U_c = \frac{1}{RC} \int U_0 dt. \quad (\text{П2.10})$$

Таким образом, если характерное время изменения напряжения, подаваемого на RC -цепь, мало по сравнению с величиной произведения RC , то напряжение, снимаемое с конденсатора RC -цепи, с точностью до множителя $\frac{1}{RC}$ представляет собой интеграл от входного напряжения.

Приложение 3. ПОСТРОЕНИЕ ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА

Электрический ток силой I_1 , протекающий в первичной обмотке тороидальной катушки с числом витков N_1 , создает магнитное поле с индукцией B_0 , определяемой выражением:

$$B_0 = \mu_0 n_1 I_1,$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $n_1 = \frac{N_1}{2\pi r}$ – число витков на единицу длины осевой линии тороида, которая представляет собой окружность радиуса r . Так как резистор R_1 соединен последовательно с первичной обмоткой катушки, сила тока в нем также равна I_1 , а напряжение U_x , подаваемое с него на вход осциллографа, равно:

$$U_x = R_1 I_1 = \frac{R_1}{\mu_0 n_1} B_0.$$

Следовательно, магнитная индукция B_0 внешнего поля, намагничивающего ферромагнитный образец, равна:

$$B_0 = \frac{\mu_0 n_1}{R_1} U_x = \frac{\mu_0 N_1}{2\pi r R_1} U_x. \quad (\text{П3.1})$$

Ферромагнетик, помещенный во внешнее поле с индукцией B_0 , намагничивается, причем индукция магнитного поля B в нем определяется выражением (П1.4). При изменении силы тока в первичной обмотке тороидальной катушки магнитная индукция B также изменяется и во вторичной обмотке с числом витков N_2 возникает ЭДС индукции, равная:

$$\varepsilon_{ind} = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt},$$

где $\Phi = BS$ – поток магнитной индукции через поперечное сечение тороида, площадь которого равна S . Пренебрегая сопротивлением вторичной обмотки, на основании закона Ома для участка цепи можно записать выражение для напряжения U_2 , поступающего на R_2C -цепь, в виде:

$$U_2 = -\varepsilon_{ind} = N_2 S \frac{dB}{dt}.$$

Предполагается, что параметры $R_2 C$ -цепи выбраны так, что она работает в режиме интегрирования входного сигнала. На основании соотношения (П2.10) для напряжения U_y , поступающего на вход II осциллографа, получаем:

$$U_y = \frac{1}{R_2 C} \int U_2 dt = \frac{N_2 S}{R_2 C} B. \quad (\text{П3.2})$$

Соотношения (П3.1), (П3.2) показывают, что напряжения U_x , U_y , поступающие на входы I и II осциллографа, пропорциональны магнитным индукциям B_0 и B внешнего намагничивающего поля и поля в ферромагнетике соответственно. Если эти напряжения подать соответственно на горизонтально и вертикально отклоняющие пластины осциллографа, то при периодическом изменении B_0 на экране осциллографа будет наблюдаться петля гистерезиса. Размеры этой петли определяются амплитудой колебаний магнитной индукции B_0 или амплитудой синусоидального напряжения, подаваемого на первичную обмотку тороидальной катушки с генератора. При изменении этой амплитуды размеры петли изменяются, но ее вершины лежат на основной кривой намагничивания. Таким образом, измеряя с помощью осциллографа напряжения U_x , U_y при различных значениях амплитуды входного синусоидального напряжения, можно определить соответствующие значения B_0 , B и построить кривую намагничивания ферромагнетика.

Перемагничивание ферромагнетика сопровождается выделением тепла, которое называется *теплом гистерезиса*. Количество тепла q , выделяющегося за один цикл перемагничивания в единице объема вещества, определяется формулой:

$$q = \frac{1}{\mu_0} \oint B_0 dB = \frac{S_n}{\mu_0},$$

где интеграл вычисляется вдоль петли гистерезиса и, следовательно, S_n – площадь, ограниченная петлей на плоскости OB_0B .

Предположим, что на тороидальную катушку подается синусоидальное напряжение частотой ν , и получаемая при этом петля содержит N больших клеток по шкале на экране осциллографа. Пусть положения меток на переключателях “V/дел I”, “V/дел II”, определяющих масштаб делений шкалы осциллографа по горизонтали и вертикали, равны соответственно V_x, V_y . Учитывая формулы (П3.1), (П3.2), можно легко показать, что масштабы вдоль осей OB_0 , OB на плоскости OB_0B равны соответственно $\frac{\mu_0 N_1}{2\pi r R_1} V_x$ и $\frac{R_2 C}{N_2 S} V_y$. Тогда количество тепла Q , выделяющегося в ферромагнитном образце в единицу времени, равно:

$$Q = \frac{N_1 R_2 C}{2\pi r R_1 N_2 S} V_x V_y N \nu. \quad (\text{П3.3})$$

Контрольные вопросы.

1. Виды магнетиков и их характерные свойства.
2. Свойства ферромагнетиков. Явление гистерезиса.
3. Физические принципы работы экспериментальной установки.
4. Методика построения основной кривой намагничивания.
5. Интегрирующие свойства RC -цепи.

Литература

1. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики: Учебное пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 1989. – С. 269 – 273.
2. И.В. Савельев. Курс общей физики: Учеб.: В 3-х т. Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М.: Наука, 1989. – С. 163 – 173.
3. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. III. Электричество. – М. Наука, 1977. – С. 304 – 331.
4. С.Г. Калашников. Электричество. – М. Наука, 1985. – С. 241 – 252.

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Составители: Кандилян Генрик Сережаевич
Прокопеня Александр Николаевич

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ ФИЗИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Методические указания по выполнению
лабораторной работы Э9

“Исследование намагничивания ферромагнетиков с помощью осциллографа”

Ответственный за выпуск: Прокопеня А.Н.
Редактор: Строкач Т.В.
Компьютерная вёрстка: Кармаш Е.Л.
Корректор: Никитчик Е.В.

Подписано к печати 26.07.2007 г. Формат 60x84¹/₁₆. Печать офсетная. Усл. п. л. 0,93.
Уч. изд. л. 1. Тираж 200 экз. Заказ № 850. Отпечатано на ризографе Учреждения
образования “Брестский государственный технический университет”.
224017, Брест, ул. Московская, 267.