

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Лабораторный практикум

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

2017

УДК 621.382.(07)

ББК 3 85-03я7

МЗ4

Авторы: Б. Л. Антипов, Г. Н. Виолина, Л. Н. Гарькин, А. А. Кальнин, Н. П. Лазарева, А. И. Максимов, Л. А. Марасина, В. П. Мирошкин, С. А. Тарасов.

МЗ4 Материалы электронной техники: лабораторный практикум / под ред. А. В. Соломонова. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2017. 84 с.

ISBN 978-5-7629-2079-7

Приводится описание лабораторно-практических работ, выполнив которые, студенты получают представление о свойствах различных электротехнических материалов, методиках исследования их характеристик и расчета параметров. В каждой лабораторной работе рассматриваются основные физические закономерности, определяющие свойства материалов электронной техники.

Практикум предназначен для проведения лабораторных работ по дисциплине «Материалы электронной техники», входящей в образовательные программы подготовки бакалавров по направлениям 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника», а также для подготовки бакалавров по направлениям 13.03.02, 27.03.04, изучающих дисциплины «Электротехническое и конструкционное материаловедение» и «Материаловедение».

УДК 621.382.(07)

ББК 3 85-03я7

Рецензенты: кафедра нано- и микроэлектроники ФГБОУ ВО «Пензенский государственный университет»; д-р физ.-мат. наук, проф. Н. Т. Сударь (Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого).

Утверждено

редакционно-издательским советом университета

в качестве учебного пособия

ISBN 978-5-7629-2079-7

© СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2017

ВВЕДЕНИЕ

Лабораторный практикум «Материалы электронной техники» имеет целью изучение физических закономерностей, определяющих свойства электротехнических материалов в различных условиях их эксплуатации во взаимосвязи с конкретными применениями в компонентах и устройствах электротехнического назначения, овладение навыками проведения экспериментальных исследований, обработки и анализа результатов эксперимента при изучении электрофизических свойств материалов.

В результате выполнения лабораторных работ студенты знакомятся с физической сущностью явлений и процессов, происходящих в материалах при взаимодействии с электрическим и магнитным полем при различных условиях внешней среды, а также основными параметрами и характеристиками пассивных и активных электротехнических материалов.

Лабораторный практикум призван способствовать более глубокому усвоению лекционного материала и акцентировать внимание студентов на наиболее важных свойствах материалов твердотельной электроники, определяющих их применимость при создании пассивных и активных элементов электронной техники.

При выполнении лабораторных работ студенты знакомятся с основными материалами современной электроники, которые широко используются при создании пассивных и активных электронных компонентов.

Исследуя физические процессы и явления, протекающие в проводниковых, диэлектрических, полупроводниковых и магнитных материалах при различных управляющих внешних воздействиях в зависимости от условий окружающей среды, они получают представление о параметрах и характеристиках электротехнических материалов, определяющих области их применения.

Для анализа экспериментальных результатов, полученных при выполнении лабораторных работ, студенты должны пользоваться лекционным материалом, справочниками, учебной литературой, список которой помещен в конце пособия.

Авторы

ПРАВИЛА ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

1. Лабораторные работы студенты выполняют в составе бригад по 2–3 человека с соблюдением правил по технике безопасности. Каждый член бригады оформляет протокол исследования, который проверяет и подписывает преподаватель. Протокол исследования является документом, подтверждающим выполнение лабораторной работы, и включается в отчет по лабораторной работе.

2. После выполнения работы каждый студент представляет индивидуальный отчет, выполненный в соответствии с требованиями к оформлению учебных документов. Отчет должен содержать:

- цель работы;
- описание исследуемых материалов;
- описание установки для исследований;
- формулы, по которым производились расчеты, и примеры расчетов;
- результаты исследований в виде таблиц и графиков;
- аналитические выводы, в которых следует оценить соответствие полученных экспериментальных результатов и расчетов с теоретическими и литературными данными, дать физическое объяснение полученных характеристик и зависимостей.

3. Студент допускается к следующей по графику работе только при наличии отчета по предыдущей. Преподаватель проверяет отчет и подписывает его к защите. Отчеты, имеющие замечания преподавателя, после исправления должны быть представлены к следующему занятию.

4. Студенты, пропустившие лабораторную работу по уважительной причине, допускаются к отработке преподавателем, ведущим занятия в данной группе, в течение семестра при наличии разрешения из деканата.

5. Студенты, пропустившие лабораторные занятия без уважительной причины, допускаются к отработке только в сроки, определяемые приказом ректора об экзаменационной сессии.

6. Защита подписанных преподавателем отчетов по лабораторным работам проводится на коллоквиумах, предусмотренных графиком занятий. После защиты всех работ студент получает допуск к экзамену по дисциплине.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цели работы: измерение сопротивлений объемных и тонкопленочных резисторов; исследование зависимостей удельных электрических сопротивлений и их температурных коэффициентов от температуры и состава резистивных материалов, а также зависимостей термоЭДС термопар от разностей температур контактов.

1.1. Основные понятия и определения

Проводники электрического тока – это материалы и среды с малым удельным электрическим сопротивлением, значения которого находятся в пределах $10^{-5} \dots 10^{-8}$ Ом·м, обладающие высокой удельной проводимостью, обусловленной наличием в них большой концентрации электрических зарядов, способных свободно перемещаться.

Все металлы и сплавы на их основе в твердом и жидком состоянии и некоторые модификации углерода, механизм протекания электрического тока в которых обусловлен движением свободных электронов, относятся к проводникам электрического тока с электронной электропроводностью или проводникам первого рода.

Электролиты и расплавы ионных соединений относятся к проводникам с ионной электропроводностью, или проводникам второго рода.

Ионизированный газ в состоянии плазмы тоже является проводящей средой, в которой объемные плотности положительно и отрицательно заряженных частиц практически одинаковы.

Высокая проводимость проводников позволяет использовать их для передачи электрической энергии, возбуждения электромагнитных полей, создания электрических межсоединений, контактирования и др.

К основным электрическим характеристикам проводниковых материалов относят удельное сопротивление ρ и температурный коэффициент удельного сопротивления α_ρ .

Наилучшими проводниками электрического тока являются металлы, механизм протекания тока в которых заключается в коллективном движении свободных электронов под действием приложенного электрического поля.

В процессе направленного движения электроны испытывают рассеяние на статических (*атомы, вакансии, междоузельные атомы и т. д.*) и динами-

ческих (*тепловые колебания ионов в узлах кристаллической решетки*) дефектах структуры. Интенсивность рассеяния определяет среднюю длину свободного пробега электрона и, в конечном счете, значение удельного сопротивления проводника, которое может быть выражено следующим образом:

$$\rho = \frac{m\bar{u}}{e^2 n_0 \bar{\lambda}},$$

где m – масса электрона; \bar{u} – средняя скорость теплового движения; e – заряд электрона; n_0 – концентрация свободных электронов; $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега.

Электронный газ в металлах находится в вырожденном состоянии. Поэтому концентрация электронов и их средняя энергия практически не зависят от температуры, но с повышением температуры увеличивается амплитуда колебаний атомов в узлах кристаллической решетки, что приводит к более интенсивному рассеянию электронов в процессе их направленного движения. Соответственно уменьшается средняя длина свободного пробега и возрастает удельное сопротивление.

Относительное изменение удельного сопротивления при изменении температуры на один кельвин называют температурным коэффициентом удельного сопротивления:

$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}.$$

В области линейной зависимости $\rho(t)$ справедливо выражение

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha_\rho (t - t_0)],$$

где ρ_0 и α_ρ – удельное сопротивление и температурный коэффициент удельного сопротивления, отнесенные к температуре t_0 (начало отсчета в рассматриваемом температурном диапазоне).

В технике широко применяются сплавы, имеющие структуру неупорядоченных твердых растворов. Все сплавы имеют повышенное удельное сопротивление в сравнении с компонентами, входящими в их состав.

Полное удельное сопротивление сплава

$$\rho = \rho_t + \rho_{\text{ост}},$$

где ρ_t – сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на тепловых колебаниях узлов решетки; $\rho_{\text{ост}}$ – сопротивление, связанное с рассеянием

электронов на статических дефектах кристаллической структуры сплава, остающихся в металле и при температуре абсолютного нуля.

Для многих двухкомпонентных сплавов значение остаточного сопротивления от состава хорошо описывается параболической зависимостью

$$\rho_{\text{ост}} = Cx_A x_B = Cx_A (1 - x_A), \quad (1.1)$$

где x_A , x_B – атомные доли компонентов в сплаве; C – константа, определяемая природой сплава.

Температурные коэффициенты удельного сопротивления α_ρ сплавов всегда значительно меньше температурных коэффициентов чистых металлов, образующих сплав. В некоторых сплавах α_ρ может быть даже отрицательным.

В микроэлектронике широко применяются в качестве различных элементов схем тонкие металлические пленки, получаемые методами конденсации. В очень тонких слоях такие пленки могут иметь не сплошную, а островковую структуру. Но электропроводность пленки возникает при некотором минимальном количестве осажденного металла еще до образования соединительных мостиков между островками металла.

При приложении электрического поля (в плоскости пленки) происходит переход электронов через узкие диэлектрические зазоры между соседними островками. Механизмами, ответственными за перенос заряда, являются термоэлектронная эмиссия и туннелирование. Сопротивление пленки островковой структуры во многом определяется и поверхностным сопротивлением диэлектрической подложки.

В процессе конденсации металла на подложке происходит слияние островков и образование сначала проводящих цепочек и каналов, а затем – сплошного однородного слоя. Но и в сплошной пленке удельное сопротивление больше, чем удельное сопротивление объемного проводника, что является следствием высокой концентрации дефектов – вакансий, дислокаций, границ зерен, образующихся при срастании островков.

Вследствие поверхностного рассеяния электронов и повышенной степени дефектности структуры удельное сопротивление тонких металлических пленок существенно превосходит удельное сопротивление объемного материала.

Для сравнительной оценки проводящих свойств пленок пользуются таким параметром, как удельное поверхностное сопротивление (сопротивление

квадрата поверхности)

$$R_{\square} = \rho / d,$$

где ρ – удельное сопротивление слоя толщиной d .

Параметр R_{\square} не зависит от размера квадрата. Подбором толщины пленки можно изменять R_{\square} независимо от удельного сопротивления.

При соприкосновении двух различных металлов между ними возникает контактная разность потенциалов, которая зависит от вида контактирующих металлов и температуры. Термоэлемент, составленный из двух различных проводников, образующих замкнутую цепь, называют термопарой. При различной температуре контактов в замкнутой цепи возникнет термоэлектрический ток. Если цепь разорвать в произвольном месте, то на концах разомкнутой цепи появится термоэлектродвижущая сила (термоЭДС).

В относительно небольшом температурном интервале термоэлектродвижущая сила ΔU пропорциональна разности температур контактов (спаев):

$$\Delta U = \alpha (t_2 - t_1),$$

где α – удельная термоэлектродвижущая сила.

ТермоЭДС в контуре складывается из трех составляющих.

Первая обусловлена температурной зависимостью внутренней контактной разности потенциалов U_i , которая, в свою очередь, связана с температурным изменением положения уровня Ферми.

В металлах с увеличением температуры уровень Ферми хотя и слабо, но смещается вниз по энергетической шкале. Поэтому на более холодном конце проводника он должен располагаться несколько выше, чем на более нагретом. Следствием смещения уровня Ферми и является возникновение контактной составляющей термоЭДС.

Вторая составляющая термоЭДС, называемая объемной, обусловлена диффузией носителей заряда от горячих спаев к холодным. Средняя кинетическая энергия электронов в металле также несколько изменяется с температурой. Отсюда следует, что электроны, сосредоточенные на более горячем конце, обладают несколько большей кинетической энергией и большей скоростью теплового движения по сравнению с носителями заряда холодного конца. Поэтому они в большем количестве диффундируют от горячего конца к холодному. Диффузионный поток, перенося заряд от горячего конца к холодному, создает между ними разность потенциалов.

Третья составляющая термоЭДС возникает в контуре вследствие увлечения электронов квантами тепловой энергии (фононами). Их поток также распространяется к холодному спаю («фононный ветер»).

Основной вклад в термоЭДС металлических термопар вносит первая причина, т. е. разность уровней Ферми.

Для точного измерения температуры используются металлические термопары с наибольшим значением термоЭДС. Точность измерения температуры обычно составляет $0,1 \dots 1,0$ °С, а диапазон измеряемых температур зависит от материалов термопары.

Явления возникновения контактной разности потенциалов и термоЭДС следует учитывать при создании измерительных приборов и образцовых сопротивлений, где эти явления нежелательны, и, значит, следует применять металлы и сплавы с возможно меньшими значениями термоЭДС, которая может внести погрешность при измерениях.

1.2. Описание установки

Измерение сопротивления исследуемых проводников и термоЭДС термопар производится с помощью мультиметра, постоянно подключенного к испытательному стенду.

Все исследуемые образцы расположены в корпусе стенда; резисторы R_1 , R_2 , R_3 и один из спаев каждой из трех термопар помещены в общий термостат.

Подключение образцов к измерительному прибору осуществляется нажатием соответствующей контактной кнопки на лицевой панели стенда. Маркировка кнопок соответствует маркировке образцов.

При измерениях следует удерживать кнопку контакта к соответствующему образцу в утопленном положении. Геометрические размеры образцов указаны на лицевой панели.

1.3. Проведение испытаний

1.3.1. Определение удельного сопротивления различных проводников при комнатной температуре

Включить измерительный прибор в сеть и прогреть его в течение 5 мин. Тумблер «Установка температуры» не включать. Мультиметр установить в режим измерения сопротивления, а переключатель пределов измерений – в положение «200 Ом».

Последовательно измерить сопротивление пленочных (поз. 1...3) и проволочных (поз. 6...10) резисторов, производя переключение мультиметра на более высокий предел измерения сопротивления при перегрузке прибора.

Таблица 1.1

Материал (1...3)	R , Ом	b , мм	l , мм	R_{\square} Ом

Таблица 1.2

Материал (6...10)	R , Ом	l , мм	d , мм	ρ , мкОм·м

Результаты измерений и геометрические размеры резисторов занести в табл. 1.1 и табл. 1.2.

1.3.2. Определение температурных зависимостей сопротивления проводников и термоЭДС

Измерить значения сопротивлений резисторов R_1 , R_2 , R_3 при комнатной температуре. Включить тумблер «Установка температуры» и установить регулятор температуры в положение «min».

После стабилизации температуры в термостате произвести измерение сопротивлений резисторов R_1 , R_2 , R_3 . При том же значении установившейся температуры, поставив переключатель мультиметра в режим измерения постоянного напряжения, измерить термоЭДС термопар медь–железо, медь–константан, медь–манганин.

Аналогичным образом провести измерения сопротивлений резисторов R_1 , R_2 , R_3 и термоЭДС всех термопар при повышении температуры вплоть до 150 °С. При каждом измерении термоЭДС термопар регистрировать температуру холодного спая, находящегося вне термостата.

Таблица 1.3

	Никель		Медь		Константан	
t , °С	R , Ом	α_p , К ⁻¹	R , Ом	α_p , К ⁻¹	R , Ом	α_p , К ⁻¹

Таблица 1.4

$t_{\text{гор}}, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{хол}}, ^\circ\text{C}$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	$\Delta U, \text{мВ}$		
			Медь–железо	Медь– константан	Медь– манганин

Результаты измерения сопротивлений записать в табл.1.3, а значения термоЭДС занести в табл.1.4. После окончания измерений регулятор температуры поставить в крайнее левое положение. Выключить термостат (нагрев).

1.4. Обработка результатов

1. По данным 1.3.1 рассчитать удельное сопротивление металлических проводников, используя соотношение

$$\rho = RS/l,$$

где R – сопротивление образца; S – площадь поперечного сечения; l – длина проводника.

Рассчитать сопротивление квадрата поверхности металлических пленок

$$R_{\square} = Rb/l,$$

где R – сопротивление образца; b и l – ширина и длина пленочного резистора соответственно. Результаты занести в табл.1.1 и табл.1.2.

2. По данным табл.1.3 построить температурные зависимости сопротивления $R=f(t)$ для исследованных резисторов.

3. Рассчитать температурный коэффициент удельного сопротивления металлов и сплавов как

$$\alpha_{\rho} = \alpha_R + \alpha_l,$$

где α_R и α_l – температурные коэффициенты сопротивления и линейного расширения соответственно.

Температурный коэффициент сопротивления при данной температуре рассчитать по выражению

$$\alpha_R = \frac{1}{R_t} \frac{dR}{dt},$$

где R – сопротивление образца при данной температуре.

Значение производной dR/dt найти путем графического дифференцирования зависимости $R(t)$. Для этого провести касательные к графику зависимо-

сти $R(t)$ в точках, соответствующих выбранным температурам, и построить на них прямоугольные треугольники произвольных размеров. Искомую величину определить в виде отношения $\Delta R/\Delta t$.

В случае, если зависимость $R(t)$ можно аппроксимировать линейной зависимостью, отношение $\Delta R/\Delta t$ остается постоянным во всем интервале температур. Температурные коэффициенты линейного расширения имеют следующие значения: для меди – $16,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; никеля – $12,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, константана – $17,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Результаты расчетов занести в табл. 1.3.

4. По данным табл. 1.3 построить зависимость $\alpha_p = f(t)$ для исследованных материалов.

5. Рассчитать зависимости удельного сопротивления и температурного коэффициента удельного сопротивления от состава для сплавов системы Cu-Ni при комнатной температуре.

Значения удельного сопротивления сплавов могут быть получены по приближенной формуле

$$\rho_{\text{Cu-Ni}} = \rho_{\text{Ni}} x_{\text{Ni}} + \rho_{\text{Cu}} (1 - x_{\text{Ni}}) + C x_{\text{Ni}} (1 - x_{\text{Ni}}), \quad (1.2)$$

где C – постоянный коэффициент; x_{Ni} – содержание никеля в сплаве в относительных долях по массе; $x_{\text{Ni}} + x_{\text{Cu}} = 1$.

Первые два слагаемых в (1.2) характеризуют удельное сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки. Предполагается, что эти составляющие удельного сопротивления аддитивно зависят от состава. Третье слагаемое характеризует изменение остаточного сопротивления от состава.

Коэффициент C находят путем подстановки в (1.2) значения удельного сопротивления константана и соответствующего ему содержания никеля $x_{\text{Ni}} = 0,4$. Подставляя различные значения x_{Ni} в (1.2), получают необходимое число точек для построения кривой $\rho = f(x)$.

Значения удельного сопротивления меди, никеля и константана следует взять из справочной литературы.

Результаты расчетов занести в табл. 1.5.

Таблица 1.5

x_{Ni}	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
ρ , мкОм·м						
α_p , K^{-1}						

Значения температурного коэффициента удельного сопротивления сплавов Cu-Ni при различных содержаниях никеля могут быть приближенно рассчитаны по формуле

$$\alpha_{\rho_{\text{Cu-Ni}}} = \frac{1}{\rho_{\text{Cu-Ni}}} \left[(1 - x_{\text{Ni}}) \rho_{\text{Cu}} \alpha_{\rho_{\text{Cu}}} + x_{\text{Ni}} \rho_{\text{Ni}} \alpha_{\rho_{\text{Ni}}} \right], \quad (1.3)$$

где $\rho_{\text{Cu-Ni}}$ – удельное сопротивление сплава соответствующего состава, определенное по (1.2).

Значения температурного коэффициента удельного сопротивления α_{ρ} меди и никеля при комнатной температуре следует взять из табл. 1.3.

Результаты расчета по (1.3) занести в табл. 1.5.

6. Построить зависимости удельного сопротивления сплава $\rho_{\text{Cu-Ni}}$ и температурного коэффициента удельного сопротивления сплава $\alpha_{\rho}(x_{\text{Cu-Ni}})$ от состава сплава по данным табл. 1.5.

По оси абсцисс слева направо в линейном масштабе откладывать содержание никеля, а справа налево – содержание меди так, чтобы выполнялось соотношение $x_{\text{Ni}} + x_{\text{Cu}} = 1$.

По оси ординат, построенной из точки $x_{\text{Ni}} = 0$ ($x_{\text{Cu}} = 1$), откладывать значения ρ , а по оси ординат, построенной из точки $x_{\text{Ni}} = 1$ ($x_{\text{Cu}} = 0$), откладывать значения α_{ρ} .

На графике $\alpha_{\rho}(x_{\text{Cu-Ni}})$ помимо расчетных значений для $x_{\text{Ni}} = 0,4$ указать экспериментально найденное значение α_{ρ} константана (см. табл. 1.3).

7. Построить температурные зависимости термоЭДС $\Delta U(\Delta t)$ для исследованных термопар по данным табл. 1.4.

1.5. Контрольные вопросы

1. Почему металлы обладают высокой электрической проводимостью?
2. Чем обусловлено возрастание удельного сопротивления металлов при нагревании?
3. Почему удельное сопротивление металлических сплавов типа твердых растворов выше, чем у чистых металлов, являющихся компонентами сплава?
4. Почему металлические сплавы обладают меньшим температурным коэффициентом удельного сопротивления, чем чистые металлы?
5. При каких условиях возникает термоэлектродвижущая сила?

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цели работы: сравнение температурных зависимостей сопротивления полупроводников с различной шириной запрещенной зоны; определение ширины запрещенной зоны и энергии ионизации легирующих примесей в материалах.

2.1. Основные понятия и определения

Полупроводники – материалы с электронной электропроводностью, которые по своему удельному сопротивлению занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Условный диапазон удельных сопротивлений полупроводников ограничивают значениями $10^{-5} \dots 10^8$ Ом·м.

Характерной особенностью полупроводниковых материалов является сильно выраженная зависимость удельной проводимости от внешних энергетических воздействий, а также от концентрации и типа примесей.

В зависимости от степени чистоты полупроводники подразделяются на собственные и примесные.

Собственный – это такой полупроводник, в котором можно пренебречь влиянием примесей при данной температуре. Содержание примесей в них не превышает $10^{-9} \dots 10^{-8}$ %, и существенного влияния на удельную проводимость полупроводника они не оказывают.

Примесный – это такой полупроводник, электрофизические свойства которого в основном определяются примесями.

В собственных полупроводниках все валентные электроны атомов участвуют в образовании ковалентной (или ионно-ковалентной) насыщенной химической связи. При $T = 0$ К в полупроводниковых кристаллах нет ни одного квазисвободного носителя заряда, способного принять участие в направленном движении при воздействии внешнего фактора, т. е. при температуре абсолютного нуля полупроводник не обладает электропроводностью. Прочность ковалентной (ионно-ковалентной) связи (энергия связи) соответствует ширине запрещенной зоны полупроводника $\Delta\epsilon$.

При температурах, отличных от 0 К, часть носителей заряда за счет тепловых флуктуаций способна разорвать химическую связь, что приводит к образованию равного количества электронов n_i в зоне проводимости и дырок p_i в валентной зоне. Процесс термогенерации носителей заряда носит вероятно-

ственный характер, и в случае генерации собственных носителей заряда их концентрации определяются соотношением

$$n_i = p_i \sim \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}}{2kT}\right).$$

Графически температурная зависимость собственной концентрации носителей заряда обычно представляется в виде $\ln n_i(1/T)$, в этом случае она близка к линейной (рис. 2.1), а тангенс угла наклона прямой пропорционален ширине запрещенной зоны полупроводника:

$$|\operatorname{tg} \alpha| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}}{2k}.$$

На рис. 2.1 представлены температурные зависимости концентрации собственных носителей заряда в полупроводниках, отличающихся шириной запрещенной зоны, в которых $\Delta\mathcal{E}_1 > \Delta\mathcal{E}_2$, $|\operatorname{tg} \alpha_1| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_1}{2k}$, $|\operatorname{tg} \alpha_2| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_2}{2k}$.

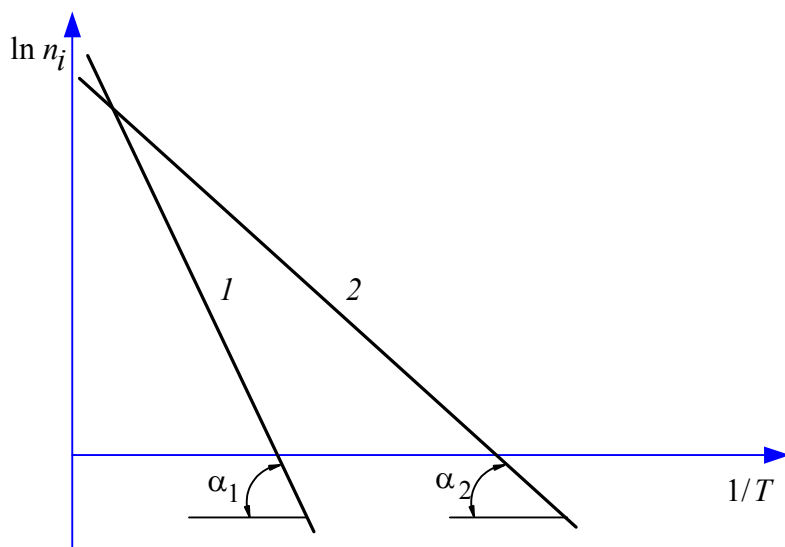


Рис. 2.1. Температурные зависимости концентрации собственных носителей заряда в полупроводниках: 1 — $\Delta\mathcal{E}_1$; 2 — $\Delta\mathcal{E}_2$; $\Delta\mathcal{E}_1 > \Delta\mathcal{E}_2$

Чтобы управлять значением проводимости и типом электропроводности полупроводника, в узлы решетки вводят легирующие примеси, валентность которых отличается на ± 1 от валентности собственных атомов (водородоподобные доноры или акцепторы). Такие примеси создают в запрещенной зоне полупроводника дополнительные уровни вблизи краев соответствующих зон: доноры — вблизи дна зоны проводимости, акцепторные — вблизи потолка валентной зоны. Энергия термогенерации носителей заряда, обусловленных введением примесей $\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}}$, в 50...100 раз меньше ширины запрещенной зоны

$\Delta\mathcal{E}$, так что при температурах работы полупроводниковых приборов (~ 300 K) именно примеси определяют суммарную концентрацию носителей заряда в полупроводнике. Очевидно, что концентрация носителей заряда при введении в полупроводник примесей $n_{\text{пр}}$ определяется процессом термогенерации носителей заряда:

$$n_{\text{пр}} \sim \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}}}{2kT}\right).$$

Чтобы не нарушить совершенства кристаллической структуры полупроводника, легирующие примеси вводят в концентрациях, много меньших (на несколько порядков), чем концентрация собственных атомов $N_{\text{пр}} \ll N_{\text{соб}}$, но и такого количества примесей достаточно, чтобы управлять и типом, и значением проводимости полупроводника.

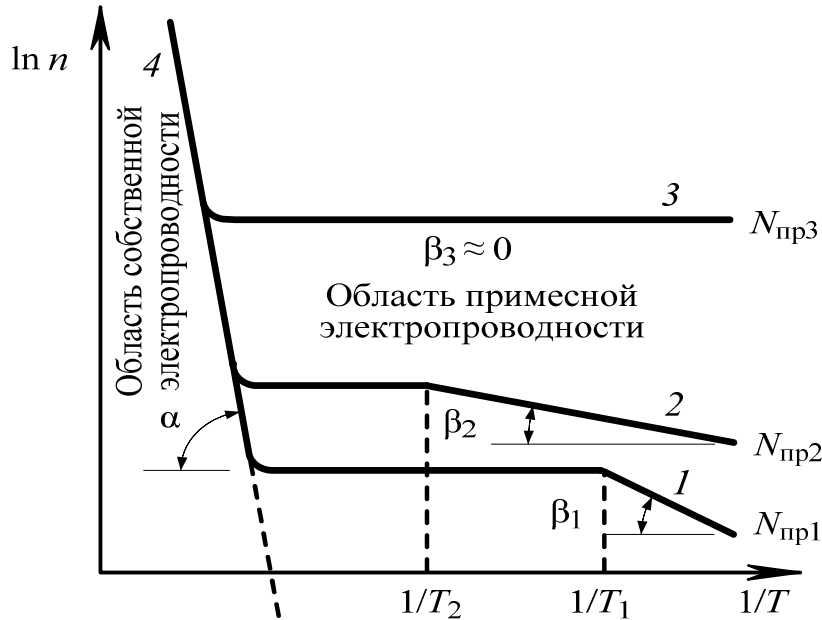


Рис. 2.2. Температурные зависимости концентрации носителей заряда в полупроводниках, содержащих различные концентрации примеси: 1 – $N_{\text{пр1}}$; 2 – $N_{\text{пр2}}$; 3 – $N_{\text{пр3}}$; $N_{\text{пр3}} > N_{\text{пр2}} > N_{\text{пр1}}$; T_1 и T_2 – температуры истощения примесей

На рис. 2.2 показано, как изменяется с ростом температуры концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках.

Зависимости 1, 2, 3 соответствуют различным концентрациям легирующих примесей, при этом в области примесной электропроводности

$$|\text{tg } \beta_1| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_{\text{пр1}}}{2k}, \quad |\text{tg } \beta_2| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_{\text{пр2}}}{2k}.$$

С увеличением концентрации примесных атомов уменьшаются расстояния между ними, что приводит к перекрытию электронных оболочек примесных центров и расщеплению дискретных энергетических уровней в примесные зоны. Соответственно уменьшается энергия ионизации примесей, поэтому $\Delta\mathcal{E}_{\text{пр1}} > \Delta\mathcal{E}_{\text{пр2}} > \Delta\mathcal{E}_{\text{пр3}}$. При достаточно большой концентрации $N_{\text{пр3}}$ энергия ионизации примесей обращается в нуль (зависимость 3 на рис. 2.2). Такой полупроводник является вырожденным.

При повышении температуры происходит переход в область собственной электропроводности и зависимость 4 (рис. 2.2) отражает процесс термогенерации собственных носителей заряда (n_i):

$$|\operatorname{tg} \alpha| \sim \frac{\Delta\mathcal{E}}{2k}.$$

Суммарная концентрация носителей заряда в полупроводнике определяется как собственными носителями заряда n_i , так и примесными, обусловленными термической ионизацией легирующих примесей, $n_{\text{пр}}$:

$$n \approx n_i + n_{\text{пр}}.$$

Как видно из рис. 2.2, в области низких температур концентрация носителей заряда, в основном, определяется примесями (область примесной электропроводности), а при высоких температурах вклад $n_{\text{пр}}$ может оказаться малым по сравнению с n_i (область собственной электропроводности).

Квазисвободные носители заряда (и электроны, и дырки), обладая средней тепловой энергией $\sim kT$, совершают хаотическое броуновское движение со скоростью теплового движения $v_T \approx 10^5$ м/с. Внешние воздействия (электрическое поле, электромагнитное поле, градиент температуры, градиент концентрации и т. д.) лишь чуть-чуть «упорядочивают» этот хаос, направляя носители заряда в соответствии с направлением приложенного воздействия. Если этот внешний фактор – электрическое поле, то возникает направленное движение носителей заряда – ток дрейфа $j_{\text{др}}$:

$$j_{\text{др}} = qnv_{\text{др}}, \quad (2.1)$$

где n – концентрация носителей заряда, $v_{\text{др}}$ – средняя скорость направленного движения носителей заряда под действием внешнего электрического поля напряженностью E .

Как правило, в слабых полях выполняется закон Ома, т. е. роль внешне-

го электрического поля – лишь направлять носители заряда, не изменяя их энергии. При этом скорость движения носителей заряда остается $v_T \sim 10^5$ м/с, а скорость дрейфа $v_{др}$, характеризующая эффективность направленного движения коллектива носителей заряда, зависит от того, как «сильно мешают» этому движению различные дефекты в кристаллической решетке. Отношение средней скорости направленного движения к напряженности электрического поля называется подвижностью носителей заряда:

$$\mu_{др} = \frac{v_{др}}{E}. \quad (2.2)$$

Очевидно, чем больше дефектов в решетке, участвующих в рассеянии носителей заряда, тем меньше $\mu_{др}$. Под рассеянием понимают изменение квазиимпульса направленного движения носителей заряда, обусловленное влиянием дефектов. Кроме того, так как в кристалле всегда присутствуют различные типы дефектов (тепловые колебания атомов, примеси и т. д.), то подвижность носителя заряда определяется самым эффективным механизмом рассеяния:

$$\frac{1}{\mu_{рез}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i},$$

где $\mu_{рез}$ – результирующая подвижность носителей заряда в полупроводнике; μ_i – подвижность, обусловленная i -м механизмом рассеяния.

Так, в области высоких температур $\mu_{рез}$ определяется рассеянием носителей заряда на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки ($\mu_{рез} \sim \mu_T$), и с ростом температуры $\mu_{рез}$ уменьшается пропорционально $T^{-3/2}$.

В области низких температур, когда носители заряда имеют малую скорость теплового движения v_T , на результирующую подвижность $\mu_{рез}$ оказывает влияние рассеяние на ионизированных примесях. Вследствие малой энергии ионизации примесные атомы оказываются ионизированными уже при низких температурах, и движущиеся носители заряда оказываются в поле их кулоновского взаимодействия (притяжения или отталкивания). Именно этот механизм рассеяния определяет величину результирующей подвижности $\mu_{рез}$ в полупроводниках при низких температурах ($\mu_{рез} \sim \mu_{ион} \sim T^{3/2}$). Качественно температурные зависимости подвижности $\ln \mu_{рез} (1/T)$ в полупроводниках при различных концентрациях примеси $N_{пр}$ представлены на рис. 2.3.

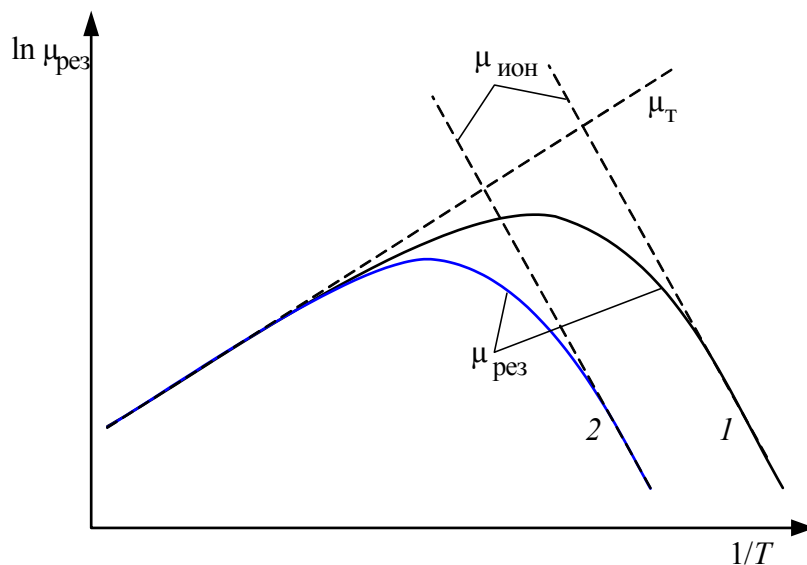


Рис. 2.3. Температурные зависимости подвижности носителей заряда в полупроводниках: 1 – $N_{\text{пр}1}$; 2 – $N_{\text{пр}2}$; $N_{\text{пр}2} > N_{\text{пр}1}$

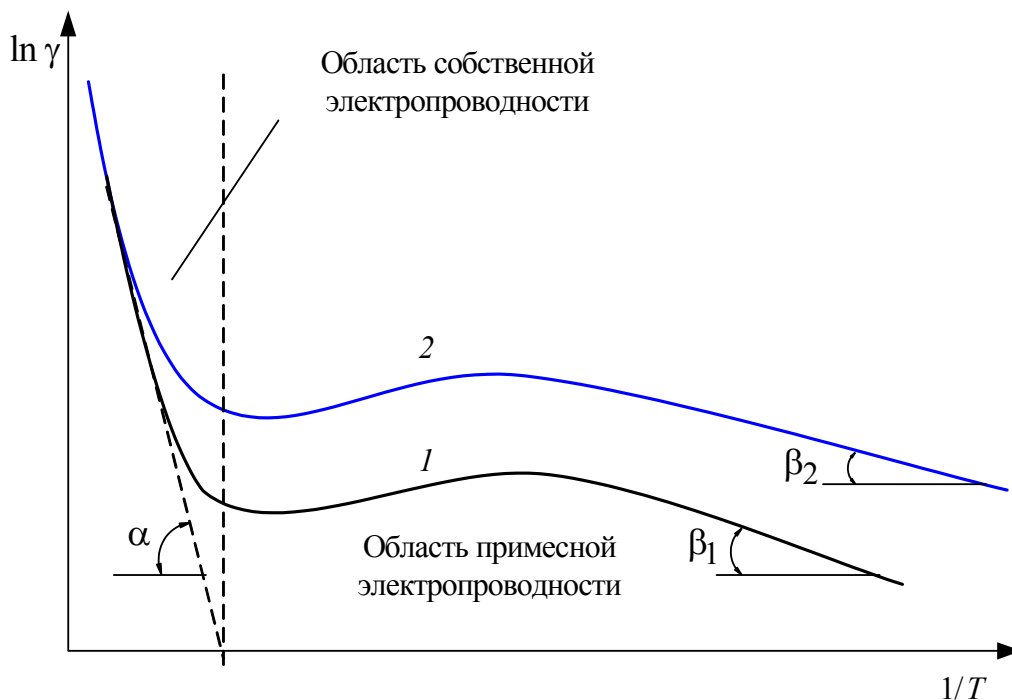


Рис. 2.4. Температурные зависимости проводимости в полупроводниках, содержащих различные концентрации примесей: 1 – $N_{\text{пр}1}$; 2 – $N_{\text{пр}2}$; $N_{\text{пр}2} > N_{\text{пр}1}$

Рисунок иллюстрирует тот факт, что возрастание концентрации примесей ($N_{\text{пр}2} > N_{\text{пр}1}$) уменьшает подвижность $\mu_{\text{рез}}$ в области низких температур, оставляя неизменным механизм теплового (решеточного) рассеяния в кристалле.

Выражение закона Ома в дифференциальной форме (2.1) с учетом (2.2) имеет вид:

$$j_{\text{др}} = qn\mu_{\text{рез}}E = \gamma E. \quad (2.3)$$

Температурная зависимость (рис. 2.4) удельной проводимости полупроводников определяемой концентрацией n и подвижностью носителей заряда $\mu_{\text{др}}$ в соответствии с (2.3) в координатах $\ln \gamma(1/T)$, представляется как суперпозиция температурных зависимостей $\ln n(1/T)$ и $\ln \mu_{\text{рез}}(1/T)$, представленных на рис. 2.2 и рис. 2.3 соответственно.

Очевидно, что в полупроводниках, отличающихся значениями ширины запрещенной зоны ΔE и концентрацией примесей, качественный характер зависимостей $\ln \gamma(1/T)$ одинаков, чего нельзя сказать о количественном соответствии.

2.2. Описание образцов полупроводников, использованных в работе

В работе предлагается исследовать в одном и том же температурном интервале зависимость $\gamma(T)$ в кремнии (Si), германии (Ge), антимониде индия (InSb) и карбиде кремния (SiC) – полупроводниках, характеризующихся различной шириной запрещенной зоны.

Таблица 2.1

Полупроводник	ΔE , эВ	μ_n , м ² /(В·с)	μ_p , м ² /(В·с)	$N_c \cdot 10^{-25}$, м ⁻³	$N_v \cdot 10^{-25}$, м ⁻³	$\Delta E_{\text{пр}}$, эВ
Si	1,12	0,13	0,05	2,74	1,05	0,01...0,02
Ge	0,66	0,39	0,19	1,02	0,61	0,01
InSb	0,18	7,8	0,075	$3,7 \cdot 10^{-3}$	0,63	0,005...0,003
SiC	2,90	0,04	0,006	1,44	1,93	0,04...0,40

Основные параметры полупроводников n -типа электропроводности, исследуемых в работе, приведены в табл. 2.1. Данные соответствуют температуре 300 К. N_c , N_v – эффективные плотности состояний, приведенные соответственно ко дну зоны проводимости и потолку валентной зоны; μ_n , μ_p – подвижности электронов и дырок.

2.3. Описание установки

Исследование температурной зависимости сопротивления полупроводников производится на установке, содержащей термостат с образцами полупроводниковых материалов и внешние измерительные приборы.

Исследуемые образцы имеют форму параллелепипедов длиной l и поперечным сечением S с двумя омическими контактами на торцах, к которым

подсоединяются выводы для подключения к омметру. Образцы помещены в термостат, расположенный внутри испытательного модуля.

Измерения температуры осуществляются с помощью термопары, подключенной к милливольтметру. Шкала прибора, расположенного на лицевой панели испытательного модуля, проградуирована в градусах Цельсия.

Подключение образцов к омметру осуществляется с помощью переключателя, выведенного на лицевую панель.

На лицевой панели расположен и регулятор температуры термостата. Здесь же указаны геометрические размеры образцов и приведены формулы для вычисления подвижности носителей заряда.

2.4. Проведение испытаний

Перед измерениями подготовить к работе омметр, включив его в сеть, и прогреть не менее 5 мин.

Подключая к омметру поочередно образцы полупроводниковых материалов, измерить их сопротивления при комнатной температуре.

Вывести переключатель ступеней нагрева термостата в крайнее левое положение и включить термостат.

Измерять сопротивления образцов полупроводников при температурах, соответствующих установившемуся режиму на каждой ступени нагрева термостата (время установления режима около 5 мин).

Контроль установившегося режима термостата производить по показаниям омметра.

Результаты измерений оформить в виде табл. 2.2.

Таблица 2.2

$t, ^\circ\text{C}$	$R, \text{Ом}$			
	Si	Ge	SiC	InSb

После проведения измерений регулятор «Установка температуры» вернуть в крайнее левое положение и выключить нагрев и саму установку.

2.5. Обработка результатов

1. Рассчитать удельное сопротивление исследуемых полупроводниковых материалов по экспериментальным данным для каждой температурной точки табл. 2.2 по формуле

$$\rho = RS/l,$$

где R – сопротивление образца; S – площадь поперечного сечения образца; l – длина образца.

Вычислить соответствующие удельные проводимости образцов по формуле

$$\gamma_{\text{эксп}} = 1/\rho.$$

Результаты занести в табл. 2.3.

2. По данным табл. 2.3 построить температурные зависимости удельной проводимости полупроводников, откладывая по оси абсцисс параметр T^{-1} , а по оси ординат – экспериментальные значения $\ln \gamma_{\text{эксп}}$.

Зависимости $\ln \gamma_{\text{эксп}} = f(T^{-1})$ для всех исследованных полупроводниковых материалов привести на одном графике.

Таблица 2.3

Исследуемый материал	T , К	T^{-1} , К $^{-1}$	R , Ом	ρ , Ом·м	$\gamma_{\text{эксп}}$, См/м	$\ln \gamma_{\text{эксп}}$, См/м

3. По данным табл. 2.1 рассчитать концентрации собственных носителей заряда в полупроводниках Si, Ge, InSb и SiC при $T = 300$ К по формуле

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right).$$

4. Оценить значения собственной удельной проводимости в этих полупроводниках при 300 К:

$$\gamma_i = qn(\mu_n + \mu_p).$$

Значения подвижностей носителей заряда указаны в табл. 2.1.

5. Сравнивая полученные в результате расчетов значения γ_i со своими экспериментальными данными $\gamma_{\text{эксп}}$ (табл. 2.3), решить, какие же носители (собственные или примесные) определяют электрическую проводимость исследуемых образцов в интервале температур от $T_{\min} = 300$ К до T_{\max} – максимальной температуры измерений.

Такой сравнительный анализ позволит ответить на следующий вопрос: какой области температурной зависимости $\ln \gamma_{\text{эксп}} = f(T^{-1})$ – собственной или примесной соответствует проводимость исследованных полупроводников в температурном интервале $(T_{\max} - T_{\min})$.

Если, согласно проведенному анализу, в полупроводнике наблюдается только примесная электропроводность ($\gamma_{\text{эксп}} \gg \gamma_i$), следует оценить, все ли примеси ионизированы в исследованном температурном интервале или нет. Для этого необходимо сравнить энергию ионизации примеси $\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}}$ с энергией тепловой генерации kT_{max} . Если $\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}} \ll kT_{\text{max}}$, то примеси в полупроводнике с большой вероятностью ионизированы: $n_{\text{пр}} \approx N_{\text{пр}}$. По значению $\gamma_{\text{эксп}}$ следует определить всю концентрацию этих примесей.

6. Если в полупроводнике не все примеси ионизированы, то по наклону кривой $\ln \gamma_{\text{эксп}}(1/T)$ можно найти $\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}}$:

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{пр}} = 2k \left[\frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1} \ln \frac{n(T_2)}{n(T_1)} \right].$$

Рассчитать значения $n_{\text{эксп}}$ по формуле

$$n_{\text{эксп}} = \frac{\gamma_{\text{эксп}}}{q(\mu_n + \mu_p)}.$$

Рассчитывая $n(T_1)$ и $n(T_2)$ по значению $\gamma_{\text{эксп}}(T_1)$ и $\gamma_{\text{эксп}}(T_2)$, будем полагать, что изменениями подвижности носителей заряда при изменении температуры при неполной ионизации примесей можно пренебречь.

7. Для полупроводников, у которых $\gamma_{\text{эксп}} \approx \gamma_i$, определить $\Delta\mathcal{E}$ по формуле

$$\Delta\mathcal{E} = 2k \frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1} \left[\ln \frac{n(T_2)}{n(T_1)} - \frac{3}{2} \ln \frac{T_2}{T_1} \right].$$

Значения температур T_2 и T_1 выбираются таким образом, чтобы соответствующие значения $\gamma_{\text{эксп}}$ располагались на прямолинейном участке построенной зависимости $\ln \gamma_{\text{эксп}}(1/T)$.

8. Значение $n_{\text{эксп}}$ рассчитать по формуле

$$n_{\text{эксп}} = \frac{\gamma_{\text{эксп}}}{q(\mu_n + \mu_p)}.$$

9. Для каждого из материалов на построенных зависимостях $\ln \gamma_{\text{эксп}}(1/T)$ определить температурные диапазоны реализации участков:

- ионизации примеси;
- истощения примеси;
- собственной электропроводности.

2.6. Контрольные вопросы

1. Что такое собственный полупроводник? Какими свойствами он обладает? Может ли примесный полупроводник обладать собственной электропроводностью?
2. Дайте определение понятий: удельного электрического сопротивления, удельной электрической проводимости, подвижности носителей заряда. В каких единицах измеряются эти величины в системе СИ?
3. Какие примеси в ковалентных полупроводниках являются донорами, а какие – акцепторами?
4. Как определить ширину запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости концентрации носителей заряда?
5. Объясните, чем обусловлена сложная температурная зависимость удельной проводимости полупроводников.
6. Каким образом примеси влияют на удельную проводимость полупроводников?
7. Каким образом влияет на свойства полупроводника величина ширины запрещенной зоны материала?
8. Укажите основные области применения исследованных полупроводников.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы: исследование спектральных зависимостей фотопроводимости полупроводников CdS и CdSe и зависимостей фотопроводимости от уровня оптического облучения.

3.1. Основные понятия и определения

Фотоэлектрические свойства полупроводника описывают изменение электрических характеристик материала при воздействии электромагнитного излучения оптического диапазона. Возникающие при этом процессы называют *фотоэлектрическими эффектами* (фотоэффектами). В однородных полупроводниках наиболее важным является *фоторезистивный эффект* (ФРЭ), который состоит в уменьшении сопротивления полупроводника под воздействием света. Для возникновения ФРЭ полупроводник необходимо об-

лучать потоком фотонов с энергиями, достаточными для ионизации собственных или примесных атомов. При этом происходит увеличение концентрации свободных носителей заряда и возрастает удельная проводимость полупроводника. Добавочную проводимость, возникающую при фотоактивном поглощении, называют *фотопроводимостью* $\gamma_{\text{ф}}$. Фотопроводимость равна разности проводимостей полупроводника на свету $\gamma_{\text{с}}$ и в темноте $\gamma_{\text{т}}$:

$$\gamma_{\text{ф}} = \gamma_{\text{с}} - \gamma_{\text{т}}. \quad (3.1)$$

Различают собственную и примесную фотопроводимость. *Собственная фотопроводимость* обусловлена оптическими переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. *Примесная фотопроводимость* связана с оптическими переходами электронов с примесных уровней в зону проводимости или же с захватом электронов валентной зоны на примесные уровни (образованием дырок в валентной зоне).

Важнейшим свойством ФРЭ является зависимость фотопроводимости от энергии (длины волны) падающего фотона, описываемой спектральной характеристикой. Для возбуждения собственной фотопроводимости энергия фотонов должна превышать пороговое значение, определяемое шириной запрещенной зоны полупроводника:

$$h\nu_{\text{пор}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{пор}}} = \Delta\mathcal{E}, \quad (3.2)$$

где $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ эВ·с – постоянная Планка; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света; $\Delta\mathcal{E}$ – ширина запрещенной зоны.

Пороговое значение длины волны $\lambda_{\text{пор}}$, соответствующее $\Delta\mathcal{E}$, называют *красной границей* фотоэффекта. При уменьшении длины волны излучения от $\lambda_{\text{пор}}$ интенсивность оптических переходов возрастает, что приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда и соответствующему росту фотопроводимости.

С другой стороны, при больших энергиях фотонов (малых λ) существенно возрастает коэффициент оптического поглощения, что сопровождается уменьшением глубины проникновения света в полупроводник.

При этом неравновесные носители заряда, возбуждаемые в тонком поверхностном слое, быстро рекомбинируют через уровни поверхностных дефектов. Это приводит к спаду фотопроводимости после некоторого максимума на спектральной характеристике ФРЭ.

Важное значение имеет фоточувствительность материалов. При фотооблучении возникают неравновесные носители заряда, которые при снятии облучения исчезают вследствие рекомбинации.

Основной принцип повышения фоточувствительности материала заключается в увеличении времени жизни неравновесных носителей заряда.

Для этого в материал вводятся примеси, создающие в запрещенной зоне уровни, называемые «ловушками захвата». В отличие от рекомбинационных уровней, на них могут захватываться носители заряда только одного знака, а вероятность захвата носителей другого знака крайне мала.

Вследствие этого время жизни носителей другого знака значительно увеличивается и, соответственно, возрастает их концентрация, что обуславливает высокую фотопроводимость (фоточувствительность).

Зависимость фотопроводимости от интенсивности облучения называется световой характеристикой. При увеличении уровня облучения полупроводника возрастает интенсивность оптических переходов и, следовательно, растет фотопроводимость.

В области слабых световых потоков характеристика обычно имеет линейный характер. Однако с повышением интенсивности света линейность нарушается, что объясняется усилением роли процесса рекомбинации вследствие того, что часть ловушек захвата начнет превращаться в рекомбинационные центры. Это служит причиной замедления роста фотопроводимости.

3.2. Описание установки

В настоящей работе на установке, схема которой представлена на рис. 3.1, исследуются фотоэлектрические свойства полупроводниковых материалов, которые широко используются для производства промышленных фоторезисторов – сульфида кадмия (CdS) и селенида кадмия (CdSe), обладающих высокой чувствительностью к излучению видимого диапазона спектра.

Основной частью установки для исследования фотоэлектрических свойств полупроводников является монохроматор (см. рис. 3.1). Световой поток от лампы E , питаемой от источника G , через входную щель монохроматора F_1 , ширина которой регулируется микрометрическим винтом, поступает на диспергирующее устройство Π .

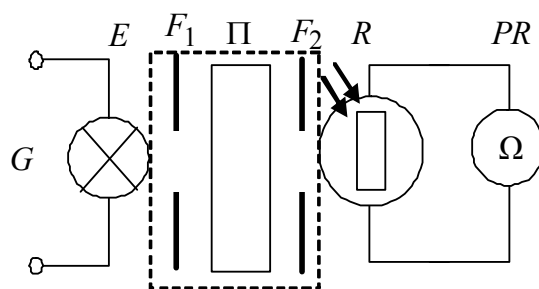


Рис. 3.1. Схема для исследования фотоэлектрических свойств полупроводников

На выходе монохроматора (щель F_2) установлены исследуемые образцы R полупроводниковых материалов. Изменение проводимости фиксируется с помощью цифрового омметра PR .

3.3. Проведение испытаний

3.3.1. Исследование спектральной зависимости фотопроводимости

Включить цифровой омметр PR и дать ему прогреться в течение 5 мин.

Открыть полностью щель F_1 , для чего микрометрическим винтом на входе монохроматора установить ширину щели, равную 4 мм.

Перед измерениями спектральных характеристик измерить темновое сопротивление обоих образцов.

Включить лампу E .

Установить барабан монохроматора на деление (около 600), начиная с которого наблюдается снижение сопротивления исследуемого образца.

Изменяя положение диспергирующего устройства Π поворотом барабана от 600 до 3500 делений, измерять установившееся значение сопротивления первого полупроводника CdS на свету R_c через каждые 100 делений барабана.

Результаты записать в табл. 3.1.

Отметить в таблице положение барабана, соответствующее минимальному сопротивлению полупроводника.

Таблица 3.1

Деление барабана	λ , мкм	\mathcal{E}_λ , у. е.	R_c , МОм	γ_c , мкСм	γ_ϕ , мкСм	γ'_ϕ , у. е.	$\gamma'_\phi / \gamma'_{\phi \max}$, о. е.

Таблица 3.2

Деление барабана	λ , мкм	\mathcal{E}_λ , у. е.	Деление барабана	λ , мкм	\mathcal{E}_λ , у. е.
600	0,476	0,141	2100	0,528	0,295
700	0,477	0,143	2200	0,536	0,323
800	0,478	0,145	2300	0,545	0,353
900	0,479	0,147	2400	0,555	0,385
1000	0,480	0,150	2500	0,566	0,420
1100	0,481	0,153	2600	0,579	0,460
1200	0,482	0,157	2700	0,594	0,505
1300	0,484	0,163	2800	0,611	0,560
1400	0,487	0,172	2900	0,629	0,630
1500	0,490	0,182	3000	0,649	0,710
1600	0,494	0,195	3100	0,672	0,830
1700	0,499	0,210	3200	0,697	0,990
1800	0,505	0,228	3300	0,725	1,170
1900	0,512	0,248	3400	0,758	1,370
2000	0,520	0,270	3500	0,800	1,600

По градуировочной табл. 3.2. определить длины волн падающего света λ и значения энергии излучения \mathcal{E}_λ , соответствующие делениям барабана монохроматора.

Повторить измерение на втором образце (CdSe).

3.3.2. Исследование зависимости фотопроводимости от интенсивности облучения

Установить барабан монохроматора в положение, соответствующее минимальному значению сопротивления полупроводника.

Микрометрический винт, регулирующий ширину щели монохроматора, поставить на нуль.

Изменяя положение микрометрического винта от нуля до 4 мм, измерять установившиеся значения сопротивлений R_c , при следующих значениях ширины щели d : 0,01; 0,02; 0,03; 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 1,0; 2,0; 4,0 мм. Результаты записать в табл. 3.3.

Таблица 3.3

d , мм	R_c , МОм	γ_c , мкСм	γ_ϕ , мкСм	d/d_{\max} , о. е.

Исследования по 3.3.1 и 3.3.2 провести для образцов 1 и 2.

По окончании работы выключить лампу и измерительную установку.

3.4. Обработка результатов

1. По данным 3.3.1 вычислить проводимость полупроводника на свету для всех длин волн $\gamma_c = 1/R_c$. Результаты записать в табл. 3.1.

2. По (3.1), вычислить фотопроводимость γ_ϕ , используя значения темновых сопротивлений, полученных в 3.3.1. Результаты записать в табл. 3.1.

3. Вычислить приведенную фотопроводимость (изменение проводимости полупроводника под действием единицы энергии падающего излучения)

$$\gamma'_\phi = \gamma_\phi / \Delta\lambda.$$

Результаты записать в табл. 3.1.

4. По данным табл. 3.1 построить спектральную зависимость фотопроводимости, откладывая по оси абсцисс значения λ , а по оси ординат относительную фотопроводимость $\gamma'_\phi / \gamma'_{\phi \max}$, где $\gamma'_{\phi \max}$ – максимальное значение приведенной фотопроводимости для исследованного образца.

5. По спектральной зависимости определить красную границу $\lambda_{\text{пор}}$ фоторезистивного эффекта. Так как экспериментальная характеристика имеет размытую длинноволновую область, принять $\lambda_{\text{пор}}$ равной $\lambda_{1/2}$, при которой фотопроводимость равна половине ее значения при λ_{\max} .

По полученному значению $\lambda_{\text{пор}}$ вычислить энергию активации фотопроводимости по (3.2).

6. По данным 3.3.2 вычислить проводимость и фотопроводимость полупроводника для каждого значения ширины щели. Результаты записать в табл. 3.3.

7. По данным табл. 3.3 построить световую характеристику, откладывая по оси абсцисс $\lg(d/d_{\max})$, где d_{\max} – максимальная ширина щели, а по оси ординат $\lg \gamma_\phi$.

Обработка результатов проводится последовательно для образцов сульфида кадмия (CdS) и селенида кадмия (CdSe). Сравнительные спектральные зависимости и световые характеристики рекомендуется строить на одних графиках.

3.5. Контрольные вопросы

1. Каковы физические основы изменения проводимости полупроводников под действием света?

2. Каков принцип увеличения фоточувствительности полупроводникового материала к воздействию облучению.

3. Как объяснить ход спектральной характеристики полупроводников под действием света?

4. Как объяснить ход световой характеристики полупроводника?

5. Чем объяснить различие $\lambda_{1/2}$ для двух различных полупроводников?

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Цель работы: определение с помощью эффекта холла концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводниках.

4.1. Основные понятия и определения

Физические явления, возникающие в полупроводнике при одновременном воздействии на него электрического и магнитного полей, называют гальваномагнитными эффектами. Среди гальваномагнитных эффектов одним из важнейших является эффект Холла. Сущность его заключается в возникновении поперечной разности потенциалов в пластине полупроводника, по которой проходит электрический ток, при помещении ее в магнитное поле, направление которого перпендикулярно направлению тока. Возникающая на боковых гранях пластины разность потенциалов, называемая ЭДС Холла (U_H), перпендикулярна и направлению тока, и напряженности магнитного поля. Появление ЭДС Холла обусловлено тем, что на носители заряда, движущиеся со средней скоростью v направленного движения (скоростью дрейфа), в магнитном поле с индукцией \mathbf{B} действует сила Лоренца, отклоняющая их к одной из боковых граней пластины

$$\mathbf{F}_L = e[\mathbf{v}, \mathbf{B}].$$

Следует отметить, что скорость \mathbf{v} – скорость направленного движения носителей заряда (скорость дрейфа), обусловленная действием на носители заряда силы электрического поля

$$\mathbf{F}_E = \pm e\mathbf{E},$$

где E – напряженность электрического поля.

Так как заряды электронов и дырок имеют противоположные знаки, дрейфуют эти носители в противоположных направлениях. Сила Лоренца,

действующая на дрейфующие электроны и дырки, отклоняет их в одну и ту же сторону

$$\mathbf{F}_L = \pm e[\pm \mathbf{v}, \mathbf{B}]. \quad (4.1)$$

Направление действия силы Лоренца определяется по известному правилу левой руки, если относить его к техническому направлению тока.

Отсюда следует, что направление силы Лоренца не зависит от знака носителей заряда, а определяется лишь направлениями электрического и магнитного полей. Поэтому полярность ЭДС Холла в полупроводнике n -типа оказывается противоположной полярности, получаемой в материале p -типа, что и используется для определения типа электропроводности полупроводников (рис. 4.1).

В условиях термодинамического равновесия полупроводник нейтрален. Это состояние описывается уравнением электронейтральности:

$$\sum Q = e(p_0 - n_0 + N_d^+ - N_a^-) = 0,$$

где n_0 , p_0 — концентрации подвижных электронов и дырок соответственно; N_d^+ — концентрация ионизированных доноров; N_a^- — концентрация ионизированных акцепторов.

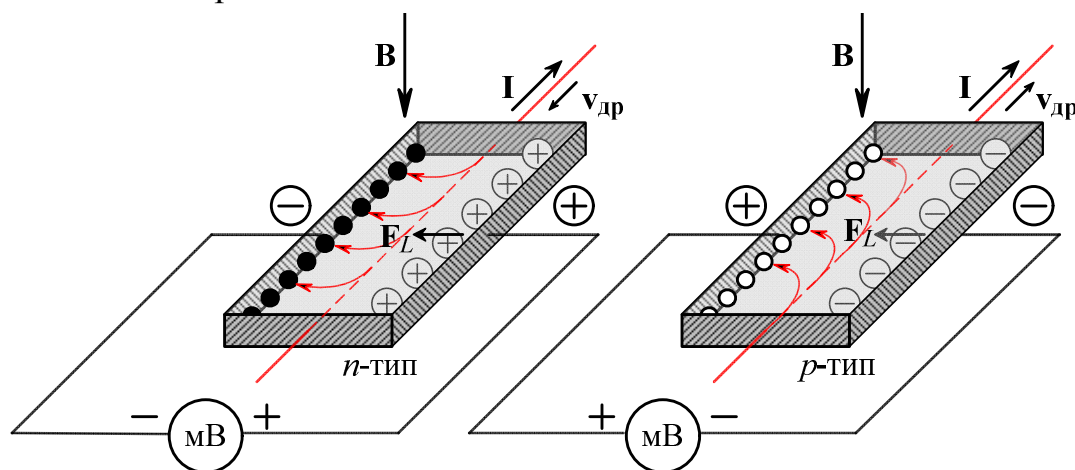


Рис. 4.1. Схема измерения ЭДС Холла и определения типа электропроводности полупроводника

При воздействии только электрического поля подвижные электроны и дырки направленно дрейфуют, а ионы остаются в местах своего расположения в кристаллической решетке полупроводника, их направленная скорость равна нулю. Очевидно, что дрейф подвижных носителей заряда не нарушает условие электронейтральности: в любой точке полупроводника $\sum Q = 0$.

Подчеркнем, что сила Лоренца (4.1) действует лишь на направленно

движущиеся носители заряда, смещая их в направлении, перпендикулярном направлениям напряженностей приложенных электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) полей. «Неподвижные» ионизированные атомы (примесные или собственные) остаются на своих местах, т. е. сила Лоренца обуславливает пространственное перераспределение носителей зарядов в полупроводнике (рис. 4.1).

Такое перераспределение приводит к возникновению поперечного электрического поля (холловского поля) E_{\perp} . Под действием этого поля возникает направленное движение подвижных носителей заряда со скоростью $v_{\text{др}\perp}$ и плотностью $J_{\text{др}\perp} = env_{\text{др}\perp}$ в направлении, противоположном движению носителей заряда под действием силы Лоренца с плотностью $J_{\mathbf{E},\mathbf{B}}$.

В стационарных условиях устанавливается динамическое равновесие:

$$J_{\text{др}\perp} = J_{\mathbf{E},\mathbf{B}}.$$

Очевидно, чем больше подвижных носителей заряда в полупроводнике, тем больше $J_{\text{др}\perp}$, тем меньше эффект Холла, характеризующийся величиной ЭДС Холла (U_H):

$$U_H = R_H \frac{IB}{\delta}, \quad (4.2)$$

где I – сила тока, текущего через образец; B – величина индукции магнитного поля; δ – толщина образца; R_H – параметр, называемый постоянной Холла – константа полупроводника, характеризующая реакцию коллектива подвижных носителей заряда на одновременное воздействие электрического и магнитного полей, приложенных во взаимно перпендикулярных направлениях.

В полупроводнике n -типа

$$R_H = -\frac{1}{en},$$

в полупроводнике p -типа

$$R_H = +\frac{1}{ep}. \quad (4.3)$$

Выражения (4.3), являются приближенными, поскольку в них не учитывается вклад механизмов рассеяния подвижных носителей заряда.

По результатам измерения ЭДС Холла можно определить не только знак

носителей заряда, но и рассчитать их концентрацию, а при известном значении удельной проводимости полупроводника найти и подвижность носителей заряда:

$$\mu_n = \frac{\gamma}{en} = \frac{R_H}{\rho}.$$

Как видно из (4.3), значение R_H зависит от концентрации носителей заряда. И чем меньшее удельное сопротивление имеет полупроводник, тем менее выражен в нем эффект Холла.

Измеряя ЭДС Холла в некотором диапазоне температур, получают экспериментальные данные для построения зависимости концентрации носителей заряда от температуры, по которой можно вычислить энергию ионизации доноров или акцепторов, ширину запрещенной зоны, а также концентрацию электрически активной примеси. Если при этом одновременно определять удельное сопротивление материала, то можно найти температурную зависимость подвижности носителей заряда.

Эффект Холла интересен как явление, которое лежит в основе принципа действия ряда полупроводниковых приборов, достаточно широко применяемых в технике. К их числу относятся, в частности, измерители магнитной индукции, бесконтактные измерители тока, фазочувствительные детекторы, анализаторы спектра, модуляторы и др.

4.2. Описание установки

Исследование параметров полупроводниковых материалов с помощью эффекта Холла осуществляется на установке, схема которой представлена на рис. 4.2. Измерения производятся на постоянном токе в постоянном магнитном поле. Схема позволяет одновременно определять ЭДС Холла и удельную проводимость образцов.

Величина тока, протекающего через образец, регулируется потенциометром R и фиксируется миллиамперметром PA .

Для изменения направления тока предусмотрен переключатель $S2$.

В работе измеряется как поперечная разность потенциалов U_{24} , так и продольная разность потенциалов U_{13} . Их измерение производится вольтметром PU в зависимости от положения переключателя $S3$.

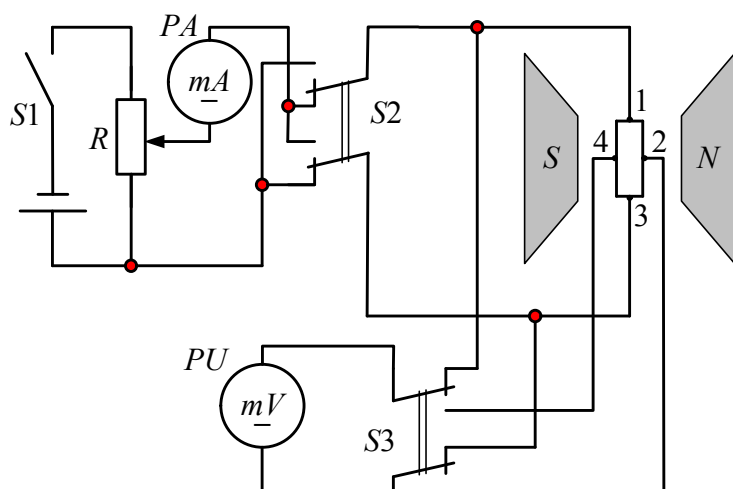


Рис. 4.2. Схема измерительной установки

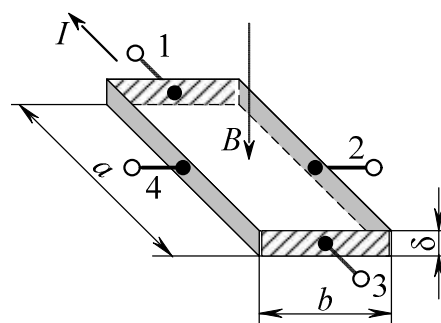


Рис. 4.3. Форма образцов испытуемых полупроводниковых материалов и расположение электродов

Таблица 4.1

Номер образца	Описание полупроводникового материала	Геометрические размеры, мм		
		a	b	δ
1	Антимонид индия (InSb); n -тип; эпитаксиальный слой на высокоомной подложке	2,0	0,5	0,007
2	Кремний (Si); n -тип; монокристалл	6,5	3,5	0,3
3	Германий (Ge); n -тип; монокристалл	6,5	3,5	0,3
4	Арсенид галлия (GaAs); n -тип; эпитаксиальный слой на высокоомной подложке	0,6	0,2	0,01

Исследуемые образцы представляют собой пластины полупроводников, имеющие по четыре электрода: 1, 3 – для измерения токов и напряжений; 2, 4 – для снятия ЭДС Холла. Форма и геометрические размеры образцов указаны на рис. 4.3 и в табл. 4.1.

4.3. Проведение измерений

Включить установку в сеть. Подключить образец полупроводника 1 к источнику постоянного тока ключом $S1$. Резистором R установить значение тока через образец, равное 4 мА. Поставив переключатель $S3$ в положение 1, измерить напряжение U_{13} . При том же значении тока измерить U_{24} , переведя переключатель $S3$ в положение 2.

Для исключения возможной погрешности значение каждого из этих напряжений следует брать как среднее из двух измерений при противоположных направлениях тока, протекающего через образец. Изменить направление тока через образец переключателем $S2$ и повторить измерения U_{13} и U_{24} .

В табл. 4.2 записать среднеарифметические значения результатов измерений U_{13} и значение ЭДС Холла, вычисленное как:

$$U_H = \frac{1}{2} \left[|U_{24}|_{I_+} + |U_{24}|_{I_-} \right].$$

Таблица 4.2

Номер образца	I , мА	U_{13} , В	U_H , мВ	R_H , м ³ /Кл	γ , См·м ⁻¹	μ , м ² /(В·с)	n , м ⁻³

Повторить измерения и соответствующие вычисления при токах через образец, равных 8, 12, 16, 20 мА. В том же порядке провести исследования образцов с номерами 2, 3, 4.

4.4. Обработка результатов

1. Вычислить магнитную индукцию из соотношения $B = U_H/S_B$ при протекании тока 20 мА через образец 1, магнитная чувствительность которого $S_B = 100$ мкВ/мТл.

2. Для каждого из исследуемых образцов по полученным экспериментальным данным построить зависимости $U_H(I)$, для всех образцов экстраполировать их прямолинейно.

3. Вычислить:

- коэффициент Холла R_H , пользуясь (4.2) при токе $I = 5$ мА и соответствующем ему значении U_H , взятом на прямых $U_H(I)$ для каждого из образцов;
- удельную проводимость полупроводника:

$$\gamma = \frac{Ia}{U_{13}b\delta};$$

- подвижность носителей заряда в полупроводнике:

$$\mu = \frac{\gamma}{en} = \gamma R_H;$$

- концентрацию основных носителей заряда в полупроводнике в соответствии с 4.3:

$$n = \frac{1}{eR_H}.$$

Результаты расчета параметров полупроводников занести в табл. 4.2.

4.5. Контрольные вопросы

1. В чем заключается сущность эффекта Холла?
2. От каких факторов зависит ЭДС Холла?
3. Какие физические параметры полупроводниковых материалов можно определить с помощью эффекта Холла?
4. Что понимается под коэффициентом Холла?
5. Как определяется направление смещения носителей заряда под действием магнитного поля?
6. Какие материалы используются для изготовления датчиков Холла?

5. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОНДЕНСАТОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы: исследование температурных зависимостей емкости, тангенса угла диэлектрических потерь и температурного коэффициента диэлектрической проницаемости линейных и нелинейных диэлектриков.

5.1. Основные понятия и определения

Диэлектрики – это материалы или среды с удельным сопротивлением более 10^8 Ом·м, в которых при приложении электрического поля возникает эффект поляризации.

Поляризация может быть вызвана упругим смещением и деформацией электронных оболочек под действием поля (электронная поляризация), ориентацией дипольных молекул (дипольно-релаксационная поляризация), смещением ионов (ионная и ионно-релаксационная поляризация), упорядочением атомных групп (доменов), обладающих дипольным моментом (спонтанная поляризация). Электронная и ионная поляризации устанавливаются практически мгновенно. Остальные механизмы поляризации относятся к замедленным видам.

В процессе поляризации диэлектрик приобретает электрический момент, на его поверхностях образуются связанные заряды, на обкладках удерживается дополнительный заряд. В результате емкость конденсатора возрастает.

Состояние диэлектрика, характеризующееся наличием электрического момента у любого элемента его объема, называют поляризованностью.

Относительная диэлектрическая проницаемость характеризует способность различных диэлектриков поляризоваться в электрическом поле:

$$\varepsilon = C_d/C_0 ,$$

где C_d – емкость конденсатора с диэлектриком; C_0 – емкость того же конденсатора в вакууме.

В общем случае диэлектрическая проницаемость зависит от температуры и частоты электрического поля. Характер зависимости определяется присутствующими диэлектрическими механизмами поляризации.

При включении конденсатора под напряжение в нем наблюдаются потери электрической энергии, приводящие к его разогреванию. Потери энергии складываются из потерь в диэлектрике и потерь в проводящих частях конденсатора.

Диэлектрическими потерями (потерями энергии в диэлектрике) называют электрическую мощность, затрачиваемую на нагрев диэлектрика, находящегося в электрическом поле. Различают два основных вида диэлектрических потерь: потери на электропроводность и релаксационные потери. Потери на электропроводность обнаруживаются в диэлектриках, имеющих заметную электропроводность, объемную или поверхностную, и наблюдаются во всех диэлектриках, как на постоянном, так и на переменном напряжении, причем являются преобладающими при низких частотах и при повышенных температурах. Релаксационные потери обусловлены активными составляющими поляризационных токов. Они характерны для диэлектриков с замедленными механизмами поляризации, когда сказывается отставание поляризации от изменения поля.

Полные потери в участке изоляции с емкостью C при воздействии напряжения U с угловой частотой ω :

$$P_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta,$$

где δ – угол диэлектрических потерь.

Углом диэлектрических потерь δ называют угол, дополняющий до 90° угол сдвига фаз φ между током и напряжением в емкостной цепи. В случае идеального диэлектрика вектор тока в такой цепи опережает вектор напряжения на угол $\pi/2$; при этом угол δ равен нулю.

Чем больше рассеиваемая в диэлектрике мощность, тем меньше угол сдвига фаз φ и тем больше угол диэлектрических потерь δ и соответственно $\operatorname{tg} \delta$. Параметр $\operatorname{tg} \delta$ характеризует способность диэлектрика рассеивать энергию в электрическом поле и, очевидно, определяет диапазон частот, в котором возможно использование конденсатора с данным диэлектриком.

Емкость конденсатора C определяется как отношение накопленного в нем заряда Q к напряжению U , приложенному к электродам, и зависит от конструкции и геометрических размеров конденсатора, а также от диэлектрической проницаемости диэлектрика.

Емкость плоского конденсатора определяется выражением

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{h}, \quad (5.1)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; S – площадь электродов; h – толщина диэлектрика, заключенного между электродами.

В случае квадратных электродов $S = l^2$, где l – сторона квадрата.

Как следует из (5.1), при создании конденсаторов для увеличения емкости необходимо оптимизировать их размеры и выбирать материалы с возможно большим значением относительной диэлектрической проницаемости.

Температурный коэффициент емкости α_C отражает изменение емкости, обусловленное изменением температуры, и, следовательно, характеризует температурную стабильность емкости конденсатора. Общее определение этого параметра соответствует выражению

$$\alpha_C = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT}. \quad (5.2)$$

Дифференцируя (5.1) по переменной T , где T – температура; $S = l^2$ – площадь электрода, получим:

$$\frac{dC}{dT} = \varepsilon \left(\frac{l^2}{h} \frac{d\varepsilon}{dT} + \frac{2\varepsilon l}{h} \frac{dl}{dT} - \frac{\varepsilon l^2}{h^2} \frac{dh}{dT} \right). \quad (5.3)$$

Разделив левую и правую части (5.3) на левую и правую части (5.1), придем к выражению

$$\frac{1}{C} \frac{dC}{dT} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} + \frac{2}{l} \frac{dl}{dT} - \frac{1}{h} \frac{dh}{dT} \quad \text{или} \quad \alpha_C = \alpha_\varepsilon + 2\alpha_{lM} - \alpha_{lD},$$

где α_ε , α_{lM} и α_{lD} – температурные коэффициенты относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика, линейного расширения металла электродов и линейного расширения диэлектрика соответственно.

В металлизированных твердотельных конденсаторах, где в качестве электродов используется тонкий слой металла, нанесенный непосредственно

на твердый диэлектрик, изменение размеров электродов будет определяться линейным расширением диэлектрика, а не металла. И тогда можно считать $\alpha_{lM} = \alpha_{lD}$, а температурный коэффициент емкости определится выражением

$$\alpha_C = \alpha_\epsilon + \alpha_{lD}. \quad (5.4)$$

Характер температурной зависимости емкости конденсатора определяется механизмами поляризации рабочего диэлектрика, а параметр α_C может быть положительным, отрицательным и близким к нулю.

Для повышения температурной стабильности емкости конденсатора желательно, чтобы материал, применяемый для его изготовления, имел бы возможно меньшее значение температурного коэффициента относительной диэлектрической проницаемости α_ϵ .

Различают высокочастотные и низкочастотные конденсаторные материалы. В качестве высокочастотных применяются неполярные полимеры, ионные диэлектрики с плотной упаковкой ионов.

К низкочастотным материалам относятся полярные полимеры, диэлектрики с сегнетоэлектрическими свойствами. В области низких частот в них преобладают замедленные механизмы поляризации; потери энергии носят релаксационный характер.

Материалы этой группы характеризуются повышенными значениями $\operatorname{tg} \delta$, но обладают весьма высокой диэлектрической проницаемостью, что позволяет изготавливать на их основе конденсаторы большой емкости с малыми габаритами.

В настоящей работе исследуются параметры конденсаторов, в которых в качестве рабочего диэлектрика используются диэлектрические материалы с различными видами поляризации и механизмами диэлектрических потерь.

5.2. Описание установки

Испытательная установка состоит из пульта и цифрового прибора, измеряющего емкость и $\operatorname{tg} \delta$. В испытательном модуле находится термостат, температура в котором может изменяться регулятором «Установка температуры». Температура в термостате измеряется с помощью термопары, подключенной к расположенному на пульте прибору, проградуированному в градусах Цельсия.

В термостате размещены конденсаторы $C1...C5$, рабочими диэлектриками в которых являются исследуемые материалы (их наименования указаны на пульте).

Выводы от расположенных в термостате конденсаторов выведены к переключателю на лицевой панели испытательного модуля, с помощью которого исследуемые конденсаторы поочередно могут быть подключены к цифровому прибору, предназначенному для измерения емкости и $\operatorname{tg} \delta$ (измеритель иммитанса).

5.3. Проведение испытаний

5.3.1. Подготовка к испытанию

Включить прибор для измерения емкости и $\operatorname{tg} \delta$, подготовить его к работе в соответствии с инструкцией по эксплуатации, представленной на стенде.

Измерить и записать емкость C_0 проводников, соединяющих образцы в термостате с измерительным прибором.

5.3.2. Измерение емкости и $\operatorname{tg} \delta$ образцов при комнатной температуре

Установить регулятор «Установка температуры» в крайнее левое положение.

Включить на пульте тумблер «Сеть» и измерить значение комнатной температуры по встроенному прибору.

Таблица 5.1

Испытательная температура	Испытуемые образцы									
	«1»		«2»		«3»		«4»		«5»	
	Неорганическое стекло		Слюда		Тиконд		Полипропилен		Сегнето-керамика	
$t, ^\circ\text{C}$	$C1, \text{ пФ}$	$\operatorname{tg} \delta_1$	$C2, \text{ пФ}$	$\operatorname{tg} \delta_2$	$C3, \text{ пФ}$	$\operatorname{tg} \delta_3$	$C4, \text{ пФ}$	$\operatorname{tg} \delta_4$	$C5, \text{ пФ}$	$\operatorname{tg} \delta_5$

Переключатель образцов на пульте последовательно устанавливать в положения, соответствующие определенному материалу, и произвести измерения емкости и $\operatorname{tg} \delta$ для всех образцов при комнатной температуре.

Емкость образца будет равна разности показаний прибора и C_0 .

Результаты измерений занести в табл. 5.1.

5.3.3. Исследование температурных зависимостей емкости и $\operatorname{tg} \delta$

Включить на пульте тумблер «Нагрев».

Через 2...3 мин после прекращения роста температуры отметить значение установившейся температуры и произвести измерения емкости и $\operatorname{tg} \delta$ для всех образцов.

Результаты измерений занести в табл. 5.1.

Поочередно переключая регулятор «Установка температуры» в следующие положения вплоть до крайнего правого, ступенчато увеличивать температуру в термостате. При каждой вновь установившейся температуре измерять емкости и $\operatorname{tg} \delta$ для всех образцов.

После окончания измерений вернуть регулятор температуры в крайнее левое положение, выключить измеритель емкости и тумблеры «Нагрев» и «Сеть».

5.4. Обработка результатов

1. По экспериментальным данным табл. 5.1 построить температурные зависимости емкости исследованных образцов $C(t)$.

2. По экспериментальным данным табл. 5.1 построить температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ исследованных образцов.

3. Рассчитать значения температурного коэффициента емкости α_C для исследованных образцов, пользуясь (5.2). Значение производной $\frac{dC}{dt}$ найти путем графического дифференцирования построенной зависимости $C(t)$ для каждого образца.

Для материалов, имеющих близкую к линейной зависимость емкости от температуры, достаточно определить 4...5 значений α_C . Для материалов, имеющих нелинейную зависимость $C(t)$, следует вычислить 8...10 значений α_C , не пропуская характерных точек данной зависимости (максимум, перегибы).

Результаты расчетов занести в табл. 5.2.

4. Пользуясь (5.4), рассчитать значения температурного коэффициента диэлектрической проницаемости α_ϵ для исследованных материалов. Значения α_{I_D} , необходимые для вычисления, указаны на испытательном стенде.

Результаты расчетов занести в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Температура $t, ^\circ\text{C}$	Испытуемые образцы									
	«1»		«2»		«3»		«4»		«5»	
	Неорганическое стекло ($\alpha_d = 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)		Слюда ($\alpha_d = 13,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)		Тиконд ($\alpha_d = 8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)		Полипропилен ($\alpha_d = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$)		Сегнето-керамика ($\alpha_d = 12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)	
	$\alpha_C, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_\epsilon, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_C, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_\epsilon, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_C, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_\epsilon, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_C, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_\epsilon, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_C, \text{ K}^{-1}$	$\alpha_\epsilon, \text{ K}^{-1}$

5. По данным табл. 5.2 построить температурные зависимости температурного коэффициента диэлектрической проницаемости α_ϵ для всех исследованных материалов.

По результатам обработки экспериментальных данных следует оценить характер температурных зависимостей $\epsilon(t)$, определяющих различные механизмы поляризации в диэлектриках, исследованных в работе.

Определить, в каких образцах диэлектриков преобладающими видами поляризации являются: ионно-релаксационная, ионная, электронно-релаксационная, электронная, спонтанная.

5.5. Контрольные вопросы

1. Дайте определения относительной диэлектрической проницаемости ϵ . Назовите основные виды поляризации диэлектриков.

2. Каковы механизмы диэлектрических потерь? В каких диэлектриках и при каких условиях эксплуатации проявляется каждый из них?

3. Дайте определение температурного коэффициента диэлектрической проницаемости. Какой из исследованных конденсаторных материалов обладает наилучшей температурной стабильностью?

4. Какие свойства диэлектрических материалов влияют на значение емкости конденсаторов?

5. Почему емкость конденсатора, изготовленного из слюды, с увеличением температуры возрастает, а у конденсатора из полипропилена емкость с повышением температуры уменьшается?

6. Чем объясняется наличие максимума в зависимости $C = f(T)$ для сегнетоэлектрического конденсатора?

7. Где применяются материалы, исследованные в работе; каковы их электрические и физико-механические свойства?

8. Какие из материалов, исследованных в работе, можно отнести к высокочастотным диэлектрикам?

6. АНАЛИЗ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В КОНДЕНСАТОРАХ РЕЗОНАНСНЫМ МЕТОДОМ

Цель работы: изучение влияния диэлектрических потерь энергии в конденсаторе на частотную избирательность колебательного контура.

6.1. Основные понятия и определения

При измерениях диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь на промышленной и звуковых частотах обычно используют мостовые схемы, а для измерений в диапазоне радиочастот наибольшее распространение получили резонансные методы. Существует несколько разновидностей резонансных методов измерения $\operatorname{tg} \delta$, различающихся по способу измерения добротности. Добротность Q является характеристикой резонансных свойств колебательного контура и равна отношению колебательной (реактивной) мощности, запасенной в контуре, к мощности потерь. Фактически добротность является величиной, обратной $\operatorname{tg} \delta$ колебательной системы.

Резонансный анализатор потерь энергии в конденсаторах представляет собой колебательный контур, составленный из индуктивности L и параллельно включаемого с ним одного из трех исследуемых конденсаторов C_1 , C_2 или C_3 емкостью $100 \text{ пФ} \pm 10 \%$, отличающихся свойствами рабочего диэлектрика (рис. 6.1).

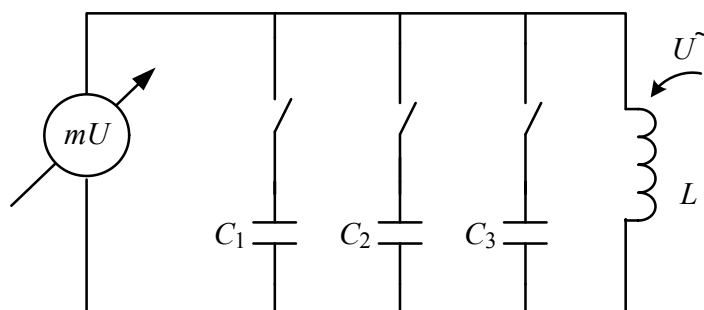


Рис. 6.1. Схема резонансного анализатора потерь

Возбуждение колебаний в контуре производится электромагнитным полем от катушки генератора высокочастотных колебаний, удаленного от коле-

бательного контура для обеспечения минимальной взаимосвязи.

Частота генератора f может изменяться от 9,25 до 10,75 МГц. Наводимое в контуре переменное напряжение измеряется милливольтметром.

Включив один из исследуемых конденсаторов и изменяя частоту f , можно снять амплитудно-частотную характеристику колебательного контура. Ее типичный вид представлен на рис. 6.2. Резонансной частоте f_0 соответствует максимальная амплитуда напряжения U_{\max}^{\sim} . При отклонении частоты от резонансной в сторону уменьшения или увеличения наблюдается спад амплитуды. При этом разность частот $\Delta f = f_2 - f_1$, соответствующих спаду амплитуды до уровня $0,7 U_{\max}^{\sim}$ (рис. 6.2), позволяет оценить добротность колебательного контура Q :

$$Q = f_0 / \Delta f. \quad (6.1)$$

Важно отметить, что индуктивность колебательного контура изготовлена из восьми витков медной проволоки большего диаметра, а измеряемое на контуре напряжение подается на затвор МДП-транзистора на входе измерителя напряжения. Таким образом, потерями, связанными с индуктивностью и нагрузкой колебательного контура, можно пренебречь и полагать, что добротность Q в основном связана с потерями энергии в конденсаторах.

В этом случае тангенс угла потерь в конденсаторах $\operatorname{tg} \delta$ можно определить по добротности контура Q :

$$\operatorname{tg} \delta = 1/Q. \quad (6.2)$$

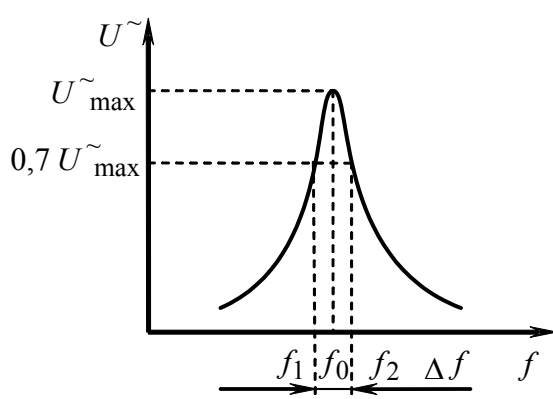


Рис. 6.2. Амплитудно-частотная характеристика колебательного контура

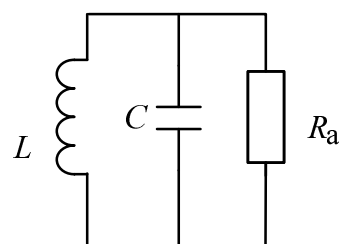


Рис. 6.3. Эквивалентная схема колебательного контура

Известно, что на частоте резонанса f_0 сопротивление контура – активное R_a . Это сопротивление в эквивалентной схеме контура (рис. 6.3) отражает потери энергии и может быть определено по формуле

$$R_a = Q \frac{1}{\omega_0 C}. \quad (6.3)$$

Исследуемые конденсаторы относятся к классу керамических многослойных конденсаторов. В состав керамического материала конденсаторов C_1 и C_2 входит диоксид титана, и потери в них в основном обусловлены электронно- и ионно-релаксационными видами поляризации. Диэлектрик конденсатора C_3 создан на основе алюмината тантала и титаната кальция. Потери в конденсаторе C_3 в основном связаны с конструктивными факторами, а релаксационные виды потерь проявляются незначительно.

6.2. Проведение измерений

Включить прибор в сеть (выключатель на пульте прибора). Кнопочным переключателем включить в контур емкость C_1 . Снять амплитудно-частотную характеристику $U(f)$, т. е. зависимость показаний милливольтметра от частоты в области резонанса. При этом следует особо отметить резонансную частоту f_0 и две частоты f_1 и f_2 , соответствующие уровню 0,7 от максимального напряжения на частоте резонанса f_0 .

Повторить измерения с конденсаторами C_2 и C_3 .

Результаты занести в таблицу 6.1.

Таблица 6.1

f , кГц	U_1 , мВ	U_2 , мВ	U_3 , мВ

В процессе испытаний обратите внимание на влияние потерь в конденсаторах на частотную избирательность колебательного контура, что имеет существенное практическое значение.

Кроме того, чтобы не снижать добротность колебательного контура в электрических схемах, активное сопротивление его нагрузки R_H должно быть значительно выше, чем активное сопротивление R_a , вызванное диэлектрическими потерями.

6.3. Обработка результатов

1. Построить амплитудно-частотные характеристики.
2. Вычислить добротность контура Q при использовании каждого из

включаемых конденсаторов.

3. Оценить значения $\operatorname{tg} \delta$ и R_a каждого из конденсаторов, используя (6.1), (6.2), (6.3).

6.4. Контрольные вопросы

1. Объясните сущность резонансного метода определения потерь в конденсаторах. Разъясните назначение отдельных элементов измерительного контура.

2. Сформулируйте определения ϵ и $\operatorname{tg} \delta$.

3. Назовите основные виды поляризации диэлектриков и механизмы диэлектрических потерь. В каких диэлектриках и при каких условиях их эксплуатации проявляется каждый механизм.

4. Какие виды поляризации обуславливают наибольшие потери энергии в диэлектриках?

5. Какие механизмы поляризации в диэлектрике конденсатора предпочтительны для получения высокой частотной избирательности?

6. Какие диэлектрические материалы применяются для работы на высоких частотах?

7. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы: исследование особенностей переполяризации сегнетоэлектриков осциллографическим методом и зависимостей диэлектрической проницаемости от напряженности поля и температуры.

7.1. Основные понятия и определения

Сегнетоэлектрическими называют материалы, обладающие в отсутствие внешнего электрического поля спонтанной поляризацией в определенном интервале температур, направление которой может быть изменено с помощью внешнего электрического поля. Спонтанная поляризация в сегнетоэлектриках возникает благодаря смещению ионов или упорядочению атомных групп, обладающих дипольным моментом. Разбиение кристалла на домены, т. е. области с различным направлением спонтанной поляризованности, уменьшает электростатическую энергию сегнетоэлектрика и поэтому энергетически выгодно. Однако, по мере разбиения кристалла на домены, увеличи-

вается энергия, необходимая для образования доменных стенок и, таким образом, доменная структура определяется энергетическим компромиссом между этими факторами. Кроме того, на формирование доменной структуры влияет и наличие механических напряжений.

Спонтанная поляризация в кристалле возникает в определенном кристаллографическом направлении, которое называется осью спонтанной поляризации. Поэтому число возможных направлений электрических моментов у доменов и доменная структура кристаллов зависят от числа осей спонтанной поляризации. Например, в одноосных сегнетоэлектриках типа триглицинсульфата $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\cdot\text{H}_2\text{SO}_4$ домены имеют форму стержней с овальным сечением (рис. 7.1, а).

Направления спонтанной поляризованности соседних доменов, разделенных 180° -ми доменными стенками, направлены навстречу друг другу. В деполяризованном состоянии суммарные площади сечения доменов с разнонаправленной поляризованностью равны.

В многоосных сегнетоэлектриках, например в титанате бария BaTiO_3 , находящемся в тетрагональной сегнетоэлектрической фазе, возможны шесть направлений спонтанной поляризованности, что существенно осложняет их доменную структуру (рис. 7.1, б). В этом случае домены разделяют как 180° -е, так и 90° -е доменные стенки.

Воздействие внешнего электрического поля приводит к перестройке доменной структуры, изменяет направление электрических моментов доменов, что создает эффект очень сильной поляризации. Этим объясняются свойственные сегнетоэлектрикам высокие значения диэлектрической проницаемости.

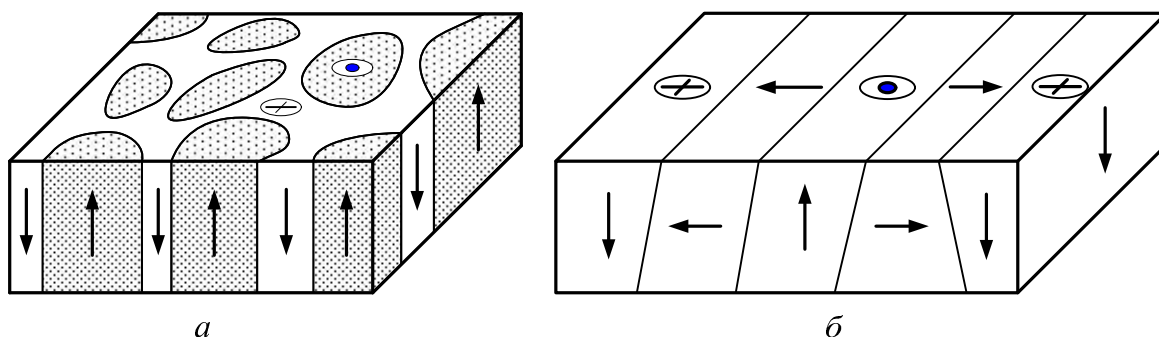


Рис. 7.1. Схематическое изображение доменной структуры в одноосном сегнетоэлектрике – триглицинсульфате (а) и в многоосном сегнетоэлектрике – титанате бария (б) при отсутствии внешних воздействий

Сегнетоэлектрики обладают рядом специфических, только им присущих свойств. Следствием доменного строения сегнетоэлектриков является нелинейная зависимость поляризованности (а также электрической индукции) от напряженности электрического поля, которая в переменных полях трансформируется в диэлектрический гистерезис, как показано на рис. 7.2. Петля гистерезиса является одной из наиболее важных характеристик сегнетоэлектриков и дает представление о динамической поляризуемости сегнетоэлектриков.

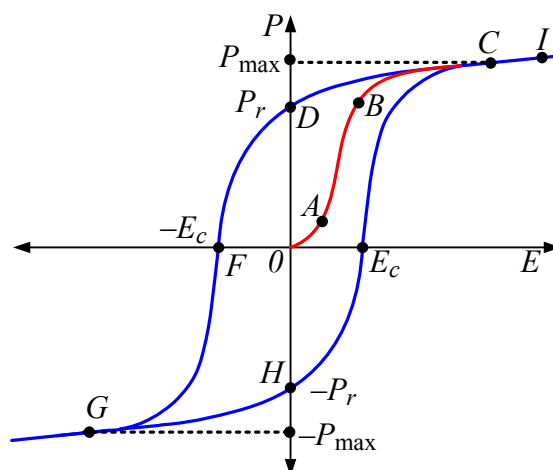


Рис. 7.2. Типичная предельная петля диэлектрического гистерезиса сегнетоэлектриков

Совокупность вершин гистерезисных петель, полученных при различных значениях амплитуды переменного поля, образуют основную кривую поляризации сегнетоэлектрика.

В слабом электрическом поле, когда преобладают процессы обратимого смещения доменных границ, связь между P и E носит приблизительно линейный характер (участок OA).

В области более сильных полей (участок AB) смещение доменных границ уже необратимо. При этом разрастаются домены, у которых вектор спонтанной поляризации имеет наименьший угол с направлением внешнего электрического поля. Здесь кривая поляризации имеет наибольшую крутизну.

По мере дальнейшего увеличения напряженности поля практически все домены оказываются ориентированными по полю, и наступает состояние технического насыщения (в точке C). Некоторое возрастание поляризованности в сегнетоэлектрике на участке CI обусловлено процессами индуцированной (электронной, ионной) поляризации.

Если в поляризованном до насыщения образце уменьшить напряжен-

ность поля до нуля, то поляризованность примет некоторое остаточное значение P_r (OD). При воздействии полем противоположной полярности поляризованность быстро уменьшается, и при напряженности поля, большей E_c (OF), называемой коэрцитивной силой, изменяет свое направление.

При дальнейшем увеличении напряженности поля образец вновь переходит в состояние насыщения (точка G). Таким образом, процесс реполяризации сегнетоэлектриков в переменных полях сопровождается диэлектрическим гистерезисом. Внешнее электрическое поле изменяет направления электрических моментов доменов, что создает сильный поляризационный эффект.

Диэлектрический гистерезис обусловлен необратимым смещением доменных границ и свидетельствует о дополнительном механизме диэлектрических потерь, связанном с затратами энергии на ориентацию доменов.

Площадь гистерезисной петли пропорциональна энергии, рассеиваемой в диэлектрике за один период.

Нелинейность поляризации по отношению к электрическому полю и наличие гистерезиса обуславливают зависимость диэлектрической проницаемости и емкости сегнетоэлектрического конденсатора от режима работы и, в первую очередь, от напряженности поля. Для характеристики свойств материала в различных условиях его работы используют понятия статической, начальной, реверсивной и других диэлектрических проницаемостей.

Статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{ст}$ определяется по основной кривой поляризации:

$$\epsilon_{ст} = P/(\epsilon_0 E).$$

Начальной называют диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{нач}$, измеренную в очень слабых переменных электрических полях.

Реверсивная диэлектрическая проницаемость ϵ_r характеризует поляризацию сегнетоэлектрика на малом переменном сигнале при одновременном воздействии постоянного поля.

Специфические свойства сегнетоэлектриков проявляются лишь в определенном диапазоне температур. В процессе нагревания наблюдается увеличение диэлектрической проницаемости, пропорционально увеличивается и емкость сегнетоэлектрического конденсатора.

Выше некоторой температуры спонтанная поляризация исчезает. Происходит распад доменов и изменение структуры материала. Температуру T_K такого фазового перехода называют сегнетоэлектрической точкой Кюри.

В точке Кюри диэлектрическая проницаемость достигает своего максимального значения.

Обладая резко выраженными нелинейными свойствами, сегнетоэлектрики проявляют высокую чувствительность к внешним энергетическим воздействиям и, следовательно, могут выполнять функции управляющих или преобразующих элементов.

Как активные диэлектрики сегнетоэлектрические материалы применяются в нелинейных конденсаторах (варикондах), в запоминающих устройствах, в электрооптических модуляторах, датчиках температуры (позисторах), нелинейных СВЧ-элементах и т. д.

В настоящей работе исследование свойств сегнетоэлектрических материалов проводится на примере сегнетокерамики на основе титаната бария.

7.2. Описание установки

Свойства сегнетоэлектриков исследуются осциллографическим методом на промышленной частоте.

Схема измерительной установки приведена на рис. 7.3, где использованы следующие обозначения: $G1$ – регулируемый генератор переменного напряжения; $PV1$ – вольтметр для измерения входного напряжения; $R1, R2$ – делитель напряжения; C_{01} – образцовый конденсатор для градуировки осциллографа; C_{02} – образцовый конденсатор большой емкости; $PV3$ – милливольтметр для измерения падения напряжения на C_{02} ; N – осциллограф; C_x – испытуемый сегнетоэлектрический конденсатор; C – разделительный конденсатор; $G2$ – регулируемый генератор постоянного напряжения смещения; $PV2$ – вольтметр для измерения постоянного напряжения смещения или температуры испытуемого сегнетоэлектрического конденсатора; T – термопара.

Для исследования сегнетоэлектриков по петлям гистерезиса на горизонтальный вход осциллографа (вход X) подается напряжение с резистора $R2$, пропорциональное полному напряжению на входе схемы, измеряемому вольтметром $PV1$.

Приложенное напряжение падает в основном на испытуемом образце, так как его емкость C_x много меньше емкости последовательно соединенного образцового конденсатора C_{02} , с которого снимается напряжение на вертикальный вход осциллографа (вход Y).

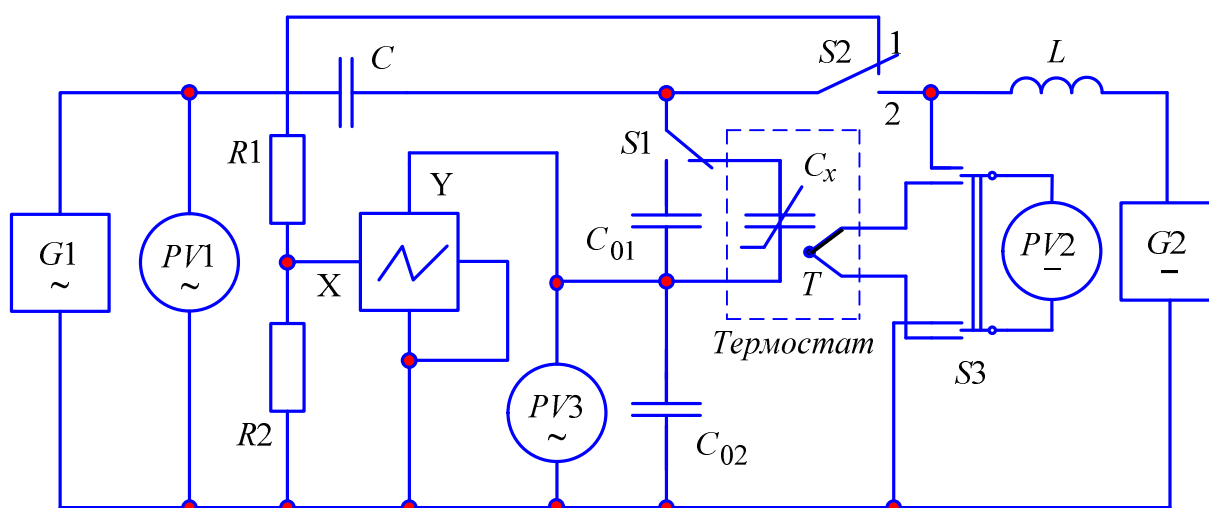


Рис. 7.3. Схема установки для исследования сегнетоэлектриков

В переменном поле заряды последовательно включенных конденсаторов равны, поэтому падение напряжения на конденсаторе C_{02} пропорционально заряду на нелинейном конденсаторе C_x :

$$Q_{02} = C_{02}U_3 = Q_x = C_xU_1.$$

Таким образом, на экране осциллографа можно видеть зависимость заряда сегнетоэлектрического конденсатора от напряжения на его обкладках.

Для исследования реверсивной диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков используются регулируемые генераторы $G1$ и $G2$. Падение напряжения на образцовом конденсаторе C_{02} , пропорциональное заряду на C_x , измеряется с помощью милливольтметра $PV3$. Постоянное напряжение генератора $G2$, измеряемое вольтметром $PV2$, управляет реверсивной емкостью сегнетоэлектрического конденсатора C_x .

7.3. Проведение испытаний

7.3.1. Градуировка горизонтальной и вертикальной осей

Включить осциллограф в сеть и дать ему прогреться в течение 5 мин. Ключ $S2$ поставить в положение 1. Добиться четкого изображения пятна в центре экрана.

С помощью ключа $S1$ подключить образцовый конденсатор известной емкости C_{01} . Подать на измерительную схему питание от генератора переменного напряжения $G1$ и по вольтметру $PV1$ установить напряжение U_1 , равное 142 В.

Ручкой «Горизонтальное усиление» развернуть луч на экране осциллографа по горизонтали на три деления (считая от центра), которым соответствует амплитуда приложенного напряжения. **В дальнейшем ручку «Горизонтальное усиление» не трогать!**

Ручкой «Вертикальное усиление» развернуть луч по вертикали на три деления (считая от центра), которым соответствует амплитуда напряжения на конденсаторе C_{02} . **В дальнейшем ручку «Вертикальное усиление» не трогать!**

Зарисовать полученное изображение на кальку.

7.3.2. Исследование петель диэлектрического гистерезиса сегнетоэлектрического конденсатора

С помощью ключа $S1$ подключить к схеме сегнетоэлектрический конденсатор C_x .

Задавая различные значения напряжения с выхода генератора переменного напряжения $G1$, которые устанавливаются через каждые 0,5 деления по горизонтальной оси на экране осциллографа (от нуля до максимального значения), зарисовать на кальку с экрана осциллографа семейство петель гистерезиса при различных напряжениях.

Таблица 7.1

X , дел.	U_{1m} , В	E_{1m} , МВ/м	Y , дел.	Q_x , Кл	$C_{ст}$, Ф	$\epsilon_{ст}$

Занести в табл. 7.1 координаты вершин (X и Y) полученных петель гистерезиса с экрана осциллографа. Выключить осциллограф.

7.3.3. Исследование зависимости реверсивной диэлектрической проницаемости от напряженности постоянного электрического поля

Установить переключатель $S3$ в положение V .

Включить милливольтметр $PV2$.

Регулятором $PV1$ установить переменное напряжение на выходе генератора $G1$, равное 10 В.

Переключатель $S2$ перевести в положение 2, т. е. подключить генератор постоянного напряжения $G2$.

Изменяя регулятором « $U_{=}$ » напряжение на выходе генератора $G2$ по вольтметру $PV2$ через 50 В от нуля до максимального значения, измерить с помощью милливольтметра $PV3$ соответствующие значения падения напря-

жения U_3 на эталонном конденсаторе C_{02} . Данные занести в табл. 7.2.

Таблица 7.2

$U_2, \text{В}$	$E_2, \text{МВ/М}$	$U_1 = 10 \text{ В}$			$U_1 = 25 \text{ В}$		
		$U_3, \text{В}$	$C_p, \text{Ф}$	ϵ_p	$U_3, \text{В}$	$C_p, \text{Ф}$	ϵ_p

Повторить измерения при значении переменного напряжения U_1 на выходе генератора G_1 , равном 25 В.

Выключить генератор G_2 .

7.3.4. Исследование температурной зависимости начальной диэлектрической проницаемости

Переключатель S_3 перевести в положение T . Регулятор «Установка температуры» должен находиться в крайнем левом положении. Измерить температуру конденсатора C_{02} .

Установить по вольтметру PV_1 переменное напряжение на выходе генератора G_1 , равное 5 В и измерить напряжение на конденсаторе C_{02} с помощью милливольтметра PV_3 .

Перевести регулятор «Установка температуры» в следующее положение и после стабилизации температуры (в течение 2...3 мин) повторить измерения. Далее продолжить измерения при всех положениях регулятора «Установка температуры».

Записать результаты измерений в табл. 7.3.

Таблица 7.3

$t, ^\circ\text{C}$	$U_3, \text{мВ}$	$C_{\text{нач}}, \text{Ф}$	$\epsilon_{\text{нач}}$

После снятия температурной зависимости диэлектрической проницаемости регулятор «Установка температуры» вернуть в крайнее левое положение, выключить термостат и измерительную установку (переключатель S_3 перевести в положение $U_{=}$), милливольтметр PV_3 выключить).

7.4. Обработка результатов

1. По данным 7.3.1 определить масштабы горизонтальной и вертикальной осей развертки осциллографа по формулам:

$$u = \frac{U_{1m}}{X} = \frac{U_1 \sqrt{2}}{X},$$

где U_{1m} – амплитудное значение приложенного напряжения; U_1 – действующее значение напряжения, установленное по вольтметру $PV1$; X – отклонение по горизонтальной оси;

$$q = \frac{Q_{02}}{Y} = \frac{\sqrt{2}}{Y} U_3 C_{02},$$

где Q_{02} – заряд на обкладках конденсатора C_{02} ; Y – отклонение по вертикальной оси; $U_3 = U_1 / (C_{02}/C_{01} + 1)$ – напряжение на конденсаторе C_{02} .

Значение емкостей C_{01} и C_{02} указаны на испытательном стенде.

2. По данным 7.3.2 вычислить максимальные значения напряженности электрического поля и соответствующие им заряды по формулам:

$$E_{1\max} = \frac{U_{1m}}{h} = \frac{uX}{h};$$

$$Q_x = qY,$$

где h – толщина сегнетоэлектрика.

Толщина сегнетоэлектрика h и площадь электродов S_3 сегнетоэлектрического конденсатора указаны на испытательном стенде.

Результаты расчетов занести в табл. 7.1 и построить основную кривую заряда сегнетоэлектрического конденсатора в виде зависимости

$$Q_x = f(E_{1\max}).$$

3. Вычислить значения емкости $C_{ст}$ при различных напряжениях, а затем статической диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ст}$, используя следующие формулы:

$$C_{ст} = Q/U_{1m};$$

$$\epsilon_{ст} = (C_{ст}h)/(\epsilon_0 S_3),$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Результаты расчетов занести в табл. 7.1 и построить зависимость статической диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля в виде кривой $\epsilon_{ст} = f(E_{1\max})$.

4. По данным 7.3.3 вычислить емкость C_p , реверсивную диэлектрическую проницаемость ϵ_p и напряженность постоянного электрического поля E_2 по формулам:

$$C_p \approx \frac{C_{02}U_3}{U_1}; \quad \varepsilon_p = \frac{C_p h}{\varepsilon_0 S_9}; \quad E_2 = \frac{U_2}{h},$$

где U_2 – постоянное напряжение смещения на сегнетоэлектрическом конденсаторе.

Результаты занести в табл. 7.2 и построить зависимость реверсивной диэлектрической проницаемости от напряженности постоянного электрического поля $\varepsilon_p = f(E_2)$ при неизменных значениях амплитуды переменного поля E_{1m} .

5. По данным 7.3.4 вычислить емкость $C_{нач}$ и начальную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{нач}$ по формулам:

$$C_{нач} = \frac{C_{02}U_3}{U_X} - \frac{C_{02}U_3}{U_1 - U_3} \approx \frac{C_{02}U_3}{U_1};$$

$$\varepsilon_{нач} = \frac{C_{нач}h}{\varepsilon_0 S_9},$$

где h и S_9 – размеры исследуемого конденсатора.

Результаты занести в табл. 7.3 и построить температурную зависимость начальной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{нач} = f(t^0)$. По максимуму этой зависимости определить температуру Кюри исследуемого сегнетоэлектрического материала.

7.5. Контрольные вопросы

1. Каковы основные свойства сегнетоэлектрических материалов?
2. Назовите области применения сегнетоэлектриков.
3. Почему на экране осциллографа можно наблюдать зависимость $Q = f(U)$ для исследуемого сегнетоэлектрического конденсатора?
4. Какие параметры сегнетоэлектрика можно определить по виду петли гистерезиса?
5. Что называют точкой Кюри? Почему в точке Кюри диэлектрическая проницаемость максимальна?
6. Что характеризует площадь петли гистерезиса? Как она изменится при увеличении температуры?
7. Объясните ход зависимостей $\varepsilon_{ст} = f(E_{1max})$, $\varepsilon_p = f(E_2)$.

8. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы: исследование основных магнитных свойств электротехнической стали, железо-никелевого сплава (пермалоя) или нанокристаллического сплава на основе железа.

8.1. Основные понятия и определения

К ферромагнитным относят материалы с большой положительной магнитной восприимчивостью k_m , которая сильно зависит от напряженности магнитного поля H и температуры T .

Ферромагнетикам присуща в интервале температур от 0 К до температуры Кюри T_K спонтанная (самопроизвольная) намагниченность и их особые свойства обусловлены доменным строением.

Для осуществления спонтанной намагниченности необходимо выполнение, по крайней мере, двух условий:

- в состав материала должны входить атомы или ионы металлов, имеющих не полностью заполненные внутренние, например $3d$, электронные оболочки, создающие нескомпенсированный спиновый момент атома (иона) (к таким металлам относятся железо, никель, кобальт и др.);
- структура материала или взаимное расположение атомов должны быть такими, чтобы силы обменного взаимодействия между этими атомами (ионами) приводили к взаимному упорядочению их магнитных моментов.

В ферромагнетиках упорядочение соответствует параллельной ориентации магнитных моментов. При этом можно говорить о спонтанной намагниченности материала, т. е. о суммарном магнитном моменте единицы объема, который определяется видом атомов (ионов) с их специфической величиной магнитного момента и количеством атомов (ионов) в единице объема, определяемом структурой материала.

В отсутствии внешнего магнитного поля состояние, при котором вектор спонтанной намагниченности имел бы во всем образце ферромагнетика одно направление, энергетически не выгодно, так как оно привело бы к большому рассеянию магнитного потока в окружающее пространство, поэтому ферромагнетик самопроизвольно разбивается на отдельные макрообласти (домены), имеющие размеры порядка единиц микрометров.

Внутри каждого домена магнитные моменты атомов имеют одинаковое направление, а моменты отдельных доменов ориентированы друг относительно друга по-разному, так что магнитный поток замкнут внутри ферромагнетика, а суммарный магнитный момент является скомпенсированным и равен нулю.

Соседние домены с различной ориентацией магнитного момента разделены доменными границами, в которых направление спиновых моментов изменяется плавно. Границы (стенки) доменов располагаются и закрепляются, как правило, в местах дефектов, присутствующих в ферромагнетике: (поры, немагнитные включения, границы кристаллитов и т. д.).

При воздействии на ферромагнетик внешнего магнитного поля происходит перестройка его доменной структуры, что и приводит к намагничиванию ферромагнетика (появлению нескомпенсированного магнитного момента единицы объема) (рис. 8.1).

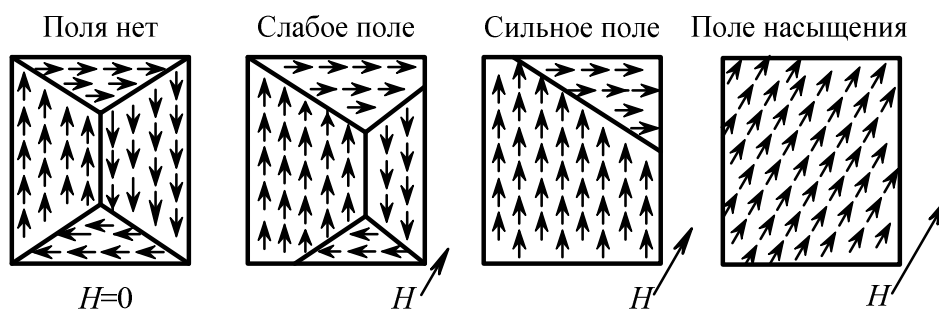


Рис. 8.1. Схема изменения доменной структуры и ориентации спиновых магнитных моментов на различных стадиях намагничивания ферромагнетика

Важнейшим свойством ферромагнетиков является нелинейная зависимость магнитной индукции B от напряженности внешнего магнитного поля H . Эту зависимость называют начальной кривой намагничивания ферромагнетика, так как она снимается из размагниченного состояния при монотонном увеличении H (рис. 8.2).

На начальном участке кривой намагничивания (I) наблюдается монотонное возрастание магнитной индукции вследствие преобладания процессов обратимого смещения доменных границ. Доменные стенки «упруго прогибаются», как парус. При этом происходит увеличение объема тех доменов, направления магнитных моментов которых образуют наименьший угол с направлением внешнего магнитного поля.

В области более сильных магнитных полей смещение доменных границ приобретает необратимый характер. Доменные стенки под воздействием

внешнего поля «срываются с мест закрепления». Здесь кривая намагничивания (*II*) имеет наибольшую крутизну.

По мере дальнейшего увеличения H возрастает роль второго механизма намагничивания – механизма вращения, при котором магнитные моменты доменов постепенно поворачиваются в направлении поля. На этом участке рост магнитной индукции замедляется (*III*). При этом доменные границы практически исчезают. Когда все магнитные моменты атомов ориентируются вдоль поля, наступает магнитное насыщение (*IV*).

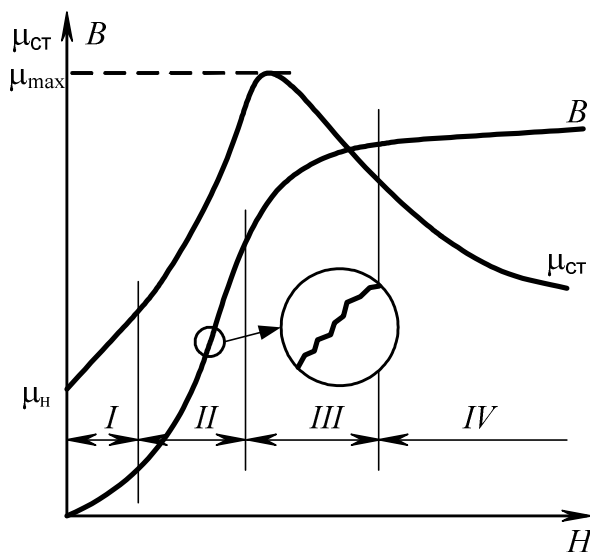


Рис. 8.2. Характерные зависимости магнитной индукции B и магнитной проницаемости $\mu_{ст}$ ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля H

Приняв во внимание, что $B = \mu_0 H$, по начальной кривой намагничивания ферромагнетика строится зависимость статической магнитной проницаемости $\mu_{ст}$ от напряженности магнитного поля H . Величину статической магнитной проницаемости определяют по формуле

$$\mu_{ст} = B/(\mu_0 H), \quad (8.1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

При увеличении напряженности магнитного поля магнитная проницаемость сначала растет, что связано с увеличением относительного изменения объемов соседних доменов за счет смещения доменных границ и за счет возрастания вклада процессов вращения векторов намагниченности. Далее она достигает максимального значения μ_{max} и затем уменьшается вследствие насыщения магнитной индукции.

Если после намагничивания образца до насыщения величину внешнего магнитного поля медленно уменьшить до нуля, то индукция в нуль не обра-

тится, а примет значение B_r , которое называют остаточной индукцией (рис. 8.3). Чтобы довести магнитную индукцию до нуля, необходимо приложить поле противоположного направления с напряженностью, называемой коэрцитивной силой H_c . В зависимости от численного значения H_c , ферромагнетики делят на магнитомягкие (ММ) и магнитотвердые (МТ):

$$H_c \text{ ММ} < H_c \text{ МТ}.$$

Остаточная индукция и коэрцитивная сила являются параметрами статической предельной петли гистерезиса (ПГ), которую получают при медленном циклическом перемагничивании намагниченного до насыщения образца ферромагнетика. Совокупность вершин статических ПГ, соответствующих разным H_m , образуют основную кривую намагничивания.

Площадь статической ПГ характеризует потери энергии на гистерезис $\mathcal{E}_Г$, обусловленные необратимыми процессами смещения доменных границ и вращения векторов намагниченности в единичном цикле перемагничивания. При достаточно быстром изменении H по величине и знаку (при высокой частоте перемагничивания) зависимость $B(H)$ описывает динамическую ПГ.

При намагничивании до одинакового предельного значения индукции площадь динамической ПГ металлических ферромагнетиков больше площади статической ПГ на величину, характеризующую потери энергии на вихревые токи $\mathcal{E}_{ВТ}$.

Можно считать величину $\mathcal{E}_Г$ практически постоянной в достаточно широком диапазоне частот, в то время как величина $\mathcal{E}_{ВТ}$ возрастает пропорционально частоте.

Мощности потерь на гистерезис $P_Г$ и на вихревые токи $P_{ВТ}$ в единице массы образца описываются соответственно формулами:

$$P_Г = \mathcal{E}_Г f = \eta (B_m)^n f; \quad P_{ВТ} = \mathcal{E}_{ВТ} f = \xi (B_m)^2 f^2, \quad (8.2)$$

где η – коэффициент, зависящий от свойств материала; B_m – максимальная индукция, достигаемая в данном цикле; n – показатель степени от 1,6 до 2 для различных материалов; ξ – коэффициент, зависящий от удельной проводимости ферромагнетика и формы образца; f – частота изменения магнитного поля.

При высоких частотах заметный вклад в мощность потерь вносят потери на вихревые токи. Вихревые токи возникают в ферромагнитном материале

под действием ЭДС самоиндукции, пропорциональной скорости изменения магнитного потока. Величина вихревых токов зависит от удельного сопротивления материала.

Для снижения мощности потерь на вихревые токи $P_{\text{вТ}}$ высокочастотные магнитные материалы должны иметь высокое сопротивление.

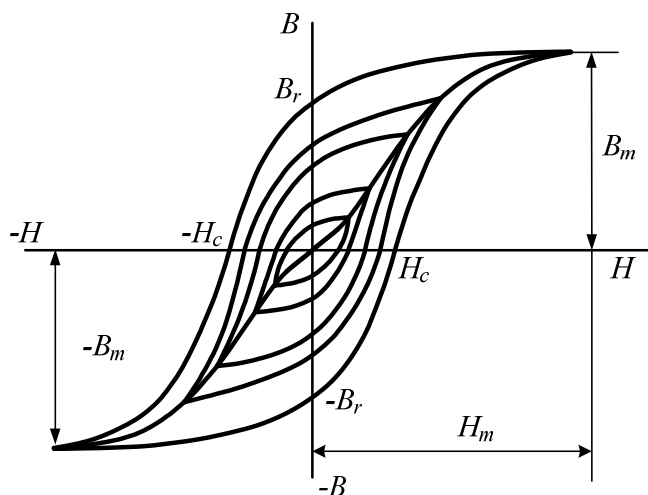


Рис. 8.3. Петли гистерезиса и основная кривая намагничивания ферромагнетика

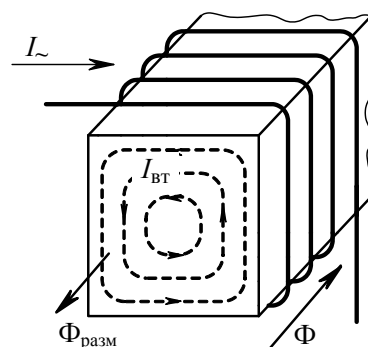


Рис. 8.4. Распределение вихревых токов в поперечном сечении ферромагнитного сердечника

Для металлических ферромагнетиков характерно уменьшение измеряемой величины магнитной проницаемости от частоты, наблюдаемое на достаточно низких частотах, когда инерционность процессов намагничивания еще не проявляется. Это объясняется размагничивающим действием вихревых токов.

Вихревые токи, индуцируемые в ферромагнитном сердечнике, создают, в соответствии с законом Ленца, собственный размагничивающий поток магнитной индукции $\Phi_{\text{разм}}$, находящийся в противофазе с основным потоком Φ (рис. 8.4).

Плотность потока, создаваемого вихревыми токами, максимальна в центре сердечника и равна нулю на поверхности его. Поэтому результирующая магнитная индукция убывает от поверхности вглубь сердечника.

Относя измеренный поток ко всему сечению сердечника, мы определяем некоторое эффективное значение индукции при данной частоте и соответствующее ему эффективное значение магнитной проницаемости $\mu_{\text{эф}}$.

В настоящей работе проводится исследование основных магнитных свойств электротехнической стали, железо-никелевого сплава (пермаллоя) и

нанокристаллического магнитомягкого сплава на основе железа (по выбору преподавателя).

Нанокристаллическая структура образуется в результате кристаллизации твердого аморфного сплава железа с химическими добавками с образованием зерен порядка 10 нм. Сплав, в котором достигается максимальное значение магнитной проницаемости, имеет примерный состав $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$. Наличие бора и кремния способствует получению аморфной структуры в процессе быстрой закалки расплава. Медь увеличивает число центров кристаллизации при термоотжиге аморфного сплава, а ниобий сдерживает рост зародышей кристаллизации. Добавка молибдена способствует образованию на поверхности ленты магнитопровода защитных слоев MoO_3 , MoSi_2 .

Магнитопровод изготавливают путем сверхбыстрого охлаждения расплава, поступающего в зазор между вращающимися цилиндрическими валами. Толщина ленты составляет 25 мкм. После навивки ленты (кольцевого магнитопровода) проводится термический отжиг при температуре 540 °С, вызывающей нанокристаллизацию. Затем кольцевой магнитопровод помещают в защитный контейнер (капролон), препятствующий механической деформации, способной ухудшить свойства материала.

Наноструктурированные материалы характеризуются высокой магнитной проницаемостью в слабых магнитных полях, достигающей $\mu = 100\,000$, малой коэрцитивной силой H_c , а значит, малыми потерями на перемагничивание, и высокой индукцией насыщения B_m . В сравнении с электротехнической сталью и пермаллоем в нанокристаллическом сплаве начало спада магнитной проницаемости происходит на более высокой частоте.

8.2. Описание установки

Испытания свойств ферромагнитных материалов проводятся на установке, схема которой приведена на рис. 8.5. Установка состоит из испытательного модуля (выделен штриховой линией), генератора G синусоидальных сигналов звуковой частоты, милливольтметра PU переменного напряжения и осциллографа N . Испытуемый материал изготовлен в виде тороидального сердечника, на который нанесены две обмотки: первичная с числом витков w_1 и вторичная с числом витков w_2 .

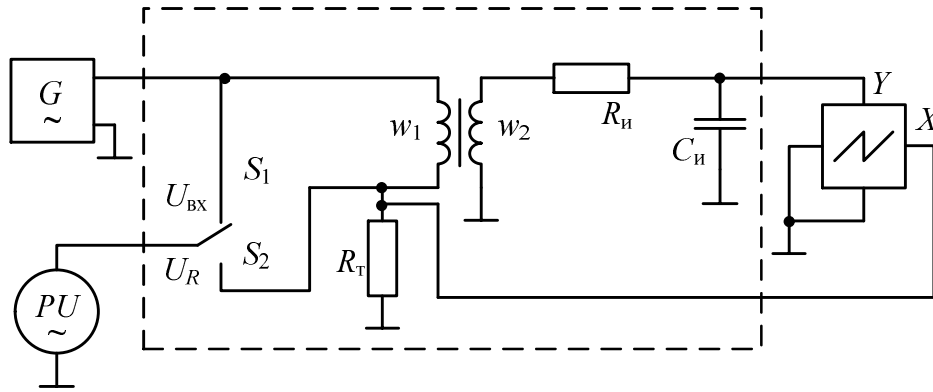


Рис. 8.5. Схема установки для исследования магнитных свойств материалов

На пластины горизонтального отклонения осциллографа (вход канала X) подается напряжение, снимаемое с резистора R_T ($U_X = U_R$). Это напряжение пропорционально току I , протекающему в обмотке w_1 , следовательно, пропорционально и напряженности магнитного поля H .

Напряженность магнитного поля вычисляется по выражению

$$H = \frac{U_X \cdot w_1}{2\pi r_{\text{ср}} R_T}, \quad (8.3)$$

где $2\pi r_{\text{ср}}$ – средняя длина линий напряженности поля.

На вертикальный вход осциллографа (вход канала Y) подают напряжение $U_Y = U_C$, снимаемое с конденсатора $C_{\text{и}}$ интегрирующей цепочки ($R_{\text{и}}$, $C_{\text{и}}$), которое определяется выражением

$$U_C = \frac{1}{C_{\text{и}}} \int i_{\text{и}} dt, \quad (8.4)$$

где $i_{\text{и}}$ – ток в интегрирующей цепочке.

Если

$$R_{\text{и}} \gg \frac{1}{\omega C_{\text{и}}}, \quad \text{то} \quad i_{\text{и}} = \frac{E_2}{R_{\text{и}}},$$

где E_2 – ЭДС во вторичной обмотке.

Согласно закону Ленца $E_2 = w_2 S \frac{dB}{dt}$, где S – сечение образца.

В этом случае (8.4) принимает следующий вид:

$$U_C = \frac{1}{R_{\text{и}} C_{\text{и}}} \int E_2 dt = \frac{w_2 S B}{R_{\text{и}} C_{\text{и}}}, \quad (8.5)$$

т. е. $U_C = U_Y$ пропорционально индукции в образце. Тогда

$$B = \frac{U_Y R_{\text{и}} C_{\text{и}}}{w_2 S}. \quad (8.6)$$

При одновременном приложении напряжений U_R и U_C к пластинам осциллографа на его экране можно наблюдать ПГ, характеризующую зависимость $B(H)$.

Для исследования частотной зависимости $\mu_{\text{эф}}$ в образце создается слабое магнитное поле, соответствующее начальному участку кривой намагничивания. Значение напряженности магнитного поля контролируется по величине напряжения U_R на резисторе R_T .

Измеряя напряжение на входе схемы $U_{\text{вх}}$, можно найти величину напряжения U_L на катушке индуктивности с исследуемым сердечником.

8.3. Проведение испытаний

8.3.1. Подготовка к испытаниям

Включите питание генератора, осциллографа и милливольтметра. Осциллограф установите в режим работы характериографа ($X-Y$). Установите частоту сигнала, снимаемого с генератора, равную 50 Гц.

Установите масштабы осей на экране осциллографа в соответствии с указаниями, приведенными на стенде. Запишите эти масштабы m_x и m_y и в дальнейшем их не меняйте.

Плавно увеличивая сигнал, получите на экране осциллографа изображение, развернутое по оси X на четыре деления относительно центра, получив предельную петлю гистерезиса. Зарисуйте полученную петлю на кальку, отметив положение осей X и Y и деления по осям.

8.3.2. Исследование основной кривой намагничивания

При помощи регулятора выходного напряжения генератора постепенно уменьшайте напряженность магнитного поля в образце от максимального значения, соответствующего четырем делениям по оси X , до нуля через ΔH , которая соответствует половине деления сетки экрана осциллографа. Отсчитайте ординаты по оси Y вершин наблюдаемых гистерезисных циклов. Полученные значения X и Y для каждого гистерезисного цикла записывайте в табл. 8.1.

Таблица 8.1

X , дел.	U_X , В	H_m , А/м	Y , дел.	U_Y , В	B_m , Тл	$\mu_{\text{ст}}$

Зарисуйте на кальку семейство петель гистерезиса при различных значениях X .

8.3.3. Исследование частотной зависимости магнитных потерь

На частоте 50 Гц зарисуйте на кальку предельную петлю гистерезиса (изображение, развернутое по оси X на четыре деления относительно центра). Установите частоту генератора 200 Гц и амплитуду сигнала с генератора, соответствующую насыщению образца (4 деления по оси X). Зарисуйте петлю гистерезиса на ту же кальку, совмещая оси. Аналогично зарисовать петли гистерезиса на частотах 400, 600 и 800 Гц, устанавливая такую же амплитуду сигнала генератора (4 деления по оси X).

8.3.4. Исследование частотной зависимости эффективной магнитной проницаемости

Провести измерения при частотах 50, 75, 100, 150, 200, 400, 600 и 800 Гц следующим образом. На каждой частоте при положении переключателя S , соответствующем U_R , установить сигнал, при котором $U_R = 30$ мВ (контролируется внешним милливольтметром).

Таблица 8.2

f , Гц	U_R , мВ	U_{BX} , мВ	L , Гн	$\mu_{эф}$

Переключив S в положение U_{BX} , измерить величину входного напряжения. Результаты записать в табл. 8.2. По окончании работы выключить макет, генератор, осциллограф и милливольтметр.

8.4. Обработка результатов

1. По данным 8.3.2 рассчитать значения U_X и U_Y , используя масштабы осей осциллографа m_x и m_y по осям X и Y .

По (8.3) и (8.6) вычислить напряженность поля H_m и магнитную индукцию в образце при $R_T = 10$ Ом; $\gamma_{ср} = 0,021$ м; $w_1 = 100$; $w_2 = 1330$; $C_H = 10^{-6}$ Ф; $R_H = 300$ кОм; $S = 1 \cdot 10^{-4}$ м⁻².

Найти статическую магнитную проницаемость по (8.1).

Результаты расчетов занести в табл. 8.1.

2. По полученным данным построить на одном графике основную кривую намагничивания $B_m(H_m)$ и зависимость статической магнитной прони-

цаемости от напряженности магнитного поля $\mu_{\text{ст}}(H_m)$ для исследованного ферромагнитного материала.

3. По данным, полученным в 8.3.3, определив площади предельных петель гистерезиса на разных частотах, рассчитать соответствующие им значения энергии магнитных потерь в единице массы ферромагнитного материала за один цикл перемагничивания по формуле

$$\Theta = \frac{S_{\text{п}} h_1 b_1}{100d}, \quad (8.7)$$

где d – плотность исследуемого материала (для электротехнической стали $d = 7700$ кг/м³, для пермаллоя $d = 8600$ кг/м³, для нанокристаллического сплава $d = 7500$ кг/м³); $S_{\text{п}}$, мм² – площадь ПГ (ее можно найти, наложив кальки с петлями гистерезиса на миллиметровую бумагу);

$$h_1 = \frac{m_x w_1}{R_T 2\pi r_{\text{ср}}}; \quad b_1 = \frac{m_y C_{\text{и}} R_{\text{и}}}{w_2 S},$$

где m_x и m_y – масштабы осей осциллографа по осям X и Y .

Результаты расчетов занести в табл. 8.3.

Таблица 8.3

f , Гц	$S_{\text{п}}$, мм ²	Θ , Дж/кг	$\Theta_{\text{Г}}$, Дж/кг	$\Theta_{\text{ВТ}}$, Дж/кг	$P_{\text{Г}}$, Вт/кг	$P_{\text{ВТ}}$, Вт/кг

4. Построить частотную зависимость потерь энергии в образце в виде графика $\Theta(f)$.

Экстраполируя полученную прямую линию к $f = 0$ (т. е. до пересечения с вертикальной осью), найти потери энергии на гистерезис $\Theta_{\text{Г}}$.

Для каждого значения частоты определить потери на вихревые токи как

$$\Theta_{\text{ВТ}} = \Theta - \Theta_{\text{Г}}.$$

Пользуясь (8.2), рассчитать мощности потерь на гистерезис $P_{\text{Г}}$ и вихревые токи $P_{\text{ВТ}}$.

Результаты расчетов занести в табл. 8.3.

5. По данным, полученным в 8.3.4, вычислить напряжение на катушке индуктивности с испытуемым сердечником по формуле

$$U_L = \sqrt{U_{\text{ВХ}}^2 - U_R^2}.$$

Рассчитать ее индуктивность

$$L = \frac{U_L}{2\pi f I},$$

где $I = U_R/R_T$ – протекающий в цепи ток.

Определить эффективную магнитную проницаемость по формуле

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{2\pi L r_{\text{ср}}}{\mu_0 w_1^2 S}.$$

Расчет провести для всех частот.

Результаты расчетов занести в табл. 8.2.

6. По данным табл. 8.2 построить частотную зависимость эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\text{эф}}(f)$.

8.5. Контрольные вопросы

1. Какова природа ферромагнитного состояния вещества?
2. Как классифицируют вещества по магнитным свойствам?
3. Что называют намагниченностью вещества, в каких единицах ее измеряют?
4. Что характеризует магнитная индукция B ? Дайте определение единицы измерения B .
5. Что называют основной кривой намагничивания?
6. Объясните зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика от напряженности магнитного поля.
7. Какие механизмы обуславливают гистерезисные свойства ферромагнетика?
8. Каким образом на экране осциллографа можно получить петлю гистерезиса?
9. Что характеризует площадь петли гистерезиса?
10. Назовите основные виды потерь в ферромагнитных сердечниках. Какие потери и почему преобладают на высоких частотах? Какие способы уменьшения магнитных потерь Вам известны?

9. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ

9.1. Основные понятия и определения

Ферриты – это оксидные материалы, обладающие ферромагнитными свойствами с общей химической формулой MeFe_2O_4 (или $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), где Me – символ двухвалентного металла (никеля, марганца, кобальта, цинка и др.). Ферриты, подобно ферромагнетикам, в определенном интервале температур характеризуются наличием спонтанной намагниченности и доменной структурой. Однако, если в ферромагнетиках магнитная упорядоченность обусловлена существованием макроскопических областей с параллельной ориентацией спиновых магнитных моментов, то в ферритах спонтанно возникает антипараллельная ориентация спинов. При этом одно из направлений ориентации преобладает, и результирующий магнитный момент оказывается отличным от нуля.

Намагничивание ферритов, как и ферромагнитных материалов, происходит за счет смещения доменных границ (ДГ) и вращения вектора намагниченности. Ферриты обладают нелинейными магнитными свойствами, но по сравнению с ферромагнетиками имеют меньшую индукцию насыщения J_s .

Магнитомягкие ферриты, обладающие достаточно большой магнитной проницаемостью μ и малой коэрцитивной силой H_c , применяются в качестве материалов для изготовления сердечников любой формы. Они имеют невысокую стоимость. Достоинством их по сравнению с металлическими магнитными сердечниками является также большое удельное сопротивление ρ , что препятствует индуцированию в них вихревых токов. Поэтому в широком диапазоне частот магнитная проницаемость ферритов μ остается постоянной, а потери энергии практически обусловлены только потерями на гистерезис.

Спад магнитной проницаемости феррита при частотах выше некоторого критического значения $f_{кр}$ обуславливается в основном инерционностью процессов перемагничивания. Так, при работе в слабых полях, когда магнитная проницаемость практически равна начальной магнитной проницаемости, значение $f_{кр}$ определяется подвижностью доменных границ.

При приложении внешнего переменного магнитного поля ДГ колеблются относительно положения равновесия. Если частота внешнего поля выше частоты собственных колебаний доменных границ, то они не успевают следовать за изменением поля, амплитуда их колебаний уменьшается, магнитная

проницаемость также уменьшается.

У поликристаллических ферритов, образованных из оксидов одних и тех же металлов, но отличающихся их процентным содержанием в феррите или размером зерен, частота $f_{кр}$ обычно бывает меньше, если низкочастотное значение магнитной проницаемости $\mu_{нч}$ получается выше.

Кривая $\mu(f)$ у ферритов чаще всего имеет релаксационный характер: начиная с $f_{кр}$, μ монотонно убывает. У некоторых ферритов спаду кривой $\mu(f)$ может предшествовать небольшой резонансный максимум.

На основании того факта, что между значениями $f_{кр}$ и ρ ферритов нет явной корреляции, можно утверждать, что вихревые токи не вносят существенного вклада в дисперсию магнитной проницаемости этих материалов в отличие от металлических ферромагнетиков.

Действительно, расчет согласно теории влияния вихревых токов дает для ферритов кривые дисперсии, на которых спад эффективной магнитной проницаемости $\mu_{эф}$ начинается при частотах, значительно превышающих экспериментальные значения $f_{кр}$.

Эффективная магнитная проницаемость $\mu_{эф}$ на частоте f с учетом размагничивающего влияния вихревых токов может быть определена по формуле

$$\mu_{эф} = \frac{\mu_{н.ч}}{p} \frac{\operatorname{sh} p + \sin p}{\operatorname{ch} p + \cos p}, \quad (9.1)$$

где $\mu_{н.ч}$ – экспериментальное значение магнитной проницаемости феррита на низкой частоте (на горизонтальном участке кривой зависимости $\mu(f)$); $p = l/\Delta$ – отношение меньшего линейного размера поперечного сечения ферритового кольца к глубине проникновения электромагнитного поля Δ в материал.

Глубина проникновения электромагнитного поля на частоте $f_{кр}$ рассчитывается как

$$\Delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 \mu_{н.ч} f_{кр}}}, \quad (9.2)$$

где ρ – удельное сопротивление материала.

Наибольшими значениями начальной магнитной проницаемости обладают поликристаллические марганец-цинковые ферриты. В зависимости от соотношения входящих в феррит оксидов марганец-цинковые ферриты име-

ют начальную магнитную проницаемостью от 700 (марка 700НМ) до 20 000 (марка 20000НМ).

Кроме марганец-цинковых ферритов в частотном диапазоне от единиц килогерц до нескольких мегагерц широко используются никель-цинковые ферриты. Максимальным значением начальной магнитной проницаемости среди этой группы материалов обладает феррит 2000НН.

В маркировке магнитомягких ферритов на первом месте стоит численное значение начальной магнитной проницаемости μ_H , затем идут буквы, определяющие частотный диапазон применения, ограничиваемый сверху значением критической частоты $f_{кр}$.

Ферриты для звуковых, ультразвуковых и низких радиочастот для краткости обозначают буквой Н (низкочастотные). Критическая частота их для разных марок может лежать в пределах от 0,1 до 50 МГц. В маркировке высокочастотных ферритов имеются буквы ВЧ, критическая частота их находится в диапазоне от 50 до 600 МГц. Далее в маркировке магнитомягких ферритов следуют буквы, означающие состав материала: М – марганец-цинковый феррит, Н – никель-цинковый и т. д. Ферриты марок ВЧ по составу относятся к никель-цинковым.

В настоящей работе проводится исследование свойств керамических марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов, используемых в качестве материала тороидальных сердечников катушек индуктивности.

9.2. Описание установки

Схема измерительной установки приведена на рисунке. Синусоидальное напряжение от генератора сигналов G подается с помощью переключателя $S1$ на одну из катушек индуктивности L и последовательно соединенный с каждой образцовый резистор R_0 .

Вольтметр PV в зависимости от положения переключателя $S2$, может измерять напряжение на входе схемы $U_{вх}$ или напряжение U_R на резисторе R_0 , которое пропорционально току I , протекающему через обмотку катушки индуктивности и, соответственно, напряженности магнитного поля H , действующего на ферритовый сердечник.

Параметры исследуемых катушек приведены в табл. 9.1.

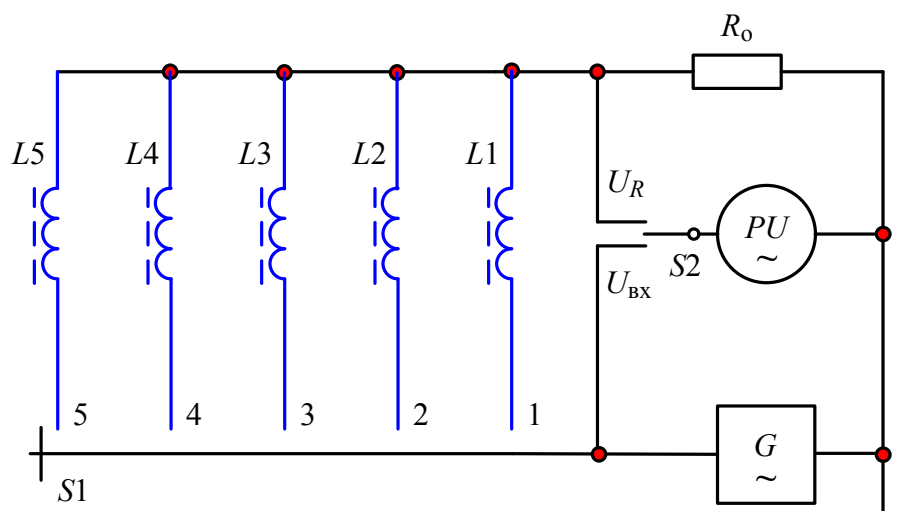


Рис. 9.1. Схема для исследования свойств ферритов

Таблица 9.1

Исследуемые зависимости	Положение переключателя $S1$	Катушка индуктивности	Марка феррита	Размеры сердечника, $D \times d \times h$, мм	Число витков обмотки, w
$B(H)$, $\mu(H)$	1	$L1$	2000НН	$7 \times 4 \times 2$	40
$B(H)$, $\mu(H)$	2	$L2$	2000НМ	$7 \times 4 \times 2$	40
$B(H)$, $\mu(H)$, $\mu(f)$	3	$L3$	20000НМ	$10 \times 6 \times 3$	40
$\mu(f)$	4	$L4$	2000НН	$7 \times 4 \times 2$	20
$\mu(f)$	5	$L5$	2000НМ	$7 \times 4 \times 2$	20

Удельное сопротивление исследуемых ферритов определяется на отдельных образцах толщиной $h_R = 2$ мм, на которые с двух сторон нанесены электроды площадью $S_R = 30$ мм². Выводы от этих электродов подсоединены к клеммам на лицевой панели испытательного модуля, к которым подключается внешний омметр.

9.3. Проведение испытаний

9.3.1. Исследование кривых намагничивания $B_m(H_m)$ и магнитной проницаемости от напряженности поля $\mu(H_m)$

Соединить выход низкочастотного генератора с гнездом G лабораторного пульта, а милливольтметр подключить к гнезду PU . Включить приборы в сеть и дать прогреться в течение 5 мин.

Установить переключатель $S1$ в положение 1, соответствующее испытанию катушки $L1$ на феррите 2000НН (табл. 9.1). Установить частоту сигнала генератора G , равную 10 кГц. Переключатель $S2$ поставить в положение U_R .

Регулируя выходное напряжение генератора, последовательно устанавли-

ливать необходимые значения U_R (20, 100, 150, 200, 300, 400, 500, 600, 800, 1000, 1500, 2000, 3000 мВ), контролируя их милливольтметром PU . При каждом значении U_R , переключая $S2$ в положение $U_{вх}$, измерять значения сигнала на входе измерительной схемы. Результаты измерений U_R и $U_{вх}$ записывать в табл. 9.2.

Аналогичным образом провести измерения для катушки с ферритом 2000НМ (переключатель $S1$ в положении 2).

Установить частоту сигнала генератора G равную 1 кГц и провести измерения для катушки с ферритом 2000НМ (переключатель $S1$ в положении 3) при следующих значениях U_R : 10, 20, 30, 40, 50, 70, 100, 150, 300, 400, 500 мВ. Результаты измерений занести в табл. 9.2.

9.3.2. Исследование частотной зависимости магнитной проницаемости

Установить переключатель $S1$ в положение 3, соответствующее испытанию катушки $L3$ с ферритовым сердечником 2000НМ (см. табл. 9.1).

Переключатель $S2$ поставить в положение U_R .

Установить частоту сигнала генератора G , равную 1 кГц, и подать на напряжение, соответствующее $U_R = 15$ мВ. Переключатель $S2$ поставить в положение $U_{вх}$ и измерить напряжение на входе схемы.

Последовательно устанавливая необходимые значения частоты f (1, 2, 4, 6, 8, 10, 20, 40, 60, 80, 100 кГц), поддерживать напряжение $U_R = 15$ мВ ($S2$ в положении U_R), контролируя его милливольтметром PU .

При каждом значении f , переключая $S2$ в положение $U_{вх}$, измерять значения сигнала на входе измерительной схемы. Результаты измерений $U_{вх}$ записывать в табл. 9.3.

Аналогичным образом провести исследование катушки $L4$ с ферритом 2000НН (положение 4 переключателя $S1$) и катушки $L5$ с ферритом 2000НМ (положение 5 переключателя $S1$).

Для этих катушек индуктивности измерения провести при следующих значениях частот: 0,1; 0,15; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 МГц, установив соответствующий диапазон частот на генераторе G . Результаты измерений $U_{вх}$ занести в табл. 9.3.

Таблица 9.2

$L1$ (2000НН), $f = 10$ кГц								$L2$ (2000НМ), $f = 10$ кГц								$L3$ (20000НМ), $f = 1$ кГц							
U_R , мВ	U_{BX} , мВ	I , А	U_L , мВ	L , Гн	H_m , А/м	μ	B_m , Тл	U_R , мВ	U_{BX} , мВ	I , А	U_L , мВ	L , Гн	H_m , А/м	μ	B_m , Тл	U_R , мВ	U_{BX} , мВ	I , А	U_L , мВ	L , Гн	H_m , А/м	μ	B_m , Тл

Таблица 9.3

$L3$ (20000НМ), $U_R = 15$ мВ, $I = \dots\dots\dots$ А					$L4$ (2000НН), $U_R = 15$ мВ, $I = \dots\dots\dots$ А					$L5$ (2000НМ), $U_R = 15$ мВ, $I = \dots\dots\dots$ А				
f , кГц	U_{BX} , мВ	U_L , мВ	L , Гн	μ	f , кГц	U_{BX} , мВ	U_L , мВ	L , Гн	μ	f , кГц	U_{BX} , мВ	U_L , мВ	L , Гн	μ

72

Таблица 9.4

$L3$ (20000НМ) $R = \dots\dots\dots$ Ом,					$L4$ (2000НН) $R = \dots\dots\dots$ Ом,					$L5$ (2000НМ) $R = \dots\dots\dots$ Ом,				
f , МГц	ρ , Ом·м	Δ , мм	$p = l/\Delta$	$\mu_{эф}$	f , кГц	ρ , Ом·м	Δ , мм	$p = l/\Delta$	μ	f , кГц	ρ , Ом·м	Δ , мм	$p = l/\Delta$	μ
0,01					0,1					0,1				
0,05					0,5					0,5				
0,10					1,0					1,0				
0,50					5,0					5,0				
1,00					10					10				

9.3.3. Определение удельного сопротивления ферритов

Для определения удельного сопротивления подключить омметр земляным концом к клемме «L» на измерительном стенде.

Потенциальный конец поочередно подключать к клеммам, соответствующим ферритам разных марок, и измерить сопротивление R образцов.

Результаты измерений занести в табл. 9.4.

9.4. Обработка результатов

1. По данным 9.3.1 вычислить амплитудные значения напряженности магнитного поля в ферритовых сердечниках катушек индуктивности по формуле

$$H_m = \frac{wI2\sqrt{2}}{\pi(D+d)}, \quad (9.3)$$

где $I = U_R/R_0$ – ток в обмотке; $R_0 = 51,4$ Ом.

Конструктивные параметры катушек индуктивности взять из табл. 9.1.

Результаты вычислений занести в табл. 9.2.

2. Вычислить магнитную проницаемость тороидальных ферритовых сердечников по формуле

$$\mu = \frac{L\pi(D+d)}{\mu_0 w^2 h(D-d)}, \quad (9.4)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Индуктивность катушки с исследуемым сердечником в (9.4) вычисляется как

$$L = \frac{U_L}{2\pi fI}. \quad (9.5)$$

Падение напряжения на катушке индуктивности U_L в (9.5) определить как

$$U_L = \sqrt{U_{BX}^2 - U_R^2}. \quad (9.6)$$

Результаты вычислений занести в табл. 9.2.

3. Определить амплитудное значение магнитной индукции в сердечнике:

$$B_m = \mu_0 \mu H_m$$

Результаты занести в табл. 9.2.

4. По данным табл. 9.2 построить кривые намагничивания $B_m(H_m)$ и зависимости магнитной проницаемости от напряженности поля $\mu(H_m)$ для всех исследованных образцов.

5. По данным 9.3.2, пользуясь (9.3)–(9.6), вычислить значения магнитной проницаемости образцов на разных частотах и занести их в табл. 9.3.

6. По данным 9.3.3 вычислить значения удельного сопротивления ферритов из соотношения $\rho = RS_R/h_R$.

Рассчитать эффективную магнитную проницаемость ферритов по (9.1) с учетом (9.2) для частот из табл. 9.4.

При определении параметра p полагать $l = 1,5$ мм для 2000НМ и для 20000НМ $l = 2$ мм (см. табл. 9.1).

Результаты расчетов занести в табл. 9.4

7. По данным табл. 9.3. построить экспериментальные частотные зависимости магнитной проницаемости $\mu(f)$ исследованных образцов, в полулогарифмическом масштабе (в логарифмическом масштабе ось абсцисс, ось ординат в линейном масштабе). На тех же графиках изобразить расчетные зависимости $\mu_{эф}(f)$ по данным табл. 9.4.

9.5. Контрольные вопросы

1. Какие магнитные материалы называют ферритами? В каких структурах они кристаллизуются?

2. Как расшифровываются марки исследованных Вами материалов?

3. В чем сходство и различие магнитных свойств ферритов и ферромагнетиков?

4. Объясните ход кривой намагничивания и зависимости магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля.

5. Каковы частотные характеристики высокопроницаемых и низкопроницаемых ферритов?

6. Какие причины обуславливают частотную дисперсию магнитной проницаемости магнитных материалов?

7. Почему ферритовые сердечники можно использовать на высоких частотах?

8. У какого из исследованных ферритов вихревые токи вносят вклад в частотную зависимость магнитной проницаемости в рассмотренном диапазоне?

не частот и почему?

9. Каковы области применения ферритов?

10. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Цель работы: изучение влияния магнитного поля на сопротивление композиционных материалов с разной долей ферромагнитного наполнителя.

10.1. Основные понятия и определения

Композиционными называют материалы, в состав которых входят отличающиеся по свойствам один от другого компоненты, разделенные в материале четко выраженными границами.

Композиционным материалам присущи свойства, которыми не обладают отдельные компоненты, входящие в их состав.

Весьма важным вариантом структуры композиционных материалов является структура, включающая матрицу и наполнитель. Матрица является основой композиционного материала, в которой равномерно распределены другие компоненты (наполнители).

В данной работе используется материал с диэлектрической матрицей Al_2O_3 , содержащей наполнитель – ферромагнитные гранулы кобальта Co , средний размер которых составляет от 10 до 100 нм, а расстояние между гранулами зависит от их объемной концентрации и составляет единицы – десятки нанометров.

Эффект магнитосопротивления (МС) заключается в изменении электрического сопротивления материалов под влиянием внешнего магнитного поля. В гомогенных материалах он обусловлен искривлением траектории движения носителей заряда в магнитном поле под действием силы Лоренца, что снижает подвижность носителей заряда и, соответственно, повышает электрическое сопротивление. Изменение сопротивления по отношению к сопротивлению в отсутствии магнитного поля при этом незначительно и составляет 0,01...0,1 % в полях 10 кЭ¹.

В композиционных материалах, исследуемых в данной работе, механизм возникновения эффекта МС иной в сравнении с гомогенными материалами.

¹ В большинстве научных и учебных публикаций по эффекту МС используется эта единица измерений (СГС). 1 Э (1 эрстед) = $1000/(4\pi)$ А/м $\approx 79,5774715$ А/м.

Малое расстояние между гранулами кобальта (единицы – десятки нанометров) обуславливает возможность туннелирования электронов между смежными гранулами в диэлектрической матрице Al_2O_3 . Кроме того, важной особенностью является то, что малый размер гранул обуславливает их однодоменность, т. е. одинаковую ориентацию магнитных моментов атомов в объеме гранулы.

В отсутствие магнитного поля разные гранулы имеют разную ориентацию магнитных моментов. При наложении внешнего магнитного поля происходит поворот векторов намагниченности гранул в направлении приложенного поля, приводящий к сближению их взаимной ориентации. При этом вероятность туннелирования между смежными гранулами сквозь диэлектрический барьер возрастает для электронов, имеющих направление спинового момента близкое к направлению внешнего магнитного поля, что приводит к уменьшению электрического сопротивления материала.

При значениях напряженности магнитного поля H , вызывающих «полную» соориентацию магнитных моментов гранул, вероятность туннелирования электронов сквозь диэлектрический барьер между смежными гранулами, перестает зависеть от напряженности магнитного поля и магниточувствительность достигает насыщения.

Относительное изменение сопротивления в этих материалах может составлять 7 % и более в полях 10 кЭ. Данный эффект называется *гигантским магнитосопротивлением* (ГМС).

Эффект ГМС, исследуемый в данной работе, зависит от объемной доли x металлической фазы (Co) в диэлектрической матрице (Al_2O_3).

При малом содержании металлической фазы Co (рис. 10.1) вероятность соприкосновения гранул мала, а среднее расстояние между ними относительно велико, вследствие чего вероятность туннелирования электронов между гранулами ничтожна. Материал по свойствам близок к диэлектрическому, и эффект ГМС проявляется слабо.

При увеличении объемной доли металлической фазы (рис. 10.1, б) уменьшаются зазоры между гранулами настолько, что становятся туннельно-прозрачными, что приводит к значительному увеличению эффекта ГМС.

Наиболее сильное проявление эффекта ГМС будет в композите при $x = 0,48$, в котором гранулы кобальта еще не сформировали сплошную сеть с металлической электропроводностью, но толщина диэлектрической прослойки между смежными гранулами весьма мала, т. е. условия для туннелирования наиболее благоприятны.

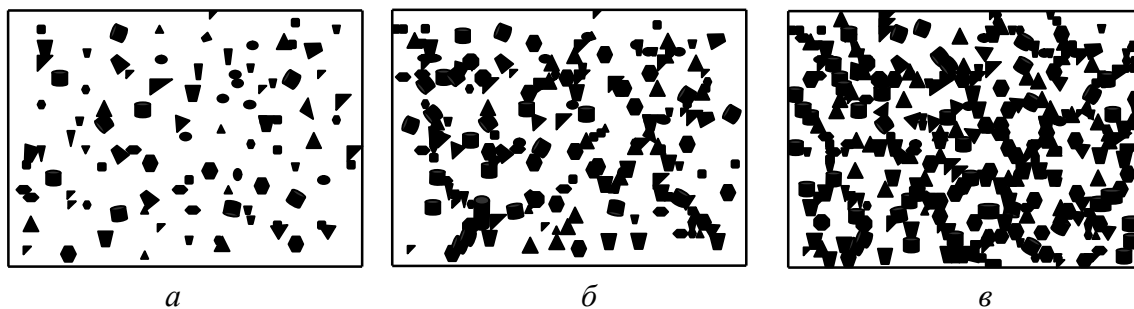


Рис. 10.1. Структура гранулированного композита при разных объемных долях x металлической фазы Со в диэлектрической матрице Al_2O_3 : *а* – малая доля металлической фазы (уединенные гранулы); *б* – доля, при которой возникают частично контактирующие гранулы; *в* – доля, при которой возникает сплошная сетка гранул

При дальнейшем возрастании доли металлической фазы образуется сплошная сетка гранул (рис. 10.1, *в*), по которой возникает металлическая электропроводность, а эффект ГМС значительно снижается.

Экспериментально установлено, что пороговые значения объемной доли x металлической фазы, при которых возникает сплошная проводящая сетка, находится в пределах $x = 0,5 \dots 0,6$.

Основные применения материалов с эффектом ГМС – это создание высокочувствительных головок для считывания информации с магнитных носителей (магнитные ленты, магнитные диски), а также создание сверхчувствительных датчиков напряженности магнитного поля.

10.2. Описание установки

В данной лабораторной работе исследуется эффект ГМС на четырех образцах композиционного материала, в которых металлические гранулы кобальта Со находятся в диэлектрической матрице Al_2O_3 .

Пленки композиционного материала нанесены на керамические подложки размером 6×3 мм и на них нанесены платиновые контакты.

Объемная доля металлической фазы кобальта x возрастает от образца к образцу (табл. 10.1), что позволяет моделировать ситуации, показанные на рис. 10.1: уединенные (квазиизолированные) гранулы (образец № 1); частично контактирующие гранулы (образцы № 2, 3); сплошная сетка контактирующих гранул (образец № 4).

Все четыре образца закреплены на держателе, который перемещается вращением ручки «Регулирование напряженности магнитного поля H » в зазоре между полюсами магнита. Значение напряженности поля при этом отмечено на шкале с подсветкой.

При этом вектор напряженности магнитного поля \vec{H} направлен не поперек, а вдоль пленки композита (между двумя контактами). Это обеспечивает большее влияние магнитного поля на сопротивление магниторезистивного элемента.

В лабораторной установке используется мостовая схема измерений зависимости сопротивления магниторезистивных элементов $R_n(H)$ от напряженности магнитного поля (рис. 10.2), где n – номер исследуемого образца.

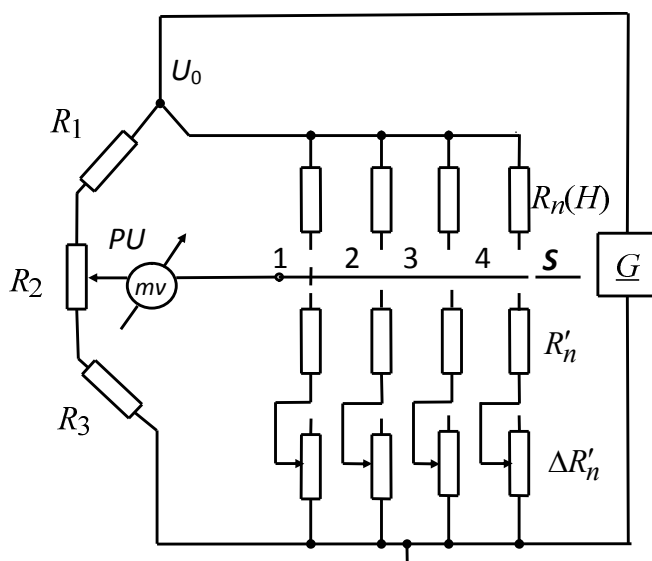


Рис. 10.2. Мостовая схема для снятия зависимостей сопротивлений магниторезистивных элементов, выполненных из гранулированных композитов, от напряженности магнитного поля

Мост питается от источника \underline{G} постоянного напряжения равного U_0 . Левое плечо моста содержит два постоянных резистора R_1 и R_3 , равных по сопротивлению, и включенный между ними переменный резистор R_2 для точной подстройки (балансировки) моста. При среднем положении движка резистора R_2 напряжение на выводе движка составляет половину напряжения питания моста $U_0/2$, и в дальнейшем это напряжение является опорным в измерениях зависимостей сопротивлений образцов $R_n(H)$ от напряженности магнитного поля.

В правое плечо моста включен набор из четырех магниторезистивных элементов $R_n(H)$ с разной объемной долей x кобальта в диэлектрической матрице Al_2O_3 . Объемная доля x для каждого из четырех образцов приведена в табл. 10.1. Каждый из испытуемых образцов, например, $R_1(H)$, с помощью переключателя S соединяется последовательно с двумя другими резисторами

R'_1 (постоянный, значение сопротивления которого внесено в табл. 10.1) и $\Delta R'_1$ (переменный) с отградуированной шкалой сопротивления на панели установки. Изменением сопротивления резистора $\Delta R'_1$ добиваются равенства суммы сопротивлений резисторов R'_1 и $\Delta R'_1$ сопротивлению испытуемого образца $R_1(H)$.

Это равенство обеспечивает баланс моста, который регистрируется *нулевым* показанием милливольтметра PU , включенного между выводом движка резистора R_2 и общим выводом переключателя S .

Если на испытуемый образец накладывается внешнее магнитное поле (перемещением ручки регулятора напряженности поля H), то сопротивление образца *уменьшается* и происходит разбаланс моста, который регистрируется показаниями милливольтметра.

Оценку значений относительного изменения сопротивления $\frac{\Delta R_n(H)}{R_n|_{H=0}}$ (называемого магниточувствительностью) можно произвести по формуле

$$\frac{\Delta R_n(H)}{R_n|_{H=0}} = 4 \frac{\Delta U}{U_0} \cdot 100\% \quad (10.1),$$

где ΔU – напряжение разбаланса, регистрируемое милливольтметром, а U_0 – напряжение питания моста, которое составляет 2,8 В.

При выполнении работы необходимо определить зависимости магниточувствительности образцов $R_n(H)$ от напряженности магнитного поля и от объемной доли кобальта в матрице Al_2O_3 .

10.3. Проведение испытаний

Включить установку тумблером в сеть. Нажав кнопку № 1 переключателя S , подключить первый магниторезистивный элемент в мостовую схему. Установить напряженность внешнего магнитного поля H равной нулю, а резистор «Точная подстройка нуля» – в среднее положение (белая отметка – наверх).

Провести балансировку моста, т. е. установку стрелки милливольтметра на нулевую отметку, поворотом ручки переменного резистора $\Delta R'_1$. Записать значение сопротивления $\Delta R'_{1|H=0}$ в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Значения сопротивлений	Испытуемые образцы и объемная доля кобальта x			
	№ 1 ($x = 0,36$)	№ 2 ($x = 0,42$)	№ 3 ($x = 0,48$)	№ 4 ($x = 0,51$)
R'_n , кОм	180	22	1,2	0,72
$\Delta R'_{n H=0}$, кОм				
$R_{n H=0}$, кОм				

Изменяя напряженность магнитного поля H от 0 до максимального значения 3 кЭ через 0,5 кЭ, измерить соответствующие значения напряжений разбаланса моста ΔU для первого образца. Данные занести в табл. 10.2.

Нажав кнопку № 2 переключателя S , подключить второй магниторезистивный элемент в мостовую схему. Вновь провести балансировку моста при $H = 0$ и записать значение $\Delta R'_{2|H=0}$ в табл. 10.1.

Таблица 10.2

Напряженность магнитного поля H , кЭ	Номер образца							
	№ 1		№ 2		№ 3		№ 4	
	ΔU , мВ	$\frac{\Delta R_1(H)}{R_1 _{H=0}}$, %	ΔU , мВ	$\frac{\Delta R_2(H)}{R_2 _{H=0}}$, %	ΔU , мВ	$\frac{\Delta R_3(H)}{R_3 _{H=0}}$, %	ΔU , мВ	$\frac{\Delta R_4(H)}{R_4 _{H=0}}$, %

Исследовать зависимость напряжения разбаланса моста ΔU от напряженности магнитного поля для второго образца. Данные занести в табл. 10.2.

Аналогичные измерения провести для третьего и четвертого образцов и полученные результаты внести в табл. 10.1 и 10.2.

10.4. Обработка результатов

1. По данным табл. 10.1 рассчитать значения сопротивлений четырех образцов при нулевой напряженности магнитного поля $R_{n|H=0}$, просуммировав значения сопротивлений постоянного и переменного резисторов:

$$R_{n|H=0} = R'_n + \Delta R'_{n|H=0}.$$

Внести значения $R_{n|H=0}$ в табл. 10.1 и построить зависимость сопротивления образцов $R_{n|H=0}$ от объемной доли кобальта x в диэлектрической матрице Al_2O_3 .

2. Используя (10.1), рассчитать значения магниточувствительности, т. е. относительного изменения сопротивления образцов $\frac{\Delta R_n(H)}{R_n|_{H=0}} \cdot 100 \%$, для различных значений напряженности магнитного поля. Результаты записать в табл. 10.2 и построить зависимости $\frac{\Delta R'_n(H)}{R_n|_{H=0}}$ от напряженности магнитного поля для четырех образцов.

3. По данными табл. 10.2. построить зависимость магниточувствительности образцов при максимальной напряженности магнитного поля $H = 3 \text{ кЭ}$ от объемной доли x кобальта в диэлектрической матрице Al_2O_3 . В отчете отметить состав материала, при котором наблюдается максимальная магниточувствительность.

10.5. Контрольные вопросы

1. Чем обусловлено возникновение зависимости сопротивления от напряженности магнитного поля в гомогенных материалах (проводниках, полупроводниках) и гранулированных нанокомпозитах?

2. Как изменяется структура гранулированных нанокомпозитов при изменении содержания металлической фазы?

3. Объясните зависимость магнитосопротивления от содержания металлической фазы в композите.

4. Как зависит магниточувствительность композита от содержания металлической (ферромагнитной) фазы в диэлектрической матрице материала? При какой структуре композита магниточувствительность оказывается максимальной?

5. Как изменяется магниточувствительность композита по мере увеличения напряженности магнитного поля H и приближения ее к значениям, вызывающим «полную» соориентацию магнитных моментов атомов в гранулах?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Золотухин И. В., Калинин Ю. Е., Стогней О. В. Новые направления физического материаловедения: учеб. пособие. Воронеж: Изд-во Воронежского гос. ун-та, 2000.

Материаловедение: учеб. для вузов / Б. Н. Арзамасов, В. И. Макарова, Г. Г. Мухин и др.; под общ. ред. Б. Н. Арзамасова, Г. Г. Мухина. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2008.

Сорокин В. С., Антипов Б. Л., Лазарева Н. П. Материалы и элементы электронной техники: в 2 т.: учеб. для вузов. Т. 1: Проводники, полупроводники, диэлектрики. Т. 2: Активные диэлектрики. Магнитные материалы. Элементы электронной техники. М.: Издательский центр «Академия», 2006.

Справочник по электротехническим материалам / под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. Т. 3. Л.: Энергоатомиздат, 1988.

Образовательные ресурсы Интернет

Э1. Материаловедение. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.materialscience.ru> (дата обращения: 01.10.2016).

Э2. Слайд-лекция по курсу «Материаловедение». [Электронный ресурс]. URL: http://metall-2006.narod.ru/metall_slaid_lekcia.html (дата обращения: 01.10.2016).

Э3. Лекции по материаловедению. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.referat.ru/referats/view/15625> (дата обращения: 01.10.2016).

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Правила выполнения лабораторных работ	4
1. Исследование электрических свойств проводниковых материалов.....	5
2. Исследование электрических свойств полупроводниковых материалов	14
3. Исследование фотоэлектрических свойств полупроводниковых материалов	24
4. Исследование параметров полупроводниковых материалов с помощью эффекта Холла	30
5. Исследование свойств диэлектрических конденсаторных материалов	36
6. Анализ потерь энергии в конденсаторах резонансным методом.....	43
7. Исследование свойств сегнетоэлектрических материалов	46
8. Исследование свойств металлических ферромагнитных материалов	56
9. Исследование свойств ферритов	67
10. Исследование эффекта гигантского магнитосопротивления	75
Список рекомендуемой литературы	82

Антипов Борис Львович
Виолина Галина Николаевна
Гарькин Лев Николаевич
Кальнин Андрей Александрович
Лазарева Нина Павловна
Максимов Александр Иванович
Марасина Лариса Алексеевна
Мирошкин Владимир Петрович
Тарасов Сергей Анатольевич

**Материалы электронной техники.
Лабораторный практикум**

Учебное пособие

Редактор Н. Ю. Меньшенина

Подписано в печать 24.11.17. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Печ. л. 5,25.
Гарнитура «Times New Roman». Тираж 247экз. Заказ 153

Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5