

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины

Н. А. АЛЕШКЕВИЧ, С. Д. БАРСУКОВ

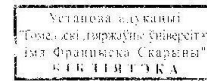
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Практическое пособие

по спецкурсу «Физические основы электроники»
для студентов физических специальностей



УК 8908



Гомель
ГГУ им. Ф. Скорины
2012

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМ. Ф. СКОРИНЫ

УДК 621.38:539.1.08(076)
ББК 32.85я73+32.842-5я73
А 497

Рецензенты:

кандидат физ.-мат. наук М. И. Сергиенко;
кафедра оптики учреждения образования «Гомельский
государственный университет имени Ф. Скорины»

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
учреждения образования «Гомельский государственный
университет имени Франциска Скорины»

Алешкевич, Н. А.
А 497 Физические основы электроники: практ. пособие /
Н. А. Алешкевич, С. Д. Барсуков; М-во образования РБ,
Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины – Гомель: ПГУ
им. Ф. Скорины, 2012. – 48 с.
ISBN 978-985-439-717-7

В практическом пособии по спецкурсу «Физические основы
электроники» излагаются основы физики твердого тела, рассматриваются
физические принципы работы элементов электронных устройств, методы
измерения электрических параметров материалов, применяемых в
электронной технике.

Практическая часть содержит подробное описание 7 лабораторных
работ.

Адресовано студентам физических специальностей.

УДК 621.38:539.1.08(076)
ББК 32.85я73+32.842-5я73

ISBN 978-985-439-717-7

© Алешкевич Н. А., Барсуков С. Д., 2012
© УО «Гомельский государственный
университет имени Ф. Скорины», 2012

Содержание

Введение	4
Тема 1 Изучение свойств активных пьезоэлектриков.....	5
Тема 2 Изучение свойств р-п перехода.....	9
Тема 3 Изучение физических принципов эффекта Холла.....	13
Тема 4 Изучение методов измерения удельного сопротивления полупроводников.....	19
Тема 5 Изучение свойств фазовых переходов в сегнетоэлектриках.....	27
Тема 6 Измерение удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау.....	32
Тема 7 Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников.....	37
Литература	46

Введение

Интенсивное развитие электроники связано с появлением новых разнообразных полупроводниковых приборов и интегральных микросхем, которые находят широкое применение в вычислительной технике, космонавтике, автоматике, радиотехнике, телевидении, в установках измерительной техники и др. Существенно преобразовалась полупроводниковая электроника, в которой все более используются сложные структуры из материалов различной природы.

Спецкурс «Физические основы электроники» является одной из дисциплин специализации «Физическая метрология и автоматизация эксперимента» и является продолжением курса «Строение и методы исследования вещества». В рамках данного курса рассматриваются основные вопросы, касающиеся особенностей электронного строения кристаллических веществ, рассматриваются природа проводимости, физические явления при контактах разнородных материалов. Дается обзор основных эффектов, имеющих место при взаимодействии полупроводниковых и диэлектрических материалов с электромагнитными и световыми полями. Рассмотрены физические принципы работы электронных устройств и вопросы измерения параметров материалов электронной техники.

Для будущих специалистов в области физической метрологии здесь открываются широкие возможности для деятельности. Основной задачей настоящего лабораторного практикума является освоение методов измерения основных характеристик материалов электронной техники и умение определять их свойства и область применения.

Теоретические сведения, приведенные в пособии, основаны на материале лекций спецкурса «Физические основы электроники». Практическая его часть содержит подробное описание семи лабораторных работ. Теоретические разделы написаны достаточно подробно, что позволяет использовать настоящее руководство и на тех стадиях учебного процесса, когда студенты еще не прослушали весь лекционный курс. После изложения теоретических основ темы следуют вопросы для самоконтроля.

В описаниях лабораторных работ традиционно указаны цели работы, используемые материалы и оборудование, схемы и краткие характеристики приборов и установок, последовательность действий при подготовке и проведении измерений. Наличие рисунков и схем приборов, используемых в лабораторных работах, делает материал пособия иллюстрированным и доступным к практическому использованию в рамках аудиторной и самостоятельной работы студентов. В конце практического пособия приведен список литературных источников по изложенным в пособии темам и вопросам, рассматриваемым в рамках спецкурса «Физические основы электроники».

Тема 1. Изучение свойств активных пьезоэлектриков

1. Активные диэлектрики, пьезоэлектрики.
2. Пьезоэлектрический эффект.
3. Кварцевые резонаторы.
4. Резонанс механический и электрический.

Основные понятия по теме

Активными диэлектриками, или управляемыми диэлектриками, принято называть такие диэлектрики, свойства которых существенно зависят от внешних условий – температуры, давления, напряженности поля и так далее. Такие диэлектрики могут служить рабочими телами в разнообразных датчиках, преобразователях, генераторах, модуляторах и других активных элементах.

К активным диэлектрикам относят сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, электреты, суперионные проводники и др. Строгая классификация активных диэлектриков невозможна, поскольку один и тот же материал может проявлять признаки различных активных диэлектриков. Так, сегнетоэлектрики часто сочетают свойства пьезоэлектриков. Кроме того, нет резкой границы между активными и пассивными диэлектриками. Один и тот же материал в зависимости от условий эксплуатации может выполнять либо функции пассивного изолятора, либо активные функции преобразующего или управляющего элемента.

Пьезоэлектрики – это вещества с сильно выраженным пьезоэлектрическим эффектом. Прямым пьезоэлектрическим эффектом называют явление поляризации диэлектрика под действием механических напряжений. При обратном пьезоэффекте происходит изменение размеров диэлектрика под действием приложенного электрического поля. В различных пьезопреобразователях используют кристаллы кварца, сульфата лития, сегнетовой соли, ниобата и танталата лития. Широко применяется керамика на основе твердых растворов цирконата – титаната свинца (сокращенно ЦТС).

Кварцевые резонаторы являются устройствами, использующими пьезоэлектрический эффект для возбуждения механических колебаний упругой пьезопластины. При совпадении частоты приложенного электрического напряжения с собственной частотой пластины амплитуда ее колебаний резко возрастает. Это позволяет получить резонаторы очень высокой добротности ($Q \sim 10^3 \cdot 10^4$, для LC-фильтра добротность не превышает 10^2 , у пьезокерамического фильтра – не более 10^3).

Кварц является ярко выраженным пьезоэлектриком из-за того, что у кристалла отсутствуют плоскости и центр симметрии. Кристаллическая структура кварца представляет собой каркас из кремнеземных тетраэдров. Эти тетраэдры расположены винтообразно с правым или левым ходом по отношению к главной оси кристалла, поэтому различают правые и левые структурно-морфологические формы кристаллов, которые различаются внешне по симметрии расположения некоторых граней. Обладая высокой температурной стабильностью и низкой долговременной нестабильностью частоты (10^{-6} .. 10^{-7}), кварцевые резонаторы применяются в генераторах опорных частот, в управляемых по частоте генераторах, а также в селективных устройствах: фильтрах, частотных дискриминаторах и т. д.

Резонаторы для низкочастотной аппаратуры имеют вид, представленный на рисунке 1.1. Кварцевая пластина 1 закреплена в стеклянном корпусе 2. Сигнал подводится по проводникам 3. На основание пластины 3 (рисунок 1.2) нанесены контактные площадки 1, к которым припаяны проводники 2. Электрический сигнал подводится к паре контактов, которые расположены на одной стороне пластины (первая пара контактов). Из-за пьезоэлектрических свойств кварца пластина колеблется, и это, в свою очередь, приводит к возникновению разности потенциалов на пластинах, расположенных на обратной стороне пластины (вторая пара контактов). На определенной частоте, которая определяется геометрическими параметрами пластины, возникает механический резонанс, и амплитуда сигнала, снимаемого со второй пары контактов, резко возрастает. Данная частота называется *частотой резонанса*. Данное свойство кварцевых пластин используется в частности для стабилизации частоты в генераторах радиостанций, работающих в диапазоне длинных и средних волн.

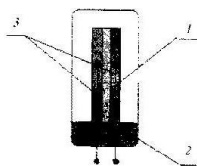
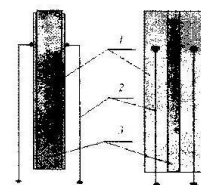


Рисунок 1.1 – Кварцевый резонатор для низкочастотной аппаратуры
1 – пластина с нанесенными контактами; 2 – стеклянный корпус;
3 – электрические проводники.

6



1 – контакты; 2 – выводы; 3 – кварцевая пластина

Рисунок 1.2 – Пластина низкочастотного кварцевого резонатора

Вопросы для самоконтроля

1. Какова структура кристаллов кварца и их электромеханические свойства?
2. В чем заключается принцип работы кварцевого резонатора?
3. Как применяются кварцевые резонаторы?
4. От каких параметров зависит резонансная частота?
5. Каков принцип работы установки для определения АЧХ?

Лабораторная работа 1

Исследование свойств активных пьезоэлектриков

Цель работы: освоение принципов работы кварцевого резонатора, экспериментальное изучение его частотной характеристики и электрических параметров.

Приборы и принадлежности: двулучевой осциллограф, низкочастотные кварцевые резонаторы, генератор низкой частоты, испытательный стенд.

Описание установки

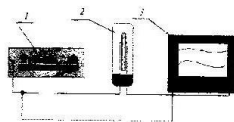
Собрать лабораторную установку для изучения характеристик кристалла кварца (рисунок 1.3).

С выхода генератора 1 сигнал подается на вход «1» двулучевого осциллографа 3. На вход «2» осциллографа подается сигнал, прошедший через кварцевый резонатор 2. При неизменной амплитуде сигнала (на входе

7

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

«1») с изменением частоты изменяется амплитуда сигнала на входе «2». Это фиксируется на экране осциллографа. На частоте резонанса амплитуда сигнала на входе «2» значительно превышает начальную. Дальнейшее увеличение частоты приводит к уменьшению амплитуды.



1 – генератор; 2 – резонатор; 3 – двухлучевой осциллограф

Рисунок 1.3 – Установка для снятия АЧХ резонатора

Ход работы

1. Включить осциллограф и генератор, дать им прогреться в течение 15 минут.
2. Плавно изменяя частоту сигнала, подаваемого на вход резонатора, определить его резонансную частоту. Результаты измерений занести в таблицу 1.1:

Таблица 1.1

Частота F , кГц	Амплитуда U , В								

3. Построить график зависимости амплитуды колебаний на выходе резонатора от частоты.
4. По разности сигналов на входе и выходе определять ослабление сигнала в пластине кварца на различных частотах.
5. Определить время задержки сигнала по смещению h полуволи сигнала на экране осциллографа: $\tau = hn$, где n – коэффициент развертки, $ms/дел$. Рассчитать погрешность определения времени задержки.
6. Рассчитать скорости движения акустических волн в пластине кварца: $V = l/\tau$, где l – расстояние между электродами входного и выходного преобразователей. Рассчитать погрешность определения скорости.
7. Проанализировать результаты и сделать выводы.

Тема 2. Изучение свойств p - n перехода

1. Полупроводники с собственной и примесной типами проводимости.
2. Электронно-дырочный переход.
3. Свойства p - n перехода в электрическом поле.
4. Полупроводниковый диод.

Основные понятия по теме

Обычно электронно-дырочный переход создают внутри полупроводника путем введения в одну его часть акцепторной примеси, а в другую – донорной. Тогда одна область имеет дырочную проводимость, а другая – электронную. Переход между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводимость n -типа (электронную), а другая p -типа (дырочную), называется электронно-дырочным переходом (p - n -переходом).

При контакте полупроводников разного типа проводимости вследствие диффузии из n -слоя в p -слой переходит большее число электронов, чем в обратном направлении, а из p -слоя в n -слой переходит большее число дырок, чем в обратном направлении. Возникающее при этом в области контакта электрическое поле будет тормозить дальнейший переход электронов из n -слоя и дырок из p -слоя. Через короткий промежуток времени (практически мгновенно) напряженность поля E_x в контакте достигает такого значения, при котором наступает равновесие (рисунок 2.1). В результате диффузии электронов и дырок через границу контакта в n -области, у границы перехода, на расстоянии d_n остаются нескомпенсированные положительно ионизированные доноры и неравновесные дырки (область у границы n -полупроводника заряжается положительно); в p -области, у границы перехода, на расстоянии d_p остаются нескомпенсированные отрицательно ионизированные акцепторы и неравновесные электроны (область у границы p -полупроводника заряжается отрицательно).

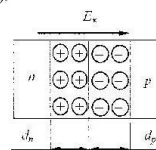


Рисунок 2.1 – Схема образования электронно-дырочного перехода

В области p - n перехода возникает двойной электрический слой (запирающий слой) и электрическое поле, препятствующее диффузионному переходу основных носителей. Это поле приводит к появлению дрейфового тока неосновных носителей: из p -области в n -область электронов, а из n -области в p -область дырок. Таким образом, через p - n переход протекают четыре тока: два диффузионных и два дрейфовых. При установившемся режиме (динамическом равновесии) общий ток через p - n переход равен нулю.

Если от внешнего источника напряжения к n -слою подвести отрицательный потенциал, а к p -слою – положительный, то при этом внешнее поле напряженностью E_0 в области контакта будет направлено противоположно контактному E_K . Поэтому напряженность результирующего поля ($E = E_K - E_0$) уменьшается. При некоторой величине подводимого к p - n переходу напряжения $E = 0$ и $E_K = E_0$ – запирающий слой исчезает. Если изменить полярность подводимого напряжения, то внешнее и контактное поля в запирающем слое будут совпадать по направлению и напряженность результирующего поля в контакте возрастет, т. е. $E = E_0 + E_K$. Поэтому толщина и удельное сопротивление запирающего слоя возрастут.

На этом основано выпрямительное свойство p - n перехода, которое получило практическое применение в устройстве полупроводниковых диодов. Двухэлектродный прибор, основу которого составляет p - n переход, называется *полупроводниковым диодом*. Возможности полупроводникового диода как выпрямителя переменного тока характеризуются величиной допустимого выпрямленного тока и величиной допустимого обратного напряжения, определяющего величину максимального выпрямленного напряжения. Выпрямительные свойства полупроводникового диода зависят от частоты подаваемого на него напряжения. С повышением частоты напряжения начинает проявляться частотная зависимость параметров диода. При синусоидальном напряжении на диоде знак напряжения периодически изменяется. Если напряжение менять медленно, то при каждом значении напряжения успевает установиться соответствующее ему стационарное распределение носителей и ток через p - n переход определяется тем напряжением, которое приложено в данный момент. Во время положительного полупериода (прямого смещения) происходит инжекция носителей заряда через p - n переход, и накопленные заряды не исчезают мгновенно, а сохраняются в течение некоторого времени, необходимого для рекомбинации.

Если к полупроводниковому диоду приложено переменное напряжение такой частоты f , что полупериод меньше, чем время рекомбинации τ , то дырки, инжектированные за положительный полупериод в

n -область, и электроны, инжектированные в p -область, возвращаются назад во время обратного полупериода, когда напряжение на p - n переходе понижается.

Наличие высокой концентрации неосновных носителей вблизи p - n перехода резко уменьшает его обратное сопротивление в начальный момент отрицательного напряжения. По мере уменьшения концентрации неосновных носителей вблизи p - n перехода наблюдается постепенное увеличение обратного сопротивления.

Когда обратное напряжение диода достигает определенного критического значения, ток диода начинает резко возрастать. Это явление называется *пробоем диода*. Различают два основных вида пробоя p - n перехода: электрический и тепловой. В обоих случаях резкий рост тока связан с увеличением количества носителей тока в переходе. Выпрямительные полупроводниковые диоды обладают рядом достоинств по сравнению с ламповыми диодами: длительным сроком службы, отсутствием накальных цепей, высоким КПД и др.

Вопросы для самоконтроля

1. Объясните механизм возникновения запирающего слоя при контакте полупроводников p - и n -типа?
2. Какова роль основных и неосновных носителей тока в работе p - n перехода?
3. Объясните особенности ВАХ полупроводникового диода?
4. Каковы возможные механизмы пробоя p - n перехода?
5. Каковы преимущества и недостатки полупроводниковых диодов, по сравнению с вакуумными диодами?
6. Какими параметрами характеризуются выпрямительные диоды?

Лабораторная работа 2

Изучение свойств электронно-дырочного перехода

Цель работы: изучить физическую природу и свойства p - n перехода. Исследовать вольт-амперную характеристику и зависимость коэффициента выпрямления от напряжения.

Приборы и принадлежности: лабораторный стенд для исследования ВАХ диода и стабилитрона, источник питания, комбинированные цифровые измерительные приборы.

Описание установки

Электрическая схема установки для изучения вольт-амперной характеристики диода изображена на рисунке 2.1. Она включает в себя:

- стабилизированный источник с регулировкой напряжения от 0 до 1 В;
- переключатели (тумблеры) SA1 (питание) и SA2 («прямое направление» и «обратное направление»);
- исследуемый диод VD (диод Д9Б германиевый точечный низкоомный с техническими характеристиками, указанными в паспорте);
- цифровой вольтметр V (вольтметр В7-35 с автоматическим переключением шкалы с V на mV);
- цифровой миллиамперметр А (В7-35 с автоматическим переключением шкалы с mA на μA);
- потенциометр R1 («Регулировка напряжения»);
- сопротивления R2 и R3 (монтажированы в схему установки).

При измерениях в прямом направлении к диоду подводится напряжение не выше 1В, при этом ток измеряется в миллиамперах. При измерении в обратном направлении напряжение на диоде не должно превышать 2,5 В, а ток измеряется в микроамперах.

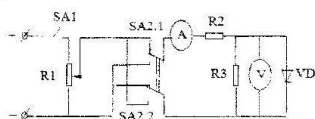


Рисунок 2.1 – Схема установки для изучения вольт-амперной характеристики диода.

Ход работы

1. Включить тумблер «СЕТЬ». При этом должны загореться сигнальная лампочка «СЕТЬ» и цифровые табло на приборах В7-35.
2. Тумблер SA2 установить в положение «Прямое направление». При этом потенциометр R1 должен находиться в крайнем левом положении.
3. Снять зависимость $I \sim f(U)$ в прямом направлении. Для этого измерять величину тока несколько раз (конкретное число измерений задано в таблице) в интервале напряжений от 0 до 1,0В. Результаты занести в таблицу 2.1;

12

Таблица 2.1

U, В	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
I, mA										

4. Тумблер SA2 установить в положение «Обратное направление».
5. Вращая потенциометр R1, установить напряжение 1,0 В.
6. Снять зависимость $I \sim f(U)$ в обратном направлении в интервале напряжений от 0 до 1В, измеряя величину тока несколько раз (конкретное число измерений задано в таблице). Результаты занести в таблицу 2.2;

Таблица 2.2

U, В	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
I, μA										

7. Построить вольт-амперную характеристику диода Д9Б (для прямого и обратного включения в различных масштабах тока).
8. Вычислить значения коэффициента выпрямления при различных значениях напряжения U (0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0 В) по формуле: $K = \frac{I_{\text{прям}}}{I_{\text{обр}}}$. Результаты занести в таблицу 2.3;

Таблица 2.3

U, В	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
K										

9. Построить график зависимости коэффициента выпрямления от напряжения $K \sim f(U)$.
10. Проанализировать результаты и сделать выводы.

Тема 3. Изучение физических принципов эффекта Холла

1. Гальваномагнитные явления в полупроводниках.
2. Продольные и поперечные гальваномагнитные явления.
3. Физические принципы эффекта Холла.
4. Измерение ЭДС Холла.

Основные понятия по теме

Сущность эффекта Холла заключается в появлении поперечного электрического поля в образце полупроводника, помещенного в перпендикулярное магнитное поле, при пропускании вдоль него электрического тока.

13

Рассмотрим брусок полупроводника *n*-типа проводимости прямоугольной формы, по которому протекает ток *I* под действием электрического поля *E* (рисунок 3.1).

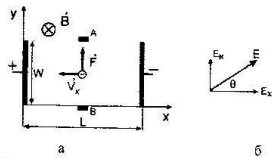


Рисунок 3.1 – Возникновение поля Холла (а) и результирующее электрическое поле в образце (б)

Плотность этого тока \vec{j} определится формулой

$$\vec{j} = qn\vec{V}_d = \sigma\vec{E}_x, \quad (3.1)$$

где *q* – заряд электрона;

n – концентрация электронов;

\vec{V}_d – скорость электронов в электрическом поле \vec{E}_x ;

σ – удельная проводимость полупроводника.

Поместим теперь образец в магнитное поле с индуктивностью *B*, перпендикулярной плоскости рисунка и направлению электрического поля. При этом на носители тока в образце начинает действовать сила Лоренца

$$\vec{F}_L = \pm q[\vec{V}_d \cdot \vec{B}], \quad (3.2)$$

направленная перпендикулярно дрейфовой скорости \vec{V}_d и индукции магнитного поля *B*, причем знак (+) соответствует дырке, а знак (-) электрону.

С другой стороны, дрейфовую скорость \vec{V}_d можно записать в виде

$$\vec{V}_d = \pm \mu \vec{E}_x, \quad (3.3)$$

где (+) соответствует дырке; (-) – электрону, в результате чего

$$\vec{F}_L = q\mu[\vec{E}_x \cdot \vec{B}], \quad (3.4)$$

т. е. направление силы Лоренца не зависит от знака носителя, а значит, и электроны, и дырки под действием силы Лоренца будут

отклоняться в одну сторону (к точке А на рисунке 3.1, а). Полученный результат становится очевидным, если учесть, что при изменении знака носителя меняется и направление его движения в электрическом поле. Из вышесказанного следует, что в полупроводнике *n*-типа проводимости и основные, и неосновные носители отклоняются к точке А и накапливаются около нее, но поскольку основных носителей много больше, чем неосновных, то в точке А будет избыток электронов, а в точке В их недостаток. Таким образом, между точками А и В возникает дополнительное электрическое поле, направленное от В к А. Возникающее электрическое поле перпендикулярно как вектору магнитной индукции, так и направлению протекания тока и носит название поля Холла (\vec{E}_H). Поле будет расти до тех пор, пока не скомпенсирует силу Лоренца

$$-q\vec{E}_H = q[\vec{V}_d \cdot \vec{B}] \quad (3.5)$$

После достижения этого условия носители потекут по полупроводнику только под действием внешнего электрического поля, т. е. магнитное поле при этом как бы отсутствует. Однако суммарная напряженность поля в образце станет $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_H$, а ее вектор окажется повернут относительно исходного поля на некоторый угол θ , называемый углом Холла (рисунок 3.1, б). В результате этого эквипотенциальные поверхности также оказываются повернутыми относительно силовых линий тока на тот же угол, и точки А и В окажутся теперь на разных эквипотенциальных поверхностях, следовательно, между ними возникнет разность потенциалов, называемая ЭДС Холла или холловским напряжением, которое в случае $\vec{V}_d \perp \vec{B}$ и с учетом (1) запишется в виде:

$$U_H = E_H b = -V_x B b = \frac{1}{qn} j B b = R_H j B b, \quad (3.6)$$

где *b* – ширина образца;

$R_H = \frac{1}{qn}$ – постоянная Холла, определяемая концентрацией основных носителей тока в полупроводнике.

Для полупроводника *n*-типа она определяется приведенной формулой и имеет знак минус, а для полупроводника *p*-типа она положительна и запишется как $R_H = \frac{1}{qp}$.

Электрический ток в веществе обуславливается направленным движением носителей тока: ионов и электронов в электролитах, электронов

проводимости в металлах, электронов и дырок в полупроводниках. Некоторые сведения о природе носителей тока и их количественных характеристиках (знак заряда, концентрация) можно получить с помощью соотношений, описывающих явление Холла.

Рассмотрим тонкую пластинку, изготовленную из германия, длина которой значительно превышает ширину и толщину. Пропустим через нее в продольном направлении ток I . Так как носители тока в ней имеют положительный знак (дырки), то под действием электрического поля источника носители тока будут двигаться по полю (слева направо). Сила тока вдоль пластинки определяется выражением:

$$I = qn v S, \quad (3.7)$$

- где q – заряд носителя тока;
 n – концентрация носителей;
 v – средняя скорость направленного движения носителей тока;
 S – площадь сечения пластинки.

При наличии однородного магнитного поля, перпендикулярного большой плоскости пластинки, на носитель тока в ней будет действовать сила Лоренца:

$$\vec{F}_L = qv \vec{B}, \quad (3.8)$$

Под действием этой силы происходит дрейф носителей тока (дырок) и на одной из боковых граней накапливается избыточный положительный заряд, что приводит к возникновению поперечного электрического поля напряженностью E_x . Со стороны этого поля на носитель тока действует кулоновская сила, направленная противоположно силе Лоренца $F_L = Eq$. Дрейф носителей тока поперек пластины происходит до тех пор, пока обе силы не станут численно равными $F_L = F_x$. Вследствие этого между электродами появляется разность потенциалов $\Delta\phi$ – холловская разность потенциалов (ЭДС Холла). Явление возникновения поперечной разности потенциалов в сплошном проводнике (или полупроводнике) с током, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное току, называется *эффектом Холла*.

Электрическое поле поверхностных зарядов в первом приближении можно считать однородным, тогда

$$E_H = \frac{\Delta\phi}{b}, \quad (3.9)$$

где b – ширина пластины (расстояние между точками 1 и 2).

16

Из формулы (1) найдем скорость, подставим в выражение (2) и с учетом соотношений (3) – (5) получим выражение для холловской разности потенциалов

$$\Delta\phi = \frac{1}{qn} \frac{IBb}{S}. \quad (3.10)$$

Величина $R = \frac{1}{qn}$ носит название *постоянной Холла*. Величины $\Delta\phi$, I , b , S измеряются экспериментально. Если величина заряда носителя тока известна (обычно $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), то, учитывая, что $S = bd$ (d – толщина пластинки), можно определить концентрацию носителей тока в пластинке

$$n = \frac{1}{q \Delta\phi} \frac{IB}{d}. \quad (3.11)$$

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется электрическим током? Как он реализуется в проводниках, электролитах и полупроводниках?
2. Как определяется плотность тока?
3. Какой характер движения зарядов в магнитном поле? Чему равна сила Лоренца и как она направлена?
4. В чем заключается сущность эффекта Холла?
5. Как экспериментально определяется концентрация носителей тока с использованием эффекта Холла.
6. От чего зависит постоянная Холла?

Лабораторная работа 3 Изучение эффекта Холла

Цель работы: изучение физических принципов эффекта Холла и экспериментальное измерение ЭДС Холла.

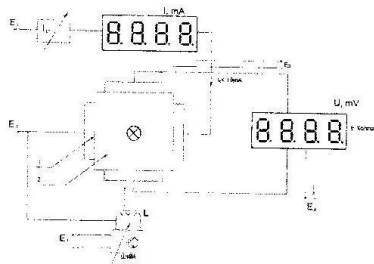
Приборы и принадлежности: лабораторная установка, исследуемый образец, содержащий плоскопараллельную пластинку из германия с размерами: $l = 1,5$ мм; $b = 1$ мм; $d = 0,2$ мм (датчик Холла), помещен в зазор электромагнита.

Описание установки

Схема лабораторного стенда для изучения гальваномагнитных явлений в полупроводниках представлена на рисунке 3.2.

Установка адукацыі
 "Гомельскі дзяржаўны ўніверсітэт
 імя Фрыдрыка Скарыны"
 БІБЛІЯТЭКА

17



1 – обкладки ячейки Холла; 2 – кристалл полупроводника;
L – соленоид; I_0 – генератор тока; ШИМ – регулятор тока через соленоид
Рисунок 3.2 – Структурная схема лабораторного стенда

Основные элементы лабораторного стенда: ячейка Холла; регулятор тока через ячейку Холла; регулятор тока электромагнита; милливольтметр для измерения ЭДС Холла и падения напряжения на ячейке; миллиамперметр для измерения тока, протекающего через ячейку Холла; блок питания.

Магнитное поле создается электромагнитом. Индукция магнитного поля в зазоре электромагнита определяется по градуировочному графику зависимости индукции магнитного поля B от силы тока в цепи электромагнита. Величина этого тока устанавливается с помощью потенциометра и контролируется миллиамперметром. Градуировочный график представлен на рисунке 3.3.

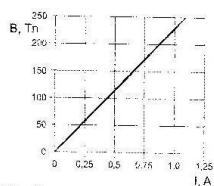


Рисунок 3.3 – Градуировочный график для расчета индукции магнитного поля

Ход работы

1. Потенциометры поставить на минимальное значение.
2. Подключить установку к сети и включить питание схемы.
3. Подать напряжение на потенциометр R и по миллиамперметру установить в пластинке ток I , равный 10 мА.
4. Включить питание электромагнита I_0 от 0 до 0,6 А через 0,1 А, каждый раз записывая значения холловской разности потенциалов $\Delta\phi$, отсчитанные по милливольтметру в мВ. Результаты измерений занести в таблицу 3.1:

Таблица 3.1

№ измерения	I, A	I_0, A	B, T	$\Delta\phi, B$	n, m^{-3}	n, m^{-3}	$\Delta n, m^{-3}$

5. Установить другое значение тока I через пластинку по п. 3, например 20 мА, и повторить все измерения по п. 4.
6. Определить значение индукции B по градуировочному графику (см. рисунок 3.2) для каждого измеренного значения тока I_0 и занести в таблицу.
7. Вычислить по формуле (10) значения концентрации носителей тока n в германиевой пластинке, принимая $q = 1,6 \cdot 10^{19}$ Кл.
8. Вычислить среднее значение концентрации носителей тока n , отклонения от среднего Δn , среднюю квадратичную ошибку и доверительный интервал A для $P = 0,95$.
9. Проанализировать результаты и сделать выводы.

Тема 4. Изучение методов измерения удельного сопротивления полупроводников

1. Исследование электрических свойств полупроводников.
2. Зондовый метод изучения проводимости полупроводников.
3. Двух и четырехзондовый метод измерения.
4. Погрешности зондовых методов.

Основные понятия по теме

При исследовании электрических свойств полупроводников и производстве полупроводниковых материалов, структур и приборов возникает необходимость измерения удельного электрического сопротивления

или удельной электрической проводимости полупроводниковых материалов в виде монокристаллических слитков, образцов различной геометрической формы, пластин, диффузионных, эпитаксиальных и ионно-легированных слоев, составляющих часть полупроводниковых структур. Измерение удельного сопротивления осуществляется не только для установления его значения, но также для определения других важных параметров полупроводникового материала на основе теоретических расчетов или дополнительных экспериментальных данных.

Многие методы измерения удельного электрического сопротивления полупроводниковых материалов основаны на измерении разности электрических потенциалов на некотором участке образца, через который пропускается электрический ток. Исторически одним из первых методов измерения удельного сопротивления был двухзондовый метод, применявшийся для измерения удельного сопротивления металлов. Измерения с помощью методов, для которых необходима строго определенная геометрия образца, сопряжены со значительными затратами времени, главным образом на изготовление образцов и контактов к ним. Для быстрого измерения удельного сопротивления используют четырехзондовый метод, метод сопротивления растекания точечного контакта, а также метод Ван-дер-Пау. Указанные методы удобны, позволяют выполнять измерения не только на однородных образцах, но и на диффузионных, эпитаксиальных и ионно-легированных слоях, а также исследовать пространственное изменение удельного сопротивления. Для зондовых методов силовые линии напряженности электрического поля не параллельны и распределены неоднородно по сечению образца, ввиду чего сначала необходимо теоретически рассчитывать распределение электрического потенциала в образце, а затем находить взаимосвязь между удельным сопротивлением и измеряемыми величинами – током и напряжением.

При использовании зондовых методов нужен непосредственный контакт с полупроводниковым образцом. Поэтому эти методы приводят к разрушению образцов. Например, при измерениях четырехзондовым методом или методом сопротивления растекания металлические зонды разрушают поверхность образца; для применения же метода Ван-дер-Пау необходимо создание четырех контактов. Поэтому существует потребность в методах измерения, не требующих непосредственного контакта с образцом и получивших название *бесконтактных*. Имеется несколько подходов к осуществлению бесконтактных измерений.

Двухзондовый метод применяют для измерения удельного сопротивления образцов, имеющих правильную геометрическую форму и постоянное поперечное сечение. При этом на торцевых гранях образца,

например в виде прямоугольной пластины, изготавливают омические контакты. Через эти контакты вдоль образца пропускают электрический ток. На одной из поверхностей образца вдоль линий тока устанавливают два контакта в виде металлических игловок зондов, имеющих малую площадь соприкосновения с поверхностью и позволяющих измерить разность потенциалов. Если образец однороден, то его удельное сопротивление $\rho = U_{12}S/Is$, где I – сила тока, протекающего через образец, U_{12} – разность потенциалов между измерительными или потенциальными зондами, s – расстояние между зондами, S – площадь поперечного сечения.

Ток через образец подается от регулируемого источника постоянного тока, гарантирующего достаточную его стабильность во времени. Сила тока измеряется миллиамперметром, разность потенциалов – электронным цифровым вольтметром с высоким входным сопротивлением.

Погрешность измерений напряжения и тока при использовании приборов с цифровой индикацией не превышает 0,1 %. Однако систематическая погрешность измерения напряжения между потенциальными зондами зависит от сопротивления контакта зонда с образцом, которое может в 10^2 – 10^4 раз превышать сопротивление образца. Чтобы устранить влияние сопротивлений контактов на результаты измерений, необходимо предельно уменьшить протекающий через них ток. Для этого используют вольтметры с высоким входным сопротивлением (10^8 Ом и больше), причем сопротивление изоляции каждого из зондов относительно любого элемента измерительной установки должно быть много больше этого значения.

Случайная составляющая относительной погрешности измерений, обусловленная невоспроизводимостью расстояния между зондами при независимой фиксации каждого из зондов со среднеквадратическим отклонением Δs , определяется соотношением $\delta\rho/\rho = 1,41(\Delta s/s)$ при доверительной вероятности $P = 0,95$.

На контакте металл-полупроводник при протекании электрического тока может возникнуть ряд физических эффектов и явлений, которые вносят существенную погрешность в результаты измерений. Основными из них являются: инжекция носителей заряда контактом, влияющая на проводимость образца; эффект Шельфье, приводящий к возникновению градиента температуры на образце и соответствующей этому градиенту термо – ЭДС; нагрев образца электрическим током, протекающим через образец.

Четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления полупроводников является самым распространенным. Кроме высоких метрологических показателей преимущество четырехзондового метода

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

состоит в том, что для его применения не требуется создания омических контактов к образцу, возможно измерение удельного сопротивления объемных образцов самой разнообразной формы и размеров, а также удельного сопротивления слоев полупроводниковых структур.

Рассмотрим теоретические основы четырехзондового метода измерения удельного сопротивления применительно к образцу, представляющему собой полубесконечный объем, ограниченный плоской поверхностью.

На плоской поверхности образца вдоль прямой линии размещены четыре металлических зонда с малой площадью соприкосновения (рисунок 4.1), расстояния между которыми S_1, S_2, S_3 . Через два внешних зонда 1 и 4 пропускают электрический ток I_{14} , на двух внутренних зондах 2 и 3 измеряют разность потенциалов U_{23} . По измеренным значениям разности потенциалов между зондами 2 и 3 и тока, протекающего через зонды 1 и 4, можно определить удельное сопротивление образца.

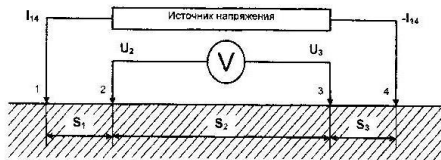


Рисунок 4.1 – Электрическая схема измерения удельного сопротивления

Чтобы найти аналитическую связь между удельным сопротивлением ρ , током I_{14} и напряжением U_{23} , необходимо сначала решить более простую задачу, связанную с протеканием тока через отдельный точечный зонд, находящийся в контакте с плоской поверхностью полупроводникового образца полу бесконечного объема.

Так как пространственное распределение электрического потенциала $U(r)$ в образце имеет сферическую симметрию, то для его определения достаточно решить уравнение Лапласа в сферической системе координат, в котором оставлен лишь член, зависящий от r :

$$\Delta U(r) = r^{-2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = 0, \quad (4.1)$$

при условии, что потенциал в точке $r = 0$ положителен и стремится к нулю при очень больших значениях r . Интегрирование этого уравнения

с учетом указанных граничных условий позволяет получить решение: $U(r) = -C/r$. Константу интегрирования можно вычислить из условия для напряженности электрического поля E при некотором значении $r = r_0$:

$$E(r_0) = -\left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=r_0} \quad (4.2)$$

Так как плотность тока, протекающего через полусферу радиусом r_0 , $j = I / (2\pi r_0^2)$, а в соответствии с законом Ома $j = E/\rho$, то окончательно получим $U(r) = I\rho / (2\pi r)$. Очевидно, что распределение потенциала будет таким же, когда форма контакта зонда с поверхностью образца имеет вид полусферы конечного диаметра.

Пусть радиус контакта равен r_1 . Тогда электрическое напряжение на образце равно электрическому потенциалу зонда:

$$U(r) = I\rho / (2\pi r_1) \quad (4.3)$$

Из сравнения напряжения на приконтактном слое толщиной $r_2 - r_1$ и напряжения на образце $U(r_2) - U(r_1) = I\rho(r_2 - r_1) / 2\pi r_1 r_2$ следует, что основное изменение потенциала происходит вблизи зонда. Это означает, что значение протекающего через зонд тока определяется главным образом сопротивлением приконтактной области, протяженность которой тем меньше, чем меньше радиус контакта.

Линейное расположение зондов на поверхности полупроводникового образца не является единственно возможным. Можно, например, использовать систему четырех зондов, расположенных по вершинам квадрата. В этом случае ток пропускают через зонды, образующие одну из сторон квадрата, например, через зонды 1 и 2, а напряжение измеряют на другой паре зондов 3 и 4. Используя соотношение (4.1), легко рассчитать, что при таком расположении зондов удельное сопротивление

$$\rho = 2\pi \frac{s}{2 - \sqrt{2}} \frac{U_{34}}{I_{12}} \quad (4.4)$$

Расположение зондов по вершинам квадрата обеспечивает снижение случайных ошибок в два раза. Это достигается за счет выполнения измерений при пропускании тока последовательно через каждую пару соседних зондов, изменения полярности приложенного напряжения и последующего вычисления среднего значения удельного сопротивления по результатам восьми измерений.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Методика измерения. Электрическая схема измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом представлена на рисунке 4.1. Ток I от регулируемого источника постоянного напряжения пропускается через зонды 1 и 4. Напряжение, возникающее при этом между зондами 2 и 3, регистрируется вольтметром V . Сила тока фиксируется миллиамперметром или находится путем измерения напряжения на эталонном резисторе, включенном последовательно в цепь зондов 1 и 4. Наименьший рабочий ток определяется возможностью измерения малых напряжений; наибольший рабочий ток ограничивается нагревом образца. Чтобы контактные сопротивления потенциальных зондов не влияли на результаты измерений, разность потенциалов необходимо фиксировать в отсутствие тока через них.

Измерения проводят с помощью цифровых вольтметров с высоким входным сопротивлением. В таком случае ток через измерительные зонды пренебрежимо мал, что позволяет отказаться от использования компенсационных методов измерения. Применение милливольтметра с входным сопротивлением порядка 10^8 Ом дает возможность измерять удельное сопротивление на слитках и пластинах кремния до 3 кОм/см.

Погрешность измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом определяется как составляющими погрешности входящих в формулы 4.3 или 4.4 величин, так и размером контактной площадки зонда, сопротивлением контактов, нестабильностью температуры образца, термо-ЭДС, освещенностью образца, инжекцией носителей заряда и др.

Различия в расстояниях между зондами ведет к погрешности измерения ρ . Если, например, каждый из зондов смещен относительно своего номинального положения на Δx_i , то относительная погрешность

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1}{4s} (3\Delta x_1 - 5\Delta x_2 + 5\Delta x_3 - 3\Delta x_4). \quad (4.5)$$

Когда конструкция зондовой головки допускает независимое смещение каждого зонда относительно своего номинального положения со среднеквадратическим отклонением Δs , то случайная погрешность измерения $\Delta \rho/\rho = 2,06(2\Delta s/s)$ при доверительной вероятности $0,95$.

Источником погрешности могут служить фотопроводимость и фото-ЭДС, возникающие под действием освещения и особенно сильно проявляющиеся в образцах с высоким удельным сопротивлением. Так как полупроводники имеют относительно высокий температурный коэффициент сопротивления, то при измерениях за счет протекания через образец тока может произойти не только локальный нагрев, но и повышение температуры всего образца. Поэтому для уменьшения нагрева образца

необходимо выбирать рабочий ток минимально возможным, а температуру образца поддерживать постоянной. Измерение разности потенциалов производят при двух направлениях тока и полученные значения усредняют, исключая таким способом продольную термо-ЭДС, возникающую на образце вследствие градиента температуры. Уменьшение рабочего тока одновременно снижает модуляцию проводимости образца, вызванную инжекцией носителей заряда при протекании тока. Рекомендуется использовать четырехзондовую измерительную головку с четырьмя линейно расположенными зондами из карбида вольфрама с межзондовым расстоянием $(1,3 \pm 0,01)$ мм и максимальным линейным размером рабочей площадки зонда не более 60 мкм. Усилие притяжения зонда к поверхности слитка составляет $0,5 - 2,0$ Н. Измерительные приборы обеспечивают измерение силы электрического тока с погрешностью не более $0,5\%$, а электрического напряжения – с погрешностью не более 1% при необходимом для правильного измерения входном сопротивлении. Предельные значения рабочих токов и измеряемых напряжений, а также входных сопротивлений в зависимости от удельного сопротивления кремния приведены в таблице 4.1:

Таблица 4.1

Удельное сопротивление ρ , Ом·см	Рабочий ток I , А	Измеряемое напряжение U , В	Входное сопротивление не менее R , Ом
10^3	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	10^7
10^2	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	10^4
10^{-1}	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	10^3
$1,0$	$8,2 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	10^6
10^1	$8,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	10^7
10^2	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	10^8
10^3	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^8$

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется удельной проводимостью полупроводников?
2. Как проявляется зависимость удельной проводимости полупроводников от температуры?
3. Охарактеризуйте четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления.
4. Охарактеризуйте двухзондовый метод измерения удельного сопротивления.
5. Какие преимущества и недостатки рассматриваемых методов?

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Лабораторная работа 4
Изучение методов измерения удельного сопротивления полупроводников

Цель работы: изучение электропроводности полупроводниковых материалов и методов определения их удельного сопротивления.

Приборы и принадлежности: источник питания, лабораторная установка, цифровой мультиметр и вольтметр.

Описание установки

На плоской поверхности образца вдоль прямой линии размещены четыре металлических зонда с малой площадью соприкосновения (рисунок 4.1), расстояния между которыми S_1, S_2, S_3 . Через два внешних зонда 1 и 4 пропускают электрический ток I_{14} , на двух внутренних зондах 2 и 3 измеряют разность потенциалов U_{23} . По измеренным значениям разности потенциалов между зондами 2 и 3 и тока, протекающего через зонды 1 и 4, можно определить удельное сопротивление образца.

Ход работы

Упражнение 1. «Измерение удельного сопротивления двухзондовым методом».

1. Закрепить зонды установки на прямой линии, измерить расстояние S между зондами и занесите его значения в таблицу 4.2:

Таблица 4.2

№ п/п	$S, м$	$I_{14}, А$	$U_{23}, В$	$\rho, Ом \cdot м^3$	$(\rho \pm \Delta\rho), Ом \cdot м^3$

- Зонды 1 и 4 подключить к источнику питания, а зонды 2 и 3 – к вольтметру.
- По шкале блока питания определить ток I_{14} и занести его в таблицу.
- Определить напряжение U_{23} и его значение занести в таблицу.
- По формуле (4.2) вычислить ρ ;
- Проделать п. п. 4–5, 5 раз, изменяя значение тока I_{14} ;
- Провести математическую обработку результатов и рассчитать погрешности;
- Сделать выводы.

Упражнение 2. «Измерить удельное сопротивление полупроводника при расположении зондов в вершинах квадрата (четырёхзондовый метод)».

- Закрепить зонды установки в вершинах квадрата, измерить расстояние S между ближайшими зондами и занести его значение в таблицу 5.
- Зонды 1 и 4 подключить к источнику питания, а зонды 2 и 3 – к вольтметру.
- По шкале блока питания определить ток I_{14} , значение занести в таблицу 4.3:

Таблица 4.3

№ п/п	$S, м$	$I_{14}, А$	$U_{23}, В$	$\rho, Ом \cdot м^3$	$(\rho \pm \Delta\rho), Ом \cdot м^3$

- Определить напряжение U_{23} , занести его значение в таблицу.
- По формуле (2) вычислить удельное сопротивление.
- Проделать п. п. 3–4, 3–5 раз, изменяя ток, значение силы тока.
- Провести математическую обработку результатов и рассчитать погрешности.
- Сделать выводы.

Тема 5. Изучение свойств фазовых переходов в сегнетоэлектриках

- Активные диэлектрики, сегнетоэлектрики.
- Кристаллическая структура сегнетоэлектрика.
- Температурная зависимость диэлектрической проницаемости.
- Фазовые переходы и их характеристика.

Основные понятия по теме

Сегнетоэлектриками называют полярные диэлектрики, которые в определенном интервале температур спонтанно (самопроизвольно) поляризованы, т. е. обладают поляризованностью при отсутствии внешнего электрического поля. К сегнетоэлектрикам относятся сегнетова соль, титанат бария ВаTiO₃ и др. В настоящее время известно уже свыше ста сегнетоэлектриков.

Многие свойства сегнетоэлектриков отличаются от свойств однородных материалов. Это обусловлено наличием доменов, точно так же, как в ферромагнетиках. Так, например, характер тока переключения тесно связан с поведением доменов. Домены имеются как в монокристалле, так и



РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

в кристаллах керамического образца. Сегнетоэлектрический домен представляет собой макроскопическую область, в которой направление спонтанной поляризации одинаково и отличается от направления спонтанной поляризации в соседних доменах.

Задачу оптимального выбора поляризации кратко можно сформулировать так: получение максимальной и стабильной остаточной поляризации при минимальной температуре, напряженности поля и времени выдержки. К сожалению, отсутствие разработанной теории поляризации сегнетокерамики не позволяет выработать общий подход к решению этой проблемы. Параметры оптимального режима поляризации определяются экспериментально не только для каждого состава, но часто и для различных партий одного состава. Общий подход к проблеме достижения максимальной остаточной поляризации состоит в нахождении естественных ограничений внешних воздействий на каждой стадии непрерывного процесса поляризации. Естественные ограничения определяются электрофизическими характеристиками поляризуемого сегнетоэлектрика. Анализ и систематизация режимов поляризации основывается на рассмотрении диаграммы теплового состояния, которая может быть построена для любой сегнетокерамики с учетом ее электрофизических и теплофизических свойств и условий теплообмена.

На практике для сегнетоэлектриков с фазовым переходом температурная зависимость диэлектрической проницаемости описывается законом Кюри – Вейсса:

$$\epsilon = \frac{C}{(T - T_c)} \quad (5.1)$$

где $C = \frac{1}{\alpha T_c}$ – постоянная Кюри;

T_c – температура Кюри – Вейсса, при которой происходит фазовый переход, а α – меняет знак.

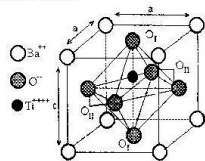
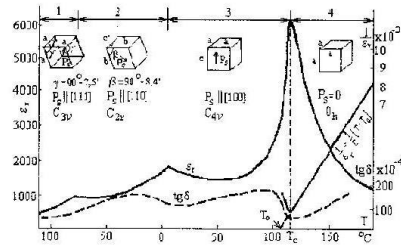


Рисунок 5.1 – Кристаллическая структура BaTiO₃ (структура перовскита) при комнатной температуре

Титанат бария при комнатной температуре имеет поликристаллическую структуру шерровскита, в которой атомы кислорода образуют октаэдр, в центре которого находится атом титана (рисунок 5.1). Смещение ионов Ti, O₁ и O₄ по оси Z соответственно на 0,014 е, -0,023 е и -0,04 е является причиной возникновения спонтанной поляризации $P_s = 0,25$ Кл/м². На рисунке 2 приведены температурная зависимость ϵ и $\text{tg}\delta$, а также ход зависимости $1/\epsilon(T)$ и изменение кристаллической структуры при тепловом переходе из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую фазу. Следует обратить внимание, что каждый структурный переход сопровождается фазовым переходом в точке Кюри $T_c = 400$ °С. Для чистого BaTiO₃ температура T_c на 12 ° ниже. Постоянная чистого BaTiO₃ температура T_c на 12 ° ниже. Постоянная Кюри – Вейсса для титаната бария постоянная Кюри $C = 1,2 \cdot 10^4$ К, а величина $\epsilon_{\text{max}} = 10^3$.



T_c – точка Кюри, T₀ – температура Кюри – Вейсса, 1 – ромбоэдрическая фаза, 2 – ромбическая фаза, 3 – тетрагональная фаза, 4 – кубическая фаза

Рисунок 5.2 Температурная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ керамики BaTiO₃

Значения констант некоторых сегнетоэлектриков с ФПТ для закона Кюри – Вейсса приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Константы сегнетоэлектриков

Кристалл	$C \cdot 10^4$ К	T_c К	T_0 К
BaTiO ₃	17	381	370
KNbO ₃	27	689	623
PbTiO ₃	11	769	693
KH ₂ PO ₄	0,3	123	123

Вопросы для самоконтроля

1. Какие диэлектрики составляют класс сегнетоэлектриков?
2. Как изменяется поляризация с изменением электрического поля для сегнетоэлектриков?
3. Что выражает зависимость Кюри – Вейсса?
4. В чем различие фазовых переходов первого и второго рода?
5. Чем отличается спонтанная поляризация от индуцированной?

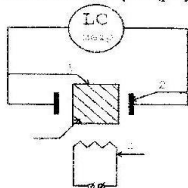
Лабораторная работа 5 Изучение свойств фазовых переходов в сегнетоэлектриках

Цель работы: изучение основ и кинетики фазовых переходов в сегнетоэлектриках, получение знаний о их строении и структуре.

Приборы и принадлежности: LC-метр цифровой, лабораторная установка, источник питания.

Описание установки

Для исследования зависимости $\epsilon(T)$ используется схема, позволяющая измерять емкость C_0 сегнетоэлектрика (рисунок 5.3).



- ИП
1 – датчик температуры; 2 – проводящие обкладки;
3 – исследуемый образец; 4 – нагревательный элемент

Рисунок 5.3 – Структурная схема лабораторной установки

Согласно формуле для геометрической емкости плоского конденсатора диэлектрическая проницаемость ϵ выражается как:

$$\epsilon = \frac{c_0 d}{\epsilon_0 s} = \frac{4c_0 d}{\epsilon_0 \pi D^2}, \quad (5.2)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;
 $d = 10$ мм – толщина образца;
 $S = 42$ мм – площадь образца.

Для определения C_0 для каждой температуры необходимо определить величины диэлектрической проницаемости ϵ по измеренным величинам построить график.

Ход работы

1. Включить все измерительные приборы и блок питания установки.
2. Записать показания измерителя емкости C_0 .
3. Включить нагрев и нагреть исследуемый образец до температуры 50 °С.
4. Провести измерения емкости образца при различных температурах при остывании до комнатных температур.
5. Измерения проводить с шагом температур 0,5 °С.
6. Провести измерения не менее 5 раз.
7. Записать измеренные значения емкости, рассчитать погрешности.
8. По формуле 5.2 рассчитать значения диэлектрической проницаемости для всех измеренных температур.
9. Построить график зависимости диэлектрической проницаемости ϵ от температуры T .
10. По графику определить температуру Кюри T_c – температура фазового перехода.
11. Зная T_c рассчитать постоянную Кюри. Результаты измерений и расчетов занести в таблицу 5.4:

Таблица 5.4

№ п/п	$T, ^\circ\text{C}$	$C, \text{пФ}$	$C, \text{фФ}$	$\epsilon \times 10^{-12}$	$(\epsilon \pm \Delta\epsilon) \times 10^{-12}$
1					
2					
3					
4					
5					
1					
2					
3					
4					
5					

12. Выполнить анализ результатов и сделать выводы.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Тема 6. Измерение удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау

1. Проводимость и подвижность носителей заряда.
2. Измерение удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау.
3. Средняя скорость движения электронов.
4. Электронный газ в проводнике.

Основные понятия по теме

1. *Проводимость и подвижность носителей.*

В отсутствие внешнего поля электронный газ в проводнике находится в равновесном состоянии и описывается равновесными функциями распределения Максвелла-Большмана, если газ не вырожден, и Ферми-Дирака, если газ вырожден. Как видно из формул,

$$f(E) = e^{\mu/kT} e^{-E/kT}, \quad (6.1)$$

$$f_{\phi}(E) = \frac{1}{e^{E-\mu} - 1} \quad (6.2)$$

эти функции зависят от квадрата скорости движения электронов (энергия электронов E пропорциональна квадрату скорости), и поэтому являются симметричными относительно изменения знака скорости. Графики этих функций симметричны относительно оси ординат. Физически это означает, что плотность заполнения состояний, отличающихся друг от друга направлением скорости, одинакова. По этой причине средняя скорость движения электронов в любом направлении равна нулю. Этим и объясняется тот факт, что в кристалле, содержащем сколь угодно большое число свободных носителей заряда, электрический ток отсутствует.

Установление равновесия в электронном газе происходит в результате взаимодействия электронов с дефектами решетки. Основными из них являются тепловые колебания и примеси. Электронная волна, распространяясь в кристалле, взаимодействует с колебаниями решетки и рассеивается. На корпускулярном языке это взаимодействие можно трактовать как столкновение электронов с фононами. В результате таких столкновений и происходит рассеяние электронов, приводящее к установлению равновесного их распределения.

При наличии в решетке примесных центров электроны могут локализоваться («прилипнуть») на них, а затем дelokализоваться («отлипнуть»), обладав в общем случае уже иной энергией и импульсом.

На корпускулярном языке это означает столкновение электронов с примесными центрами и рассеяние, которое в отсутствие внешнего поля также будет приводить к установлению равновесного распределения.

Если к кристаллу приложить внешнее поле \vec{E} , то в нем возникает электрический ток, плотность которого \vec{i} , согласно закону Ома, пропорциональна \vec{E} :

$$\vec{i} = \sigma \vec{E}. \quad (6.3)$$

Коэффициент пропорциональности σ называется удельной электропроводностью проводника, а величина ρ , обратная σ , называется удельным сопротивлением проводника:

$$\rho = \frac{1}{\sigma}. \quad (6.4)$$

Появление тока в проводнике свидетельствует о возникновении в нем под действием поля направленного движения электронов, которое называют дрейфом. Так как заряд электрона отрицателен, то дрейф происходит в направлении, противоположном \vec{E} .

Обозначим его среднюю скорость через v_d . Построим прямоугольный параллелепипед с основанием $S = 1 \text{ м}^2$ и боковой стороной, равной v_d (рисунок 6.1).

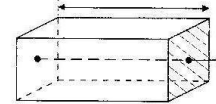


Рисунок 6.1 – К расчету плотности тока в проводнике

Объем этого параллелепипеда равен v_d , число электронов в нем $n v_d$, а n – концентрация электронов в проводнике. Все эти электроны пройдут в течение 1 с через заштрихованное основание параллелепипеда и образуют ток плотности

$$i = -en v_d. \quad (6.5)$$

Знак минус указывает на то, что ток направлен противоположно v_d .

Сравнивая (6.3) и (6.5), находим:

$$v_d = -\frac{\sigma}{ne} E. \quad (6.6)$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Из формулы (6.6) видно, что средняя скорость дрейфа пропорциональна напряженности поля. Коэффициент пропорциональности

$$u = \sigma / (ne) \quad (6.7)$$

называется подвижностью носителей. Для электронов $u_p < 0$, для дырок $u_p > 0$.

На основании (6.7) формулу (6.6) можно переписать так:

$$U_0 = uE \quad (6.8)$$

Из (6.7) следует, что

$$\sigma = neu \quad (6.9)$$

Таким образом, вопрос об определении удельной проводимости проводника сводится к определению концентрации и подвижности носителей в нем.

В случае полупроводника, содержащего электроны и дырки, выражение (6.9) обобщается следующим образом:

$$\sigma = e(nu_n + pu_p), \quad (6.10)$$

где n, p – концентрация электронов и дырок соответственно;
 u_n, u_p – их подвижность.

2. Измерение удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау.

Сущность метода заключается в следующем. На периферии плоского образца (рисунок 6.2) создаются четыре контакта: А, В, С и D.

Измеряют два сопротивления: $R_{ABCD} = U_{ABCD} / I_{AB}$ и $R_{BCDA} = U_{BCDA} / I_{BC}$. Теоретический анализ приводит к следующему соотношению:

$$\rho / d = R_s = (\pi / \ln 2) [(R_{ABCD} + R_{BCDA}) / 2] f (R_{ABCD} / R_{BCDA}), \quad (6.11)$$

где d – толщина образца (толщина образца много меньше расстояния между контактами);

f – функция поправок, зависящая только от отношения R_{ABCD} / R_{BCDA} и удовлетворяющая уравнению

$$\frac{(R_{ABCD} / R_{BCDA}) - 1}{(R_{ABCD} / R_{BCDA}) + 1} = \frac{\cosh^{-1} \{ (1/2) \exp[(\ln 2) / f] \}}{(\ln 2) / f} \quad (6.12)$$

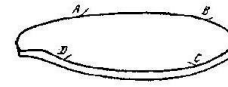


Рисунок 6.2 – Расположение контактов при измерении методом Ван-дер-Пау

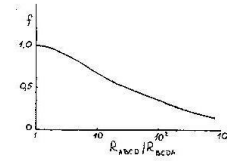


Рисунок 6.3 – Функция поправок при измерении методом Ван-дер-Пау

График и табулированные значения функции поправок f приведены на рисунке 6.3 и в таблице 6.1.

При выводе формул (6.11), (6.12) предполагалось, что контакты располагаются строго по периферии образца и имеют точечные размеры.

Для определения удельного сопротивления измеряют толщину плоского образца с помощью индикатора с погрешностью измерений не более 1 %.

Погрешность измерений тока и напряжения при использовании приборов с цифровым отсчетом не более 0,1 %.

Таким образом, метод Ван-дер-Пау является одним из наиболее точных методов контроля удельного сопротивления образцов. Он используется для контроля удельного сопротивления плоских кристаллов небольших размеров, например кристаллов карбида кремния. Метод применяется также для отбора и сортировки кристаллов (чинов) кремния, применяющихся для изготовления стабилитронов.

Таблица 6.1 – Функция $f(R_{ABCD}/R_{BCDA})$

$\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$	f	$\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$	f	$\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$	f
1,0	1,000	6,0	0,815	30	0,545
1,2	0,995	6,5	0,800	35	0,520
1,4	0,990	7,0	0,790	40	0,500
1,6	0,985	7,5	0,775	45	0,485
1,8	0,975	8,0	0,765	50	0,475
2,0	0,970	8,5	0,757	55	0,465
2,2	0,963	9,0	0,747	60	0,455
2,4	0,955	9,5	0,740	70	0,440
2,6	0,945	10	0,730	80	0,427
2,8	0,935	12	0,700	90	0,415
3,0	0,925	14	0,675	100	0,405
3,5	0,905	16	0,650	150	0,375
4,0	0,882	18	0,625	200	0,367
4,5	0,865	20	0,610	300	0,355
5,0	0,847	23	0,592	400	0,353
5,5	0,830	25	0,570	500	0,350

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое собственная и примесная проводимость полупроводников?
2. Какую проводимость полупроводников называют удельной?
3. Назовите методы измерения удельной проводимости полупроводников.
4. Что собой представляет Метод Ван-дер-Пау измерения удельного сопротивления?
5. Назовите преимущества и недостатки метода Ван-дер-Пау.

**Лабораторная работа 6
Измерение удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау**

Цель работы: Изучение теоретических основ проводимости полупроводниковых материалов и измерение удельного сопротивления полупроводников методом Ван-дер-Пау.

Приборы и принадлежности: лабораторный стенд с установленным образцом полупроводника, источник питания, цифровой комбинированный прибор.

Ход работы

1. Измерить расстояние между контактами S и толщину образца d и занести их в таблицу 6.2.
2. Контакты АВ подключить к источнику питания, а CD к вольтметру.
3. По шкале блока питания определить I_{AB} и занести его в таблицу.
4. По показаниям вольтметра определить напряжение U_{CD} и занести его в таблицу 6.2:

Таблица 6.2

№ п/п	S, м	d, м	I_{AB}, A	U_{CD}, B	$\rho, Ом \cdot м^2$	$\rho \pm \Delta\rho, Ом \cdot м^2$
1						
2						

5. По формулам 6.11 и 6.10 вычислить ρ и занести его значение в таблицу.
6. Провести п. п. 5 пять раз, меняя с помощью блока питания ток I_{AB} .
7. Выполнить оценку погрешностей результатов измерений.
8. Оценить результаты и сделать выводы.

Тема 7. Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников

1. Электропроводность полупроводников.
2. Собственные и примесные полупроводники.
3. Концентрация носителей заряда в p- и n-областях.
4. Температурная зависимость электропроводности.

Основные понятия по теме

Электропроводность полупроводников и ее температурная зависимость могут быть истолкованы с точки зрения зонной теории твердого тела. Основные положения этой теории изложены подробно в рекомендованной литературе. Согласно этим положениям, в зависимости от степени заполнения при абсолютном нуле температуры энергетических зон электронами и от ширины запрещенной зоны все твердые тела делятся на проводники, полупроводники и диэлектрики.

Полупроводники – это большой класс веществ, имеющих при температуре 0 К полностью заполненные валентные энергетические зоны,



отделенные от незаполненной свободной зоны запрещенной зоной шириной $\Delta E_0 \approx 1 \div 4$ эВ. Удельное электросопротивление полупроводников при комнатной температуре лежит в интервале значений от 10^{-5} до 10^8 Ом·м.

Собственные полупроводники. Электропроводность химически чистых полупроводников называется собственной проводимостью. Явление собственной проводимости легко интерпретировать с помощью схемы энергетической зонной структуры полупроводников, показанной на рисунке 7.1.

В создании проводимости полупроводников участвуют два вида носителей заряда – электроны и дырки. Электронная проводимость (проводимость *n*-типа) возникает при перебросе электронов из валентной зоны, целиком заполненной электронами, в свободную зону.

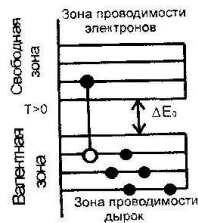


Рисунок 7.1 – Схема зон полупроводника с собственным типом проводимости

Минимальная энергия, которая при этом может быть затрачена, равна ширине запрещенной зоны ΔE_0 и называется энергией активации собственной проводимости. Переход электронов из валентной зоны в свободную зону создает в валентной зоне вакантные энергетические уровни.

Движение электронов этой зоны под действием электрического поля эквивалентно движению положительных зарядов, численно равных заряду электрона – «дырок». Проводимость, обусловленная движением дырок, называется проводимостью *p*-типа.

Электропроводность любых полупроводников определяется концентрацией и подвижностью носителей заряда *n*- и *p*-типа. Общая удельная электропроводность полупроводников

$$\sigma = en_e u_e + ep_p u_p, \quad (7.1)$$

где e – заряд электрона;

n_e и n_p – равные концентрации электронов и дырок;

u_e и u_p – подвижности электронов и дырок.

Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике определяется, в основном, температурой. При $T = 0$ К электроны в свободной зоне отсутствуют. При любой температуре $T > 0$ всегда существует вероятность перехода электронов из валентной зоны в свободную зону. Причем с ростом температуры эта вероятность, а следовательно, и концентрации носителей заряда *n* и *p*-типа в зоне проводимости существенно возрастают. Зависимость концентрации электронов и дырок от температуры описывается выражением:

$$n_e = n_p = \left\{ \frac{2(2\pi \sqrt{m_e m_p} kT)^{3/2}}{h^3} \right\} \exp\left\{ \frac{-\Delta E_0}{2kT} \right\}, \quad (7.2)$$

где m_e и m_p – эффективные массы электронов и дырок;

ΔE_0 – ширина запрещенной зоны;

h – постоянная Планка;

k – постоянная Больцмана.

Температурная зависимость подвижности носителей заряда в собственных полупроводниках имеет вид

$$u_n = A_n T^{-3/2}, \quad u_p = A_p T^{-3/2}, \quad (7.3)$$

где A_n и A_p – коэффициенты пропорциональности.

Подставив выражения (7.2) и (7.3) в формулу (7.1), получим

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E_0 / 2kT), \quad (7.4)$$

где

$$\sigma_0 = \left[\frac{2e(2\pi \sqrt{m_e m_p} k)^{3/2}}{h^3} \right] (A_n + A_p).$$

На практике часто пользуются не удельной электропроводностью, а удельным сопротивлением

$$\rho = 1/\sigma = \rho_0 \exp[\Delta E_0 / (2kT)], \quad (7.5)$$

где $\rho_0 = 1/\sigma_0$.

Выражение (7.5), полученное в рамках зонной теории, хорошо описывает наблюдаемое уменьшение сопротивления собственных полупроводников при повышении температуры.

Примесные полупроводники. Присутствие примесей, а также некоторые дефекты решетки могут весьма существенным образом влиять на электрические свойства полупроводников. Введение в химически чистый полупроводник донорных или акцепторных примесей приводит к появлению в запрещенной зоне соответственно донорных и акцепторных уровней. Схема зонной структуры примесных полупроводников приведена на рисунке 7.2.

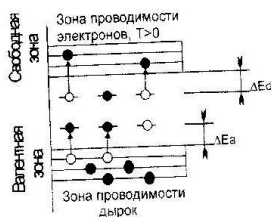


Рисунок 7.2 – Схема зон для полупроводника с примесным типом проводимости

Проводимость примесных полупроводников, как и любых других, определяется концентрацией носителей заряда, их подвижностью и описывается выражением (7.1). Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках складывается из концентрации собственных носителей и концентрации примесных носителей. При этом концентрация примесных носителей заряда резко увеличивается при повышении температуры, и уже при комнатной температуре во много раз превышает концентрацию собственных носителей. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в примесных полупроводниках носит достаточно сложный характер и описывается степенным законом. Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках увеличивается с температурой по экспоненциальному закону. Подвижность носителей заряда меняется с температурой более слабо, чем их концентрация, поэтому температурная зависимость электропроводности примесных полупроводников, в основном, определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда.

В области примесной проводимости, как и в случае собственных полупроводников, удельная электропроводность возрастает при повышении температуры по экспоненциальному закону:

$$\sigma = \sigma_0 \exp[\Delta E / (2kT)], \quad (7.6)$$

где $\Delta E_{\text{эф}}$ – энергия активации доноров $-\Delta E_d$ или акцепторов $-\Delta E_a$. Соотношения, полученные в рамках зонной теории, удовлетворительно описывают физические свойства классических полупроводников – германия и кремния.

Сложные полупроводники. Полупроводниковыми свойствами обладают также арсенид галлия, карбиды и другие химические соединения типа А3В5 и А2В6 (цифрами указана валентность химических элементов А и В). Хорошими полупроводниковыми материалами являются окислы переходных металлов. Сопротивление этого класса полупроводников уменьшается с температурой по экспоненциальному закону и достаточно точно описывается, как и для собственных полупроводников, выражением

$$R = A_0 \exp[\Delta E / (2kT)], \quad (7.7)$$

где A_0 – коэффициент, зависящий от природы полупроводника. Зависимость $R = R(T)$ удобно представлять в полулогарифмических координатах. В результате логарифмирования (7.7) имеем

$$\ln R = \ln A_0 + \Delta E / (2kT). \quad (7.8)$$

График зависимости $\ln R = f[1/(2kT)]$ в системе координат $\ln R$, представляет собой прямую (рисунок 7.3).

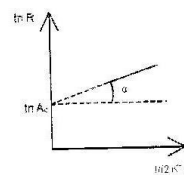


Рисунок 7.3 – График зависимости $\ln R = f[1/(2kT)]$ в системе координат $\ln R$

Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен энергии активации полупроводника. Экспериментальная зависимость $\ln R = f[1/(2kT)]$ в линейной области, очевидно, может быть использована для графического определения энергии активации полупроводника ΔE .

Выражение (7.8) также используется для непосредственной оценки энергии активации ΔE . Измеряя сопротивление образца при двух температурах и подставляя полученные значения в (7.8), получим

$$\Delta E = 2k(\ln RT_1 - \ln RT_2)/(1/T_1 - 1/T_2). \quad (7.9)$$

Несмотря на одинаковый вид аналитической функции, классические полупроводники и полупроводники на основе окислов переходных металлов обладают различным механизмом температурной зависимости электропроводности. Для объяснения температурной зависимости электропроводности полупроводников на основе окислов переходных металлов зонная теория твердого тела оказывается недостаточной. Общепринятого объяснения наблюдаемой зависимости $R = R(T)$ этого типа полупроводников нет. Наиболее распространенной в настоящее время является теория «перескоков». Согласно этой теории, полупроводниковые сплавы ведут себя как собственные полупроводники с низкой подвижностью носителей. Однако температурный рост электропроводности определяется для таких полупроводниковых материалов не увеличением концентрации свободных носителей, а экспоненциальным возрастанием их подвижности с температурой. Этот рост подвижности можно объяснить следующим образом. В полупроводниках с низкой подвижностью средняя длина свободного пробега носителей зарядов много меньше межатомных расстояний. При этом электрон может сравнительно долго находиться в одной из кристаллических ячеек. Перескок в другую ячейку осуществляется лишь время от времени. Необходимая для такого перескока энергия невелика и может быть получена за счет тепловой энергии. Это означает, что подвижность носителей заряда должна возрастать с повышением температуры. В окислах переходных металлов в кристаллографически эквивалентных узлах решетки могут находиться ионы одного и того же металла с различной валентностью. Перенос заряда между такими ионами требует очень малой энергии, поэтому электропроводность таких полупроводников, в отличие от «зонных», определяется не концентрацией примесей, а распределением ионов по узлам кристаллической решетки и их валентностью.

Полупроводниковые терморезисторы широко используют в автоматике, телемеханике и измерительной технике. Полупроводники на основе окислов переходных металлов в качестве технологических материалов

обладают большим преимуществом перед «зонными» полупроводниками, так как, в отличие от последних, незначительные загрязнения и режимы термообработки не так сильно влияют на их электрические свойства. Поэтому большинство промышленных типов терморезисторов создано на основе окислов переходных металлов.

Одной из наиболее важных характеристик терморезистора является температурный коэффициент сопротивления. $TКС$ определяется как относительное изменение сопротивления полупроводника при изменении температуры:

$$TKC = (1/R_r) \left(\frac{dR_r}{dT} \right), \quad (7.10)$$

Подставляя выражение (7.7) в уравнение (7.10) и дифференцируя, получим

$$TKC = -\Delta E / (2kT^2). \quad (7.11)$$

Как следует из формулы (7.11), TKC полупроводниковых материалов – величина отрицательная. Значения TKC полупроводников изменяются в очень широких пределах.

В последние годы созданы также полупроводниковые соединения с положительным TKC . Сопротивление этого типа полупроводников в определенной температурной области увеличивается с ростом температуры. Свойства полупроводников с положительным TKC в данной работе не рассматриваются.

Исследуемые терморезисторы находятся в электрическом сушильном шкафу. Температура внутри шкафа регулируется с помощью реостата на его нижней боковой части и определяется по показаниям термометра. При повышении температуры до 100 °С защитное электронное устройство автоматически выключает сушильный шкаф. Величина сопротивлений терморезисторов измеряется цифровым вольтметром В7-20.

Вопросы для самоконтроля

1. Сравните зонные схемы металла, полупроводника и диэлектрика.
2. Объясните механизм электропроводности собственных полупроводников.
3. Объясните зависимость концентрации носителей заряда от температуры в полупроводниках различного типа.
4. Проанализируйте графическую зависимость $\ln R = f[1/(2kT)]$ для полупроводников различного типа.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Лабораторная работа 7

Изучение температурной зависимости сопротивления полупроводниковых материалов

Цель работы: исследование температурной зависимости сопротивления полупроводниковых материалов с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС).

Приборы и принадлежности: исследуемые терморезисторы: КМТ-1 (терморезистор на основе системы $C_{2}O-C_{2}O_{3}O_{4}$), ММТ-4 (терморезистор на основе системы $C_{1}O-MO_{4}$), источник питания, термостат, цифровой термометр, гальванометр.

Описание установки

В настоящей работе исследуется температурная зависимость двух полупроводниковых терморезисторов: КМТ-1 (терморезистор на основе системы $C_{1}O-C_{2}O_{3}O_{4}$), ММТ-4 (терморезистор на основе системы $C_{1}O-M_{2}O_{4}$).

Ход работы

1. Ознакомиться с методикой измерения сопротивлений с помощью вольтметра по прилагаемой к установке инструкции и произвести несколько измерений сопротивлений при комнатной температуре, не включая термостат.

2. Поставить ключ К1 в положение «Вкл», включить термостат и установить ползунок реостата в положение max.

3. В процессе нагревания через 3–5 °С записывать в таблицу значения температуры, и сопротивления для обоих терморезисторов, подключая их поочередно к вольтметру при помощи переключателя.

4. Произвести 20 измерений для каждого образца в области температур 20–100 °С.

5. Построить графики зависимости, $R = R(T)$ и графики зависимости $\ln R = f(1/2kT)$ для КМТ-1 и ММТ-4.

6. Определить энергию активации ΔE для исследуемых полупроводников по формуле (7.9) и графически, по наклону прямых участков кривых зависимости $\ln R = f(1/2kT)$

7. Определить температурный коэффициент сопротивления терморезисторов КМТ-1, ММТ-4 по формуле (7.11). Результаты занести в таблицу 7.1:

Таблица 7.1

№ измерения	T, K	$R_{\text{КМТ-1}}$, кОм	$R_{\text{ММТ-4}}$, кОм

8. Сделать выводы.

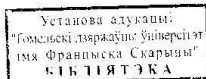
Содержание отчета

1. Рисунок лабораторной установки с пояснениями к принципу ее работы.
2. Заполненная таблица зависимости сопротивления от температуры для двух типов терморезисторов.
3. График зависимости сопротивления от температуры.
4. Энергия активации ΔE для исследуемых образцов.
5. Температурный коэффициент сопротивления.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИИ

Литература

1. Калашников, С. Г. Физика полупроводников / С. Г. Калашников, В. Л. Болч-Бруевич. – М., 1977. – 356 с.
2. Поплаво, Ю. М. Физика диэлектриков / Ю. М. Поплаво. – Киев, 1980. – 435 с.
3. Шульце, Г. Металлофизика / Г. Шульце. – М., 1971. – 238 с.
4. Блейкмор, Дж. Физика твердого тела / Дж. Блейкмор. – М., 1988. – 156 с.
5. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М., 1984. – 420 с.
6. Ржевкин, К. С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К. С. Ржевкин. – М., 1986. – 345 с.
7. Шалабутов, Ю. К. Введение в физику полупроводников / Ю. К. Шалабутов. – М.: «Наука», 1969. – 24 с.
8. Зейман, Дж. Принципы теории твердого тела / Дж. Зейман. – М.: «Мир», 1966. – 264 с.
9. Павлов, Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов / Л. П. Павлов. – М.: «Высшая школа», 1975. – 70 с.
10. Шалимова, К. В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова. – М.: «Энергия», 1976. – 94 с.
11. Зеегер, К. Физика полупроводников / К. Зеегер. – М.: «Мир», 1977. – 164 с.



Производственно-практическое издание

АЛЕШКЕВИЧ Николай Александрович
БАРСУКОВ Сергей Дмитриевич

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Практическое пособие

по спецкурсу «Физические основы электроники»
для студентов физических специальностей

Редактор *В. И. Шкредова*
Корректор *В. В. Казусина*

Подписано в печать 18.12.2012. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Ризография. Уст. печ. л. 2,8.
Уч.- изд. л. 3,05. Тираж 25 экз. Заказ № 687.

5321-00

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Францыска Скарыны».
ЛН № 02330/0549481 от 14.05.2009.
Ул. Советская, 104, 246019, г. Гомель

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ