

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра микро- и наноэлектроники

С. Н. Кураева, Е. А. Уткина

МАТЕРИАЛЫ И КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Лабораторный практикум
для студентов специальностей 1-41 01 02 «Микро- и наноэлектронные
технологии и системы», 1-41 01 03 «Квантовые информационные системы»,
1-36 04 02 «Промышленная электроника»
дневной и заочной форм обучения

Минск БГУИР 2009

УДК 621.315.5(076)
ББК 32.843я73
К93

Р е ц е н з е н т:

ректор Минского высшего государственного радиотехнического колледжа,
профессор, доктор технических наук Н. А. Цырельчук

Кураева, С. Н.

К93 Материалы и компоненты электронной техники : лаб. практикум для студ. спец. 1-41 01 02 «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы», 1-41 01 03 «Квантовые информационные системы», 1-36 04 02 «Промышленная электроника» днев. и заоч. форм обуч. / С. Н. Кураева, Е. А. Уткина. – Минск : БГУИР, 2009. – 51 с.
ISBN 978-985-488-470-7

В лабораторном практикуме рассмотрены основные понятия теории электропроводности проводниковых и полупроводниковых материалов, главное внимание уделено термоэлектрическим свойствам и методам определения температурного коэффициента сопротивления, термоЭДС и термоэлектрической добротности.

Предназначен для студентов специальностей «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы», «Квантовые информационные системы», «Промышленная электроника» дневной и заочной форм обучения.

УДК 621.315.5(076)
ББК 32.843я73

ISBN 978-985-488-470-7

© Кураева С. Н., Уткина Е. А., 2009
© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2009

СОДЕРЖАНИЕ

1 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1. Исследование температурной зависимости удельного сопротивления и определение ТКС проводниковых материалов	4
2 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. Определение термоЭДС проводниковых материалов	17
3 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3. Исследование электрических параметров полупроводниковых материалов	32

Библиотека БГУИР

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТКС ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

1.1 Цель работы

Изучение электропроводности проводниковых материалов в зависимости от внешних воздействий.

1.2 Теоретическая часть

1.2.1 Виды проводников

Проводниковыми материалами называются такие материалы, основным свойством которых является высокая электропроводность.

Проводники электрического тока могут быть твердыми телами, жидкостями, а при выполнении ряда условий – газами.

Твердые проводники – это металлы и некоторые модификации углерода. По величине удельного сопротивления ρ металлические проводники делятся на следующие группы:

- сверхпроводники;
- криопроводники;
- металлы и сплавы с высокой удельной проводимостью σ ;
- металлы и сплавы со средним значением ρ ;
- металлы и сплавы с высоким значением ρ .

Среди наиболее известных проводников находятся такие металлы, как Cu, Ag, Au, Pt, щелочные, щелочноземельные и ферромагнитные металлы. К сверхпроводникам относятся интерметаллические соединения Nb_3X или V_3X , где X – переходный металл; тройные сверхпроводники (называемые фазами Шевреля с общей формулой RM_6Z_8 , где R – катион, Z – атом халькогенида).

Криопроводники при более высоких температурах имеют ρ на два порядка выше, чем сверхпроводники. Например, при температуре жидкого азота Al, Be – криопроводники.

1.2.2 Электропроводность металлов

Металлические проводники – это основной тип проводниковых материалов, применяемых в микроэлектронике. В классической электронной теории металлов – проводников I рода – электронный газ представлен свободными электронами.

При учете лишь однократной ионизации выражение для концентрации свободных электронов n равно концентрации атомов:

$$n = \frac{\lambda}{m_a} \cdot N_A, \quad (1.1)$$

где λ – плотность металла;

m_a – атомная масса;

$N_A = 6,022045(31) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро, т. е. число структурных элементов в единице количества вещества (в одном моле).

К электронному газу применимы понятия и законы статистики обычных газов. При рассмотрении хаотического и направленного под действием силы электрического поля движения электронов было получено выражение для законов Ома и Джоуля – Ленца.

Плотность тока j в проводнике при средней скорости теплового движения электронов $\overline{V_T}$ и средней длине свободного пробега l_{cp} пропорциональна напряженности поля E :

$$j = \frac{e^2 \cdot n \cdot l_{cp}}{2m_0 \overline{V_T}} E = \sigma E, \quad (1.2)$$

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot n \cdot l_{cp}}{2m_0 \overline{V_T}};$$

где m_0 – масса электрона.

Формула (1.2) – аналитическое выражение закона Ома при условии, что учтено движение одного электрона, а выводы распространены на все свободные электроны.

Целесообразно учесть действие поля на всю совокупность электронов, когда суммарный импульс изменяется как при действии поля, так и в результате соударений с узлами кристаллической решетки. Тогда средняя дрейфовая скорость электронов возрастает вдвое. С учетом этого выражение для удельной проводимости примет вид

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot n \cdot l_{cp}}{m_0 \overline{V_T}}. \quad (1.3)$$

Экспериментально установлено, что теплопроводность металлов пропорциональна их электропроводности. Представления о свободных электронах приводят к закону Видемана – Франца (1853 г.), так как электрон в металле не только переносит электрический заряд, а также выравнивает в нем температуру за счет электронной теплопроводности. Отношение удельной теплопроводности λ_m к удельной проводимости σ при комнатной и более высоких температурах T является постоянной величиной:

$$\lambda_m / \sigma = L_0 T, \quad L_0 = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{R}{e} \right)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2 / \text{К}^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{град}^{-2},$$

где L_0 – число Лоренца.

Отклонения экспериментальных значений L_0 от теоретических объясняются неупругими столкновениями электронов проводимости с колебаниями решетки.

Гипотеза об электронном газе в металлах подтверждается рядом опытов:

1 При длительном протекании тока через цепь, состоящую из однородных металлических проводников, отсутствует проникновение атомов одного металла в другой.

2 При нагревании металлов до высоких температур скорость теплового движения свободных электронов растет, они даже покидают металл, преодолев силы поверхностного потенциального барьера.

3 В момент остановки быстро двигавшегося проводника происходит смещение электронного газа по закону инерции в направлении движения. Появляется разность потенциалов на концах заторможенного проводника.

4 Вследствие искривления траектории электронов в металлической пластине, помещенной в поперечное магнитное поле, появляется поперечная ЭДС и изменяется сопротивление проводника.

Имеются также и противоречащие факторы:

- расхождения теоретической и экспериментальной зависимостей $\rho(T)$;
- наблюдаемое значение теплоемкости металлов ниже.

Количественной мерой электропроводности служит удельная проводимость σ . На практике удобно пользоваться величиной, обратной удельной проводимости, – удельным сопротивлением.

Согласно известному правилу Маттисена удельное сопротивление объемного проводникового материала выражается следующим соотношением:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3, \quad (1.4)$$

где ρ_1 – удельное сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на фононных колебаниях кристаллической решетки;

ρ_2 – удельное сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на примесях;

ρ_3 – удельное сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на деформациях.

В тонких проводниковых пленках, в которых толщина сравнима с длиной свободного пробега носителей, удельное сопротивление обычно в 1,2 – 1,5 раза больше, чем для объемного материала.

Удельное сопротивление тонких проводниковых пленок определяется следующим выражением:

$$\rho_{\text{пленки}} = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + \rho_4 + \rho_5, \quad (1.5)$$

где $\rho_1 + \rho_2 + \rho_3$ – удельные сопротивления тонкой пленки, характерные для массивного проводникового материала;

ρ_4 – удельное сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на свободных поверхностях пленки;

ρ_5 – удельное сопротивление, характерное только для резистивных пленок, обусловленное рассеянием электронов на границах микрокристаллитов пленки, разделенных собственными оксидными слоями, и специально вводимой диэлектрической фазой.

1.2.3 Температурная зависимость удельного сопротивления

В идеальном кристалле длина свободного пробега электронов равна бесконечности, а сопротивление электрическому току равно нулю. Рассеяние, приводящее к появлению сопротивления, возникает в тех случаях, когда в решетке имеются дефекты строения.

Известно, что эффективное рассеяние волн происходит, когда размер рассеивающих центров (дефектов) превышает четверть длины волны. В металлах энергия электронов проводимости составляет 3 – 15 эВ. Этой энергии соответствует длина волны 3 – 70 Å. Поэтому любые микронеоднородности структуры препятствуют распространению электронных волн и вызывают рост удельного сопротивления материала.

В чистых металлах совершенной структуры единственной причиной, ограничивающей длину свободного пробега электронов, является тепловое колебание атомов в узлах кристаллической решетки. Электрическое сопротивление металла, обусловленное тепловым фактором, обозначим через ρ_T . С ростом температуры увеличиваются амплитуды тепловых колебаний атомов и связанные с ними флуктуации периодического поля решетки, что в свою очередь усиливает рассеяние электронов и вызывает возрастание удельного сопротивления. Чтобы качественно установить характер температурной зависимости удельного сопротивления, воспользуемся следующей упрощенной моделью. Интенсивность рассеяния прямо пропорциональна поперечному сечению сферического объема, который занимает колеблющийся атом, а площадь поперечного сечения пропорциональна квадрату амплитуды тепловых колебаний.

Потенциальная энергия атома, отклоненного на Δa от узла решетки, определяется выражением

$$W_{\text{упр}} = \frac{1}{2} k_{\text{упр}} (\Delta a)^2, \quad (1.6)$$

где $k_{\text{упр}}$ – коэффициент упругой связи, которая стремится вернуть атом в положение равновесия.

Согласно классической статистике средняя энергия одномерного гармонического осциллятора (колеблющегося атома) равна kT .

На этом основании запишем следующее равенство:

$$\frac{1}{2} k_{\text{упр}} (\Delta a)^2 = kT.$$

Легко доказать, что длина свободного пробега электронов у N атомов обратно пропорциональна температуре:

$$l_{\text{ср}} = \frac{k_{\text{упр}}}{2\pi NkT}. \quad (1.7)$$

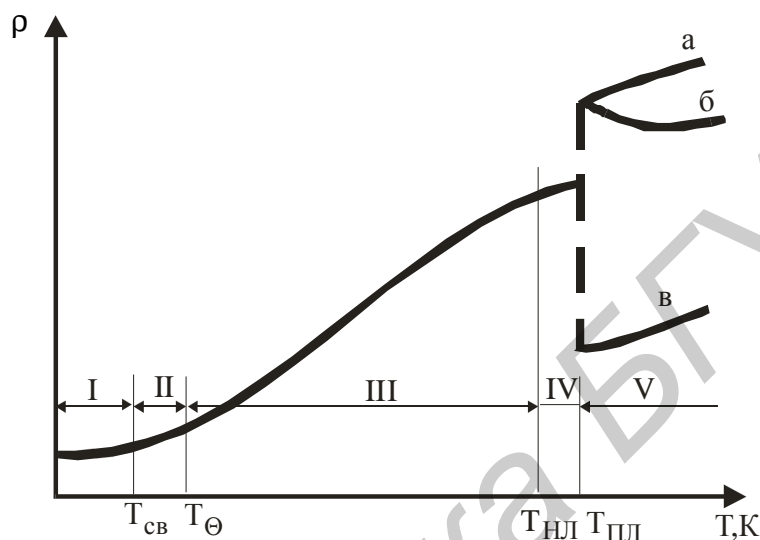
Полученное отношение не выполняется при низких температурах, поскольку с понижением температуры могут уменьшаться не только амплитуды тепловых колебаний атомов, но и частоты колебаний. Поэтому в области низких температур рассеяние электронов тепловыми колебаниями узлов решетки становится неэффективным. Взаимодействие электрона с колеблющимся атомом лишь незначительно изменяет импульс электрона. В теории колебаний атомов решетки температуру

оценивают относительно некоторой характеристической температуры, которую называют температурой Дебая Θ_D . Температура Дебая определяет максимальную частоту тепловых колебаний, которые могут возбуждаться в кристалле:

$$\Theta_D = hV_{\max} / k.$$

Эта температура зависит от сил связи между узлами кристаллической решетки и является важным параметром твердого тела.

При $T > \Theta_D$ удельное сопротивление металлов изменяется линейно с температурой (рисунок 1.1, участок III).



а, б, в – варианты изменения удельного сопротивления у различных расплавленных металлов

Рисунок 1.1 – Зависимость удельного сопротивления металлического проводника от температуры в широком диапазоне температур

Как показывает эксперимент, линейная аппроксимация температурной зависимости $\rho_T(T)$ справедлива и до температур порядка $(2/3)\Theta_D$, где ошибка не превышает 10 %. Для большинства металлов характеристическая температура Дебая не превышает 400 – 450 К. Поэтому линейное приближение обычно справедливо при температурах от комнатной и выше. В низкотемпературной области ($T \ll \Theta_D$), где спад удельного сопротивления обусловлен постепенным исключением все новых и новых частот тепловых колебаний (фононов), теория предсказывает степенную зависимость $\rho_T \sim T^5$. В физике это соотношение известно как закон Блоха–Грюнайзена. Температурный интервал, в котором наблюдается резкая степенная зависимость $\rho_T(T)$, невелик, причем экспериментальные значения показателя степени лежат в пределах от 4 до 6.

В узкой области I, составляющей несколько градусов Кельвина, у ряда металлов может наступить состояние сверхпроводимости, и на рисунке виден скачок удельного сопротивления при температуре $T_{св}$. У чистых металлов совершенной структуры при стремлении температуры к 0 К удельное сопротивление также стремится к нулю (пунктирная кривая), а длина свободного пробега устремляется в бесконечность. Даже при обычных температурах длина свободного пробега электронов в металлах в сотни раз превышает расстояние между атомами (таблица 1.1).

Таблица 1.1. – Средняя длина свободного пробега электронов при 0°С для ряда металлов ($l_{cp} \times 10^{10}$, м)

Li	110	Cu	420
Na	350	Ag	570
K	370	Au	410
Ni	133	Fe	220

В пределах переходной области II происходит быстрый рост удельного сопротивления $\rho(T)$, где n может изменяться до 5 и постепенно убывает до ~ 1 с ростом температуры до $T = \Theta D$.

Линейный участок (область III) температурной зависимости $\rho(T)$ у большинства металлов простирается до температур, близких к точке плавления. Исключение из этого правила составляют ферромагнитные металлы, у которых имеет место дополнительное рассеяние электронов на нарушениях спинового порядка. Вблизи точки плавления, т. е. в области IV, начало которой отмечено на рисунке 1.1 температурой $T_{пл}$, и в обычных металлах может наблюдаться некоторое отступление от линейной зависимости.

При переходе из твердого состояния в жидкое у большинства металлов наблюдается увеличение удельного сопротивления приблизительно в 1,5 – 2 раза, хотя имеются и необычные случаи: у веществ со сложной кристаллической структурой, подобных висмуту и галлию, плавление сопровождается уменьшением ρ .

Эксперимент выявляет следующую закономерность: если плавление металла сопровождается увеличением объема, то удельное сопротивление скачкообразно возрастает; у металлов с противоположным изменением объема происходит понижение ρ .

При плавлении не происходит существенного изменения ни в числе свободных электронов, ни в характере их взаимодействия. Решающее влияние на изменение ρ оказывают процессы разупорядочения, нарушение дальнего порядка в расположении атомов. Аномалии, наблюдаемые в поведении некоторых металлов (Ga, Bi), могут быть объяснены увеличением модуля сжимаемости при плавлении этих веществ, что должно сопровождаться уменьшением амплитуды тепловых колебаний атомов.

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

$$\alpha_{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}. \quad (1.8)$$

Положительный знак α_{ρ} соответствует случаю, когда удельное сопротивление в окрестности данной точки возрастает при повышении температуры. Величина α_{ρ} также является функцией температуры. В области линейной зависимости $\rho(T)$ справедливо выражение

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha_{\rho}(T - T_0)], \quad (1.9)$$

где ρ_0 и α_ρ – удельное сопротивление и температурный коэффициент удельного сопротивления, отнесенные к началу температурного диапазона, т. е. температуре T_0 ;

ρ – удельное сопротивление при температуре T .

Связь между температурными коэффициентами удельного сопротивления и сопротивления такова:

$$\alpha_\rho = \alpha_R + \alpha_l, \quad (1.10)$$

где α_ρ – температурный коэффициент сопротивления данного резистора;

α_l – температурный коэффициент расширения материала резистивного элемента.

У чистых металлов $\alpha_\rho \gg \alpha_l$, поэтому у них $\alpha_\rho \approx \alpha_R$. Однако для термостабильных металлических сплавов такое приближение оказывается несправедливым.

1.3 Рабочие приборы и установки

Функциональная схема установки для измерения электрофизических параметров проводниковых материалов представлена на рисунке 1.2.

В комплект схемы входят следующие компоненты:

- блок питания;
- датчик температуры;
- блок стабилизации и измерения температуры;
- индикатор температуры;
- термостат;
- коммутатор исследуемых образцов;
- блок измерения сопротивления;
- индикатор сопротивления;
- блок измерения термоЭДС;
- индикатор термоЭДС;
- усилитель.



Рисунок 1.2 – Функциональная схема установки для измерения электрофизических параметров проводниковых материалов

1.3.1 Описание блоков установки

Передняя панель измерительного блока приведена на рисунке 1.3. На передней панели измерительного блока находятся:

1 – кнопка «сеть», посредством которой подается напряжение от сети на рабочую часть установки;

2 – термостат с образцами;

3 – кнопка для включения нагрева термостата;

4 – омметр для определения сопротивления проводников;

5 – измеритель температуры, предназначенный для определения температуры в термостате;

6 – задатчик температуры, который предназначен для установки необходимой температуры в термостате;

7 – устройство для определения термоЭДС ;

8 – переключатель позиций используемых материалов:

№1 – медь; хромель-копель;

№2 – нихром; медь-константан;

№3 – константан; медь-хромель;

№4 – МЛТ 3; медь-копель;

№5 – РС 3710.

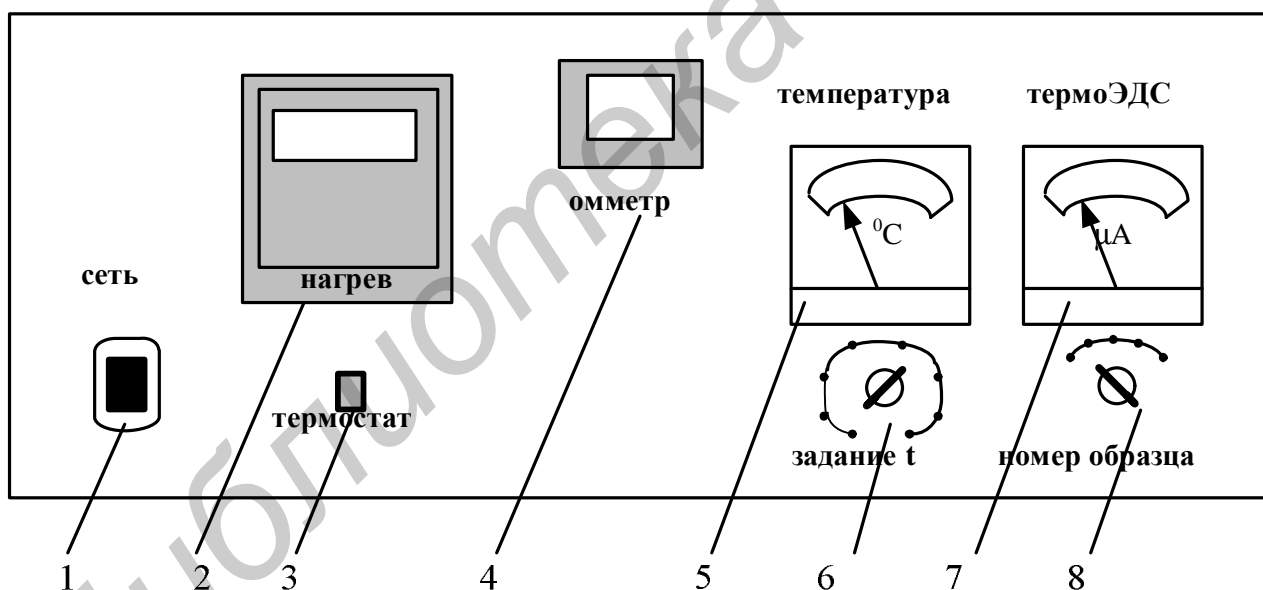


Рисунок 1.3 – Внешний вид установки для измерения электрофизических параметров проводниковых материалов

Схема стабилизации температуры представляет собой усилитель постоянного тока (УПТ) с модуляцией и демодуляцией входного сигнала (МДМ). Применение МДМ схемы УПТ позволяет уменьшить дрейф нуля УПТ, что в свою очередь позволяет значительно повысить точность измерения, а значит, и поддержание температуры.

На нагреватель, находящийся в термостате (рисунок 1.3), подается напряжение. Происходит нагрев термостата, в котором расположены исследуемые образцы.

Повышение температуры происходит до тех пор, пока напряжения на входах компаратора не сравняются. При равенстве сигналов на входах компаратора на его выходе появляется нулевое напряжение, что приводит к закрытию тиристора, а значит, к прекращению нагрева термостата, что свидетельствует о стабилизации температуры.

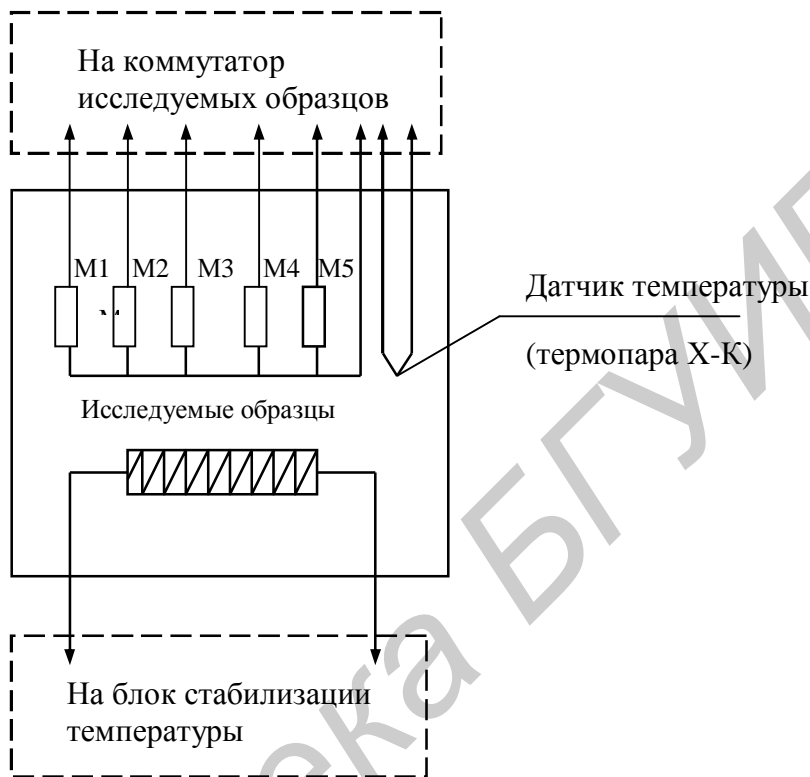


Рисунок 1.4 – Схема стабилизации температуры

1.4 Порядок выполнения работы

Определение зависимости сопротивления проводниковых материалов и термоЭДС различных термопар от температуры проводим следующим образом (см. рисунок 1.3):

- а) подать напряжение на рабочую часть установки с помощью кнопки (1) (сеть);
- б) подключить первые образцы с помощью переключателя образцов (8);
- в) снять показание сопротивления образца (медь) с помощью омметра (4);
- г) с помощью переключателя образцов (8) снять показания сопротивления для всех остальных образцов;
- д) после измерения сопротивления всех образцов при комнатной температуре включить термостат и установить на регуляторе (6) температуру 30°C;
- е) необходимо дождаться, пока кнопка термостата (3) погаснет, после чего происходит стабилизация температуры;
- ж) когда температура стабилизируется, кнопка начнет мигать; после этого необходимо снять показания с измерителя температуры (5), омметра (4);
- з) измерения необходимо производить до 100°C с интервалом в 10°C;
- и) произвести аналогичные измерения со всеми образцами;
- к) полученные данные занести в таблицу 1.2.

1.5 Содержание отчета

1 Определить температурный коэффициент сопротивления проводниковых материалов.

Полученные результаты записать в таблицу 1.2.

Таблица 1.2 – Результаты измерений

Положение переключателя	Материал	Сопротивление при температуре, Ом								
		15°C	25°C	35°C	45°C	55°C	65°C	75°C	85°C	95°C
1	Медь									
2	Нихром									
3	Константан									
4	Резистор МЛТ 3									
5	Сплав резистивный РС 3710									

Для расчета температурного коэффициента сопротивления (ТКС), удельного сопротивления (ρ), температурного коэффициента удельного сопротивления (ТК ρ) использовать данные из таблицы 1.3.

Таблица 1.3 – Исходные данные для изучаемых проводниковых материалов

Название материала	l , м	d , мм
Медь	3,19	0,06
Нихром	0,69	0,115
Константан	0,41	0,25
МЛТ	$4 \cdot 10^{-3}$	2,4
РС 3710	$1,1 \cdot 10^{-3}$	7,2

а) для меди

Рассчитать ТКС по формуле

$$\text{ТКС} = \frac{1}{R_{T_1}} \cdot \frac{R_{T_2} - R_{T_1}}{T_2 - T_1}, \quad (1.11)$$

где R_{T_1} – значение сопротивления при $T_1 = 15^\circ\text{C}$, Ом;

R_{T_2} – значение сопротивления при $T_2 = 95^\circ\text{C}$, Ом.

Рассчитать ρ по формуле

$$r(T) = \frac{R(T) \cdot S}{l(T)} = \frac{R(T) \cdot \pi \cdot d^2}{4 \cdot l_0}, \quad (1.12)$$

где R – сопротивление проводника;

l, d – размеры образцов;

π – постоянная, равная 3,14.

Определить ТКр. Температурный коэффициент удельного сопротивления – это относительное изменение удельного сопротивления материала при изменении температуры на 1°C .

$$TKr = \frac{1}{r_{T_1}} \cdot \frac{r_{T_2} - r_{T_1}}{T_2 - T_1}, \quad (1.13)$$

где ρ_{T_1} – значение удельного сопротивления при $T_1 = 15^\circ\text{C}$, Ом;

ρ_{T_2} – значение удельного сопротивления при $T_2 = 95^\circ\text{C}$, Ом.

Построим графики температурной зависимости сопротивления и удельного сопротивления меди.

б) **для нихрома**

Рассчитать ТКС.

Рассчитать ρ при изменении температуры.

Рассчитать ТКр.

Построить графики температурной зависимости сопротивления и удельного сопротивления нихрома;

в) **для константана**

Рассчитать ТКС.

Рассчитать ρ при изменении температуры.

Рассчитать ТКр.

Построить графики температурной зависимости сопротивления и удельного сопротивления константана;

г) **для резистора МЛТ 3**

Рассчитать ТКС.

Рассчитать ρ при изменении температуры по формуле

$$\rho(T) = \frac{R(T)}{n} = \frac{R(T) \cdot d}{l}, \quad (1.14)$$

где $n = \frac{l}{d}$.

Рассчитать ТКр.

Построить графики температурной зависимости сопротивления и удельного сопротивления МЛТ 3;

д) **для резистивного сплава РС 3710**

Рассчитать ТКС по формуле

$$TKC = \frac{1}{R_{T_1}} \cdot \frac{R_{T_2} - R_{T_1}}{T_2 - T_1}.$$

Рассчитать ρ по формуле

$$TK = \frac{1}{r_{T_1}} \cdot \frac{r_{T_2} - r_{T_1}}{T_2 - T_1}$$

Занести результаты измерений в таблицу 1.6.

Построить графики температурной зависимости сопротивления и удельного сопротивления РС 3710.

В химический состав сплава МЛТ 3 входят следующие основные компоненты (таблица 1.4).

Таблица 1.4 – Химический состав (%) сплава МЛТ 3

Сплав	Si	Fe	Cr	Ni	Al	W
МЛТ 3	42,8±1,5	14,3±1,5	18,1+0,7 -1,5	–	–	24,8±2,0

В химический состав резистивного сплава РС 3710 входят следующие основные компоненты и примеси (таблица 1.5).

Таблица 1.5 – Химический состав (%) кремниевого резистивного сплава РС 3710

Марка	Основные компоненты, %				Примеси, %, не более			
	Cr	Ni	Fe	Si	O ₂	N ₂	H ₂	C
РС 3710	36,5–39,5	8,0–11,0	–	Остальное	0,30	0,02	0,003	0,06

Таблица 1.6 – Данные расчета параметров исследуемых образцов в интервале температур от 15 до 95°C

Объемные материалы:	TKC, ·10 ⁻³ град ⁻¹	ρ , ·10 ⁻⁶ Ом·м	TK ρ , ·10 ⁻³ град ⁻¹
1 Медь			
2 Нихром			
3 Константан			
Тонкопленочные материалы:			
4 МЛТ 3			
5 РС 3710			

2 Проанализировать построенные графики температурной зависимости R и ρ для трех материалов.

3 Сделать выводы.

1.6 Контрольные вопросы

1 Как меняется удельное сопротивление проводникового материала с ростом температуры?

2 Какие факторы влияют на изменение температурной зависимости удельного сопротивления проводниковых материалов?

3 Что такое температурный коэффициент удельного сопротивления?

4 Проанализировать влияние состава исследуемого материала на температурную зависимость удельного сопротивления и ТКС проводниковых материалов.

Литература

1 Брусенцов, Ю. А. Материалы электронной техники : лаб. практикум / Ю. А. Брусенцов, В. А. Пручкин, И. С. Филатов. – Тамбов : ТГТУ, 2006.

2 Плотянская, М. А. Материаловедение и материалы электронной техники: курс лекций / М. А. Плотянская, И. А. Киршина, О. М. Филонов. – СПб. : ГУАП, 2004.

3 Сорокин, В. С., Материалы и элементы электронной техники / В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева. В 2 т. – М. : Академия, 2006.

4 Пасынков, В. В. Материалы электронной техники: учебник / В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. – СПб. : Лань, 2002.

Библиотека БГУИР

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОЭДС ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

2.1 Цель работы

Изучение термоэлектрических свойств проводниковых материалов и определение температурной зависимости термоЭДС.

2.2 Теоретическая часть

2.2.1 Термоэлектрические преобразователи, их принцип действия и применяемые материалы

Явление термоэлектричества, открытое в 1823 г. Зеебеком, заключается в следующем. Если составить цепь из двух различных проводников (или полупроводников) А и В, соединив их между собой концами (рисунок 2.1, а), причем температуру T_1 одного места соединения сделать отличной от температуры T_0 другого, то в цепи потечет ток под действием силы, называемой **термоэлектродвижущей силой** (термоЭДС) и представляющей собой разность функций температур мест соединения проводников:

$$E_{AB}(T_1, T_0) = f(T_1) - f(T_0). \quad (2.1)$$

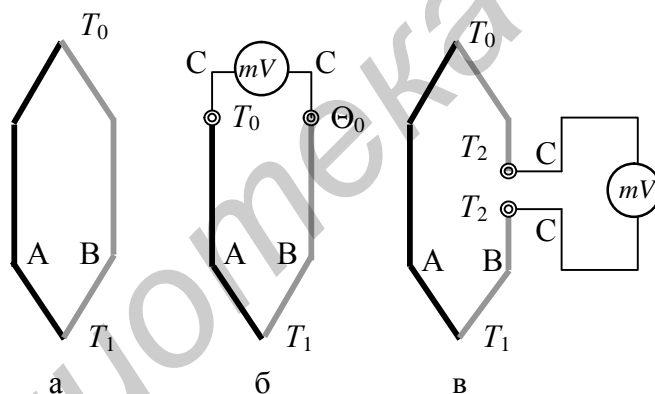


Рисунок 2.1 – Термопары

Подобная цепь называется **термоэлектрическим преобразователем**, или **термопарой**; проводники, составляющие термопару, – термоэлектродами, а места их соединения – спаями. ТермоЭДС при небольшом перепаде температур между спаями можно считать пропорциональной разности температур:

$$E_{AB} = S_{AB} \Delta T. \quad (2.2)$$

Опыт показывает, что у любой пары однородных проводников значение термоЭДС зависит только от природы проводников и от температуры спаев и не зависит от распределения температуры вдоль проводников. Термоэлектрический контур можно разомкнуть в любом месте и включить в него один или несколько разнородных проводников. Если все появившиеся при этом места соединения находятся при одинаковой температуре, то не возникает никаких паразитных термоЭДС.

Можно разомкнуть контур в месте контактирования термоэлектродов А и В и вставить дополнительный проводник С между ними (рисунок 2.1, б). Значение термоЭДС в этом случае можно определить как

$$E = E_{AB}(T_1) + E_{BC}(T_0) + E_{CA}(T_0) = E_{AB}(T_1) + E_{BA}(T_0) = E_{AB}(T_1) - E_{AB}(T_0), \quad (2.3)$$

так как если два любых проводника А и В имеют по отношению к третьему С термоЭДС E_{AC} и E_{BC} , то термоЭДС термопары АВ = $E_{AB} = E_{AC} + E_{CB}$.

Можно разорвать также один из термоэлектродов и вставить дополнительный проводник в место разрыва (рисунок 2.1, в). Значение термоЭДС в этом случае будет тем же, что и в предыдущем случае. Действительно,

$$E = E_{AB}(T_1) + E_{BC}(T_2) + E_{CB}(T_2) + E_{BA}(T_0) = E_{AB}(T_1) - E_{AB}(T_0). \quad (2.4)$$

Таким образом, прибор для измерения термоЭДС может быть включен как между свободными концами термопары, так и в разрыв одного из термоэлектродов.

Явление термоэлектричества, обратное эффекту Зеебека, было открыто в 1834 г. Пельтье и названо его именем. Если через цепь, состоящую из двух различных проводников или полупроводников, пропустить электрический ток, то теплота выделяется в одном спае и поглощается в другом. Теплота Пельтье связана с силой тока линейной зависимостью в отличие от теплоты Джоуля, и нагревание или охлаждение спая зависит от направления тока через спай.

Если соприкасающиеся проводники различны или их температуры в разных точках неодинаковы, то оба потока диффузии электронов неодинаковы и один из проводников заряжается положительно, а другой отрицательно. Поэтому в пограничном слое между проводниками появляется электрическое поле, уравнивающее разность диффузных потоков.

Во второй половине XIX в. Томсоном был открыт эффект, заключающийся в установлении на концах однородного проводника, имеющего температурный градиент, некоторой разницы потенциалов и в выделении дополнительной тепловой мощности при прохождении тока по этому проводнику. Однако ЭДС Томсона и дополнительная тепловая мощность настолько малы, что в практических расчетах ими обычно пренебрегают.

На рисунке 2.2 показана принципиальная схема термоэлектрического преобразователя, который в зависимости от положения переключателя К может работать в режиме генератора электрической энергии (положение 1) и в режиме переноса теплоты между спаями (положение 2). КПД термоэлектрического генератора зависит от разности температур и свойств материалов и для существующих материалов очень мал (при $\Delta T = 300^\circ\text{C}$ не превышает $\eta = 13\%$, а при $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ $\eta = 5\%$).

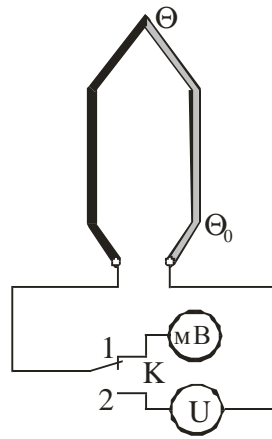


Рисунок 2.2 – Принципиальная схема термоэлектрического преобразователя

КПД термоэлектрического нагревателя или холодильника также очень мал: для холодильника КПД при температурном перепаде 5°C составляет 9 %, а при перепаде 40°C – только 0,6 %.

Тепловой баланс охлаждаемого в результате эффекта Пельтье спая определяется уравнением:

$$\Pi_{12}I - kI^2R - G\zeta(T_{\text{нагр}} - T_{\text{охл}}) - G_T(T_{\text{окр}} - T_{\text{охл}}) = 0, \quad (2.5)$$

где $\Pi_{12}I$ – теплота, поглощаемая в спаяе за счет эффекта Пельтье;

I – ток через спай;

Π_{12} – коэффициент Пельтье, зависящий от материалов спая;

I^2R – выделяющаяся в термоэлементе теплота Джоуля, часть которой поступает на холодный спай;

$G\zeta(T_{\text{нагр}} - T_{\text{охл}})$ – тепловой поток, обусловленный разностью температур нагреваемого и охлаждаемого спаев;

$G\zeta$ – тепловая проводимость термоэлемента;

$G_T(T_{\text{окр}} - T_{\text{охл}})$ – тепловой поток, возникающий в результате теплообмена между окружающей средой и охлажденным спаем.

Как видно из приведенного уравнения, температура холодного спая будет уменьшаться при увеличении тока за счет эффекта Пельтье, в то же время с увеличением тока увеличивается теплота Джоуля, и эффект нагревания при больших токах снижает эффект охлаждения. Поэтому минимальная температура холодного спая достигается при некотором оптимальном токе [7].

В измерительной технике термопары получили широкое распространение для измерения температур. Кроме того, полупроводниковые термоэлементы используются как обратные тепловые преобразователи, преобразующие электрический ток в тепловой поток.

Материалы, применяемые для термопар, приведены в таблице 2.1, где приведены также термоЭДС, которые развиваются различными термоэлектродами в паре с платиной при температуре рабочего спая $T_1 = 100^{\circ}\text{C}$ и при температуре свободных концов $T_0 = 0^{\circ}\text{C}$. Зависимость термоЭДС от температуры в широком диапазоне температур обычно нелинейна, поэтому данные таблицы нельзя рас-

пространить на более высокие температуры. В качестве примера на рисунке 2.3 приведена зависимость $E = f(T)$ для одной из наиболее распространенных термопар платиновых - платина.

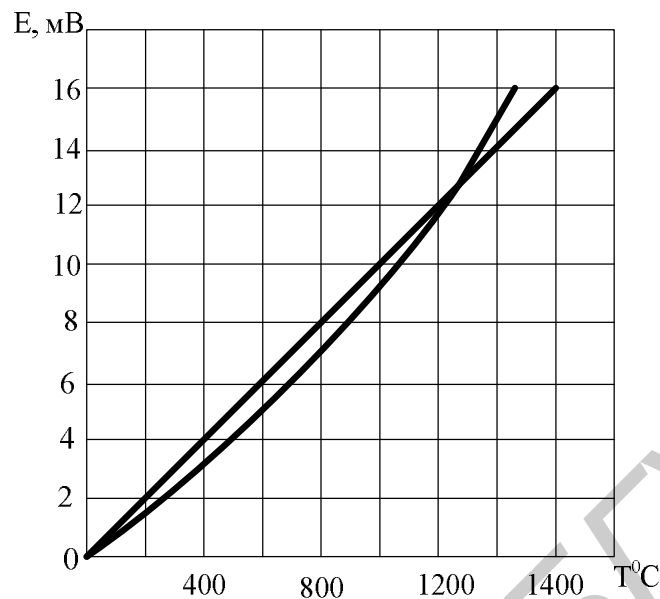


Рисунок 2.3 – Зависимость $E = f(T)$ для термопары платиновых - платина

При конструировании термопар, естественно, стремятся сочетать термоэлектроды, один из которых обеспечивает с платиной положительную, а другой – отрицательную термоЭДС. При этом необходимо учитывать также пригодность того или иного термоэлектрода для применения в заданных условиях измерения (влияние на термоэлектрод среды, температуры и т. д.).

Таблица 2.1 – ТермоЭДС различных термопар в паре с платиной

Материал	ТермоЭДС, мВ	Материал	ТермоЭДС, мВ
Кремний	+44,8	Свинец	+0,44
Сурьма	+4,7	Олово	+0,42
Хромель	+2,4	Алюминий	+0,40
Нихром	+2,2	Графит	+0,32
Железо	+1,8	Уголь	+0,30
Сплав (90 % Pt, 10 % Ir)	+1,3	Ртуть	0,00
Молибден	+1,2	Палладий	-0,57
Вольфрам	+0,8	Никель	-1,5
Манганин	+0,76	Алюмель	-1,7
Медь	+0,76	Сплав(60 % Au,30 % Pd,10 %Pt)	-2,31
Золото	+1,75	Константан	-3,4
Серебро	+0,72	Копель	-4,5
Иридий	+0,65	Пирит	-12,1
Родий	+0,64	Молибденит	-69...-104
Сплав (90 % Pt, 10 % Rh)	+0,64		

Термопары этого типа работают при сравнительно небольших температурах, но для повышения чувствительности преобразователей мощности к температуре они должны обладать *минимальной теплоемкостью* и *минимальным ко-*

эффицентом теплоотдачи. Поэтому такие термопары выполняются из тонкой проволоки диаметром $d \approx 5 - 10$ мкм.

Для повышения выходной ЭДС используется несколько термопар, образующих термобатарею.

2.2.2 Контактные явления и термоЭДС в металлах

Экспериментально доказано, что в металлах имеются свободные электроны, способные перемещаться по металлу. Такая система свободных электронов в кристаллической решётке называется электронным газом. Свободными электронами в металле можно считать лишь относительно. Вблизи границы металла на электроны действует электрическая сила, удерживающая их внутри металла. Чтобы преодолеть эту силу, электрон должен совершить определённую работу. Для удобства количественного описания процесса необходимо ввести понятие «потенциального ящика». Можно полагать, что электроны внутри металла обладают определенной отрицательной энергией, которая возрастает и обращается в нуль на границе металла.

Электрон в металле имеет, таким образом, кинетическую E и потенциальную энергию eU . Полная энергия $eU + E$ при $|eU| > E$ отрицательна. Глубина «потенциального ящика» (т. е. величина eU) определяется параметрами металла и свойствами поверхности, а кинетическая энергия E – температурой и уровнем Ферми.

Для того чтобы вырвать электрон из металла, ему необходимо сообщить энергию ($e\Delta\phi$), достаточную для преодоления потенциального барьера.

С увеличением температуры энергия электронов повышается. Однако даже при температурах, близких к температуре плавления, глубина потенциального ящика остаётся практически неизменной, так что энергию, которую нужно сообщить электрону для вырывания его из металла, можно определить по той же формуле, что и при $T = 0$.

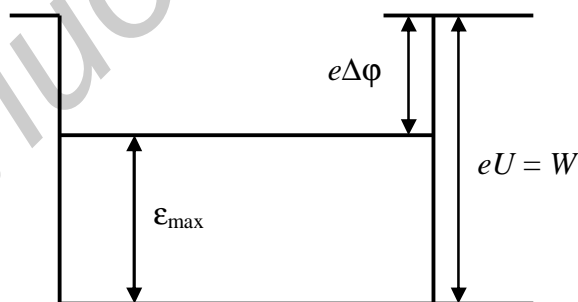


Рисунок 2.4 – «Потенциальный ящик» электронов внутри металла (Кинетическая энергия электронов отсчитывается от «дна» потенциального ящика.)

Вследствие теплового движения электроны проводимости могут выходить из металла в окружающее пространство. В результате вылета электронов из металла вблизи поверхности проводника образуется двойной электрический слой толщиной в несколько межатомных расстояний. Металл оказывается заряженным положительно, а вылетающие электроны образуют отрицательно заряженное «облако». Между металлом и электронным облаком возникает разность по-

тенциалов $\Delta\phi$. Для различных металлов $\Delta\phi$ колеблется от 1 до 10 В и зависит как от химической природы металла, так и от состояния его поверхности. Электрон, выходя из металла, совершает работу против сил притяжения со стороны положительно заряженного проводника и против сил отталкивания со стороны ранее вылетевших электронов. Эта работа совершается за счёт уменьшения кинетической энергии электронов и называется работой выхода электрона из данного металла. Работа выхода $A = eU - E_{\max}$ связана с разностью потенциалов $\Delta\phi$.

$$\Delta\phi = \frac{A}{e}, \quad (2.6)$$

где e – величина заряда электрона.

При соприкосновении двух проводников электроны вследствие теплового движения переходят из одного проводника в другой. Наличие тепла Пельтье означает, что кинетическая энергия электронов при переходе из одного проводника в другой изменяется. Если она увеличивается, то спай нагревается, если же она уменьшается, то спай охлаждается. Это значит, что между обоими проводниками имеется некоторая разность потенциалов, которая не зависит от тока и существует даже в его отсутствие. Она получила название «внутренней контактной разности потенциалов».

Возникновение внутренней контактной разности потенциалов объясняется следующим образом. Рассмотрим два различных металла 1 и 2 (рисунок 2.5), находящихся при одной и той же температуре, и предположим, что они приведены в соприкосновение. Электроны проводимости вследствие теплового движения будут переходить из проводника 1 в проводник 2 и обратно. Так как концентрация электронов в обоих металлах различна, то и диффузионные потоки электронов будут неодинаковыми.

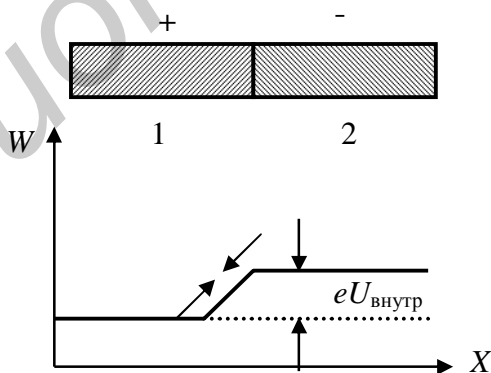


Рисунок 2.5 – Контакт двух различных проводников и распределение потенциальной энергии электронов

Допустим, что концентрация электронов в металле 1 больше концентрации в металле 2. Тогда поток диффузии электронов из металла 1 будет больше потока диффузии в обратном направлении, и он будет заряжаться положительно, а металл 2 – отрицательно. В результате этого между металлами возникает разность потенциалов и появится электрическое поле, которое вызовет дополни-

тельное движение электронов (дрейфовое движение) в обратном направлении – от металла 2 к металлу 1, поэтому общее количество электронов, переходящих от металла 1 к металлу 2, будет уменьшаться, а движущихся в противоположном направлении – увеличиваться. При некоторой внутренней контактной разности потенциалов $U_{\text{внутр}}$ между металлами установится равновесие, и потенциалы металлов не будут уже изменяться. Эта разность потенциалов и является внутренней контактной разностью потенциалов обоих металлов.

Отметим, что вследствие большой тепловой скорости электронов обмен электронами происходит весьма быстро и равновесие устанавливается уже в ничтожные доли секунды.

Согласно закону Ома плотность тока внутри металла равна $\vec{j} = S \vec{E}$. Так как в равновесии $j=0$, то и электрическое поле в любой точке объема металлов будет равно нулю. Это значит, что электрическое поле \vec{E} существует только в тонком пограничном слое между обоими проводниками, на котором сосредоточена и вся контактная разность потенциалов.

Полученные результаты можно наглядно представить с помощью энергетической диаграммы. Будем откладывать по вертикальной оси потенциальную энергию электрона внутри металла, равную $W=eU$ (e – заряд электрона, U – значение потенциала), а по горизонтальной оси – перемещение вдоль металла. Тогда получится распределение энергии, изображенное на рисунке 2.6.

Так как в отсутствие тока потенциал внутри металла одинаков, то энергия W постоянна в разных точках одного и того же металла. Однако ее значение в обоих металлах различно и меньше в металле 1, заряженном положительно, чем в металле 2 (так как заряд электрона $e < 0$). Разность энергий электрона в обоих проводниках равна $eU_{\text{внутр}}$.

Вычислим теперь величину внутренней контактной разности потенциалов.

В классической электронной теории задача о равновесии электронов в двух соприкасающихся проводниках не отличается от задачи о равновесии атомарного газа, находящегося в поле тяжести. Из молекулярной физики известно, что концентрация атомов газа n на высоте h связана с концентрацией n_0 у поверхности земли формулой

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}, \quad (2.7)$$

где m – масса атома,

g – ускорение поля тяжести;

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура, которая предполагается одинаковой во всем газе. Здесь mgh есть разность потенциальных энергий ($W_1 - W_2$) атома газа на высоте h и у поверхности земли. В случае двух соприкасающихся металлов $W_1 - W_2 = eU_{\text{внутр}}$ и поэтому

$$n_1 = n_2 e^{-\frac{eU_{\text{внутр}}}{kT}}, \quad (2.8)$$

где n_1 и n_2 – концентрации электронов в обоих металлах.

Отсюда

$$U_{\text{внутр}} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (2.9)$$

Полученная формула показывает, что чем больше различие в концентрациях электронов, тем больше и внутренняя контактная разность потенциалов.

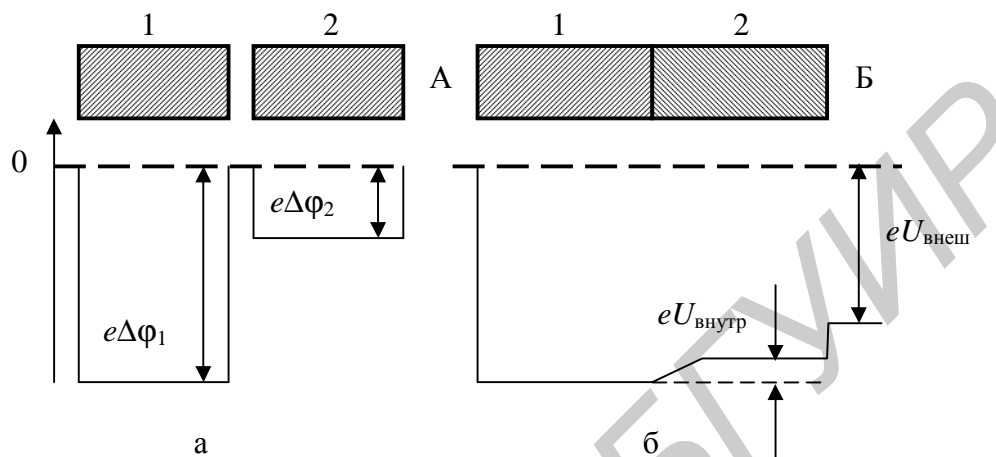


Рисунок 2.6 – Возникновение внешней контактной разности потенциалов

Возникновение внешней контактной разности потенциалов объясняется следующим образом. Рассмотрим электрическое состояние у свободных концов двух соприкасающихся металлов. Пусть сначала два различных металла 1 и 2 отделены друг от друга. В этом случае потенциальная энергия электрона в различных точках пространства изображается кривыми (рисунок 2.6). При построении этого графика энергия покоящегося электрона в вакууме (вне металла) принята равной нулю. Так как оба металла не заряжены, то электрического поля между ними нет, и энергия электрона в пространстве между металлами остается постоянной. Она постоянна и внутри металлов (точнее, постоянно ее среднее значение), но имеет другую, меньшую величину. Каждый кусок металла на этом графике характеризуется потенциальным ящиком.

В классической теории глубина потенциальной ямы равна термоэлектронной работе выхода электрона из металла А.

Приведем теперь в соприкосновение оба куска металла. Тогда в контактном слое вследствие диффузии электронов установится скачок потенциала $U_{\text{внутр}}$, равный внутренней контактной разности потенциалов, и между днищами обоих потенциальных ящиков будет малое энергетическое состояние eU (рисунок 2.6, б). Но так как глубины потенциальных ящиков различны, то их внешние края окажутся на разных высотах. Это значит, что между двумя любыми точками А и Б, находящимися вне металлов, но расположенными в непосредственной близости от их поверхности, возникает разность потенциалов. Она получила название внешней контактной разности потенциалов обоих металлов. Между обоими соприкасающимися металлами во внешнем пространстве появится электрическое поле, а на поверхности металлов возникнут электрические

заряды (рисунок 2.6). Из рисунка 2.6 видно, что контактная разность потенциалов равна

$$U_a = \varphi_2 - \varphi_1 \pm U_{\text{внутр}}, \quad (2.10)$$

где знак «+» или «-» следует выбирать в зависимости от знака внутренней контактной разности потенциалов.

Оценка показывает, что $U_{\text{внутр}}$ мало и имеет порядок $10^{-2} - 10^{-3}$ В. Напротив, работы выхода A измеряются несколькими эВ, и такой же порядок имеет их разность для различных пар металлов. Поэтому с достаточной точностью можно считать, что

$$U_a = (A_2 - A_1)/e, \quad (2.11)$$

т. е. *контактная разность потенциалов двух металлов равна разности их работ выхода*. Квантовая теория металлов показывает, что данная формула верна совершенно точно.

Рассмотрим теперь цепь, состоящую не из двух, а из нескольких металлов 1, 2, 3, 4. Дополнительные разности потенциалов здесь не возникают, поэтому контактная разность цепи из 4-х металлов равна:

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} = (\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) = \varphi_4 - \varphi_1 = U_{14}, \quad (2.12)$$

т. е. такая же, как в отсутствие промежуточных металлов 2 и 3. Контактная разность определяется только крайними металлами цепи.

Если имеется замкнутая цепь, составленная из разных металлов или вообще из электронных проводников (проводников первого рода), то внешняя контактная разность потенциалов вообще не возникает, и остаются только внутренние контактные разности потенциалов и т. д.

Сумма этих скачков потенциала равна

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} + U_{41} = \frac{kT}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} + \ln \frac{n_2}{n_3} + \ln \frac{n_3}{n_4} + \ln \frac{n_4}{n_1} \right) = \frac{kT}{e} \ln 1 = 0. \quad (2.13)$$

Следовательно, и электродвижущая сила цепи, составленной из каких угодно проводников первого рода, но находящихся при одинаковой температуре, равна нулю. Такой же результат получается и в квантовой теории металлов.

Составим замкнутую цепь из двух разнородных металлов и будем поддерживать температуры контактов А и Б (спаев) различными и равными T_A и T_B . В этом случае в цепи возникает электродвижущая сила, которая называется термоэлектродвижущей силой (термоЭДС), а сама цепь называется термопарой или термоэлементом.

Контактные разности потенциалов в спаях А и Б различны по величине вследствие различной температуры спаев. Подсчитаем электродвижущую силу, пользуясь формулой

$$e = \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{k \times T_A}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{A_1 - A_2}{e} - \frac{k \times T_B}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{k}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2} \times (T_A - T_B). \quad (2.14)$$

Постоянная для двух данных металлов величина называется постоянной термопары или удельной термоЭДС.

$$\alpha = \frac{k}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2} \times (T_A - T_B). \quad (2.15)$$

Удельная термоЭДС равна термоэлектродвижущей силе, возникающей в цепи при разности температур спаев в один градус Кельвина. Формулу (2.14) можно записать в виде

$$\varepsilon = \alpha \times (T_A - T_B). \quad (2.16)$$

Откуда видно, что термоЭДС – не строго постоянная величина и в некоторой степени зависит от температуры [10].

Благодаря возникающей термоЭДС в термопаре возникает ток. Для его поддержания необходимо обеспечить разность температур спаев, т. е. к горячему спаю подводить тепло, а холодный спай поддерживать при одной и той же температуре. В этом случае происходит преобразование тепловой энергии в электрическую.

2.3 Описание лабораторного макета

Функциональная схема установки представлена на рисунке 2.7. В её комплект входят следующие компоненты:

- 1 Коммутатор исследуемых образцов.
- 2 Термостат.
- 3 Блок стабилизации и измерения температуры.
- 4 Блок измерения термоЭДС.
- 5 Задатчик температуры.
- 6 Блок питания.
- 7 Индикатор температуры.
- 8 Индикатор термоЭДС.
- 9 Усилитель для АЦП.

В лабораторной работе используются четыре вида термопар:

- 1) хромель-копель;
- 2) медь-константан;
- 3) медь-хромель;
- 4) медь-копель;

Схема стабилизации температуры представлена в лабораторной работе №1 (рисунок 1.4) По аналогичной схеме собран измерительный усилитель для измерения термоЭДС исследуемых термопар.

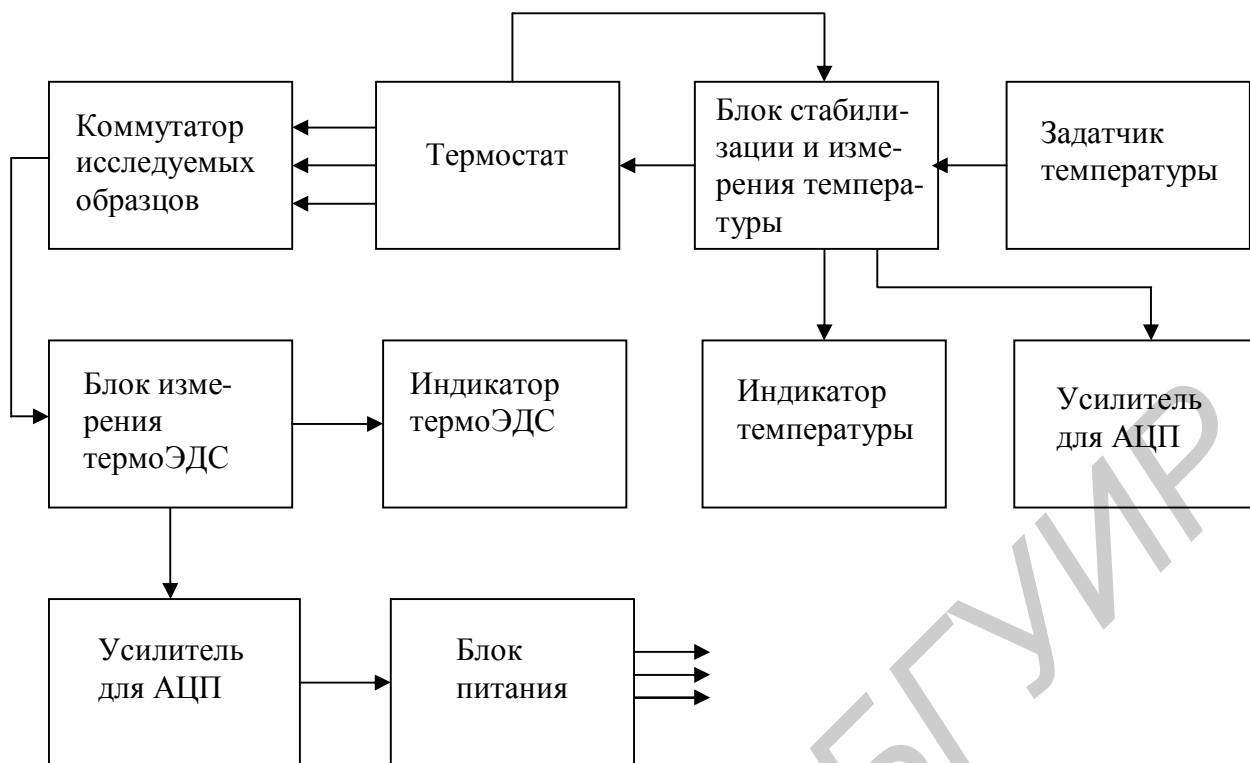


Рисунок 2.7 – Функциональная схема установки для измерения термоЭДС проводниковых материалов

2.3.1 Описание измерительного блока установки

Передняя панель измерительного блока приведена на рисунке 1.3 (лабораторная работа №1).

На передней панели измерительного блока находятся:

- 1) кнопка 1 (сеть), посредством которой подается напряжение от сети на рабочую часть установки;
- 2) термостат с образцами;
- 3) для включения нагрева термостата на передней панели имеется кнопка 3;
- 4) для определения сопротивления проводников имеется омметр 4;
- 5) измеритель температуры, предназначенный для определения температуры в термостате;
- 6) задатчик температуры, который предназначен для установки необходимой температуры в термостате;
- 7) устройство для определения термоЭДС;
- 8) переключатель образцов:
 - №1 – хромель-копель;
 - №2 – медь-константан;
 - №3 – медь-хромель;
 - №4 – медь-копель.

2.4 Порядок выполнения работы

Определение зависимости термоЭДС различных термопар от температуры проводить следующим образом:

- 1) подать напряжение на рабочую часть установки с помощью кнопки (1) (сеть);
- 2) подключить первые образцы с помощью переключателя образцов (8);
- 3) снять показание термоЭДС термопары (хромель-копель) с помощью прибора (7) при комнатной температуре;
- 4) с помощью переключателя образцов (7) снять показания значения термоЭДС для всех остальных образцов;
- 5) после измерения всех образцов при комнатной температуре включить термостат и установить на регуляторе (6) температуру 30°C;
- 6) необходимо дождаться, пока кнопка термостата (3) погаснет, что свидетельствует о стабилизации температуры;
- 7) когда температура стабилизируется, кнопка начнет мигать, после этого необходимо снять показания с измерителя температуры (5) и прибора (8);
- 8) измерения проводить до 100°C с интервалом в 10°C;
- 9) провести аналогичные измерения со всеми образцами;
- 10) полученные данные занести в таблицу 2.2.

2.4.1 Определение термоЭДС проводниковых материалов

По данным из таблицы 2.2 построить графики температурной зависимости термоЭДС для всех исследуемых типов термопар.

В таблице 2.3 приведены основные характеристики термопар.

Таблица 2.2 – Результаты измерений

Положение переключателя	Термопара	ТермоЭДС, мВ							
		25°C	35°C	45°C	55°C	65°C	75°C	85°C	95°C
1	Хромель-копель								
2	Медь-константан								
3	Медь-хромель								
4	Медь-копель								

Примечание – НСХ – номинальные статические характеристики преобразования по международной классификации ТСС.

Таблица 2.3 – Основные характеристики термопар

Тип термопары	Буквенное обозначение НСХ*	Материал термоэлектродов		Коэффициент термоЭДС, мкВ/°С (в диапазоне температур, °С)	Диапазон рабочих температур, °С	Предельная температура при кратковременном применении, °С
		положительного	отрицательного			
ТЖК	J	Железо (Fe)	Сплав константан (45 % Cu + 45 % Ni, Mn, Fe)	50 – 64 (0 – 800)	от –200 до +750	900
ТХА	K	Сплав хромель (90,5 % Ni + 9,5 % Cr)	Сплав алюмель (94,5 % Ni + 5,5 % Al, Si, Mn, Co)	35 – 42 (0 – 1300)	от –200 до +1200	1300
ТМК	T	Медь (Cu)	Сплав константан (55 % Си + 45 % Ni, Mn, Fe)	40 – 60 (0 – 400)	от –200 до +350	400
ТХКн	E	Сплав хромель (90,5 % Ni + 9,5 % Cr)	Сплав константан (55 % Cu + 45 % Ni, Mn, Fe)	59 – 81 (0 – 600)	от –200 до +700	900
ТХК	L	Сплав хромель (90,5 % Ni + 9,5 % Cr)	Сплав копель (56 % Си + 44 % Ni)	64 – 88 (0 – 600)	от –200 до +600	800
ТНН	N	Сплав никросил (83,49 % Ni + 13,7 % Cr + 1,2 % Si + 0,15 % Fe + 0,05 % C + 0,01 % Mg)	Сплав нисил (94,98 % Ni + 0,02 % Cr + 4,2 % Si + 0,15 % Fe + 0,05 % C + 0,05 % Mg)	26 – 36 (0 – 1300)	от –270 до +1300	1300
ТПП13	R	Сплав платина-родий (87 % Pt + 13 % Rh)	Платина (Pt)	10 – 14 (600 – 1600)	от 0 до +1300	1600
ТПП10	S	Сплав платина-родий (87 % Pt – 13 % Rh)	Платина (Pt)	10 – 14 (600 – 1600)	от 0 до +1300	1600

НСХ – номинальные статические характеристики преобразования по международной классификации ТСС.

Если составить цепь из двух разнородных металлов и поддерживать температуру контактов А и Б (спаев) T_A и T_B различной, то в цепи возникает электродвижущая сила, которая называется термоэлектродвижущей силой, а сама цепь называется *термопарой*, или *термоэлементом*.

Контактные разности потенциалов в спаях А и Б различны по величине вследствие различной температуры спаев. Подсчитать термоЭДС, пользуясь формулой

$$\varepsilon = \frac{k}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2} \times (T_A - T_B). \quad (2.17)$$

Постоянная для двух данных металлов величина α называется *постоянной термопары* или *удельной термоЭДС*. Удельная термоЭДС равна термоэлектродвижущей силе, возникающей в цепи при разности температур спаев в один градус Кельвина. Формулу можно записать в виде

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{(T_A - T_B)}, \quad (2.18)$$

или

$$a = \frac{k}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (2.19)$$

Отсюда видно, что термоЭДС – не строго постоянная величина и зависит от температуры [12].

Благодаря возникающей термоЭДС в термопаре возникает ток. Для его поддержания необходимо обеспечивать разность температур спаев, т. е. к горячему спаю подводить тепло, а холодный спай поддерживать при одной и той же температуре. В этом случае происходит преобразование тепловой энергии в электрическую.

При нагревании в термостате температура горячего спая увеличится, и в цепи потечёт ток, регистрируемый с помощью милливольтметра. В процессе измерения по разности температур горячего и холодного спаев устанавливается линейная зависимость термоЭДС. Как следует из (2.20), тангенс угла наклона $\text{tg}\beta$ прямой $V = f(T - T_0)$ к оси абсцисс равен постоянной термопары α , т. е.

$$\text{tg}\beta = \alpha = \frac{k}{e} \times \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (2.20)$$

где k – постоянная Больцмана;

e – заряд электрона;

n_1 и n_2 – концентрации свободных электронов в соприкасающихся металлах.

Откуда

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{e \cdot a}{k}\right). \quad (2.21)$$

Вычислить постоянную термопары α по зависимости $V = f(T - T_0)$ с помощью метода наименьших квадратов. При этом уравнение линейной регрессии имеет вид

$$Y = A \times X, \quad (2.22)$$

где A – угловой коэффициент наклона прямой, проходящей через начало координат.

Этот коэффициент находится по формуле

$$A = \frac{\sum_{i=1}^N X_i \times Y_i}{\sum_{i=1}^N X_i^2}, \quad (2.23)$$

где $X = T$, $Y = U$, $A = \alpha$.

По формуле (2.21) найти отношение концентрации электронов в металлах спая термопары. Произвести расчет для остальных исследуемых образцов и полученные данные занести в таблицу 2.4.

Таблица 2.4 – Данные расчета исследуемых образцов

Исследуемый образец	A, мкВ/°С	$\frac{n_1}{n_2}$
1 Термопара хромель-копель (ТХК)		
2 Термопара медь-константан (ТМК)		
3 Термопара медь-хромель (ТМХ)		
4 Термопара медь-копель (ТМК)		

2.5 Содержание отчета

- 1 Цель работы.
- 2 Основная часть:
 - определить термоЭДС всех термопар;
 - построить графики температурной зависимости термоЭДС для исследуемых типов термопар;
 - найти постоянную термопар и отношение концентрации электронов в металлах спая термопар.
3. Выводы.

2.6 Контрольные вопросы

- 1 Основные понятия контактных явлений в проводниках.
- 2 Что такое термоЭДС, как она возникает?
- 3 Что такое термопара?
- 4 Какие материалы используются при изготовлении термопар?
- 5 Сравнить чувствительность различных термопар.

Литература

- 1 Брусенцов, Ю. А. Материалы электронной техники : лаб. практикум / Ю. А. Брусенцов, В. А. Пручкин, И. С. Филатов. – Тамбов : ТГТУ, 2006. – 44 с.
- 2 Плотянская, М. А. Материаловедение и материалы электронной техники : курс лекций / М. А. Плотянская, И. А. Киршина, О. М. Филонов. – СПб. : ГУАП, 2004. – 95 с.
- 3 Сорокин, В. С. Материалы и элементы электронной техники В 2 т. / В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева – М. : Академия, 2006. – 448 с.
- 4 Пасынков, В. В. Материалы электронной техники: учебник / В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. – СПб. : Лань, 2002.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

3.1 Цель работы

Исследование электропроводности, термоЭДС и температурной зависимости коэффициента «термоэлектрической добротности» кремния и арсенида галлия.

3.2 Теоретическая часть

3.2.1 Электрофизические параметры полупроводниковых материалов

В полупроводниковой промышленности главным образом используется не чистый кремний, а кремний, легированный примесями различного типа. Концентрация собственных носителей заряда определяется по формуле

$$n = n_0 e^{-\Delta E / kT},$$

где n – концентрация собственных носителей заряда при температуре T , К;
 n_0 – плотность состояний, зависящая от температуры и изменяющаяся от $1,5 \cdot 10^{19}$ до $2,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при изменении температуры от 273К до 1573К;

ΔE – ширина запрещенной зоны;

k – постоянная Больцмана.

При комнатной температуре концентрация собственных носителей заряда кремния составляет $\sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Теплопроводность кремния сильно зависит от температуры. Так, при температуре 2К теплопроводность составляет 0,1; при 20 – ≈ 10 , а при 200 К – $\approx 1 \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$.

Таблица 3.1 – Основные свойства германия и кремния

Свойства	Германий	Кремний
Постоянная решетки, Å	5,66	5,42
Плотность при 20°C, Мг/м ³	5,3	2,3
Температурный коэффициент линейного расширения (0 – 100°C), К ⁻¹	$6 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$
Удельная теплопроводность, Вт/(м·К)	55	80
Удельная теплоемкость (0 – 100°C), Дж/(кг·К)	333	710
Температура плавления, °С	936	1414
Теплота плавления, Дж/кг	$4,1 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$
Собственное удельное сопротивление при 20°C, Ом·м	0,68	$2 \cdot 10^3$
Собственная концентрация носителей, м ⁻³	$2,5 \cdot 10^{19}$	10^{16}
Ширина запрещенной зоны, эВ при 0 К	0,785	1,21
Ширина запрещенной зоны, эВ при 300 К	0,72	1,12
Подвижность электронов, м ² /(В·с)	0,39	0,14
Подвижность дырок, м ² /(В·с)	0,19	0,05
Работа выхода электронов, эВ	4,8	4,3
Первый ионизационный потенциал, В	8,1	8,14
Диэлектрическая проницаемость	16	12,5

Арсенид галлия (GaAs) представляет собой химическое соединение галлия и мышьяка и относится к полупроводникам группы $A^{III}B^V$. У многих соединений $A^{III}B^V$ подвижность электронов достигает высоких значений, что обусловлено в первую очередь малыми значениями их эффективной массы. Сходство структуры валентной зоны у большинства соединений $A^{III}B^V$ приводит к тому, что эффективные массы дырок имеют близкие значения. При повышенных температурах главным механизмом рассеяния в соединениях $A^{III}B^V$ является полярное взаимодействие носителей заряда с оптическими колебаниями решетки. Этот вид взаимодействия играет особую роль вследствие большого дипольного момента, возникающего при относительном движении двух неодинаковых атомов. В ковалентных полупроводниках со структурой алмаза оба атома в элементарной ячейке имеют одинаковую природу, поэтому оптические неполярные колебания решётки играют значительно меньшую роль. В области низких температур подвижность носителей заряда, как правило, ограничивается рассеиванием на ионизированных примесях. В связи с этим значение низкотемпературного максимума подвижности может служить дополнительным критерием чистоты материала. В таблице 3.1 представлены основные электрические параметры арсенидов элементов группы III. Следует отметить, что при достаточно высокой степени легирования примесное рассеяние проявляется даже в условиях комнатной температуры [2].

Таблица 3.2 – Электрические параметры и свойства арсенидов

Соединение	ΔE_g , эВ		$\frac{d(\Delta E_g)}{dT}$, эВ/К	Энергетический переход	Приведенная эффективная масса, $m_{эф}/m_0$			Подвижность носителей заряда, $см^2/(В \cdot с)$			
	0 К	300 К			электронов	лёгк. дырок	тяж. дырок	электронов		дырок	
			300 К					70 К	300 К	70 К	
ВAs	–	1,46	–	непрямой	–	–	–	–	–	–	–
AlAs	2,24	2,16	–4,0	непрямой	0,5	0,22	0,49	280	$2 \cdot 10^5$	450	4200
GaAs	1,52	1,43	–4,0	прямой	0,068	0,087	0,48	9500			
InAs	0,425	0,36	–3,5	прямой	0,025	0,025	0,41	$0,33 \cdot 10^5$	$0,1,2 \cdot 10^5$	460	690

По своим электронным свойствам GaAs превосходит свойства кремния: обладает более высокой подвижностью основных носителей заряда, позволяющей работать на частотах 250 ГГц и более, а также возможностью изменения ширины запрещенной зоны в широких пределах.

Общие параметры арсенида галлия приведены в таблице 3.3.

Таблица – 3.3 Общие параметры арсенида галлия

Название	Арсенид галлия
Химическая формула	GaAs
Внешний вид	Тёмно-серые кубические кристаллы
Структура	
Атомный вес	144.64 ат. ед.
Постоянная решетки	0.56533 нм
Кристаллическая структура	Цинковая обманка
Физические	
Агрегатное состояние при нормальных условиях	Твердое
Точка плавления при нормальных условиях	1513 К
Электронные	
Ширина запрещенной зоны при 300 К	1,424 эВ
Электроны, эффективная масса	0,067 m_e
Тяжелые дырки, эффективная масса	0,45 m_e
Легкие дырки, эффективная масса	0,082 m_e
Подвижность электронов при 300 К	9200 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
Подвижность дырок при 300 К	400 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
Яд	ДА
Продукты распада	Высокотоксичные пары мышьяка

Арсенид галлия сохраняет хорошие электрические характеристики в широком интервале температур – от минусовых до плюс 500°C [16].

3.2.2 Температурная зависимость электропроводности и термоэлектродвижущей силы полупроводников

Физические явления, обусловленные движением носителей заряда под действием внешних и внутренних полей, называются кинетическими явлениями или явлениями переноса. К ним относятся электропроводность, теплопроводность, гальваномагнитные, термомагнитные, термоэлектрические явления. В настоящей работе исследуется электропроводность и термоЭДС полупроводников.

Одним из методов теоретического описания кинетических эффектов является метод кинетического уравнения Больцмана.

В состоянии термодинамического равновесия система описывается равновесной функцией распределения $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{k})$, где \mathbf{r} и \mathbf{k} – радиус-вектор и волновой вектор частицы (например электрона) соответственно. Под действием внешних сил функция распределения меняется, и состояние описывается неравновесной функцией распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$, зависящей от времени t . В случае если можно ввести понятие времени релаксации τ , стационарное кинетическое уравнение Больцмана записывается следующим образом:

$$(\mathbf{r}, \nabla_r \mathbf{f}) + \frac{1}{\hbar} (\mathbf{F}, \nabla_k \mathbf{f}) = \frac{f - f_0}{\tau}, \quad (3.1)$$

где \mathbf{F} – сила, обусловленная внешними макроскопическими полями,

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_k E, \text{ где } \mathbf{v} - \text{ скорость частицы, } \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054572 \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с.}$$

Решение его позволяет найти стационарную неравновесную функцию распределения, если известны структура энергетических зон кристалла, т. е. $E(k)$ и характер внешних сил. Плотность тока, возникающего в результате внешних воздействий, определяется неравновесной функцией распределения:

$$\mathbf{j} = \frac{q}{4\pi^3} \int_{V_3} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, k) d k, \quad (3.2)$$

где интегрирование ведется по зоне Бриллюэна. Аналогично можно записать плотность потока энергии:

$$\mathbf{W} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_3} E \mathbf{v} f(\mathbf{r}, k) d \tau_k. \quad (3.3)$$

Если в полупроводнике имеются частицы разных сортов (например, электроны и дырки), то нужно просуммировать токи и потоки, создаваемые частицами каждого сорта. С помощью выражений (3.2) и (3.3) можно описать все кинетические явления.

3.2.2 Электропроводность

Для описания электропроводности необходимо знать связь между плотностью тока \mathbf{j} и полем \mathbf{E} , вызывающим этот ток. При наличии в полупроводнике носителей заряда двух сортов электронов и дырок для плотности тока получаем

$$\mathbf{j} = \left(q^2 \frac{n \langle \tau_n \rangle}{m_n} + q^2 \frac{n \langle \tau_p \rangle}{m_p} \right) \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

где $\langle t_n \rangle$ и $\langle t_p \rangle$ – усредненные по энергии времена релаксации электронов и дырок соответственно;

T_n и T_p – эффективные массы носителей заряда;

σ – электропроводность;

n и p – концентрации электронов и дырок. Из (3.4) видно, что

$$\sigma = \left(q^2 \frac{n \langle \tau_n \rangle}{m_n} + q^2 \frac{n \langle \tau_p \rangle}{m_p} \right) = qn\mu_{dn} + qp\mu_{dp}, \quad (3.5)$$

где $\mu_{dn} = q^2 \frac{n \langle t_n \rangle}{m_n}$ и $\mu_{dp} = q^2 \frac{n \langle t_p \rangle}{m_p}$ – дрейфовые подвижности электронов

и дырок соответственно. Дрейфовая подвижность численно равна скорости дрейфа в электрическом поле единичной напряженности.

Из (2.5) следует, что температурная зависимость проводимости определяется зависимостями $n(T)$ и $\mu(T)$.

Рассмотрим температурную зависимость концентрации носителей заряда. Концентрация электронов в с-зоне может быть найдена следующим образом:

$$n = \int f_0(E) g_n(E) dE = N_c F_{1/2}(\xi), \quad (3.6)$$

где f_0 – равновесная функция распределения $g_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2}$;

$x(E - E_c)^{1/2}$ – плотность состояний в зоне проводимости для параболической зоны;

$N_c = 2 \left(\frac{2p m_n k_0 T}{h^2} \right)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;

$$F_{1/2}(x) = \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^{\infty} \frac{e^{1/2} de}{e^{-x} + 1} \text{ – интеграл в зоне Ферми с индексом } 1/2.$$

Для невырожденного электронного газа

$$F_{1/2}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{e^{-\xi} + 1} = e^{\xi} \quad (3.7)$$

где $x = \frac{F - E_c}{k_0 T}$ – приведенный уровень Ферми.

Тогда

$$n = N_c e^{\frac{F - E_c}{k_0 T}}. \quad (3.8)$$

Аналогично для концентрации дырок в отсутствии вырождения легко получить

$$p = N_v e^{\frac{E_v - F}{k_0 T}}, \quad (3.9)$$

где $N_n = 2 \left(\frac{2p m_p k_0 T}{h^2} \right)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Для нахождения уровня Ферми используется условие электро-нейтральности, по которому суммарный заряд всех заряженных частиц кристалла должен быть равен нулю:

$$n + \sum_i n_{ai} = p \sum_j p_{dj}, \quad (3.10)$$

где n_{ai} – число электронов на i -м акцепторном уровне;

p_{dj} – число дырок на j -м донорном уровне.

Рассмотрим, например, полупроводник, содержащий один сорт донорной примеси с концентрацией N_d , уровень которой расположен на расстоянии ΔE_d ниже дна зоны проводимости E_c . Решая уравнение электронейтральности для этого случая, получаем следующий результат.

В области низких температур, когда уровень Ферми находится выше донорного уровня, концентрация электронов в зоне проводимости при увеличении температуры растет за счет ионизации примесных центров:

$$n = \sqrt{g^{-1}N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2k_0T}\right), \quad (3.11)$$

где g – фактор спинового вырождения.

В области средних температур, когда уровень Ферми находится ниже донорного уровня, концентрация электронов в зоне проводимости остается постоянной, так как примесь вся ионизована, а ионизация собственных атомов еще не существенна:

$$n = N_d. \quad (3.12)$$

Наконец, в области высоких температур происходит ионизация собственных атомов полупроводника и

$$n = p = n_i = \sqrt{g^{-1}N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2k_0T}\right); \quad (3.13)$$

n_i принято называть собственной концентрацией носителей заряда.

На рисунке 3.1 приведена температурная зависимость концентрации носителей заряда для нескольких образцов с разной концентрацией примеси $N_{d1} < N_{d2} < N_{d3} < N_{d4} < N_{d5}$. Поскольку в двух температурных областях зависимость $n(T)$ носит экспоненциальный характер, эти кривые принято строить в спрямляющих координатах $(\lg n, 10^3/T)$. Это дает возможность определить энергию ионизации примеси ΔE_d при низких и ширину запрещенной зоны ΔE_g при высоких температурах. Действительно,

$$\lg n = \lg \sqrt{g^{-1}N_c N_d} - \frac{\Delta E_d}{2k_0T} \lg e; \quad (3.14)$$

$$\lg n = \lg \sqrt{g^{-1}N_c N_v} - \frac{\Delta E_g}{2k_0T} \lg e.$$

Тогда

$$\Delta E_d, \Delta E_g = 0,4 \frac{\Delta(\lg n)}{\Delta(10^3/T)}. \quad (3.15)$$

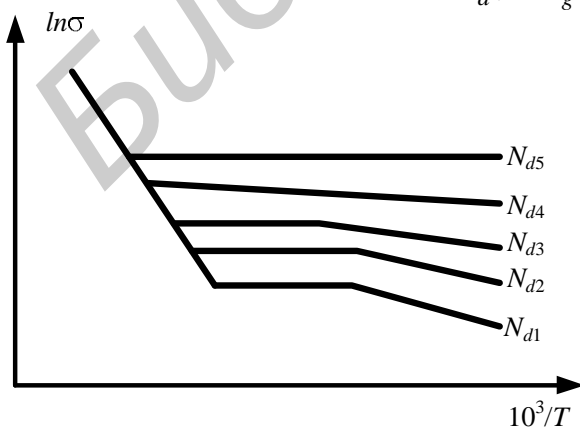


Рисунок 3.1 – Зависимость концентрации электронов от температуры

Для более точного определения энергии, особенно энергии ионизации примеси, следует учесть температурную зависимость предэкспоненциального множителя и строить зависимость $n(T)$ в координатах

$$\left(\lg \frac{n}{T^{3/4}}, 10^3 / T \right) \text{ при низких температурах и } \left(\lg \frac{n}{T^{3/2}}, 10^3 / T \right) \text{ – при высоких.}$$

Уменьшение наклона прямой при возрастании концентрации примеси при низких температурах обусловлено тем, что при достаточно высокой концентрации примеси *дискретный примесный уровень размывается в зону* и расстояние от верхнего уровня этой зоны до E_c уменьшается. Переход к нулевому наклону свидетельствует о *слиянии примесной зоны с зоной проводимости*. Это означает вырождение электронного газа в полупроводнике.

Температурная зависимость подвижности определяется, очевидно, температурной зависимостью времени релаксации, которая в свою очередь зависит от конкретного механизма рассеяния носителей заряда. Наиболее часто реализуются два вида рассеяния: на тепловых колебаниях решетки (для атомных полупроводников – на акустических) и на ионизованной примеси. Теоретическое рассмотрение дает зависимость $\mu_I \sim T^{-3/2}$ для рассеяния на акустических колебаниях решетки и $\mu_{II} \sim T^{3/2}$ для рассеяния на ионизованной примеси. Если в кристалле действуют оба механизма рассеяния, то

$$\frac{1}{\mu} = AT^{-3/2} + CT^{3/2}, \quad (3.16)$$

где A и C – не зависящие от температуры величины.

На рисунке 3.2 приведена температурная зависимость подвижности, полученная при этих предположениях. При низких температурах доминирует примесное рассеяние, при высоких – тепловое.

При увеличении концентрации примеси подвижность становится меньше в той области температур, где доминирует рассеяние на ионах примеси.

Перейдем к рассмотрению температурной зависимости электропроводности. Видно, что в любом случае зависимость подвижности от температуры носит степенной характер. Поэтому из сравнения температурных зависимостей концентрации и подвижности следует, что характер зависимости $\sigma(T)$ определяется подвижностью лишь в том случае, если концентрация носителей заряда не зависит от температуры (в области насыщенной примесной проводимости). В области же низких и высоких температур, где концентрация экспоненциально меняется с температурой, именно она определяет температурную зависимость электропроводности (рисунок 3.3).

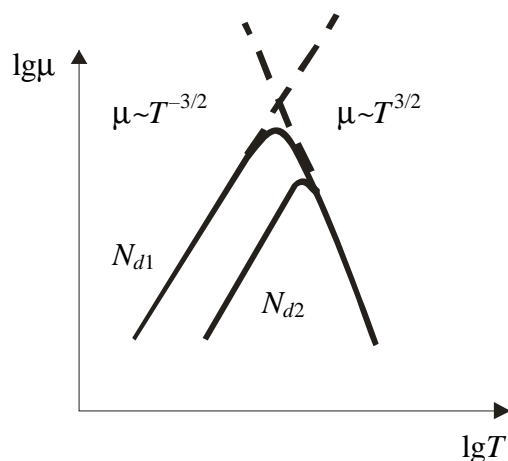


Рисунок 3.2 – Температурная зависимость подвижности носителей зарядов при $N_{d1} < N_{d2}$

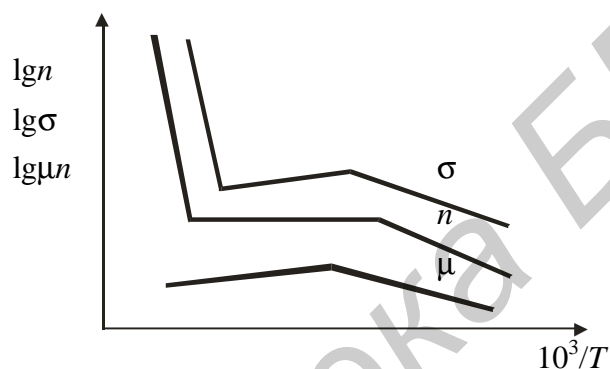


Рисунок 3.3 – Зависимость концентрации и подвижности носителей заряда и проводимости от температур

Экспоненциальная зависимость $\sigma(T)$ позволяет определять ΔE_d в области низких температур и ΔE_g в области собственной проводимости аналогично тому, как эти величины определяются из температурной зависимости концентрации (см. формулу (3.15)). Отметим, что ввиду малых значений ΔE_d при определении этой величины желательно учитывать температурные зависимости подвижности и предэкспоненциального множителя в выражении для концентрации.

3.2.3 Термоэлектрические явления

К термоэлектрическим явлениям относятся три эффекта: эффект Зеебека, эффект Пельтье, эффект Томсона.

3.2.3.1 Явление Зеебека

Пусть имеются два образца 1 и 2 различных материалов, находящихся в контакте (рисунок 3.4). Если температура контактов различна, то в цепи возникает термоэлектрический ток. В разомкнутой цепи появляется термоЭДС. Зеебек, открывший явление, установил, что термоЭДС $d\varepsilon_{12}$ зависит от разности температур и вида материалов:

$$de_{12} = a_{12}dT, \quad (3.17)$$

где b_{12} характеризует пару веществ и называется дифференциальной термоЭДС.

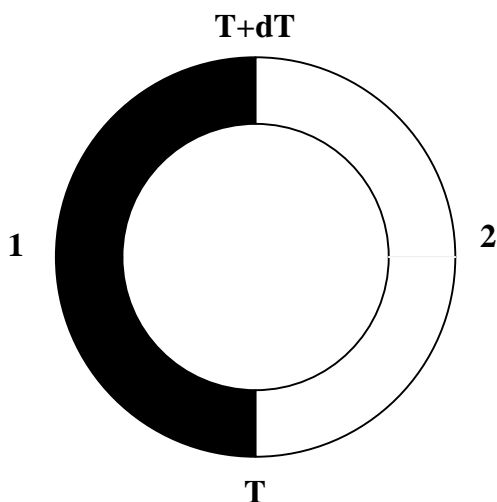


Рисунок 3.4 – Схема наблюдения термоэлектрических явлений

Происхождение термоЭДС качественно объясняется следующим образом. Если полупроводник нагрет неравномерно, то средняя энергия носителей заряда и их концентрация будут больше в той его области, где выше температура. Следовательно, градиент температуры в однородном полупроводнике приводит к градиенту их концентрации, вследствие чего возникает диффузионный поток носителей заряда и появляется электрический ток. В разомкнутой цепи в стационарном состоянии плотность тока в любой точке образца равна нулю. Это означает, что электрический ток, обусловленный градиентом температуры, компенсируется током, возникающим в электрическом поле при разделении зарядов. На образце возникает термоЭДС. Свой вклад в термоЭДС вносят и скачки потенциала на границах разнородных материалов, которые зависят от температуры. Кроме того, при очень низких температурах возникает поток носителей от горячего конца к холодному, обусловленный особым видом электронно-фононного взаимодействия. Этот эффект получил название фононного увлечения.

3.2.3.2 Явление Пельтье

Если через контакт двух материалов пропустить электрический ток, то в контакте происходит выделение или поглощение тепла в зависимости от направления тока. Величина выделенного тепла и его знак зависят от вида контактирующих материалов и величины заряда, прошедшего через контакт,

$$dQ_{12} = \Pi_{12} Idt, \quad (3.18)$$

где Π_{12} – коэффициент Пельтье.

Было найдено, что если внешний ток совпадает по направлению с термотоком, возникающим при нагревании данного контакта, то этот контакт охлаждается.

Причина возникновения явления Пельтье заключается в том, что средняя энергия электронов, участвующих в переносе заряда в двух материалах, находящихся в контакте, различна, несмотря на совпадение уровней электрохими-

ческого потенциала в них. Это наглядно видно на примере контакта полупроводника n -типа и металла (рисунок 3.5).

Энергия электронов в зоне проводимости полупроводника существенно выше энергии электронов на уровне Ферми в металле. Поэтому при переходе электронов под действием поля из полупроводника в металл они должны отдать частично свою энергию решетке, чтобы придти в состояние равновесия с электронами в металле. При обратном направлении поля электроны должны взять энергию у решетки, чтобы преодолеть барьер и прийти в состояние термодинамического равновесия с электронами в зоне проводимости полупроводника. Поскольку электроны приходят в тепловое равновесие в результате нескольких десятков соударений в непосредственной близости от контакта, то и вся теплота Пельтье выделяется или поглощается почти на самом контакте. Кроме того, на контакте обычно существует контактная разность потенциалов, обусловленная разностью работ выхода электронов, в поле которой электроны ускоряются или замедляются. Этот эффект тоже вносит свой вклад в теплоту Пельтье.

3.2.3.3 Явление Томсона

Явление Томсона – выделение или поглощение тепла при прохождении тока в проводнике, в котором создан градиент температуры. Томсон нашел, что выделение тепла dQ^T в объеме dV определяется соотношением

$$dQ^T = -\tau_T (\vec{j} \nabla T) dT dV. \quad (3.19)$$

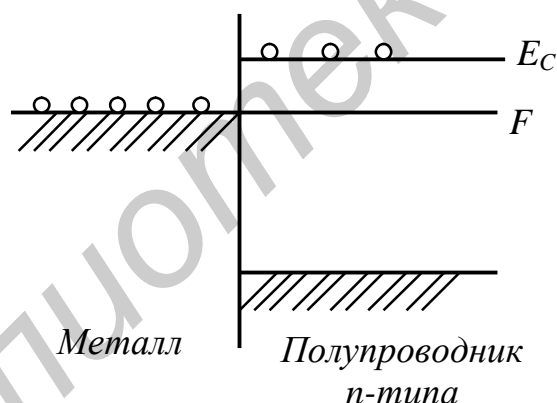


Рисунок 3.5 – Контакт металла с полупроводником n -типа, поясняющий возникновение эффекта Пельтье

Явление Томсона можно пояснить следующим образом. Если вдоль проводника, по которому протекает ток, существует перепад температур, причем направление тока соответствует движению электронов от горячего конца к холодному, то, переходя из более теплого участка в более холодный, электроны передают избыточную энергию окружающим атомам, чем вызывают нагрев проводника. При противоположном направлении тока электроны, переходя в область с более высокой температурой, пополняют свою энергию за счет окружающих атомов и происходит поглощение тепла.

Несмотря на различное качественное объяснение термоэлектрических явлений, все они обязаны своим происхождением тому факту, что средняя энергия частиц, принимающих участие в переносе заряда, в различных материалах различна.

Коэффициенты α_{12} , Π_{12} и τ_{12} связаны между собой термодинамическими соотношениями, и поэтому достаточно определить один из них, например α_{12} . Из кинетического уравнения Больцмана для невырожденного полупроводника с одним типом носителей получаем

$$\alpha_n = -\frac{k_0}{q_p} \left[\frac{5}{2} + t + \ln \frac{N_c}{n} \right] \quad (3.20)$$

и

$$\alpha_p = \frac{k_0}{q_p} \left[\frac{5}{2} + t + \ln \frac{N_v}{p} \right], \quad (3.21)$$

где q_p – заряд дырки, а t – показатель степени в зависимости времени релаксации от энергии $\tau = \tau_0 E^t$, определяемый механизмом рассеяния. В частности, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $t = -1/2$, а при рассеянии на ионизованной примеси $t = 3/2$.

Из (3.20), (3.21) видно, что знак термоЭДС в области примесной проводимости зависит от знака заряда носителей, что позволяет использовать явление термоЭДС для определения типа основных носителей.

Температурная зависимость термоЭДС, как следует из приведенных формул, определяется температурной зависимостью концентрации. При низких температурах для полупроводника с одним типом примеси, когда

$$n = \sqrt{g^{-1} N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2k_0 T}\right),$$

$$\alpha_n = -\frac{k_0}{q_p} \left[5/2 + t + \ln \sqrt{\frac{g N_c}{N_d} + \frac{\Delta E_d}{2k_0 T}} \right] \sim \frac{\Delta E_d}{T}. \quad (3.22)$$

В области истощения примеси $n = N_d$ и

$$\alpha_n = -\frac{k_0}{q_p} \left[5/2 + t + \ln \frac{N_c}{N_d} \right] \sim \ln T. \quad (3.23)$$

В области высоких температур $n = p = n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2k_0 T}\right)$ и необходимо учитывать наличие носителей двух сортов. В этом случае из кинетического уравнения следует, что

$$\alpha = \frac{\alpha_p \sigma_p + \alpha_n \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (3.24)$$

и, следовательно,

$$\alpha = -\frac{k_0}{q_p} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left\{ n\mu_n \left(5/2 + t + \ln \frac{N_c}{n} \right) - p\mu_p \left(5/2 + t + \ln \frac{N_v}{p} \right) \right\}. \quad (3.25)$$

В области собственной проводимости, полагая $N_c \approx N_v$, имеем

$$\alpha_i = -\frac{k_0}{q_p} \frac{b-1}{b+1} \left[5/2 + t + \frac{\Delta E_g}{2k_0T} \right] \sim \frac{k_0}{q_p} \cdot \frac{b-1}{b+1} \cdot \frac{\Delta E_g}{k_0T}, \quad (3.26)$$

где $b = \mu_n/\mu_p$.

Из (3.26) видно, что знак термоЭДС в этом случае определяется знаком более подвижных носителей. Таким образом, получаем следующую картину зависимостей концентрации носителей заряда и термоЭДС от температуры, изображенную на рисунке 3.6. В I и III областях $\alpha \sim 1/T$, причем в области I наклон определяется ΔE_d , а в области III – ΔE_g и отношением подвижностей b , что позволяет при известном значении ΔE_g определить b .

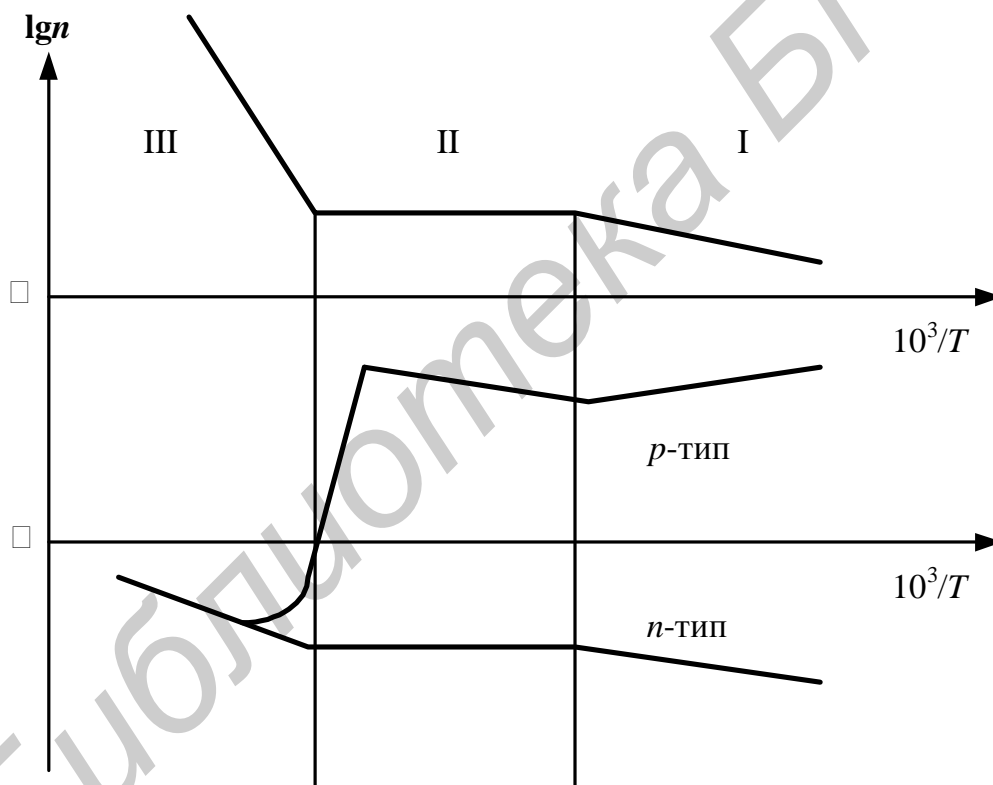


Рисунок 3.6 – Зависимость концентрации и дифференциальной термоЭДС от температуры для $b > 1$

Рассмотрим зависимость величины термоЭДС от концентрации свободных носителей при неизменной температуре. Она приведена на рисунке 3.7 для полупроводника со смешанной проводимостью и определяется выражением (3.25).

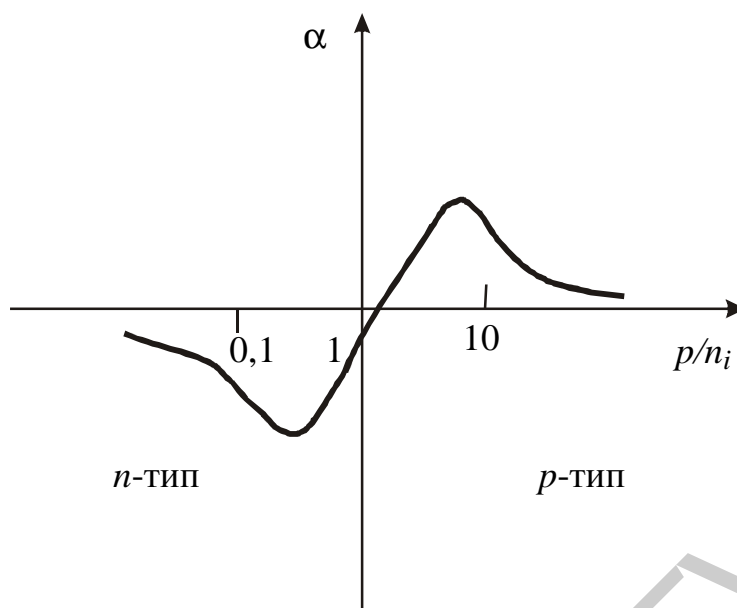


Рисунок 3.7 – Зависимость термоЭДС от концентрации носителей заряда

Видно, что при наличии ярко выраженной примесной проводимости термоЭДС, как и следовало ожидать в соответствии с (3.20) и (3.21), уменьшается при возрастании концентрации свободных носителей [1].

3.2.4 Термоэлектрическая добротность полупроводников

Характеристикой полупроводниковых материалов, определяющей их пригодность к использованию в качестве термоэлемента, является «термоэлектрическая добротность» – Z , которая определяется коэффициентом термоЭДС α , электропроводностью σ и теплопроводностью λ :

$$Z = \frac{\alpha^2 \cdot \sigma}{\lambda}. \quad (3.27)$$

Использование полупроводниковых материалов в качестве термоэлементов определяется величиной коэффициента Пельтье, который оказывается непосредственно связанным с α и температурой приведенным соотношением (3.18).

Из уравнения следует, что абсолютная величина тепла, поглощаемого на одном и выделяемого на другом контакте при данном π , определяется пропускаемым в цепи током. Однако при увеличении тока резко возрастают потери на джоулево тепло (пропорциональные I^2), и поэтому разность температур на контактах растет только до некоторого предела, а затем резко уменьшается. Это ΔT_{\max} , которое можно получить на концах данного полупроводника, оказывается связанным с Z материала соотношением

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} \cdot Z \cdot T^2. \quad (3.28)$$

Смысл введения величины Z можно понять на основе следующих соображений. ТермоЭДС при разности температур ΔT тем больше, чем больше α . Для того

чтобы термопреобразователь давал большую мощность, в нем должен быть создан возможно больший ток, который определяется проводимостью σ и термоЭДС α , в результате чего выделяемая мощность будет пропорциональна $\sigma\alpha^2$. Но создание необходимой разности температур приводит к возникновению потока тепла, величина которого при заданной разности температур ΔT определяется полной теплопроводностью λ . Чем меньше λ , тем больше должен быть КПД преобразователя. Более точно параметр эффективности должен определяться относительной термоЭДС, поэтому для Z вводится выражение (3.29):

$$Z = \frac{a_{12}^2}{\left[\left(\frac{I_1}{s_1}\right)^{1/2} + \left(\frac{I_2}{s_2}\right)^{1/2}\right]^2} = \left[\frac{a_2 - a_1}{\left(\frac{I_1}{s_1}\right)^{1/2} + \left(\frac{I_2}{s_2}\right)^{1/2}} \right]^2. \quad (3.29)$$

Таким образом, исследование температурных зависимостей α и σ позволит определить Z и области температур его оптимальных значений, поскольку именно произведение $\alpha^2\sigma$ определяет термоэлектрическую добротность полупроводника [5,7].

3.3 Рабочие приборы и установки

Определение дифференциальной термоЭДС полупроводника сводится к одновременному измерению величины термоЭДС V_T и разности температур между двумя контактами полупроводника с металлом ($T_2 - T_1$). Поскольку дифференциальная термоЭДС металлов много меньше дифференциальной термоЭДС невырожденных полупроводников, измеренная величина V_T целиком определяется свойствами полупроводника. Разность температур должна быть по возможности малой. αT определяется как $V_T(T_2 - T_1)$ и соответствует температуре $T = (T_2 - T_1)/2$.

В данной работе исследуемыми образцами являются полупроводниковые материалы: кремний (Si), и соединение группы $A^{III} B^V$ арсенид галлия (GaAs). На рисунке 3.8 показан образец кремния (Si) [2].

При выполнении лабораторной работы используется образец одного из полупроводников: арсенид галлия, монокристаллический кремний с размерами $27 \times 7,5 \times 3,5$ мм. На торцы образца нанесены токопроводящие электроды из серебряной пасты. Посередине образца нанесены два токопроводящих кольца из серебряной пасты для снятия показаний потенциалов при измерении электропроводности. Расстояние между контактами $l = 5$ мм, что позволяет уменьшить влияние разности температур на измеряемые значения.

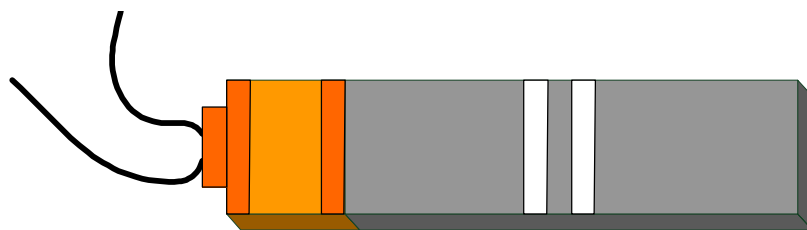


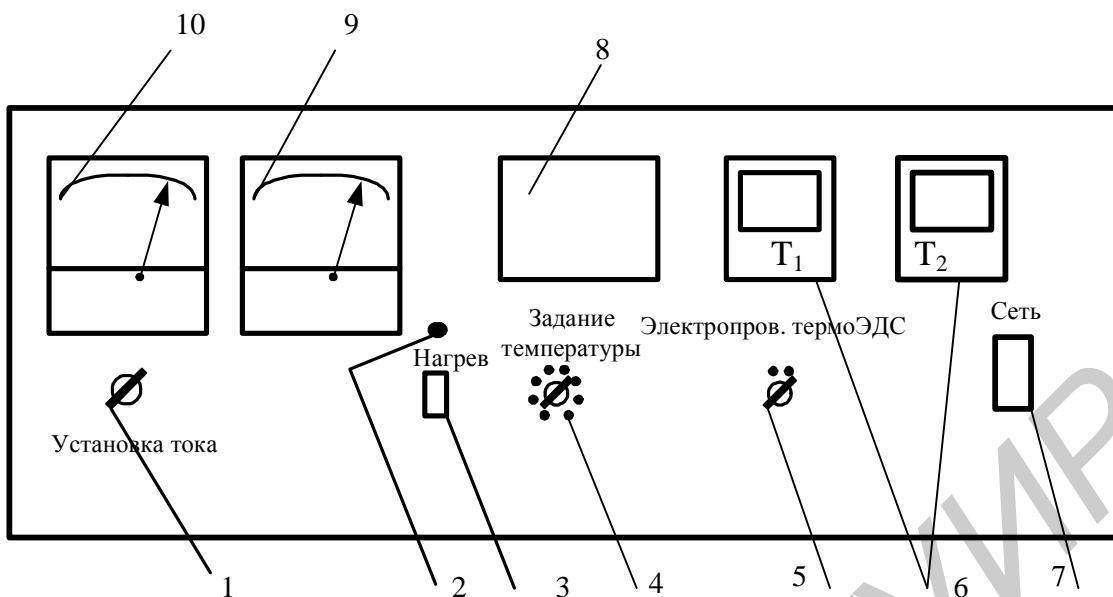
Рисунок 3.8 – Образец полупроводника с нагревателем

К образцу со стороны «холодного» конца механически закреплен элемент Пельтье. Образец электрически изолирован в месте крепления с элементом Пельтье через теплопроводящие изолирующие пластины. К торцам образца присоединены термопары. Для улучшения теплового контакта термопар с образцом на концы термопар нанесена теплопроводящая титановая паста. На другой «горячий» конец образца на изолирующую теплопроводящую прокладку намотана нихромовая проволока, которая служит в качестве нагревателя (рисунок 3.9).



Рисунок 3.9 – Крепление образца Si и GaAs с нагревателем и крепление термопар для измерения температур концов образца

Концы обеих термопар, отходящие непосредственно от образца, служат для измерения температуры горячего ($T_{гор}$) и холодного ($T_{хол}$) концов, которые фиксируются с помощью двух мультиметров. Для пропускания тока через образец при измерении электропроводности к торцам образца присоединены токопроводящие электроды. Термопары выполнены из материала хромель-алюмель. Исследуемый образец представляет собой сменную модульную конструкцию (рисунок 3.9), что позволяет без труда менять образцы разных полупроводниковых материалов. На рисунке 3.10 представлена передняя панель установки для измерения электропроводности (σ) и термоЭДС (α):



- 1 – регулятор установки тока; 2 – светодиод; 3 – включатель нагрева конца образца; 4 – регулятор задания температуры; 5 – переключатель режимов «Электропроводность» и «ТермоЭДС»; 6 – цифровые мультиметры; 7 – выключатель «Сеть»; 8 – окно образца; 9 – милливольтметр, мВ; 10 – микроамперметр, μA

Рисунок 3.10 – Общая схема измерения электропроводности и термоЭДС

Упрощенная схема для измерения температуры термоЭДС и электропроводности образца приведена на рисунок 3.11.

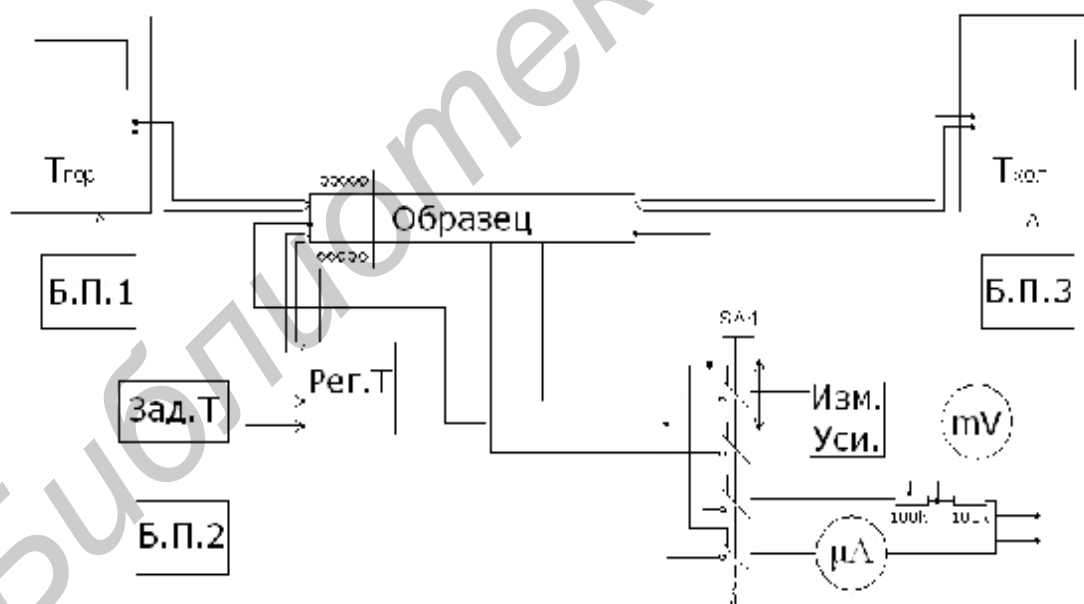


Рисунок 3.11 – Общая схема измерения электропроводности и термоЭДС полупроводниковых образцов

3.4 Порядок выполнения работы

3.4.1 Измерение электропроводности

- 1 Включить установку, нажав клавишу «Сеть».
- 2 Установить переключатель в положение «Электропроводность».

3 С помощью регулятора «Установка тока» установить ток через образец, равный 200 мА, и на милливольтметре снять показания падения напряжения на участке образца «а–б» $\Delta U_{аб}$.

Результаты измерений занести в таблицу 3.4.

4 Рассчитать σ по формуле

$$\sigma = \frac{I}{\Delta U_{аб}} \cdot \frac{l}{S}, (\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}), \quad (3.30)$$

где I – ток через образец;

S – площадь сечения образца (26,25 мм²);

l – длина ($l = 5$ мм), на которой измеряется $\Delta U_{аб}$.

5 Определить зависимость σ от температуры.

Таблица 3.4 – Результаты изменений электропроводности

№ п/п	T , °С	$\Delta U_{аб}$, мВ	σ , Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	$\lg \sigma$	$10^3/T$, 1/град.
1					
2					
3					
...					

3.4.2 Измерение коэффициента термоЭДС

1 Установить переключатель в положение «ТермоЭДС».

2 Регулятором температуры установить температуру нагрева 30 °С.

3 Включить тумблер «Нагрев» (должен загореться красный светодиод, при достижении «Горячим концом» установленной температуры светодиод гаснет).

4 По левому измерителю температуры контролируется нагрев «Горячего конца» образца, а по правому – «Холодного конца».

5 По достижении заданной температуры (светодиод гаснет) снять показания температур нагретого и холодного концов образца и показания милливольтметра ΔU .

6 Найти перепад температуры $\Delta T = T_{гор} - T_{хол}$.

Результаты измерений занести в таблицу 3.4.

7 Найти коэффициент термоЭДС по формуле

$$a = \frac{\Delta U}{\Delta T}. \quad (3.31)$$

8 Определить зависимость a от температуры.

Таблица 3.5 – Перепад температуры

№ п/п	$T_{хол}$, °С	$T_{гор}$, °С	ΔT , °С	$T_{ср}$, °С	ΔU , мВ	$10^3/T$, 1/°С	$a \cdot 10^{-3}$, В/°С
1							
2							
3							
...							

3.4.3 Определение «термоэлектрической добротности» полупроводника

Используя полученные значения σ и α и зная λ , рассчитать Z и $Z = f(T)$ по формуле

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda},$$

где $\lambda_{\text{Si}} = 80 \text{ В}^2/\text{°С} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м}$ и $\lambda_{\text{GaAs}} = 44 \text{ В}^2/\text{°С} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м}$

3.5 Содержание отчета

1 Цель работы.

2 Основная часть.

Построить зависимости α и $\lg \sigma$ от $10^3/T$. Объяснить полученные зависимости. На всех кривых отметить области перехода примесной проводимости в собственную. Из зависимости $\lg \sigma = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ в области примесной и собственной проводимости найти энергию активации и ширину запрещенной зоны. Для этого необходимо использовать формулу

$$\Delta E = \frac{\Delta \lg \sigma}{\Delta(10^3/T)} \cdot 4,6 \cdot K \cdot 10^3,$$

где $K = 8,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/град}$.

Рассчитать Z , построить зависимость $Z(T)$.

Сделать заключение об интервале температуры оптимальной термоэлектрической добротности GaAs, Si.

3 Выводы.

3.6 Контрольные вопросы

- 1 Что представляет собой энергетический спектр электронов в кристалле?
- 2 Различие металлов, полупроводников и диэлектриков с точки зрения зонной теории.
- 3 Электропроводность полупроводников. Понятие о подвижности носителей.
- 4 Механизмы рассеяния. Зависимость подвижности и электропроводности от температуры.
- 5 Общая характеристика термоэлектрических явлений.
- 6 ТермоЭДС. Зависимость термоЭДС от концентрации носителей заряда.
- 7 Зависимость термоЭДС от температуры в полупроводниках n - и p -типов.
- 8 Как из измерений термоЭДС определить знак основных носителей заряда?
- 9 Какую информацию о полупроводнике можно получить из совместных измерений электропроводности и термоЭДС?
- 10 Методика проведения эксперимента.

Литература

1 Павлов, П. В. Физика твердого тела / П. В. Павлов, А. Ф. Хохлов. – М. : Высш. шк., 2000.

2 Физика твердого тела: лаб. практикум / под ред. А. Ф.Хохлова. –М. : Высш. шк., 2001.

3 Спиридонов, О. П. Физические основы твердотельной электроники / О. П. Спиридонов. – М. : Высш. шк., 2008.

Библиотека БГУИР

Учебное издание

Кураева Светлана Николаевна
Уткина Елена Апполинарьевна

МАТЕРИАЛЫ И КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Лабораторный практикум
для студентов специальностей 1-41 01 02 «Микро- и наноэлектронные
технологии и системы», 1-41 01 03 « Квантовые информационные системы»,
1-36 04 02 «Промышленная электроника» дневной и заочной форм обучения

Редактор Т. П. Андрейченко
Корректор Е. Н. Батурчик
Компьютерная верстка Е. С. Чайковская

Подписано в печать 17.09.2009.	Формат 60x84 1/16.	Бумага офсетная.
Гарнитура «Таймс».	Печать ризографическая.	Усл. печ. л. 3,14.
Уч.-изд. л. 3,3.	Тираж 80 экз.	Заказ 276.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0494371 от 16.03.2009. ЛП №02330/0494175 от 03.04.2009.
220013, Минск, П. Бровка, 6