

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«Национальный исследовательский технологический университет  
«МИСиС»  
Институт новых материалов и нанотехнологий

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
Физика конденсированного состояния  
Ч.1. Электронная структура твердых тел

авторы:  
И.М. Анфимов  
С.П. Кобелева  
И.В. Щемеров

МОСКВА, 2017 г.

# Оглавление

Введение	2
Лабораторная работа №1	3
Лабораторная работа №2	15

# Введение

Предлагаемое учебное пособие предназначено для студентов института новых материалов и нанотехнологий (полупроводникового профиля) и преподавателей, проводящих лабораторные работы по курсу Физика конденсированного состояния, ч.1 «Электронная структура твердых тел». В лабораторном практикуме рассматриваются методы измерения удельного электросопротивления, типа, концентрации и подвижности свободных носителей заряда. В теоретическом введении анализируются методы управления этими параметрами на основе зонной теории электронного строения кристаллических твердых тел и квантовой статистики.

# Лабораторная работа №1

Измерение удельного электрического сопротивления полупроводников  
двухзондовым методом  
(4 часа)

## 1.1 Цель работы

Определение распределения удельного сопротивления по длине прямоугольного образца монокристаллического кремния двухзондовым методом при комнатной температуре.

## 1.2 Теоретическое введение

### 1.2.1 Удельное электросопротивление

**Характеристика удельного сопротивления полупроводников** Фундаментальным законом, устанавливающим связь приложенного к проводящему образцу напряжения  $U$  и протекающим в образце током  $I$  является экспериментальный закон Ома:

$$I = \frac{U}{R} \quad (1.1)$$

где  $R$  - электросопротивление образца, является константой.

Электросопротивление  $R$  зависит от геометрической формы и размеров образца, а также характеристики материала - удельного электросопротивления  $\rho$ . Для однородного образца правильной геометрической формы длиной  $L$  и площадью поперечного сечения  $S$

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (1.2)$$

Если в этом случае выразить интегральные характеристики  $U$  и  $I$  через дифференциальные  $j$  (плотность тока) и  $\mathcal{E}$  (напряженность электрического поля), получаем закон Ома в дифференциальной форме

$$j = \frac{I}{S}, \mathcal{E} = \frac{U}{L} \rightarrow j = \frac{\mathcal{E}}{\rho} = \sigma \mathcal{E} \quad (1.3)$$

где  $\sigma$  - удельная электропроводность вещества.

В свою очередь,  $\sigma$  определяется концентрацией свободных носителей заряда (СНЗ)  $n$  и их подвижностью  $\mu$ :

$$\sigma = en\mu \quad (1.4)$$

$$\mu = \frac{V_{\text{др}}}{\mathcal{E}} \quad (1.5)$$

где  $e = 1.6e^{-19}$  Кл - заряд электрона,  $V_{\text{др}}$  - средняя дрейфовая скорость движения электрона под действием электрического поля.

Поведение  $\sigma$  в кристаллических полупроводниках и металлах различно. Для металлов  $\sigma$  - постоянная величина, в то время как в полупроводниках  $\sigma$  зависит от примесного состава, кристаллического совершенства материала и внешних факторов — освещения, радиации и др. Эти материалы имеют также различный характер температурной зависимости удельной электропроводности.

Для полупроводников, у которых есть два типа СНЗ - электроны с концентрацией  $n$  и дырки с концентрацией  $p$  - формулу (1.4) необходимо дополнить:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (1.6)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  - подвижность электронов и дырок соответственно.

**Концентрация свободных носителей заряда** Основой для понимания физических процессов и электрических явлений в твердом теле является зонная теория электронных спектров, базирующаяся на квантовомеханических представлениях. Концентрация свободных электронов — это концентрация занятых квантовомеханических состояний в зоне проводимости, а концентрация дырок — концентрация незаполненных состояний в валентной зоне. При температуре 0°К в полупроводнике свободных носителей заряда нет, в то время как концентрация электронов в металле практически не зависит от температуры и составляет величину порядка концентрации атомов металла в единице объема ( $\approx 10^{22}\text{см}^{-3}$ ). СНЗ в полупроводниковых материалах появляются за счет термической генерации свободных носителей заряда (за счет энергии кристаллической решетки). Возможны несколько случаев:

1. переход электронов из валентной зоны в зону проводимости (в этом случае создаются одинаковые концентрации электронов и дырок  $n = p = n_i$ );
2. переход электронов из валентной зоны на уровень акцепторной примеси  $E_A$ , при этом создаются свободные дырки;
3. переход электронов с уровня донорной примеси  $E_D$  в зону проводимости (создаются свободные электроны).

Верхний предел концентрации СНЗ при комнатной температуре в полупроводниках определяется пределом растворимости легирующих примесей ( $\approx 10^{19}\text{см}^{-3}$ ), нижний предел определяется собственной концентрацией СНЗ -  $n_i$ .

Важнейшим параметром проводящего материала, однозначно связанным с концентрацией СНЗ, является уровень Ферми  $F$ . Для невырожденного материала

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right), p = N_v \exp\left(-\frac{F - E_v}{kT}\right) \quad (1.7)$$

где:  $k$  – константа Больцмана,  $N_c$  ( $N_v$ ) – плотность состояний на дне зоны проводимости (потолке валентной зоны), зависящая от температуры и эффективной массы соответствующих СНЗ:

$$\begin{aligned} N_c &= 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right) = 4.82 \cdot 10^{15} \left( \frac{m_n^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} = 2.5 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_n^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \\ N_v &= 2 \left( \frac{2\pi m_{pd}^* kT}{h^2} \right) = 2.5 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_{pd}^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Термодинамически равновесные концентрации  $n$  и  $p$  в невырожденном материале связаны соотношением:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (1.9)$$

При низких температурах доминирует процесс ионизации примеси, в области средних температур, к которой для большинства практически значимых полупроводниковых материалов относится комнатная температура, концентрация СНЗ равна концентрации легирующей примеси, и полупроводник является либо электронным либо дырочным. При дальнейшем повышении температуры примесный полупроводник становится собственным. Температура перехода к собственной проводимости тем выше, чем больше ширина запрещенной зоны и чем выше концентрация легирующих примесей в полупроводнике.

Легирующими или мелкими примесями в полупроводнике, являются примеси, энергия ионизации которых ( $E_c - E_d$  для донорной примеси и  $E_A - E_v$  для акцепторной) сравнима со средней энергией кристаллической решетки в расчете на один атом –  $kT$  (0.025 эВ). Для широкого круга алмазоподобных полупроводников такими примесями являются элементы, валентность которых отличается от валентности атомов полупроводникового материала на единицу. Так, для кремния и германия легирующими будут элементы III (акцепторы) и V (доноры) групп периодической системы Менделеева. Для соединений  $A_{III}B_V$  – элементы II и VI групп. Элементы IV группы могут быть как донорами, так и акцепторами, в зависимости от того, элемент какой из подрешеток они замещают.

**Подвижность свободных носителей заряда** Для объяснения того факта, что электрическое поле вызывает в проводящей среде движение с постоянной скоростью (1.5), а не ускорением, как это должно быть при действии силы величиной  $e\mathcal{E}$  на частицу с массой  $m$ , в классической теории электропроводности было введено понятие среднего времени свободного пробега  $\tau$  как величины, обратной вероятности столкновения электрона с решеткой.

При таком столкновении энергия, полученная от электрического поля, отдается решетки и восстанавливается первоначальный импульс. В этом случае подвижность определяется выражением:

$$\mu = \frac{e\tau}{m} \quad (1.10)$$

В рамках классической физики было непонятно, почему длина свободного пробега  $L$  (произведение времени свободного пробега на тепловую скорость носителя заряда) составляет сотни параметров кристаллической решетки, т. е. почему при движении по кристаллической решетке электрон сталкивается только с одним из сотен атомов на его пути. Объяснить этот экспериментальный факт (как и ряд других, связанных в частности, с различием поведения электропроводности металлов и полупроводников) удалось в рамках квантовомеханической теории, точнее, зонной теории кристаллических твердых тел. Электрон как квантовомеханическая ферми-частица обладает не только энергией и импульсом, но и волновыми свойствами. Волновая функция электрона в периодическом поле идеальной кристаллической решетки периодически модулирована с периодом, равным постоянной решетки, что позволяет электрону двигаться без рассеяния. В идеальном кристалле время свободного пробега и подвижность были бы бесконечными. Однако идеальных кристаллических решеток не существует в принципе. При взаимодействии с локальными нарушениями периодического Кулоновского поля, создаваемого ядрами атомов, т. е. с дефектами кристаллической решетки, импульс электрона изменяется. К основным дефектам кристаллической решетки можно отнести тепловые колебания атомов, примесные атомы (нейтральные и ионизированные), дислокации, двойники и т.д.

При приложении электрического поля изменяется заполнение разрешенных квантовомеханических состояний. При выключении за счет взаимодействия с дефектами решетки система релаксирует, переходя в термодинамически равновесное состояние. Поэтому вводится понятие времени релаксации, которое в слабых электрических полях совпадает с введенным в классической теории электропроводности понятием времени свободного пробега и связано с подвижностью СНЗ выражением (1.10).

Подвижность СНЗ зависит от среднего времени релаксации возбужденного состояния, которое, в свою очередь, определяется механизмом рассеяния СНЗ. Термин «механизм рассеяния» отражает тот факт, что в результате столкновения с дефектами кристаллической решетки поток электронов (дырок) вдоль направления вектора напряженности электрического поля постепенно уменьшается (рассеивается), что приводит к исчезновению электрического тока после выключения электрического поля. Но процессы рассеяния идут и при протекании электрического тока. Чем больше концентрация дефектов кристаллической решетки, тем быстрее происходит процесс выбывания отдельных электронов из потока, определяющего электрический ток в материале, тем меньше среднее время релаксации, подвижность СНЗ и величина электропроводности. Каждому типу дефекта кристаллической решетки соответствует свой механизм рассеяния.

Квантовомеханические расчеты показывают, что даже при 0°K атомы совершают колебания (нулевые колебания). С ростом температуры амплитуда колебаний растет, и растет вероятность столкновения электронов с

колеблющимися атомами. Квазичастицы с характерным набором частот и волновых функций, с которыми эти колебания происходят, называются фононами, поэтому во всех кристаллах будет иметь место механизм рассеяния на фононах (тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки). Любой дефект кристаллической решетки (нейтральные и ионизированные примесные атомы, дислокации, малоугловые границы и границы зерен и т.д.) вызывает появление соответствующего механизма рассеяния. В полупроводниках, помимо рассеяния на фононах, характерного для металлов, может доминировать рассеяние на ионизированных атомах примеси, а при низких температурах — на нейтральных примесных атомах. В целом в данном кристалле имеется столько различных механизмов рассеяния, сколько типов дефектов кристаллической решетки. С каждым из них связана своя величина подвижности  $\mu_i$ . Подвижность для (1.4, 1.5) определяется по формуле:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\mu_i} \quad (1.11)$$

где  $N$  - число дефектов.

Наибольший вклад в величину подвижности вносит тот механизм, значение подвижности для которого минимально. Он определяется доминирующим типом дефектов.

Отличие поведения полупроводников и металлов связано с тем, что в металлах электронный газ является вырожденным, а в полупроводниках - невырожденным. Последние описываются классической статистикой Больцмана. Относительно слабый линейный рост удельного электросопротивления металлов с температурой связан с уменьшением подвижности при рассеянии на длинноволновых акустических фононах, в то время как активационный рост этого параметра у полупроводников определяется температурной зависимостью концентрации СНЗ. Освещение не влияет на электропроводность металлов. В полупроводниках при освещении светом с энергией квантов, превышающей ширину запрещенной зоны, происходит переход электрона из валентной зоны в зону проводимости, что увеличивает электропроводность. Это явление называется фотопроводимостью. Поэтому при определении электропроводности полупроводников образец необходимо затенять. Это требование особенно важно для высокоомных материалов, в которых концентрация СНЗ мала.

При анализе электрофизических свойств в проводящих материалах чаще используется понятие удельного электросопротивления. В частности, марка наиболее распространенного полупроводникового материала — кремния — включает значение  $\rho$  при температуре 23°C, выраженное в Ом · см. Так, марка КЭФ-20 означает кремний электронный, легированный фосфором, с удельным электросопротивлением 20 Ом · см при комнатной температуре, КДБ 4.5 — кремний дырочный, легированный бором, с удельным электросопротивлением 4.5 Ом · см при комнатной температуре.

### 1.2.2 Методика измерения удельного электросопротивления полупроводников

Для измерения удельного сопротивления полупроводниковых образцов используются контактные и бесконтактные методы. Зондовые методы осу-



ществляют прямое измерение сопротивления определенной области образца по величине падения напряжения на ней при протекании определенного электрического тока (переменного или постоянного). Эти измерения основаны на законе Ома и производятся по двухзондовой, однозондовой (сопротивление растекания), четырехзондовой методикам. Бесконтактные высокочастотные методы основаны на зависимости свойств скин-слоя характеризующего глубину проникновения высокочастотного (ВЧ) или сверхвысокочастотного (СВЧ) электрического поля в образец от величины его электропроводности. По способу подключения образца к ВЧ измерительному контуру различают емкостные методики (образец становится частью измерительного конденсатора) или индуктивные методики (образец помещается в катушку индуктивности). В СВЧ методе измеряется относительное изменение СВЧ мощности в СВЧ волноводе при взаимодействии образца с СВЧ волной. В отличие от зондовых методов эти методики неразрушающие, однако в виду сложности расчетов они являются не абсолютными, а эталонными, то есть определение электропроводности образца производится при сравнении с его эталонным образцом. Бесконтактные высокочастотные методы в отличие от зондовых методов могут измерять удельное сопротивление и поликристаллических образцов, так как влияние существенно более высокоомных межкристаллитных прослоек слабо сказывается в высокочастотных измерениях.

## 1.3 Методика двухзондовых измерений удельного электросопротивления

### 1.3.1 Сущность двухзондового метода

Двухзондовый метод измерения удельного электросопротивления требует применения монокристаллических образцов правильной геометрической формы (удлиненный прямоугольный параллелепипед или цилиндрический стержень) с нанесенными на торцевые поверхности образца омическими контактами. Из всех методов измерения он является наиболее точным, но и наиболее трудоемким. В производстве он применяется на заводах по выращиванию поликристаллического кремния на специально выращенных для определения параметров материала слитках. Схема двухзондового метода измерений представлена на рисунке 1.1.

Если по образцу протекает электрический ток силой  $I$ , создающий благодаря постоянству сечения образца одинаковую плотность тока в любой точке образца, то, измерив падение напряжения  $U$  между эквипотенциальными поверхностями, на которые установлены зонды, можно найти удельное сопротивление  $\rho$  по формуле

$$\rho = \frac{US}{IL} \quad (1.12)$$

При этом предполагается, что эквипотенциальные поверхности перпендикулярны вектору плотности тока и сопротивлением контактов «зонд-полупроводник» можно пренебречь. Если первое условие при небольших сечениях образца удовлетворить легко, то второе условие, как правило, не

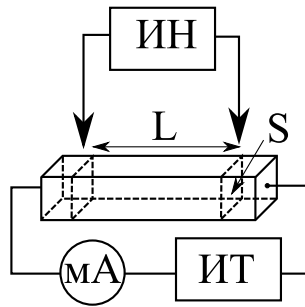


Рис. 1.1: Принципиальная схема двухзондового метода измерения удельного сопротивления: ИТ – источник тока; ИН – измеритель напряжения;  $L$  – расстояние между зондами;  $S$  – площадь сечения образца

удовлетворяется в силу особенностей контактных явлений между металлом и полупроводником.

Сопротивление образца на участке  $x$  равно

$$R(x) = \int_0^x \frac{\rho(x)}{S} dx \quad (1.13)$$

Для однородного образца  $\rho = \text{const}$  и  $R(x) = \frac{\rho x}{S}$  – линейная функция от расстояния  $x$ . Если образец неоднороден, то зависимость  $R(x)$  нелинейна, а сопротивление  $\rho(x)$  можно найти по формулам

$$\begin{aligned} \rho(x) &= S \cdot \text{tg}(\phi) \\ \text{tg}(\phi) &= \frac{dR}{dx} = \frac{\Delta R}{\Delta L} \end{aligned} \quad (1.14)$$

### 1.3.2 Анализ паразитных явлений и методика их устранения в двухзондовых измерениях удельного электросопротивления

Пренебрежение влиянием контактных явлений может привести к наиболее грубым ошибкам измерения удельного сопротивления двухзондовым методом. Поэтому остановимся на описании вклада этих явлений подробнее.

**Переходное сопротивление контакта «зонд-полупроводник».** Из-за потенциального барьера (контактной разности потенциалов) вольтамперная характеристика (ВАХ) контакта металл-полупроводник является нелинейной то есть сопротивление контакта зависит от величины и направления проходящего через него электрического тока. При измерении с помощью вольтметра падения напряжения между зондами в случае запирающих контактов, когда потенциальный барьер препятствует прохождению основных носителей заряда, один из контактов будет обладать высоким сопротивлением, которое может оказаться сопоставимым с внутренним сопротивлением вольтметра. Это внесет грубую ошибку в результат измерений.

Избавиться от этой ошибки помогает компенсационный метод измерения падения напряжения, принципиальная схема которого представлена на рисунке 1.2. Для измерения падения напряжения используется потенциометр, представляющий собой калиброванный источник напряжения.

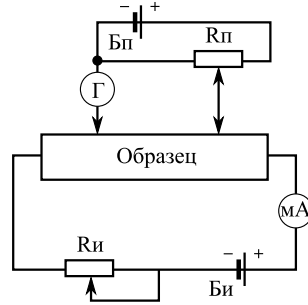


Рис. 1.2: Схема потенциметрического метода измерения

С помощью потенциометра  $R_{\text{п}}$  между измерительными зондами создается компенсирующее напряжение  $B_{\text{п}}$ , равное по величине и противоположное по знаку измеряемому. Последовательно с потенциометром в измерительную цепь включается чувствительный нуль-гальванометр  $\Gamma$ . Если компенсирующее и измеряемое напряжение  $B_{\text{и}}$  равны по величине, то нуль-гальванометр фиксирует равенство нулю электрического тока, протекающего через измерительные зонды. В этом случае даже при высоком переходном сопротивлении контакта «зонд-полупроводник» падение напряжения на этом переходном сопротивлении равно нулю ( $U_{\text{зонд}} = IR_{\text{зонд}} = 0$ , т.к.  $I = 0$ ).

Здесь следует добавить два важных замечания. Во-первых, внутреннее сопротивление потенциометра шунтирует сопротивление образца в цепи электрического тока, текущего через образец от источника тока, поэтому всегда должно соблюдаться требование  $R_{\text{п}} \gg R_{\text{образца}}$ . С учетом этого применяются для различных диапазонов измеряемых сопротивлений высокоомные потенциометры постоянного тока (ППТВ). Во-вторых, если нуль-гальванометр показывает равенство тока нулю, то это может означать, что протекающий ток меньше предела чувствительности гальванометра. Поэтому если использовать для измерения падения напряжения прибор, потребляющий электрический ток не выше предела чувствительности гальванометра, то он может заменить компенсационную схему измерения (то есть? обеспечить ту же погрешность измерения за счет вклада переходного сопротивления контактов).

**Вклад паразитных термоЭДС.** При измерении на высоких токах вдоль образца может возникать паразитная термоЭДС. Причиной появления термоЭДС является градиент температуры, возникающий при неравномерном разогреве образца за счёт протекающего тока. Знак этого градиента температуры не зависит от направления электрического тока. Благодаря этому такая термоЭДС может легко быть исключена из данных измерений при проведении двух измерений падения напряжения  $U_1^+$  и  $U_2^-$  между зондами при двух различных направлениях электрического тока. Падение на-

пряжения на образце  $U_{\text{обр}}$  и величину термоЭДС можно найти, определяя полусумму или полуразность величин  $U_1^+$  и  $U_2^-$  с учётом их знака.

$$\begin{aligned} U_1^+ &= IR_{\text{обр}} + U_{\text{ТЭДС}} \\ U_2^- &= -IR_{\text{обр}} + U_{\text{ТЭДС}} \\ U_{\text{обр}} &= IR_{\text{обр}} = \frac{U_1^+ - U_2^-}{2} \\ U_{\text{ТЭДС}} &= \frac{U_1^+ + U_2^-}{2} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Если токовые контакты не являются омическими, то при прохождении тока в них может возникать эффект Пельтье, то есть нагревание или охлаждение контакта в зависимости от направления тока. ТермоЭДС, создаваемая в результате такого градиента температуры, вышеописанным способом устранить невозможно, так как она будет изменять знак с изменением направления тока. Неомичность токовых контактов также может привести к возникновению взаимосвязанных явлений инжекции, эксклюзии, экстракции и аккумуляции в приконтактных областях образца, которые могут изменить истинную величину электросопротивления. Следует делать минимальной величину тока, протекающего в образце, чтобы избежать разогрева образца, а также защищать образец от освещения во избежание возникновения в нем фотопроводимости или контактных фотоэдс. Все эти явления могут давать существенную погрешность измерения в высокоомных образцах.

## 1.4 Описание измерительной установки

Принципиальная электрическая схема установки показана на рисунке 1.3

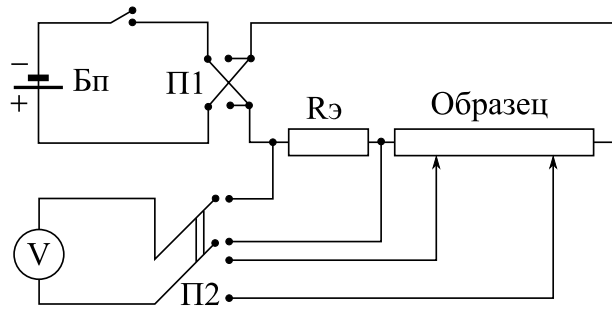


Рис. 1.3: Принципиальная схема измерений двухзондовым методом

Величина электрического тока через образец устанавливается при помощи управляемого линейного источника питания Б5-30. Точное определение тока производится по измерению падения напряжения  $V$  на эталонном сопротивлении  $R_{\text{э}}$ , включённом последовательно с сопротивлением образца  $R_{\text{обр}}$ . Переключатель П2 может подключать вольтметр В7-21А или к образцу, или к эталонному сопротивлению. Переключатель П1 меняет направление электрического тока в образце. Источник тока может быть заменён батареей с подключённым последовательно переменным сопротивлением.

Исследуемый образец с нанесенными омическими контактами помещается в токовые зажимы на предметном столе в поле зрения оптического микроскопа. Определение расстояния между измерительными зондами производится с помощью микрометрической головки микроскопа. Нулевое положение устанавливается при совмещении перекрестия в поле зрения микроскопа с изображениями соприкасающихся первого и второго зондовых контактов. Полный оборот микрометрической головки микроскопа соответствует перемещению перекрестия на 1 мм.

Для определения типа проводимости образца применяется метод термозонда, принципиальная схема которого изображена на рисунке 1.4. Образец помещается на массивную металлическую пластину, служащую «холодным» контактом. Вместо массивного основания можно использовать холодный щуп. Нагретым с помощью небольшого электронагревателя зондом касаются верхней поверхности образца. Если образец имеет место проводимость n-типа, то электроны в образце диффундируют от нагреваемой термозондом верхней грани к «холодной» нижней грани, заряжая ее отрицательно. Верхняя грань образца будет заряжаться положительно за счет остающихся нескомпенсированными ионов донорной примеси  $N_D^+$ . Если образец имеет p-тип проводимости, то к «холодной» грани образца диффундируют положительно заряженные дырки, оставляя на «горячей» грани отрицательный заряд  $N_A^-$  нескомпенсированных ионов акцепторов. Если в качестве регистрирующего устройства между горячим и холодным зондом включить параллельно светодиоды разного цвета, то при изменении типа проводимости изменится направление тока в цепи диодов и включится тот, напряжение на котором будет прямым. В используемом в работе детекторе в образце n-типа проводимости загорается зеленый светодиод, в образце p-типа — красный.

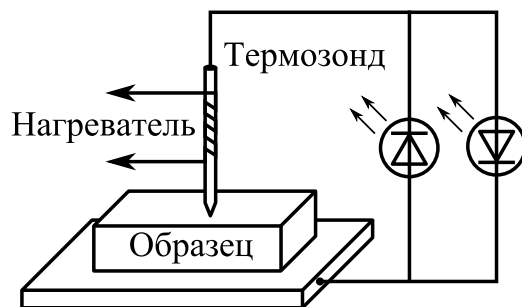


Рис. 1.4: Принципиальная схема измерений двухзондовым методом

## 1.5 Порядок проведения работы и указания по технике безопасности

1. Измерить толщину и ширину образца.
2. Установить образец на предметном столике и опустить на его поверхность измерительные зонды достаточно далеко от токовых контактов.

3. Установить необходимую величину тока через образец.
4. Привести в соприкосновение оба зонда, отметить нулевую точку отсчета на микрометрической головке микроскопа.
5. Повернуть микрометрическую головку микроскопа на  $360^\circ$ , переместить подвижный зонд на 1 мм по поверхности образца (конец зонда должен совместиться с перекрестьем в поле зрения микроскопа).
6. Измерить величину  $U_1^+$  и  $U_2^-$  с освещением и без освещения образца. Занести данные в таблицу 2.2.
7. Повторить п.п. 5 и 6.
8. Рассчитать зависимость  $U_{\text{обр}}$  от расстояния  $L$ .
9. Изменить величину тока через образец и повторить измерение  $U_{\text{обр}}$  от расстояния  $L$ .

Электрический ток в измерительной схеме не превышает 3мА.

## 1.6 Обработка результатов эксперимента

1. Результаты измерений занести в таблицу, отметив условие освещённости образца.
2. Построить графики  $R_{\text{обр}} = f(L)$  и  $U_{\text{ТЭДС}} = f(L)$ .
3. В соответствии с формулами (1.14) рассчитать  $\rho(x)$ .
4. Построить график  $\rho(L)$  и сопоставить его с графиком  $U_{\text{ТЭДС}}(L)$ . Выполнить это построение для различных значений тока через образец и условий его освещённости.
5. Рассчитать погрешность измерения сопротивления  $R_{\text{обр}}$  и  $l$  и нанести их на графики.
6. Оценить погрешность определения удельного сопротивления  $\delta\rho$ .
7. Высказать суждение об однородности или неоднородности образца и влиянии величины электрического тока через образец и условий его освещённости на результаты измерений.

Таблица 1.1: Измерение удельного электросопротивления при освещении (без освещения)

№	$L$	$U_3$	$I = \frac{U_3}{R_3}$	$U_1^+$	$U_2^-$	$U_{\text{обр}}$	$U_{\text{ТЭДС}}$	$R_{\text{обр}}$
	мм	мВ	мА	мВ	мВ	мВ	мВ	Ом

## 1.7 Контрольные вопросы

1. Почему для определения удельной электропроводности полупроводниковых материалов применяют зондовые методы?
2. Достоинства и недостатки двухзондового метода измерения удельной электропроводности полупроводниковых материалов.
3. Как определить удельное сопротивление однородного и неоднородного образца при измерении двухзондовым методом?
4. Механизмы электропроводности в полупроводниках и металлах.
5. Какими факторами определяется величина концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках и металлах при комнатной температуре?
6. Чем определяется температурная зависимость электропроводности полупроводников и металлов?
7. Какие процессы определяют появление свободных носителей заряда в области собственной и примесной проводимости?
8. От каких факторов зависит температура перехода от примесной проводимости к собственной?
9. Какие примеси создают n- или p- проводимость в полупроводнике?
10. Как влияет освещение на электропроводность полупроводников?
11. Какие материалы при измерении электропроводности необходимо затенять и почему?
12. Понятие механизма рассеяния свободных носителей заряда.
13. Назовите основные механизмы рассеяния свободных носителей заряда в полупроводниках и металлах.
14. В чем проявляется отличие свойств свободного электронного газа полупроводников и металлов?
15. Как влияет кристаллическое совершенство материала на электропроводность полупроводников и металлов?

## 1.8 Литература

1. К.В. Шалимова. Физика полупроводников. СПб.: Лань, 2011 г.
2. В.В. Батавин, Ю.А. Концевой, Ю.В. Федорович. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь, 1985 г.
3. Л.П. Павлов. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1975 г.
4. В.В. Горбачев, Л.Г. Спицина. Физика полупроводников и металлов. М.: Высшая школа, гл. 1, 1986 г.

# Лабораторная работа №2

Определение ширины запрещённой зоны полупроводника  
(4 часа)

## 2.9 Цель работы

Определение ширины запрещённой зоны в кремний-углеродных плёнках на основе измерения температурной зависимости электропроводности.

## 2.10 Теоретическая часть

### 2.10.1 Температурная зависимость электропроводности

Характерным признаком, отличающим полупроводник от металла, является увеличение электропроводности полупроводников при повышении температуры.

Для полупроводника с одним выделенным типом проводимости удельную электропроводность можно представить в виде:

$$\sigma = en\mu \quad (2.16)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $n$  - концентрация примеси,  $\mu$  - подвижность носителей заряда.

При рассмотрении электропроводности в образце с обоими типами носителей, необходимо учитывать вклады каждого из них:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (2.17)$$

Для анализа температурной зависимости полупроводника рассмотрим влияние температуры на подвижность и концентрацию свободных носителей заряда (СНЗ).

### 2.10.2 Температурная зависимость концентрации СНЗ

Для примера рассмотрим примесный полупроводник n-типа. На рисунке 2.1 показана энергетическая диаграмма донорного полупроводника. Общий вид зависимости концентрации от температуры для невырожденного полупроводника с одним типом донорной примеси представлен на рисунке 2.2.

Из зависимости  $\ln n = f(\frac{1}{T})$  можно выделить три характерных температурных интервала.



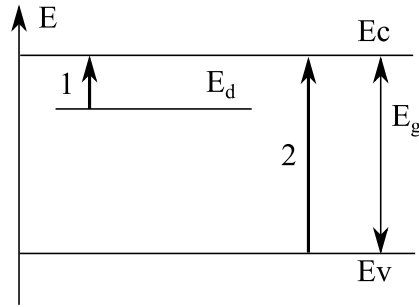


Рис. 2.1: Зонная диаграмма с одним типом донорной примеси

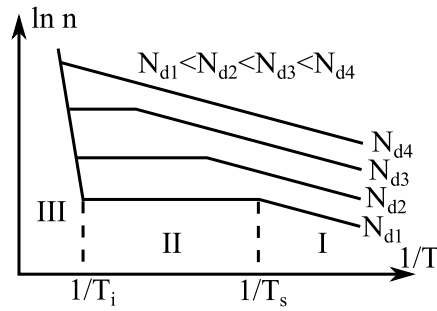


Рис. 2.2: Общий вид температурной зависимости концентрации для невырожденного полупроводника с одним типом примеси

**I. Область примесной ионизации.** При абсолютном нуле валентная зона полупроводника целиком заполнена электронами. В зоне проводимости нет свободных носителей. При повышении температуры электроны переходят с уровней донорной примеси в зону проводимости, концентрация свободных электронов повышается. Это процесс называется ионизацией атомов примеси и продолжается вплоть до температуры истощения примеси  $T = T_s$ . В этой области

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (2.18)$$

где  $N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_{dn}^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$  - эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $E_d$  - энергия ионизации донорной примеси,  $N_d$  - концентрация примеси.

**II. Область истощения примеси.** В области температур  $T_s < T < T_i$  донорная примесь полностью ионизована, но собственная ионизация ещё не началась. Поэтому концентрация свободных электронов постоянна и равна  $N_d$ . Ширина области истощения зависит от концентрации ионизирующей примеси и её энергии ионизации. При увеличении этих величин температурный интервал области истощения будет уменьшаться. При достаточно больших значениях  $N_d$  он может исчезнуть полностью.

**III. Область собственной ионизации.** В области высоких температур ( $T > T_i$ ), когда энергия теплового движения электронов становится сопоставимой с шириной запрещённой зоны ( $kT \approx E_g$ ), электроны начинают переходить из валентной зоны в зону проводимости, из-за чего концентрация свободных носителей резко возрастает. Происходит ионизация атомов основного вещества.

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \sim T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.19)$$

Ширина запрещённой зоны также зависит от температуры. Для большинства полупроводников величина  $E_g$  сложным образом снижается с температурой, однако в широком диапазоне температур она может быть аппроксимирована прямой линией:

$$E_g(T) = E_g(0) + \alpha T \quad (2.20)$$

где  $E_g(0)$  - значение, которое можно получить экстраполяцией температурной зависимости ширины запрещённой зоны на значение  $0^\circ\text{K}$ ,  $\alpha$  - температурный коэффициент изменения ширины запрещённой зоны, обычно отрицателен и составляет десятые доли мэВ/К.

На рисунке 2.3 показана температурная зависимость ширины запрещённой зоны в кремнии.

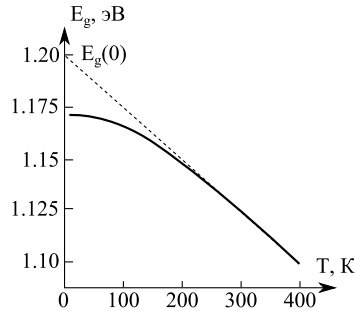


Рис. 2.3: Температурная зависимость ширины запрещённой зоны для кремния

Подставляя (2.20) в (2.21) получаем:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g(0) + \alpha T}{kT}\right) \sim T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g(0)}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{k}\right) \quad (2.21)$$

### 2.10.3 Температурная зависимость подвижности СНЗ

Подвижность также зависит от температуры. Характер зависимости определяется доминирующим механизмом рассеяния в полупроводнике при данной температуре. Для большинства механизмов зависимость  $\mu(T)$  имеет ярко выраженную степенную зависимость:

$$\mu(T) = \mu_i \left(\frac{T}{T_i}\right)^m \quad (2.22)$$

где  $\mu_i$  - подвижность при температуре  $T = T_i$ .

Если основным механизмом является рассеяние на ионах примеси, показатель  $m = \frac{3}{2}$ . Для рассеяния на нейтральных примесях  $m = 0$ , а для рассеяния на акустических фононах  $m = -\frac{3}{2}$ . В реальных полупроводниках одновременно действует несколько механизмов рассеяния, поэтому определённое значение показателя  $m$  можно указывать только для ограниченного интервала температур. Для двух важнейших механизмов рассеяния - на акустических фононах и ионах примеси - температурная зависимость подвижности принимает вид, показанный на рисунке 2.4

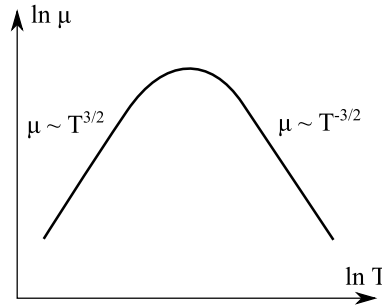


Рис. 2.4: Температурная зависимость подвижности свободных носителей заряда в невырожденном полупроводнике

В области низких температур доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на ионах примеси. С ростом температуры подвижность увеличивается, так как увеличивается тепловая скорость носителей, и при взаимодействии с рассеивающими центрами (примесными ионами) носители отклоняются на меньшие углы. С дальнейшим ростом температуры заметно возрастает амплитуда тепловых колебаний атомной решётки, и подвижность ограничивается рассеянием на акустических фононах, которое. При этом часто в реальных полупроводниках показатель подвижности для такого случая может отличаться от расчётного значения  $m = -\frac{3}{2}$  в полтора раза в ту или другую сторону.

С учётом формул (2.18) и (2.21) можно построить зависимость электропроводности от температуры. Примерный вид такой зависимости показан на рисунке 2.5.

На приведённом графике можно выделить три области.

I. Область примесной проводимости

$$\sigma = en(T)\mu(T) \sim T^{\frac{3}{4}+m} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (2.23)$$

II. Область истощения примеси

$$\sigma = eN_d\mu(T) \sim N^m \quad (2.24)$$

III. Область собственной проводимости

$$\sigma_i = en_i(T) [\mu_n(T) + \mu_p(T)] \sim T^{\frac{3}{2}+m} \exp\left(-\frac{\alpha}{2k}\right) \exp\left(-\frac{E_g(0)}{2kT}\right) \quad (2.25)$$

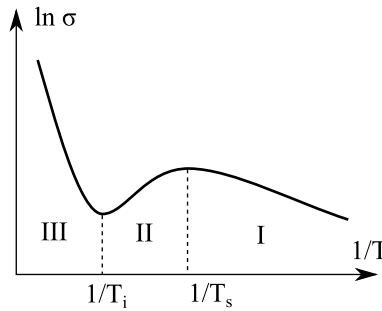


Рис. 2.5: Температурная зависимость электропроводности в невырожденном полупроводнике

У приведённой зависимости есть несколько характерных особенностей. В области истощения примеси температурная зависимость электропроводности определяется температурной зависимостью подвижности. В областях примесной и собственной ионизации большее влияние оказывает температурная зависимость концентрации носителей.

Если пренебречь слабой степенной зависимостью ширины запрещённой зоны от температуры, то области (I) и (III) имеют вид прямых с тангенсом угла наклона  $-\frac{E_d}{2kT}$  и  $-\frac{E_g(0)}{2kT}$  соответственно. Таким образом, экспериментальная зависимость логарифма проводимости от обратной температуры позволяет определить энергию ионизации и ширину запрещённой зоны полупроводника. При этом стоит помнить, что величина  $E_g(0)$  не равна в точности ширине запрещённой зоны в полупроводнике при температуре 0°K, а является точкой, в которой линейная аппроксимация зависимости для больших температур пересекает ось ординат. Ошибка при определении  $E_g$  по такой аппроксимации может достигать единиц процентов.

## 2.11 Методика измерения и описание установки

В данной работе используется схема, приведённая на рисунке 2.6. Образец  $R_{обр}$  включается в цепь последовательно с эталоном - высоким сопротивлением заранее известной величины  $R_{изм}$ . В ходе измерения через цепь пропускается ток, при этом падение напряжения на  $R_{обр}$  и  $R_{изм}$  снимается при помощи измерительного модуля Fractal MCX 52.1. Величина тока через образец  $I_{обр}$  равна току через известное сопротивление и может быть найдена как

$$I_{обр} = I_{изм} = \frac{U_{изм}}{R_{изм}} \quad (2.26)$$

Так как наибольшей чувствительности сигма-дельта АЦП в составе модуля MCX достигает в диапазоне от 0.02 до 2.56 В, то в схеме используется делитель напряжения, построенный на резисторах  $R1$ ,  $R2$  и  $R3$ .

Чтобы исключить влияние термоЭДС, которая может возникнуть из-за градиента температуры вдоль образца, измерение производится короткими

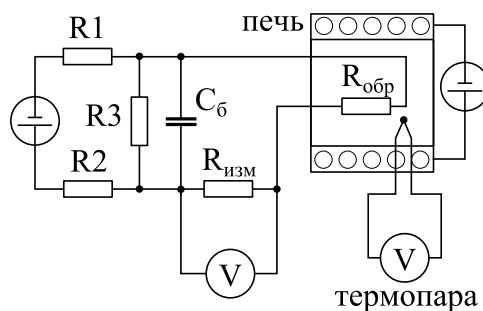


Рис. 2.6: Принципиальная схема установки для измерения температурной зависимости электросопротивления

импульсами в двух направлениях. Конденсатор  $C_6$  сглаживает возникающие пульсации, уменьшая уровень шума.

Образец в специальном держателе помещается в кварцевую трубку нагревателя, питание которого осуществляется от источника Э378. Температура образца измеряется термопарой, сигнал с которой автоматически пересчитывается измерительным модулем МСХ 52. Результаты измерений падения напряжения на образце, эталонном сопротивлении и сигнал с термопары пересчитываются встроенным АЦП и передаются на компьютер, где по записанным в память уравнениям и калибровочным кривым пересчитываются в сопротивление измеряемого образца и температуру.

## 2.12 Порядок проведения работы и указания по технике безопасности

1. Запустить программу для измерения температурной зависимости электросопротивления.
2. Установить режим "измерение" и выбрать используемый в данной работе COM-port.
3. Запустить измерения и включить нагрев, подав 50В на нагреватель.
4. Нагреть образец до 120°C.
5. Выключить нагрев, охладить образец до 40°C.
6. Сохранить результаты измерения.

Перед началом измерения необходимо убедиться в том, что защитный кожух и источник напряжения заземлены. При работе с печью запрещается поднимать температуру выше 200°C.

## 2.13 Обработка результатов эксперимента

1. Результаты измерения занести в таблицу, отметив области нагрева и охлаждения.

2. Полученные значения построить в координатах  $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ .
3. На полученном графике (примерный вид приведён на рисунке 2.7) выделить два линейных участка, левый характеризует собственную проводимость, правая - примесную.
4. Наклон прямой определяется величиной энергии активации. В области собственной проводимости  $\text{tg}(\phi_2) = -\frac{E_g(0)}{2k}$ , откуда  $E_g(0) = -2k \text{tg}(\phi_2)$ .
5. Аналогично определить энергию ионизации примеси  $E_d = -2k \text{tg}(\phi_1)$ .
6. Определить ошибку измерения, определив энергию ионизации на различных участках кривой.

Таблица 2.2: Измерение удельного электросопротивления при освещении (без освещения)

№	$U$	$t$	$T$	$R$	$\sigma$	$\ln(\sigma)$	$\frac{1}{T}$
	мВ	°С	К	Ом	$\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$		К

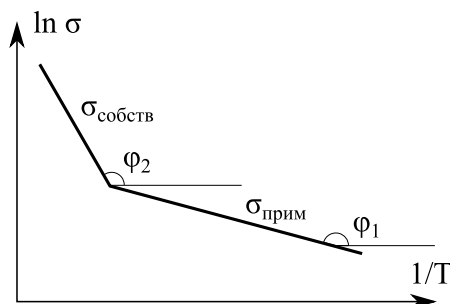


Рис. 2.7: Типичный вид температурной зависимости электропроводности полупроводника

## 2.14 Контрольные вопросы

1. Понятие ширины запрещённой зоны и энергии ионизации примеси.
2. Температурная зависимость ширины запрещённой зоны в полупроводниках.
3. Температурная зависимость концентрации носителей для невырожденного полупроводника с явно выраженным типом проводимости.
4. Механизмы рассеяния носителей заряда в полупроводниках.
5. Температурная зависимость подвижности носителей заряд в полупроводниках.

6. Температурная зависимость электропроводности в полупроводниках.
7. Определение энергии активации примеси по температурной зависимости электросопротивления.
8. Основные факторы, ограничивающие точность измерения.

## 2.15 Литература

1. П.С. Киреев. Физик полупроводников. М.: Высшая школа, 1975.
2. В.В. Горбачев, Л.Г. Спицина. Физика полупроводников и металлов. М.: Высшая школа, гл. 3, 1986 г.
3. Л.П. Павлов. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1975 г.