

Лабораторная работа N2 «Температурная зависимость электропроводности полупроводников»

Цель работы:

1. Экспериментально определить температурную зависимость электропроводности германия.
2. По данным эксперимента вычислить ширину запрещённой зоны.

Основы зонной теории кристаллов

Твёрдое тело, как известно, состоит из атомов, т.е. из ядер атомов и электронов. Ядра атомов образуют кристаллическую решётку, которая обладает пространственной периодичностью. Движение электронов в твёрдом теле эквивалентно движению электронов в пространственно периодическом поле. При описании движения электрона в периодическом поле кристаллической решётки квантовая механика даёт такие результаты, которые удобно сравнивать с квантово-механическими результатами для изолированного атома. Электроны в изолированном атоме обладают дискретными значениями энергии, а спектр свободного атома представляет набор дискретных спектральных линий (рис. 1). При объединении N одинаковых атомов, образующих твёрдое тело, каждый уровень энергии расщепляется на N близко лежащих уровней, которые образуют зону (рис. 1б).

Таким образом, вместо системы отдельных уровней энергии в твёрдом теле появляется система энергетических зон, каждая из которых из близко расположенных уровней. Зоны дозволённых энергий отделены друг от друга некоторым интервалом, называемым запрещённой зоной (рис. 2). Энергетические «расстояния» между разрешёнными зонами (т.е. ширина запрещённых зон) определяются энергией связи электронов с атомами решётки.

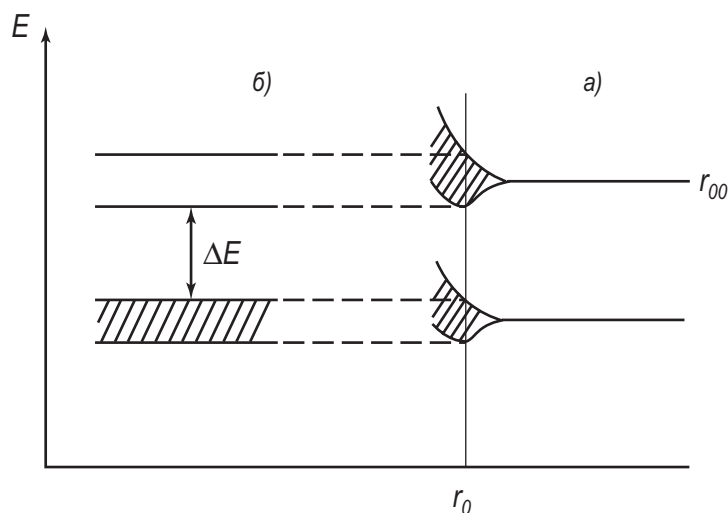


Рис. 1.

- а) энергетические уровни изолированного атома;
- б) превращение энергетических уровней отдельного атома в энергетические зоны

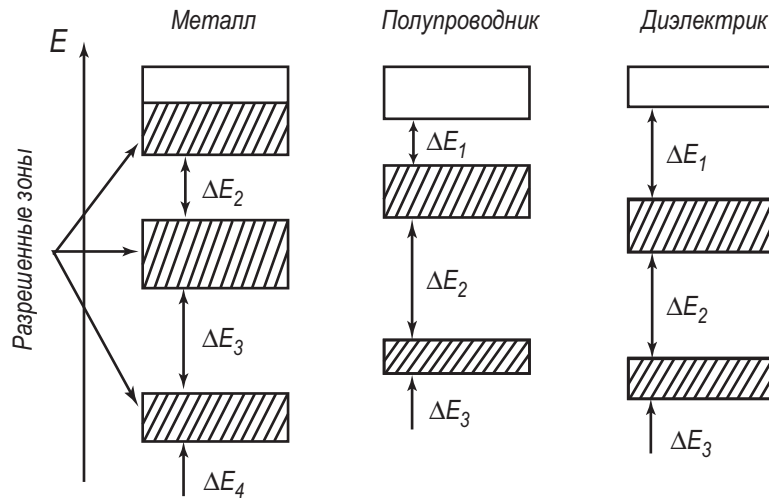


Рис. 2. Структура энергетических зон твердого тела

Если у элементов часть уровней свободна или на основную зону накладывается свободная незанятая зона, то такие элементы обладают ярко выраженными металлическими свойствами. Распределение электронов по энергии в металле определяется статистикой Ферми-Дирака.

Функция распределения имеет вид:
$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана,

T – абсолютная температура,

E – кинетическая энергия электрона, находящегося на данном уровне энергии,

E_F – энергия уровня Ферми.

Графическая зависимость от E показана на рис. 3. Кривая 1 изображает эту зависимость для $T = 0$. График показывает, что все состояния с энергией, меньшей E_F , будут заняты электронами. В состояниях с энергией $E > E_F$ электронов нет. При температурах выше абсолютного нуля ($T > 0$) распределение электронов по энергиям даётся кривой 2. В этом случае имеются электроны с энергией $E > E_F$.

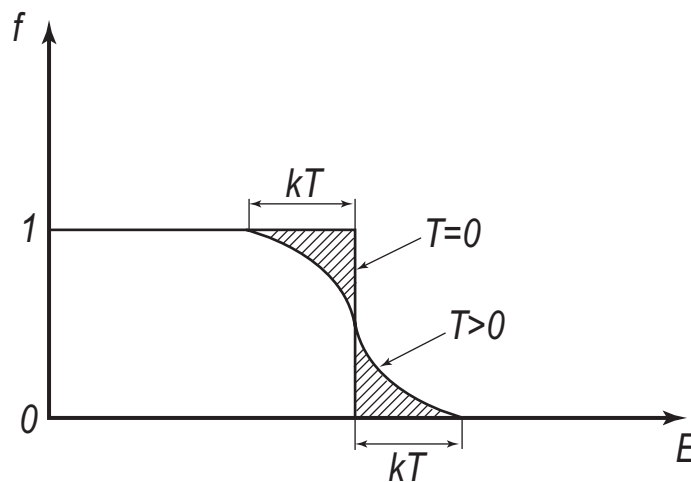


Рис. 3. Функция распределения электронов по энергетическим уровням

В полупроводниках и диэлектриках зона валентных электронов полностью заполнена, а ближайшая свободная зона – зона проводимости отделена от неё запрещённой зоной. Для диэлектриков ширина запрещённой зоны ΔE достигает нескольких электрон-вольт, для полупроводников она значительно меньше, например, для германия $\Delta E =$

0,72 эВ. Ширина запрещённой зоны – это важнейший параметр полупроводникового или диэлектрического материала и во многом определяет его свойства.

Электроны проводимости в полупроводниках, так же как и в металлах, рассматриваются как идеальный газ и подчиняются статистике Ферми-Дирака. Функция распределения имеет тот же вид (1).

Анализ движения электрона в периодическом поле кристалла под действием электрической силы F приводит к следующему соотношению между ускорением $\frac{d\bar{v}}{dt}$ электрона и силой

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{d^2 E(k)}{dk^2} \vec{F} \quad (2)$$

\vec{k} – волновой вектор,

$E(k)$ – полная энергия электрона.

Формула (2) выражает второй закон Ньютона и соответствует движению свободного отрицательного заряда с массой

$$m_n^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2 E}{dk^2}\right)}.$$

Эта величина называется эффективной массой электрона.

Величина $\frac{d^2 E}{dk^2}$ может быть положительной и отрицательной. Если $\frac{d^2 E}{dk^2} < 0$, то

движение электрона под действием силы \vec{F} происходит в противоположную сторону так, как если бы он обладал положительным зарядом. Поэтому движение электрона при $\frac{d^2 E}{dk^2} < 0$ описывается как движение положительного заряда (дырки) с положительной эффективной массой

$$m_p^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2 E}{dk^2}\right)}.$$

При температурах $T > 0$ некоторая часть электронов валентной зоны вследствие теплового возбуждения может перейти из валентной зоны в зону проводимости, при этом в валентной зоне образуется такое же количество свободных состояний. Вблизи верхней границы валентной зоны эффективная масса электронов отрицательна, и поэтому в валентной зоне используется понятие дырки.

Таким образом, электропроводность полупроводника складывается из электронной и дырочной составляющих электропроводности.

На свойства полупроводников существенное влияние оказывают атомы постороннего вещества, находящиеся в кристаллической решётке. Примесь нарушает периодичность кристалла и образует в энергетическом спектре полупроводника дополнительные уровни, расположенные в запрещённой зоне. Если энергетический уровень примеси находится вблизи дна зоны проводимости (рис. 4), то тепловой переброс электронов с этих уровней в зону проводимости будет более вероятен, чем переход их из заполненной зоны, т.к. концентрация электронов в зоне проводимости в этом случае будет больше концентрации дырок в валентной зоне. Такие примеси называются донорными, а проводимость – электронной, или n -типа.

Если уровни примеси находятся вблизи границы валентной зоны, то электроны, падающие на них под действием теплового движения, окажутся связанными. В этом случае основными носителями тока будут дырки в заполненной зоне. Такие примеси

называются акцепторными, а полупроводник обладает дырочной проводимостью, или проводимостью *p*-типа.

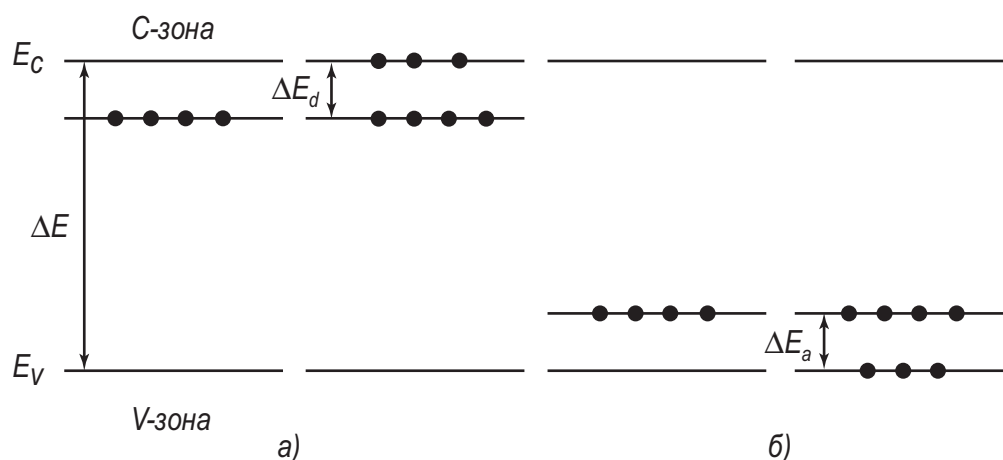


Рис. 4. Энергетические уровни примеси

а) донорной; б) акцепторной

Поясним сказанное на примере элементарного полупроводника германия, расположенного в IV-б подгруппе таблицы Менделеева. Каждый из его атомов имеет четыре валентных электрона и четыре тетраэдрически ориентированных в пространстве связи.

Благодаря парноэлектронному (ковалентному) взаимодействию соседних атомов, его V-зона оказывается полностью занятой. Замещение атомов основного вещества атомами примесных элементов V-б подгруппы – сурьмы, мышьяка, фосфора – означает включение в систему парноэлектронных связей N_d атомов с «лишними» электронами. Эти электроны связаны с окружающими атомами значительно слабее, чем остальные и сравнительно легко могут освободиться от валентных связей. На энергетическом языке это означает появление вблизи нижнего края зоны проводимости N_d донорных уровней с энергией ионизации $\Delta E_d < \Delta E$. Аналогичный результат получается при введении примесей III-б подгруппы – алюминия, индия, галлия: недостаток N_a электронов в системе ковалентных связей стимулирует переходы электронов из V-зоны на акцепторные уровни. Существенно, что концентрация атомов примесей много меньше атомов основного вещества – в таком случае энергетические уровни атомов можно считать локальными.

Температурная зависимость электропроводности полупроводников

В собственном полупроводнике свободные носители возникают только за счёт разрыва валентных связей, поэтому число дырок равно числу свободных электронов, т.е. $n = p = n_i$, где n_i – собственная концентрация. Электропроводность при данной температуре равна

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n + e \cdot p \cdot \mu_p, \quad (3)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, e – заряд электрона.

В донорном полупроводнике электропроводность определяется

$$\sigma_n = e \cdot n \cdot \mu_n,$$

в случае преобладания акцепторных примесей

$$\sigma_p = e \cdot p \cdot \mu_p.$$

Температурная зависимость электропроводности определяется зависимостью концентрации n и подвижности носителей заряда μ от температуры.

Собственный полупроводник. Для собственного полупроводника концентрация носителей заряда ($n = p = n_i$) может быть выражена соотношением

$$n_i = \sqrt{n \cdot p} = \sqrt{N_e N_v} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) = C \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (4)$$

где $C = \sqrt{N_e N_v}$ - сравнительно слабо зависит от температуры,

$N_c = 2(2\pi m_n^* kT)^{3/2} \hbar^{-3}$ - эффективная плотность состояний в зоне проводимости,

$N_v = 2(2\pi m_p^* kT)^{3/2} \hbar^{-3}$ - эффективная плотность состояний в валентной зоне,

ΔE – ширина запрещённой зоны,

$n = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}$ - концентрация электронов в зоне проводимости,

$p = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}}$ - концентрация дырок в валентной зоне.

Из (4) видно, что концентрация свободных носителей n_i зависит от температуры T , ширины запрещённой зоны ΔE , значений эффективных масс носителей заряда m_n^* и m_p^* .

Температурная зависимость концентрации n_i при $\Delta E \gg kT$ определяется в основном экспоненциальным членом уравнения (4). Так как C слабо зависит от температуры, то

график зависимости $\ln(n_i)$ от $\frac{1}{T}$ должен выражаться прямой линией:

$$\ln(n_i) = const - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (5)$$

Донорный полупроводник. При низких температурах можно пренебречь числом переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости и рассматривать только переход электронов с донорных уровней в зону проводимости.

Температурная зависимость концентрации свободных электронов донорного полупроводника при сравнительно низких температурах и частичной ионизации примесных атомов выражается соотношением:

$$n = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right), \quad (6)$$

где N_d – число уровней (атомов) донорной примеси в единице объёма полупроводника (концентрация донорной примеси),

ΔE_d – глубина залегания донорной примеси.

Из (6) следует

$$\ln(n) = const - \frac{\Delta E_d}{2kT}. \quad (7)$$

Это область слабой ионизации примеси. Она обозначена цифрой 1 на рисунке 5, на котором показано изменение концентрации n с температурой для донорного полупроводника.

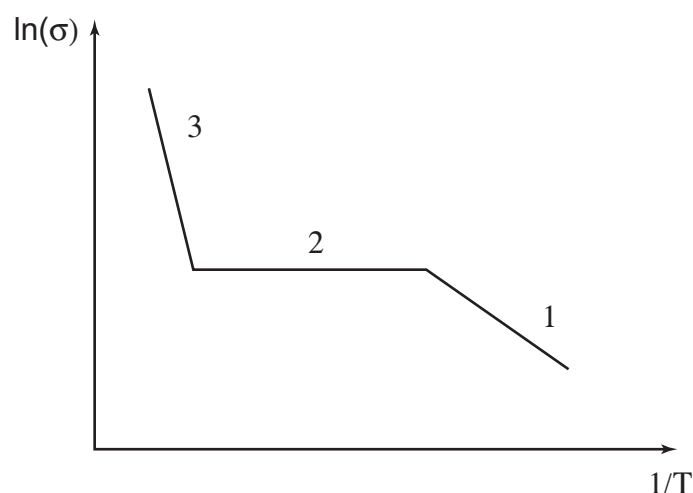


Рис. 5. Зависимость концентрации носителей заряда в примесных полупроводниках от обратной температуры

При более высокой температуре, когда $kT > \Delta E_d$, все электроны с донорных уровней могут перейти в С-зону. Концентрация электронов в зоне проводимости становится равной концентрации донорной примеси $n = N_d$.

Эта область температур, при которой происходит полная ионизация примеси, носит название области истощения примеси и на рисунке 5 отмечена цифрой 2.

При дальнейшем росте температуры начинается ионизация атомов основного вещества. Концентрация электронов в С-зоне будет увеличиваться уже за счёт переходов электронов из валентной в С-зону, появляются неосновные носители заряда – дырки в валентной зоне. Когда уровень Ферми достигает середины запрещённой зоны, тогда $n = p = n_i$ и полупроводник от примесного переходит к собственному (рис. 5, область 3).

Акцепторный полупроводник. При низких температурах можно пренебречь переходом электронов из V- в С-зону и рассматривать только переход электронов из валентной зоны на акцепторные уровни. В этом случае температурная зависимость концентраций свободных дырок выражается в виде

$$p = \sqrt{N_v N_a} \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{2kT}\right), \quad (8)$$

где N_a – концентрация акцепторной примеси,
 ΔE_a – энергия активации акцепторной примеси.

Из (8) следует

$$\ln(p) = \text{const} - \frac{\Delta E_a}{2kT}. \quad (9)$$

С ростом температуры все акцепторные уровни заполняются электронами, перешедшими из V-зоны. При $kT > \Delta E_a$ наступает истощение примеси, концентрация дырок в V-зоне равна концентрации акцепторной примеси N_a .

При дальнейшем повышении температуры возникает всё больше собственных носителей за счёт перехода электронов из V- в С-зоны и при некоторой температуре проводимость полупроводника из примесной превращается в собственную.

Температурная зависимость подвижности носителей

Подвижность носителей заряда μ численно равна скорости дрейфа носителей, приобретаемой ими под действием электрического поля единичной напряжённости:

$$\mu = \frac{v}{E} \left(\frac{m^2}{B \cdot c} \right). \quad (10)$$

Подвижности электронов μ_n и дырок μ_p различны по величине вследствие различия в эффективных массах и времени свободного пробега электрона и дырки, которое зависит от механизма рассеяния электронов и дырок в кристаллической решётке полупроводника.

Можно выделить несколько механизмов рассеяния носителей заряда:

- 1) на тепловых колебаниях атомов кристаллической решётки;
- 2) на ионизированных примесей (ионы примеси);
- 3) на нейтральных примесях (атомы примеси);
- 4) на дефектах решётки (вакансии, точечные дефекты, дислокации, границы кристаллитов и др.);
- 5) на носителях заряда.

Ввиду малости концентрации дефектов и носителей заряда 4) и 5) видами рассеяния обычно пренебрегают.

В случае рассеяния носителей заряда (волн этих носителей) на тепловых колебаниях решётки подвижность, обусловленная этим видом рассеяния, уменьшается с ростом температуры по закону:

$$\mu \sim T^{-3/2}. \quad (11)$$

Рассеяние на тепловых колебаниях решётки преобладает при *высоких* температурах.

В случае рассеяния носителей на ионизированных примесях подвижность растёт с температурой:

$$\mu_{np} \sim T^{3/2}. \quad (12)$$

Этот механизм рассеяния преобладает при *низких* температурах.

Если в рассеянии носителей участвуют оба механизма 1) и 2) и они независимы, то температурная зависимость μ может быть представлена в виде:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_{np}} = aT^{3/2} + bT^{-3/2}, \quad (13)$$

где a и b – коэффициенты пропорциональности.

Рассеяние носителей на нейтральных примесях не зависит ни от температуры, ни от энергии носителей и оказывает влияние при очень низких температурах, когда тепловые колебания решётки не играют заметной роли и степень ионизации примесей мала.

Температурная зависимость σ . Учитывая зависимость концентрации и подвижности носителей заряда от температуры, удельную электропроводность собственного полупроводника можно записать в виде:

$$\sigma_i = AT^{\mp 3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (14)$$

Множитель $AT^{\mp 3/2}$ медленно меняется с температурой, тогда как множитель $\exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$ сильно зависит от температуры, когда $\Delta E \gg kT$. Следовательно, для не слишком высоких температур можно считать, что $AT^{\mp 3/2} = \sigma_{oi}$ и выражение (14) заменить более простым

$$\sigma_i = \sigma_{oi} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (15)$$

Рассмотрим поведение σ полупроводника при переходе от низких температур к высоким. В донорном или акцепторном полупроводнике проводимость при низких темпе-

ратурах является примесной. Так как температура низка, то ионизованных примесей мало и преобладает рассеяние на нейтральных атомах, при котором μ не меняется с температурой. Поэтому температурная зависимость σ будет определяться зависимостью концентрации от температуры. Для электропроводности донорного полупроводника

согласно (6) и (7) можно записать $\sigma_n = \sigma_{0n} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right)$.

$$\ln(\sigma_n) = \text{const} - \frac{\Delta E_d}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (16)$$

Соответственно для электропроводности акцепторного полупроводника (см. (8) и (9)):

$$\ln(\sigma_p) = \text{const} - \frac{\Delta E_a}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (17)$$

Очевидно, если уравнения (16) или (17) построить графически в координатах $\ln(\sigma)$ от $\frac{1}{T}$, то из наклонов этих зависимостей (рис. 6) можно определить энергию ионизации донорной или акцепторной примеси:

$$\Delta E_d = 2k \cdot \text{tg}(\alpha) = 2k \cdot \left| \frac{d(\ln(\sigma_n))}{d(1/T)} \right|,$$

$$\Delta E_a = 2k \cdot \left| \frac{d \ln(\sigma_p)}{d(1/T)} \right|.$$

Будем повышать температуру и попадём в область истощения примеси (рисунок 5, область 3), в которой концентрация основных носителей остаётся постоянной и проводимость меняется вследствие изменения подвижности μ с температурой.

На участке 2 кривой $\ln(\sigma)\left(\frac{1}{T}\right)$ (рис. 6)

$$\sigma = eN_d \mu_n \text{ или } \sigma = eN_a \mu_p$$

и электропроводность растёт незначительно с температурой, т.к. преобладает рассеяние на ионах примеси, при котором $\mu \sim T^{3/2}$. Далее с ростом температуры электропроводность уменьшается, т.к. преобладает рассеяние на тепловых колебаниях решётки, при котором $\mu \sim T^{-3/2}$ (рис. 6, участок 3).

Наконец, при достаточно высоких температурах проводимость полупроводника становится собственной, и в этих условиях можно определить ширину запрещённой зоны полупроводника ΔE .

$$\ln(\sigma) = \text{const} - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T},$$

откуда

$$\Delta E = 2k \cdot \text{tg}(\varphi) = 2k \cdot \left| \frac{d \ln(\sigma)}{d(1/T)} \right|,$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К.

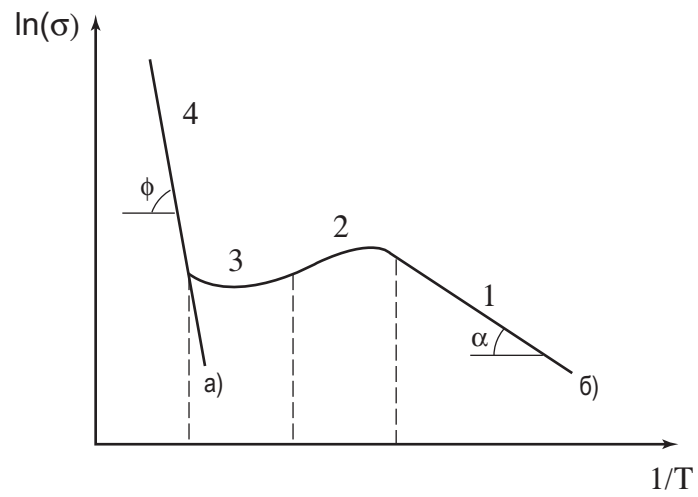


Рис. 6. Зависимость логарифма удельной проводимости полупроводника от обратной температуры:

a) собственный полупроводник; *б)* примесный полупроводник

Порядок выполнения работы

Схема установки приведена на рисунке 7. Сопротивление образца (Ge) измеряется четырехзондовым методом: через контакты 1 и 4 (рис. 7) пропускается ток от источника питания (Б5-50).

На потенциальных зондах (контакты 2 и 3) измеряется падение напряжения микровольтметром В7-34А. Тогда удельную электропроводность образца можно найти по формуле:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{I}{U} \cdot \frac{l}{S},$$

где I – ток, протекающий через образец;

U – падение напряжения на потенциальных зондах;

l – расстояние между зондами;

S – площадь поперечного сечения образца

($S = a \cdot b$, где a и b – ширина и толщина образца).

Переключатель П1 используется для переключения полярности, т.е. направления тока, протекающего через образец.

1. Измерение σ при комнатной температуре.

1.1. Переключатель П2 поставить в положение “ R эталон”.

1.2. Включить приборы в сеть (Б5-50 и В7-34А).

1.3. Установить ток в цепи $I = 3$ мА (Б5-50 – в режиме стабилизации тока). Величина тока контролируется по падению напряжения $U_{\text{эт}} \approx 30$ мВ на эталонном сопротивлении $R_{\text{эт}} = 10$ Ом.

1.4. Переключатель П2 поставить в положение “образец” и измерить падение напряжения на образце.

(Предел В7-34А: 10 В)

2. Измерение температурной зависимости проводимости.

2.1. Вывести реостат питания нагревателя (“Нагрев”) против часовой стрелки до упора. Включить вилку в сеть.

2.2. Включить нагрев и измерить σ образца (пункт 1.4) в интервале температур от комнатной до 140 °С. Температура измеряется термопарой при помощи микроамперметра М265М. Используется градуировочный график, представленный на рисунке 8.

Измерения σ проводить при температурах, соответствующих показаниям микроамперметра от 25 до 90 мкА с шагом 5 мкА.

При этом необходимо следить за величиной тока и поддерживать ее в процессе измерений равной 3 мА.

2.3. Снять зависимость $\sigma(T)$ при остывании образца, выключив нагреватель.

3. По окончании работы:

а) потенциометр “Нагрев” вывести против часовой стрелки до предела и выключить нагреватель из сети;

б) выключить приборы Б5-50 и В7-34А.

4. Обработка экспериментальных результатов.

Построить график зависимости $\ln(\sigma)$ от $\left(\frac{1}{T}\right)$, определить наклон (в электронвольтах) и объяснить полученные результаты.

Размеры образца: $a = 0,65$ мм; $b = 5$ мм; $l = 4,5$ мм.

Примечание:

А) Особо тщательно следите за точным измерением температуры образца и постоянством протекающего через него тока $I = 3$ мА .

В) Максимальный ток питания нагревателя не должен превышать 3,5 А.

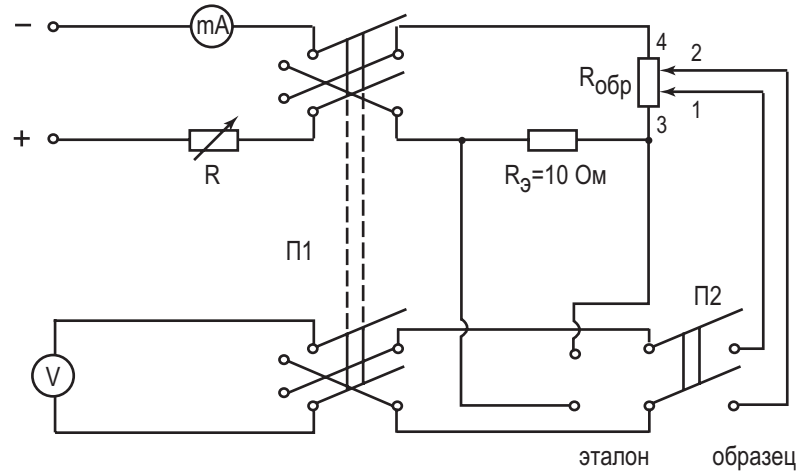


Рис. 7.

$T, \text{ }^\circ\text{C}$

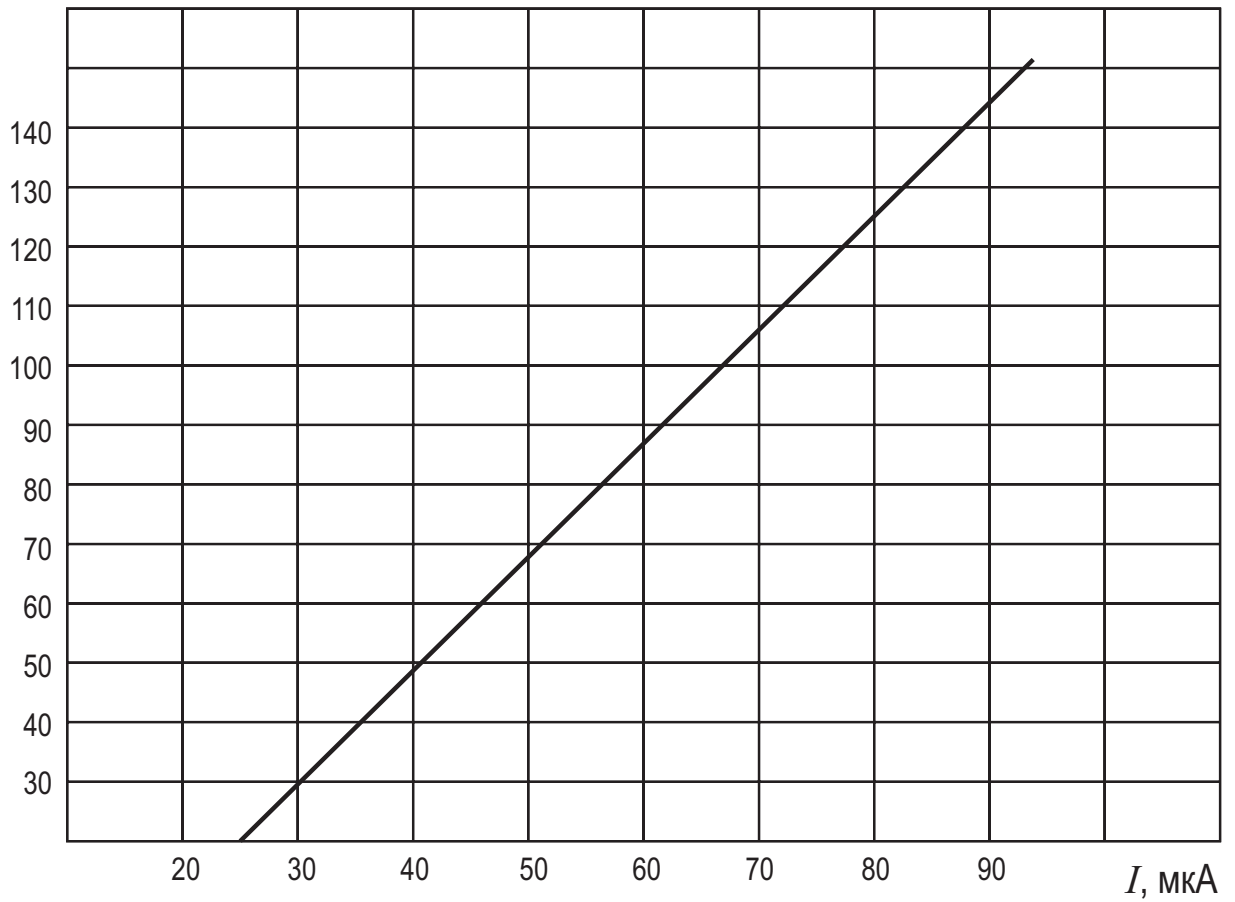


Рис. 8.