

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П.КОРОЛЕВА»

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ТЕРМОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА  
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета  
в качестве методических указаний к лабораторной работе*

САМАРА  
Издательство СГАУ  
2009

УДК СГАУ: 621.3(075)

Составители: *В.А. Колпаков, А.И. Колпаков*

Рецензент В.И. Чепурнов

**Исследование параметров терморезистивного эффекта в твердом теле: метод. указания к лаб. работе/ сост. В.А. Колпаков, А.И. Колпаков. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2009. - 24 с.**

Описывается физический механизм возникновения терморезистивного явления в кремнии в диапазоне температур 23-100<sup>0</sup>С, изложены принципы формирования электрических характеристик терморезистора и схем его включения в электронные схемы.

Предназначены для студентов специальности 210.201.00 "Проектирование и технология радиоэлектронных средств". Выполнены на кафедрах "Электронные системы и устройства" и "Техническая кибернетика".

\* \* \*

**Ц е л ь р а б о т ы** – изучение механизмов возникновения терморезистивного эффекта, анализ характера влияния температуры на вольт-амперные характеристики терморезистора и определение энергии ионизации примесей в структуре кристалла.

## ЗАДАНИЯ

1. По конспекту лекций, рекомендованной литературе и данным методическим указаниям изучить теоретические основы формирования механизма фоторезистивного эффекта и способов использования его в электронных схемах.

2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.

3. Выполнить предварительные расчеты.

4. Изучить порядок выполнения работы.

5. Собрать схему измерения вольт-амперной характеристики терморезистора.

6. Экспериментально определить зависимость тока от напряжения терморезистора при изменении температуры в диапазоне 23-100<sup>0</sup>С.

7. Определить величины максимальных и минимальных значений токов и напряжений.

8. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

**Приборы и принадлежности:** терморезистор, лабораторный стенд, вольтметр, миллиамперметр, набор проводников.

## 1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Энергетические зонные диаграммы. Согласно квантово-механическим представлениям электроны в атоме не могут иметь произвольную энергию и занимают строго определенные энергетические уровни, называемые орбиталями (рис.1).

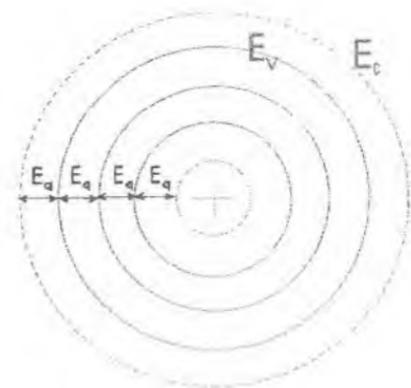


Рис. 1. Планетарная модель атома Резерфорда

В соответствии с этой моделью электронам строго запрещено иметь энергию, не равную энергии энергетического уровня орбитали, т.е. электрону запрещено находиться между орбиталями. Условились пространство между орбиталями называть **запрещенной зоной** и обозначать ее  $E_q$ . Следовательно, если электрону сообщить энергию равную  $E_q$ , то он скачком перейдет на соседнюю орбиталь.

Физико-химические свойства атома определяются параметрами валентных электронов, поэтому энергетический уровень, на котором они находятся, называется валентным уровнем и обозначается  $E_v$ . Если валентному электрону сообщить энергию равную  $E_q$ , то он покинет орбиталь атома и станет свободным, т.е. получит возможность перемещаться под действием электромагнитных полей. Энергетический уровень в области которого электрон свободен назвали уровнем проводимости и обозначили  $E_c$ .

Характерной особенностью модели атома является абсолютная одинаковость энергетических параметров электрона в любой точке орбиталей. Тогда для расчета параметров электрона достаточно определить их в одной точке. Выберем на орбиталях  $E_v$  и  $E_c$  участок  $dx$ , в области которого энергетические уровни имеют кривизну, близкую к прямой линии. Тогда энергетическую модель атома можно представить в виде двух прямых линий.

Пусть два атома водорода будут сближены на расстояние ковалентной связи (рис. 2).

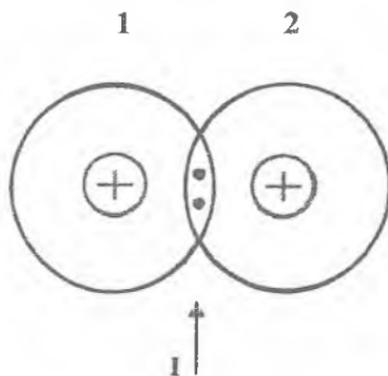


Рис.2. Схема взаимодействия двух атомов водорода

При их взаимодействии образуется общая зона I, в которой возникает неопределенность, заключающаяся в том, что электроны обоих атомов получают возможность занимать любой из двух уровней энергии, принадлежащих обоим атомам. С точки зрения энергетической диаграммы это означает, что у электрона появляются уровни  $E_{v1}$  и  $E_{v2}$ , а если с атомом 1 взаимодействуют 3-4 атома, то возникает взаимодействие их потенциальных полей и энергетических уровней орбиталей по механизму зоны I. Это приводит к возникновению энергетических зон (рис. 3).

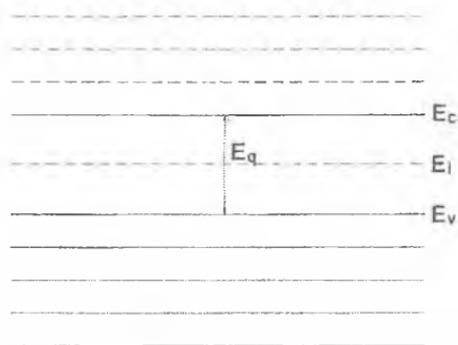


Рис. 3. Схема расположения энергетических зон на энергетической диаграмме:  
 $E_l$  – середина запрещенной зоны

При  $T=0$  К все свободные электроны, потеряв при охлаждении избыток энергии, возвращаются на энергетические уровни валентной орбитали, которую назвали **валентной зоной**.

При  $T \neq 0$  К происходит ионизация валентных электронов и их переход на энергетические уровни **зоны проводимости**, в области которой электрон может найти любой энергетический уровень, соответствующий его настоящей энергии, и при приложении электрического поля двигаться вдоль этого уровня, не теряя и не приобретая энергии.

Энергетические диаграммы полупроводников и диэлектриков подобны и различаются только величиной ширины запрещенной зоны  $E_g$ .

Металлы по своим электрохимическим свойствам существенно отличаются от полупроводников и диэлектриков, т.к. при температуре  $T=0$ К, металлы способны проводить электрический ток.

Для описания особых свойств металлов необходимо, чтобы в валентной зоне находились уровни энергии не занятые электронами, в области которых свободные электроны могут перемещаться (рис.4,а), или в зоне проводимости часть энергетических уровней должна быть занята электронами, которым запрещено перемещаться вдоль координаты (рис.4,б). Это означает, что вдоль свободных уровней свободный электрон может перемещаться в электрическом поле без потери своей энергии, т.е. осуществлять проводимость.

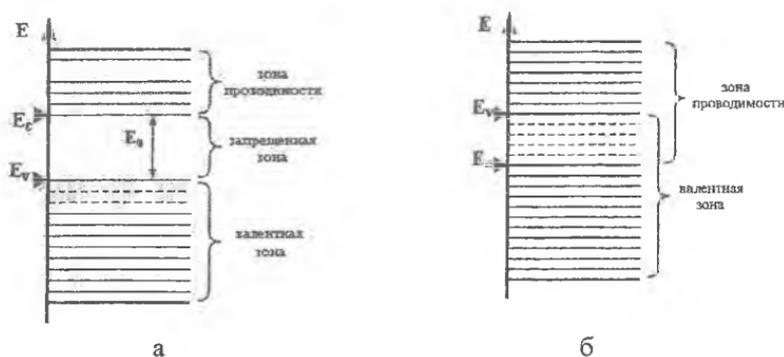


Рис. 4. Энергетические диаграммы металлов

В последнем случае валентная зона как бы набрасывается на зону проводимости. С точки зрения принципа Паули это означает, что в совместной области существуют уровни энергии или свободные, или занятые одним электроном. В обоих случаях это означает значительную проводимость твердого тела.

**Собственные полупроводники** содержат в узлах кристаллической решетки только матричные атомы, т.е. это химически чистый материал, полностью соответствующий своей стехиометрической формуле (рис.5,а).

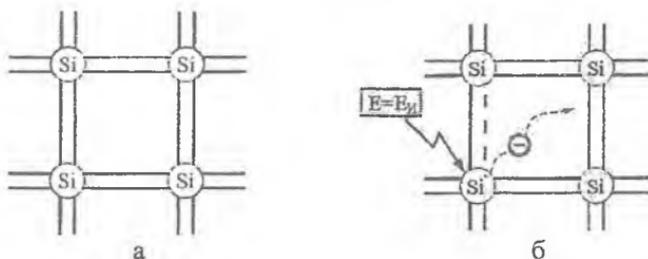


Рис. 5. Схема структуры кристалла при  $T=0\text{K}$  (а) и сообщении матричному атому энергии, равной или большей энергии связи валентного электрона с атомом (б)

Если валентному электрону сообщить энергию, большую энергии его ионизации, то свободный электрон покидает потенциальное поле «своего» атома и уходит в объем кристалла, совершая тепловое движение (рис.5,б). Возникший положительный ион представляет собой подвижный заряд, участвующий в формировании проводимости по следующему механизму. Если в полупроводнике имеются свободные электроны, то, совершая тепловое движение, один из них может подойти к потенциальному полю положительного иона, который захватит его, образуя нейтральный атом, т.е. происходит процесс рекомбинации положительного иона. Но в это же время возникнет нескомпенсированный положительный ион атома, валентный электрон которого и привел к появлению нейтрального атома. Это адекватно перемещению положительного заряда из положения 1 в положение 2 (рис.6).

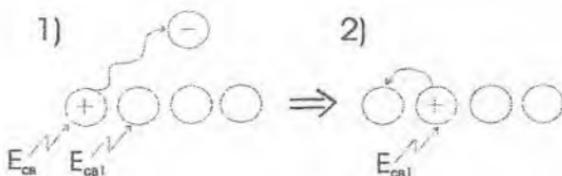


Рис.6. Механизм формирования дырочного тока

При наличии электрического поля в кристалле это перемещение положительных зарядов принимает направленное движение, формируя электрический ток положительных зарядов. Положительные заряды названы **дырками**, а их передвижение **дырочным током**.

Согласно теории энергетических диаграмм свободное движение электронов осуществляется вдоль зоны проводимости, а дырок вдоль валентной зоны (см. рис.7).

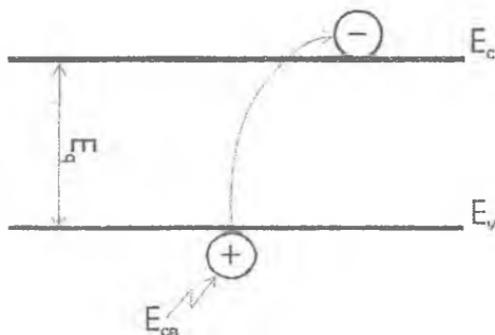


Рис.7. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника

Из анализа энергетической диаграммы также следует:

1. Равенство  $n = p$  справедливо только для собственных полупроводников.

2. Свободные дырки образуют только матричные атомы, находящиеся в узлах кристаллической решетки.

Таким образом, электропроводность полупроводников осуществляется двумя типами зарядов: в зоне проводимости – электронами, в валентной зоне – дырками.

**Примесные полупроводники** возникают при внедрении в узлы кристаллической решетки чужеродных атомов (атомов примесей), что приводит к формированию электронной или дырочной проводимостей в полупроводниках.

Пусть в четырехвалентный кремний внедрен атом пятивалентного мышьяка (не во все узлы, а только в некоторые). Четыре валентных электрона кремния легко связываются с четырьмя валентными электронами мышьяка, образуя прочную ковалентную связь, пятый валентный электрон мышьяка оказывается в этом случае экранированным от потенциальных полей окружающих атомов (рис.8,а). Это приводит к его ионизации уже при температуре жидкого азота (77К). В это же время осуществляется ионизация и атомов кремния (матричных атомов), но концентрация электронов и дырок в этом случае настолько мала, что не оказывает никакого влияния на процесс формирования электрического тока. Поэтому собственные носители заряда в примесных полупроводниках условно считают **неосновными носителями зарядов**, а полученные за счет ионизации примесных атомов – **основными носителями заряда**.

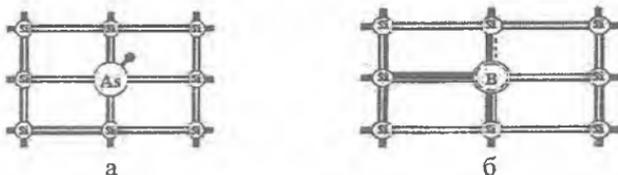


Рис. 8. Структура примесных полупроводников донорного (а) и акцепторного (б) типов

Поскольку в полупроводнике, легированном мышьяком, проводимость формируется свободными электронами, то проводимость называется электронной, а сам проводник электронным или **n-типа** проводимости, примесь называется донорной.

Энергетические уровни примесных атомов располагаются в запрещенной зоне, поэтому не способны формировать ток дырок, в то время как электроны, поступая в зону проводимости, становятся свободными, т. е. способны формировать электрический ток (рис.9).



Рис. 9. Энергетическая диаграмма полупроводников n и p типов проводимостей:  $E_d$  – энергетический уровень донорной примеси;  $E_a$  – энергетический уровень акцепторной примеси

Пусть в кристалл четырехвалентного кремния внедрен в узел решетки трехвалентный атом бора (см. рис.8,б). Три валентных электрона бора образуют прочную ковалентную связь с соседними атомами, четвертый атом кремния не находит своего электрона у атома бора. Поэтому при взаимодействии этих атомов образуется свободный энергетический уровень, готовый в любое время принять электрон, образуя ковалентную связь. Это приводит к образованию в запрещенной зоне отрицательного иона, энергетический уровень которого  $E_a$  располагается между уровнями  $E_v$  и  $E_c$  (рис.9). Поскольку атом бора принимает свободный электрон, то его называют **акцептором**, примесь – **акцепторной**, положительный заряд матричного атома – **дыркой**. Концентрация дырок на несколько порядков превышает концентрацию свободных электронов, поэтому дырки считают основными носителями заряда. В связи с этим проводимость называется **дырочной**, проводник **дырочным** или **p-типа** проводимости.

В полупроводниках могут одновременно содержаться как донорные, так и акцепторные атомы примеси. В этом случае электрон донорной примеси переходит на энергетический уровень акцепторной примеси. В результате в запрещенной зоне возникают положительные и отрицательные заряды, не участвующие в процессе формирования проводимости. Этот механизм получил название **компенсации проводимости**. Операцию компенсации используют для подгонки проводимости до необходимой величины.

Условились, что если концентрация примесей в полупроводнике на 2-4 порядка меньше по сравнению с количеством матричных атомов, то такие полупроводники называются **невырожденными**. С точки зрения физики твердого тела это означает, что потенциальные поля примесных атомов расположены так далеко друг от друга, что между ними отсутствует всякое взаимодействие, т.е. свободный электрон может свободно пройти между двумя примесными атомами, не ощущая никакого влияния с их стороны.

При увеличении концентрации примесных атомов до величин, близких к концентрации матричных атомов, потенциальные поля примесных атомов начинают активно взаимодействовать друг с другом. С точки зрения энергетических диаграмм это означает, что запрещенная зона насыщается энергетическими уровнями настолько, что свободные носители заряда при наличии потенциального барьера могут легко найти равные уровни энергии, по которым они пройдут через барьер, не теряя своей энергии. Это приводит к увеличению проводимости до уровня, близкого к проводимости металла. Такие полупроводники называют **вырожденными полупроводниками** и обозначают  $n^+$ , если имеют электронную проводимость, или  $p^+$ , если дырочную. В вырожденных полупроводниках, в интервале рабочих температур, концентрация свободных носителей заряда не зависит от температуры.

**Диффузионный ток.** Возникновение в полупроводнике градиента концентраций носителей заряда приводит, в соответствии с общими законами теплового движения, к их диффузии из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией. Величина плотности диффузионного тока пропорциональна величине градиента концентрации носителей заряда, поэтому электрический ток, формируемый этим потоком свободных носителей заряда, имеет неэлектрическую природу. Пусть исходные образцы полупроводника имеют форму прямоугольной пластины. Причем размеры площади пластины значительно превосходят размеры ее толщины. В этом случае можно считать, что концентрация частиц изменяется только вдоль одной координаты, т.е. для диффузионного потока свободных носителей заряда можно использовать одномерную модель в виде равенства

$$J_{н\text{дф}} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов, равный  $93 \text{ см}^2/\text{с}$  для германия и  $31 \text{ см}^2/\text{с}$  для кремния;  $dp/dx$  — градиент концентрации электронов.

Плотность диффузионного тока дырок определяется подобным же соотношением:

$$J_{p\text{дф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

где  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок, равный  $44 \text{ см}^2/\text{с}$  для германия и  $65 \text{ см}^2/\text{с}$  для кремния;  $dp/dx$  — градиент концентрации дырок.

Знак минус указывает, что диффузионный дырочный ток направлен в сторону уменьшения концентрации дырок, т.е. в сторону уменьшения их градиента. Диффузионный поток электронов движется также в сторону уменьшения концентрации, однако в соответствии с принятым в электротехнике условным направлением электрического тока электронный диффузионный ток считают направленным в сторону увеличения концентрации электронов, т.е. навстречу потоку электронов; поэтому перед правой частью выражения (1) стоит знак плюс.

**Дрейфовый ток.** Электрическое поле в полупроводнике формирует компоненту направленного движения свободных носителей заряда, не прекращая их теплового движения. В процессе движения электроны взаимодействуют с колеблющимися атомами кристаллической решетки, передавая им часть своей энергии. На длине свободного пробега электроны осуществляют равноускоренное движение, описываемое равенством:

$$\bar{v}_n = -\frac{1}{2} \bar{t}_n \frac{eE}{m_n} = -\mu_n E, \quad (3)$$

где  $e=1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона;  $\mu_n = -\frac{\bar{v}_n}{E} = -\frac{e\bar{t}_n}{2m_n}$  — подвижность

электронов;  $\bar{t}_n$  — среднее время свободного пробега электронов;  $m_n$  — эффективная масса электрона.

Поскольку подвижность электронов зависит от частоты их столкновения с дефектами кристаллической решетки или от интенсивности рассеивания на фонах (квант теплового колебания атома в решетке), то необходимо вычислить среднее время свободного пробега электронов, то есть среднее время между двумя столкновениями. Со стороны внешнего электрического поля действует сила  $F$ , сообщающая ему ускорение  $\frac{dv_n}{dt}$ . Поэтому для элект-

трона, обладающего некоторой эффективной массой  $m_n$ , можно записать выражение

$$F = m_n \frac{dv_n}{dt} = eE, \quad (4)$$

представляющее собой закон движения электрона в зоне проводимости полупроводника.

Для определения средней скорости электрона  $v_n$  предположим:

1. При рассеянии электрон теряет всю свою энергию, приобретаемую за среднее время свободного пробега  $\bar{t}$ .

2. В начале каждого следующего отрезка пути имеет нулевую скорость. Тогда в результате интегрирования (4), при условии, что  $\bar{v}_n = 0$  при  $t = 0$ , а средняя скорость  $\bar{v}_n$  равна скорости электрона при  $t = \bar{t}$ , получим выражение

$$v_{n_{\max}} = \frac{e}{m_n} E \bar{t}. \quad (5)$$

Если предположить, что на длине свободного пробега  $l$  скорость дрейфа электрона изменяется линейно, то её среднее значение можно описать равенством

$$\bar{v}_n = \frac{1}{2} v_{n_{\max}} = \frac{e}{2m_n} E \tau. \quad (6)$$

Из (5) и (6) нетрудно определить, что среднюю подвижность свободного электрона можно найти из равенства

$$\mu_n = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} \tau. \quad (7)$$

Полученное выражение позволяет проанализировать зависимость подвижности электрона от некоторых параметров полупроводника, например, определить, что подвижность прямо пропорциональна среднему времени пробега электрона или средней длине пробега между двумя последовательными столкновениями электрона с каким-либо дефектами кристалла. Длина свободного пробега тем больше, чем меньше дефектов содержит полупроводниковый материал. В области низких температур по мере увеличение концентрации примесных атомов и повышения температуры полупроводника подвижность электронов должна уменьшаться. Следует также отметить, что из выражения (7) видна пропорциональная зависимость между дрейфовой подвижностью и эффективной массой электрона, которую в физике твёрдого тела описывают равенством

$$m_n = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial K^2}}$$

полностью определяемая строением изоэнергетических поверхностей в импульсном пространстве зоны проводимости полупроводника. Отсюда можно заключить, что эффективная масса электрона в зоне проводимости различна для различных полупроводниковых материалов, и, следовательно, при прочих равных условиях, подвижности в них также будут различаться. Необходимо отметить, что соотношение (7) получено без учёта распределения электронов по скоростям, поэтому его нельзя считать достаточно точным для вычисления. Более точное значение дрейфовой подвижности  $\mu_n$  необходимо рассматривать с учетом статистического характера скорости движения электронов. Предположим, что в процессе электропроводности принимает участие  $n_0$  свободных электронов и для каждого из них существует определённая вероятность рассеивания, равная отношению  $\frac{1}{\tau_m}$ , на дефектах кри-

сталлической структуры, тогда полное число столкновений, которые испытывают электроны в такой системе в течение интервалов времени  $(t; t+dt)$ , выразится произведением:

$$n_0 \frac{dt}{\tau_m}$$

Для упрощения задачи введем допущение, что вероятность рассеивания электронов не зависит ни от их энергии, ни от предыдущего столкновения, тогда если  $n$  - есть количество электронов, не испытавших к моменту времени  $t$  рассеивания, то за время  $dt$  количество таких электронов уменьшится на величину

$$dn = -n \frac{dt}{\tau_m}, \quad (8)$$

где  $\tau_m = 10^{-14}$  с - максвелловское время релаксации.

Предполагая, что  $n = n_0$  при  $t = 0$ , и интегрируя (8), находим закон изменения количества нерассеивавшихся электронов:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m}. \quad (9)$$

Следовательно, величина  $\tau_m$  определяет интервал времени, в течение которого число нестолкнувшихся электронов уменьшается в  $e$  раз. Статистический расчёт позволяет найти среднее значение времени свободного пробега

$\tau$ , которое оказалось в точности равным времени  $\tau_m$ . Это означает, что сумма средних времён свободного пробега всех электронов системы, испытавших  $n$  столкновений, можно описать равенством

$$\sum_{k=0} \tau = n'_0 \tau_m. \quad (10)$$

Учитывая соотношение (6), можно вычислить средний путь, пройденный каждым электроном системы к моменту времени  $t \gg \tau_i$ , то есть это неравенство определяет стационарные состояния. Путь можно определить, используя простое равенство:

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} E t^2. \quad (11)$$

С другой стороны, за время  $dt$  система электронов испытывает  $dn$  столкновений:

$$dn = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m}. \quad (12)$$

Следовательно, приращение суммарного пути электронов за тот же промежуток времени составляет:

$$dx = \frac{1}{2} n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{e}{m_n} E t^2 \frac{dt}{\tau_m}.$$

Поскольку через бесконечно большой промежуток времени в системе не останется ни одного не столкнувшегося электрона, суммарный путь  $n_0$  электронов будет определяться выражением

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} E \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m} = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} n_0 E \tau_m^2 \int_0^{\infty} e^{-y} y^2 dy = n_0 \frac{e}{m_n} \tau_m^2 E. \quad (13)$$

Известно, что  $\int_0^{\infty} e^{-y} y^2 dy = 2$ , откуда нетрудно найти среднюю скорость электрона на пути свободного пробега:

$$\bar{V}_n = \frac{x}{\sum_{k=0} \tau} = \frac{e}{m_n} \varepsilon \tau_m. \quad (14)$$

Таким образом, уточнённое выражение для дрейфовой подвижности электронов, полученное с учётом статистического характера распределения их по скоростям, можно представить в окончательном виде равенством

$$\mu_n = \frac{\bar{V}_n}{\varepsilon} = \frac{e}{m_n} \tau_m. \quad (15)$$

От ранее полученного выражения (7) выражение (15) отличается только отсутствием множителя  $1/2$ , то есть значение подвижности, вычисленное для системы электронов в зоне проводимости полупроводника, вдвое превышает соответствующие значения, определённые для единичного электрона, который рассматривается как классическая частица.

Подвижность электронов определяется числом взаимодействий электрона с атомами и дефектами кристаллической решетки, численное значение которых определяется в основном концентрацией атомов примеси и температуры. При  $T=300\text{K}$  подвижность электронов в германии составляет  $3900\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , а в кремнии —  $1350\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . С увеличением температуры происходит усиление тепловых колебаний атомов решетки, растет число их столкновений с электронами, приводящее к уменьшению подвижности электронов в соответствии с зависимостями:

$$\mu_n = 3,5 \cdot 10^7 \cdot T^{-1,6} \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}) \text{ — для германия,}$$

$$\mu_n = 5,5 \cdot 10^6 \cdot T^{-(1,5 \sim 2,5)} \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}) \text{ — для кремния.}$$

При концентрациях примесных атомов более  $10^{15}$ — $10^{16}\text{ см}^{-3}$  в кристалле начинают преобладать дефекты типа ионы примеси. При значительном увеличении дрейфовой скорости электроны теряют существенную долю своей энергии уже в процессе взаимодействия с ними, что приводит к уменьшению их подвижности. Так, например, в германии при напряженности поля порядка  $8\text{ кВ/см}$  подвижность уменьшается пропорционально  $1/E$ , и с повышением напряженности поля дрейфовая скорость электронов более не возрастает, достигнув максимального значения  $v_{\text{max}}=6 \cdot 10^6\text{ см/с}$  (рис. 10).

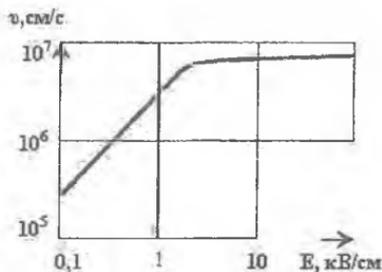


Рис. 10. Характер изменения дрейфовой скорости электрона в электрическом поле

Увеличение напряженности поля более 100 кВ/см приводит к лавинной ионизации атомов решетки и пробоем полупроводника. Экспериментально установлено, что в кремнии максимальное значение дрейфовой скорости не превышает  $v_{\text{max}} = 8,5 \cdot 10^6$  см/с. Следует отметить, что подвижность дырок значительно ниже подвижности электронов и составляет в германии  $1900 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а в кремнии —  $430 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . С ростом температуры подвижность дырок снижается несколько быстрее, чем подвижность электронов, в соответствии со следующими эмпирическими соотношениями:

$$\mu_p = 9,1 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ — для германия,}$$

$$\mu_p = 5,5 \cdot 10^8 \cdot T^{-(2,3 - 2,7)} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ — для кремния.}$$

Среднее значение скорости упорядоченного движения для одного носителя заряда, вычисленное для промежутка времени намного превышающего время между двумя последующими столкновениями, обозначается через  $v_{\text{ср}}$ . Среднее значение этой скорости для совокупности носителей заряда называется **дрейфовой скоростью** и обозначается  $v_d$ .

Таким образом, дрейфовая скорость характеризует суперпозицию движения носителей заряда в электрическом и тепловом полях. Дрейфовая скорость пропорциональна величине напряженности электрического поля  $E$  при условии малости  $v_d$ , по сравнению с тепловой скоростью. В этом случае ее можно моделировать равенством (3):

$$v_d = \mu E.$$

Дрейфовая подвижность — это дрейфовая скорость, приобретаемая подвижным носителем заряда в электрическом поле с  $E=1$  В/см. Условились, что дрейфовая подвижность для электронов является отрицательной, а для дырок — положительной. При выполнении этих условий плотность электрического тока, проходящего через полупроводник, содержащий один тип носителей, выражается равенством

$$j = env_d E. \quad (16)$$

Если плотность тока выразить через закон Ома в дифференциальной форме, она будет описываться выражением

$$j = \sigma E. \quad (17)$$

Проводя сравнительный анализ (16) и (17), можно заключить, что произведение перед напряженностью в (16) равно проводимости

$$\sigma = en\mu_n. \quad (18)$$

где  $\mu_n$  - подвижность свободных электронов.

Аналогичные рассуждения можно привести и для дырочной составляющей плотности тока, проходящего в полупроводнике.

В общем случае в полупроводнике могут существовать и электрическое поле, и градиент концентрации носителей заряда. Тогда ток в полупроводнике будет иметь как дрейфовую, так и диффузионную составляющие:

$$J_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (19)$$

$$J_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (20)$$

Из (19) и (20) следует, что суммарная плотность дрейфового тока в полупроводнике может быть описана равенством

$$J_{др} = e(n\mu_n + p\mu_p)E. \quad (21)$$

Выражение (21) представляет собой закон Ома в дифференциальной форме, а величина  $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$  является удельной электрической проводимостью полупроводника. Различают собственную и примесную проводимости полупроводника.

**Собственная проводимость**  $\sigma_i$  в собственных полупроводниках проявляется при не слишком низких температурах. Это означает, что концентрации свободных электронов и дырок в собственных полупроводниках равны  $n = p = n_i = p_i$  и тогда можно записать равенство вида

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p). \quad (22)$$

С учетом выражений, определяющих  $n_i$ , собственная электрическая проводимость

$$\sigma_i = 2e \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} (\mu_n + \mu_p) \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (23)$$

Из (23) следует, что при  $T \rightarrow \infty$  и  $\sigma_i \rightarrow \infty$ . На рис. 11 зависимость  $\sigma_i$  ( $1/T$ ) представлена в логарифмических координатах,  $\text{tg } \alpha = \frac{E_g}{2kT}$ .

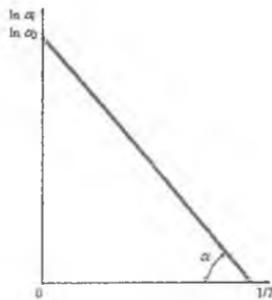


Рис. 11. Зависимость собственной электрической проводимости полупроводника от температуры

При заданной температуре концентрация носителей заряда и проводимость собственного полупроводника определяются шириной его запрещенной зоны  $E_g$ .

**Примесная электропроводность полупроводников** преобладает в диапазоне рабочих температур полупроводниковых приборов, когда в выражении для проводимости можно пренебречь неосновными носителями заряда ввиду их малости в примесных полупроводниках. Тогда для полупроводников  $n$ - и  $p$ -типов проводимостей получим:

$$\sigma_n = e(n_n \mu_n + p_n \mu_p) \approx e n_n \mu_n; \quad (24)$$

$$\sigma_p = e(p_p \mu_p + n_p \mu_n) \approx e p_p \mu_p. \quad (25)$$

Если воспользоваться теорией одноэлектронного приближения, то эти формулы можно переписать в виде, удобном для практических расчетов:

$$\sigma_n = e N_D \mu_n; \quad (26)$$

$$\sigma_p = e N_A \mu_p, \quad (27)$$

где  $N_D$  и  $N_A$  – концентрации атомов доноров и акцепторов соответственно.

С повышением температуры ( $T \neq 0K$ ) концентрации электронов и дырок определяются концентрацией атомов примеси, ионизация которых приводит к увеличению проводимости, вплоть до некоторой температуры  $T_s$ , называемой температурой истощения примеси (рис.12).

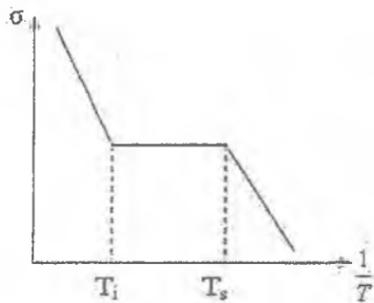


Рис. 12. Зависимость относительной удельной электрической проводимости примесного полупроводника от температуры

При  $T \geq T_s$  выполняются равенства  $n = N_d$  и  $p = N_a$ . Численное значение температуры истощения примеси можно определить, используя выражение

$$T_s = \frac{E_c - E_d}{k \ln(2N_c / N_d)}, \quad (28)$$

где  $E_c$  – уровень энергии дна зоны проводимости;  $E_d$  – уровень энергии атома примеси в запрещенной зоне;

$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} = 0,5 \cdot 10^{16} \left( \frac{m_n}{m} \right)^{3/2} T^{3/2}$  – квантовая плотность энер-

гетических состояний;  $m_n, m_p$  – эффективные массы электрона и дырки в полупроводнике;  $m$  – масса покоя свободного электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $h$  – постоянная Планка.

Согласно (16) для германия при  $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_{\text{ион}} = 0,01$  эВ численное значение  $T_s = 32\text{К}$ .

Начиная с этого момента удельная проводимость практически не зависит от температуры из-за полной ионизации примесных атомов.

При дальнейшем увеличении температуры собственная концентрация электронов в полупроводнике возрастает, достигая примесной концентрации ( $n_i = n_{np}$ ), а при температуре  $T_i$ , называемой температурой ионизации собственных атомов кристалла, начинает значительно превышать ее. Численное значение этой температуры определяется из равенства

$$T_i = \frac{E_v}{k \ln(N_c N_v / N_d^2)}, \quad (29)$$

где  $N_v$  – энергетический уровень потолка валентной зоны;  $E_v$  – величина запрещенной зоны полупроводника.

Выражение (29) позволяет определить конкретное значение  $T_i$  при наличии информации о концентрации примесных атомов, например, если германий имеет  $N_D = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , то численное значение  $T_i = 450 \text{ К}$ . Для алмазоподобных невырожденных полупроводников, используемых в микроэлектронике, уменьшение концентрации примесных атомов до  $N_a = 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  приводит к снижению температуры  $T_i$  до 373—423К соответственно.

Следует отметить, что чем меньше концентрация примеси, тем ниже рост собственной проводимости полупроводника (рис. 13).

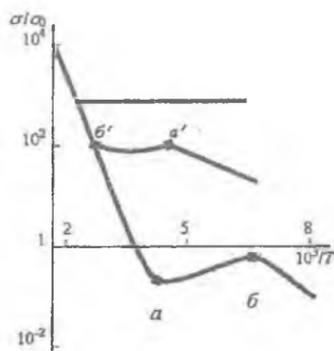


Рис.13. Зависимость относительной удельной электрической проводимости примесного кремния от температуры ( $N_3 > N_2 > N_1$ ;  $\sigma_0$  – удельная электрическая проводимость при  $T = 293 \text{ К}$ )

Сравнивая эту зависимость с кривой, представленной на рис.12, можно утверждать, что точка *a* соответствует температуре истощения примеси, а точка *б* – температуре ионизации, при которой примесный полупроводник превращается в собственный.

Удельное электрическое сопротивление полупроводника  $\rho$  является величиной, обратной удельной электрической проводимости.

### Описание экспериментальной установки

Численные значения энергии ионизации примесных атомов определяют, используя зависимость  $\ln \sigma = f(1/T)$ , где по оси абсцисс откладывается  $1/T$ , а по оси ординат –  $\ln \sigma$  (см. рис.11).

В диапазоне температур  $T < T_i$  можно пренебречь собственной проводимостью полупроводника, возникающей за счет ионизации матричных атомов. Это дает право в области невысоких температур использовать выражение

$$\sigma = \sigma_{\text{соб}} + \sigma_{\text{пр}} = C \exp\left(-\frac{E_q}{2kT}\right) + C' \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{2kT}\right), \quad (30)$$

где  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  – удельная проводимость;  $\sigma_{\text{соб}}$  и  $\sigma_{\text{пр}}$  – удельные проводимости, обусловленные собственными и примесными носителями заряда;  $E_q$  – ширина запрещенной зоны полупроводника;  $\Delta E_i$  – энергия ионизации примеси;  $T$  – температура исследуемого образца;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К;  $C$  и  $C'$  – коэффициенты, зависящие от природы полупроводника.

Логарифмируя (18) и группируя фиксированные значения в единую группу, получим равенство

$$\ln \sigma = \text{const} - \frac{\Delta E_i}{2} \frac{1}{kT}. \quad (31)$$

Используя экспериментально полученные вольт-амперные характеристики можно рассчитать значения  $\sigma$  при различных температурах образца и построить график в соответствии с формулой (19). Тогда тангенс угла наклона прямой к оси  $1/T$  можно определить по формуле

$$\text{tg} \alpha = \frac{\ln \sigma_1 - \ln \sigma_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (32)$$

Экспериментально определив численное значение величины  $\text{tg} \alpha$ , можно легко найти энергию ионизации атомов примеси

$$\Delta E_i = 2k \text{tg} \alpha. \quad (33)$$

Отношение приращения сопротивления полупроводника при нагреве его на один градус Цельсия ( $R_t$ ) к сопротивлению исследуемого образца при нуле градусов Цельсия ( $R_0$ ) получило название температурного коэффициента сопротивления ( $\gamma$ ), определяемого из выражения

$$\gamma = \frac{R_t - R_0}{R_0 t}, \quad (34)$$

где  $t$  – температура исследуемого образца.

При условии линейной зависимости сопротивления исследуемого образца от температуры определение численного значения  $\gamma$  можно свести к измерению его сопротивления при двух разных температурах – комнатной  $t_1$  и кипения воды  $t_2$ . Для каждой из этих температур, согласно (34), сопротивление образа можно определить из равенств:

$$R_1 = R_0(1 + \gamma_1), \quad R_2 = R_0(1 + \gamma_2).$$

Решая отношение этих равенств относительно  $\gamma$ , получим

$$\gamma = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1} \quad (35)$$

Численные значения  $R_1$  и  $R_2$  будем определять из вольт-амперных характеристик, полученных при температурах  $23^\circ\text{C}$  и  $100^\circ\text{C}$ .

### Порядок выполнения работы

Внешний вид установки для измерения величины энергии ионизации примесных атомов в полупроводниках представлен на рис.14.

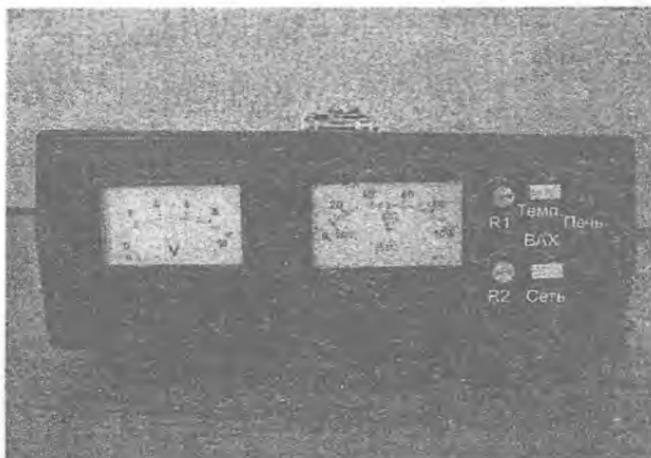


Рис. 14. Внешний вид панели прибора для измерения энергии ионизации атомов в примесных полупроводниках

Роль нагревателя выполняет радиатор диода КТ812Б, на который подается напряжение 12 вольт. Величина сопротивления полупроводникового кристалла измеряется при нагревании и остывании радиатора.

Температура измеряется термопарой, помещенной непосредственно на поверхность терморезистора, а сопротивление определяется по вольт-амперным характеристикам при условии, что площадь кристалла терморезистора равна  $1 \text{ мм}^2$ . Измерение вольт-амперной характеристики проводят следующим образом:

1. Включите лабораторный стенд в сеть.
2. Изменяя резистор R2 напряжение на терморезисторе, определим его вольт-амперную характеристику при температуре  $300\text{K}$ . Значения тока определять по верхней шкале стрелочного прибора при отжатом ключе «Темп».

3. Нажав клавиши «Печь» и «Темп», резистором R1 установите температуру терморезистора и снимите вольт-амперную характеристику. Значения температуры определять по нижней шкале стрелочного прибора.

4. Опыт 3 выполните для 4-5 значений температур.

5. Составьте таблицу значений  $\sigma$ ,  $\ln\sigma$ ,  $1/T$  и определите  $\text{tg}\alpha$ .

6. Рассчитайте численное значение энергии ионизации  $\Delta E_i$ .

7. Все измерения провести в обратном порядке при остывании образца.

### Контрольные вопросы

1. Что представляет собой примесный полупроводник с донорными или акцепторными примесями?

2. Нарисуйте энергетические диаграммы примесного полупроводника и покажите на рисунке положение локальных уровней примеси.

3. Что такое энергия ионизации примеси? Покажите ее величину на схеме энергетической диаграммы примесного полупроводника.

4. Пользуясь моделью водородоподобного иона в диэлектрике оцените величину энергии ионизации донорной примеси.

5. Нарисуйте электрическую схему включения полупроводника с примесями для измерения энергии ионизации атома примеси.

6. В чем заключается метод измерения энергии ионизации примеси в полупроводнике?

7. Изобразите на диаграмме зависимость  $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$  для слабо- и сильнолегированных примесями полупроводников.

8. Опишите механизм возникновения диффузионного тока.

9. Проведите анализ модели механизма возникновения дрейфового тока.

10. Приведите отличия между вырожденными, невырожденными и компенсированными полупроводниками.

11. Каковы особенности механизма проводимости полупроводников акцепторного типа?

12. При каких условиях возникает эффект истощения примеси?

13. Проведите анализ механизма возникновения температуры ионизации собственных атомов полупроводника.

14. Что представляет собой дрейфовая подвижность?

15. Опишите характерные особенности механизма подвижности свободных носителей заряда в полупроводниках.

16. Какова природа электрического сопротивления?

17. Как объяснить с точки зрения электронной теории зависимость сопротивления полупроводника от температуры?

18. У каких твердых тел сопротивление растет с увеличением температуры по нелинейному закону?

19. Какую физическую величину в твердых телах называют температурным коэффициентом сопротивления?

### Список рекомендуемой литературы

1. Гуртов, В. Твердотельная электроника / В. Гуртов. – М.: Техносфера, 2005. – 408 с.

2. Зиненко, В.И. Основы физики твердого тела / В.И. Зиненко, Б.П. Соколин, П.П. Турчин. – М.: Физматлит, 2001. – 336 с.

*Учебное издание*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

*Методические указания*

Составители: *Колпаков Анатолий Иванович*  
*Колпаков Всеволод Анатольевич*

Редактор Л.Я. Чегодаева  
Доверстка А. В. Ярославцева

Подписано в печать 15.05.2009. Формат 60x84/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 1,5.

Тираж 100 экз. Заказ 82. Арт. С – 62/2009.

Самарский государственный аэрокосмический университет.  
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во Самарского государственного аэрокосмического университета.  
443086 Самара, Московское шоссе, 34.