

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

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

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

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

С А М А Р А  
Издательство СГАУ  
2010

УДК СГАУ : 621.315(075)

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

Рецензент к. техн. наук, доц. А.В. П и я к о в

**Определение параметров полупроводников:** метод. указания к лабораторной работе / *сост. В.А. Колпаков, А.И.Колпаков, С.В. Кричевский.* – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2010. – 28 с.: ил.

Представляют часть цикла лабораторных работ по курсам «Электроника», «Электронные приборы» и «Основы физики твердого тела». Рассмотрены основные явления, протекающие в структуре полупроводника и описаны методы определения его параметров. Приведены электрическая схема и методика работы на лабораторном стенде.

Рекомендуется для студентов специальностей 210201 – Проектирование и технология радиоэлектронных средств, 210301 – Радиотехника.

**Цель работы** – закрепление знаний по теории физики полупроводников, читаемых в курсах «Электроника», «Электронные приборы» и «Основы физики твердого тела»; овладение методиками расчета параметров полупроводников и овладение практическими навыками работы с электронными приборами.

### **Задание:**

1. По конспекту лекций, рекомендованной литературе и данным методическим указаниям изучить теоретические основы полупроводников, используя структуру металл-полупроводник.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Выполнить предварительные расчеты.
4. Изучить порядок выполнения работы.
5. Собрать схему измерения вольтамперной характеристики диода Шоттки.
6. Экспериментально определить вольтамперную характеристику контакта металл-полупроводник в диапазоне температур 300...410 К.
7. Определить величину контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником.
8. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

**Приборы и принадлежности:** потенциометр; электростатический вольтметр; термостат; термометр; миллиамперметр; исследуемые образцы; держатель образцов с электродами; источник постоянного тока; набор проводников.

## **1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ**

### **1.1 Общие сведения о материалах радиоэлектронной техники**

Электронные свойства таких материалов определяются их электропроводностью и степенью совершенства кристаллической структуры твердого тела. По этим критериям все материалы электронной техники подразделяются на три класса: проводники, полупроводники и изоляторы.

*Электропроводность* твердых тел характеризует движение свободных носителей заряда (электронов, ионов) в тепловых и электромагнитных полях. Критерием оценки такого движения служит удельная проводимость материала измеренная при нормальных условиях внешней среды ( $P = 760$  мм.рт.ст. и  $T = 300$  К).

Металлы, обладая металлической связью, формируют кристаллическую решетку, содержащую структурно связанные положительно заряженные ионы и свободные электроны между ними. Способность свободных электронов практически мгновенно изменять параметры своего движения влияет на удельную проводимость, изменяющуюся в малом диапазоне  $1-10^2 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  ( $10^2-10^1 \text{ См/м}$ ).

Полупроводники имеют ковалентную связь атомов в решетке кристалла. Отсутствие свободных электронов при  $T = 0 \text{ К}$  приводит к значительно меньшей проводимости и очень широкому диапазону ее изменения при  $T > 0 \text{ К}$  —  $10^{11}-10^1 \text{ См/м}$ , ( $10^{-13}-10^{-1} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ ).

Изоляторы в кристаллической решетке содержат атомы, связанные ковалентной или ионной связями, обладающими значительно большей энергией ионизации, поэтому их проводимость изменяется в диапазоне  $10^{-26}-10^{-14} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  ( $10^{-24}-10^{-12} \text{ См/м}$ ) и имеет по сравнению с полупроводниками несколько меньший диапазон изменения.

По характеру изменения проводимости при воздействии на твердые тела внешних источников энергии (теплоты, радиации, света и т.д.) полупроводники резко отличаются от металлов и изоляторов. Так, например, при повышении температуры удельная проводимость металлов изменяется по линейному, а полупроводников и изоляторов по экспоненциальному законам (рис. 1).

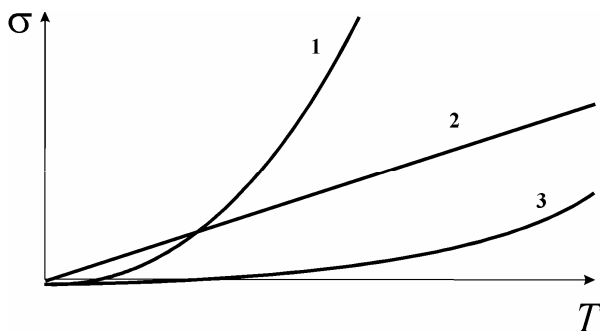


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости:  
1 – полупроводника, 2 – металла, 3 – изолятора.

Однако и в этом случае полупроводники стоят в особом ряду. Например, только они способны значительно изменять свою проводимость при взаимодействии с потоками света, радиации, при введении в структуру кристаллической решетки чужеродных атомов, которые даже в количестве  $10^{-4}$  атомов

на 1% матричных атомов изменяют проводимость полупроводника в десятки раз, при воздействии различных жидкостей и газов при  $t > 500^{\circ}\text{C}$ . Поэтому при изготовлении полупроводниковых приборов приходится считаться с огромным количеством явлений, которые порой противоречат друг другу, и даже зачастую не зависят от режима их работы. Еще большие противоречия возникают при разработке электронных схем, когда необходимо согласовывать характеристики полупроводниковых приборов, выполненные по различным технологиям и из различных материалов.

*Кристаллическая структура* – твердая фаза вещества, в которой атомы расположены по определенной закономерности, образуя при этом периодически повторяющуюся конструкцию атомов (рис. 2а). Малейшее изменение расположения атомов в этой конструкции приводит к принципиальному изменению свойств материала. Эту совокупность атомов называют – *элементарной ячейкой*.

По степени совершенства структуры кристалла все полупроводники разделяются на три класса: монокристаллы, поликристаллы и аморфные.

*Монокристаллы* – представляют собой бесконечно повторяющуюся элементарную ячейку. Для алмазоподобных полупроводников (кремний, германий, арсенид галлия и т.д.) в качестве модели элементарной ячейки используют куб (рис. 2).

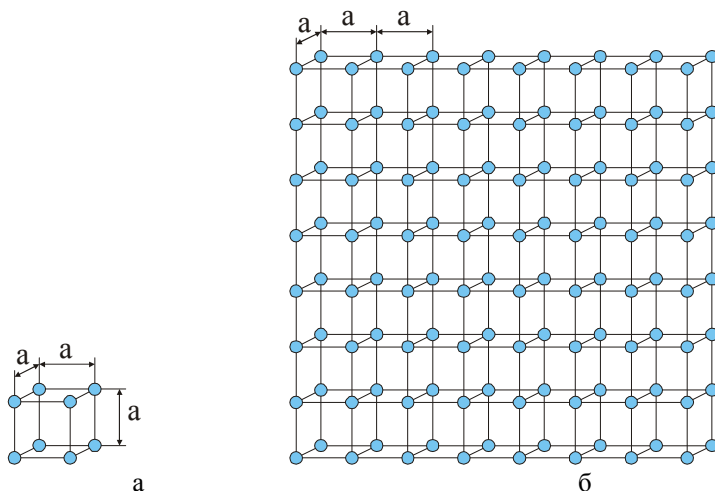


Рис. 2. Структура полупроводникового кристалла с алмазоподобной решеткой кристалла: а – элементарная ячейка, б – расположение элементарных ячеек в структуре монокристалла

*Поликристалл* – материал, имеющий несколько областей, внутри которых кристалл имеет монокристаллическую структуру (рис.3а).

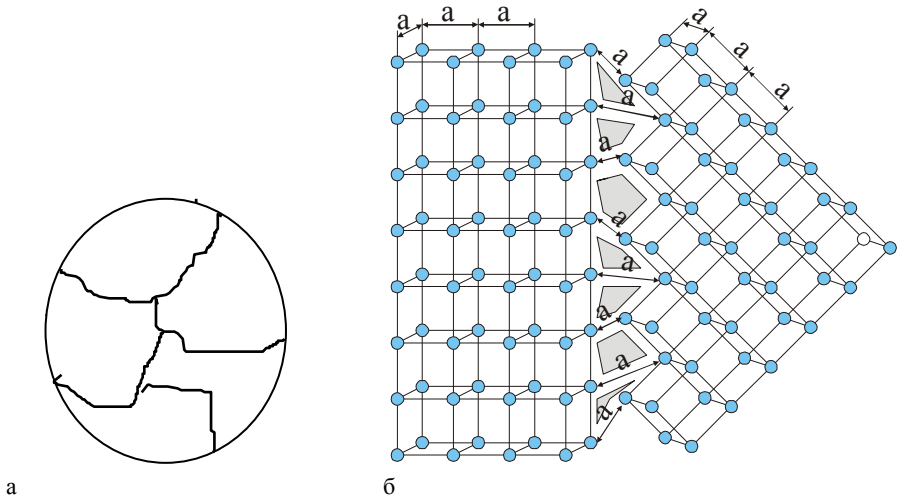


Рис. 3. Полупроводник в поликристаллической фазе: а – внешний вид расположения монокристаллических областей; б – структура кристалла в области границ монокристаллических областей

Однако кристаллографические плоскости этих монокристаллических областей не совпадают, образуя несоответствия электронных связей между атомами на границах этих областей. Эти несоответствия приводят к возникновению большого количества разорванных связей (рис. 3б) склонных к захвату свободных электронов и образованию потенциальных барьеров. В результате этого границы монокристаллических областей приобретают специфические свойства, а именно: являются идеальными изоляторами в направлении нормали к ним и обладают высокой проводимостью вдоль границ.

*Аморфный кристалл* – материал, в котором также как и в монокристалле и поликристалле структура состоит из элементарных ячеек (рис. 2а), имеющих постоянную кристаллической решетки. Однако структуру кристалла в этом случае образуют хаотично расположенные одиночные и комплексно связанные из нескольких штук элементарные ячейки. Кристаллографические плоскости элементарных ячеек по своему направлению не совпадают, однако расстояние между атомами соседних ячеек в идеальном случае сохраняется равным постоянной решетки  $a$ , т.к. невыполнение этого условия означало бы кардинальное изменение свойств материала. В реальных кристаллах аморф-

ного типа расстояние между элементарными ячейками и их комплексами может значительно превышать постоянную решетки, что приводит к образованию микропор. Поэтому аморфные полупроводники обладают меньшей плотностью материала.

### Индексы Миллера

Кубический симметричный кристалл твердых тел позволяет взять за основу прямоугольную систему координат, с осями  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . В этом случае элементарная ячейка кремния будет иметь координаты:  $(0;0;0)$ ,  $(0;1;1)$ ,  $(1;0;1)$  и т.д. Таким образом, если грань куба пересекает ось, то ставится 1. Например, Возьмем плоскость  $(1;1;1)$ . Это означает, что секущая плоскость пересекает все координатные оси (рис.4).

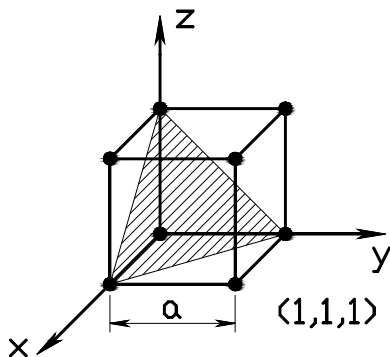


Рис.4. Механизм формирования индексов Миллера в алмазоподобном полупроводнике

В реальном кристалле внутри элементарной ячейки куба может существовать совокупность атомов, связанных по определенному алгоритму между собой и атомами находящимися в вершинах куба. В кремнии алгоритм создан таким образом, что максимальное количество атомов сосредоточено в плоскости  $(1;1;1)$ . У арсенида галлия максимальное количество атомов располагается в области  $(0;1;0)$ , что служит характерной особенностью его кристаллической решетки.

Элементарная ячейка кристалла и сам кристалл обладают анизотропией физико-химических свойств, под которой понимают неоднородность физических свойств в различных направлениях.

## Энергетические зонные диаграммы

Согласно квантово-механическим представлениям электроны в атоме не могут иметь произвольную энергию и занимают строго определенные энергетические уровни, называемые орбиталями (рис.5).

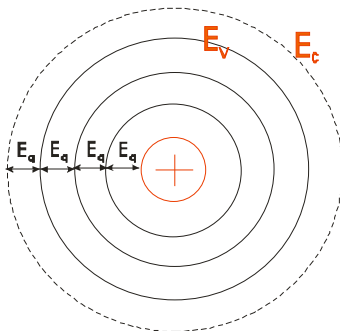


Рис. 5. Планетарная модель атома Резерфорда

В соответствии с этой моделью электронам строго запрещено иметь энергию, не равную энергии энергетического уровня орбитали. 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 орбитали. 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. 6). 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 атома появляется уровень  $E_{v1}$  и  $E_{v2}$ , а если с ним взаимодействуют 3-4 атома, то возникает взаимодействие их потенциальных полей и энергетические уровни орбиталей, по механизму зоны  $I$  распадаются в энергетические зоны (рис. 7). При  $T = 0$  К все свободные электроны, потеряв при охлаждении избыток энергии, возвращаются на энергетические уровни валентной орбитали, которые назвали **валентной зоной**.

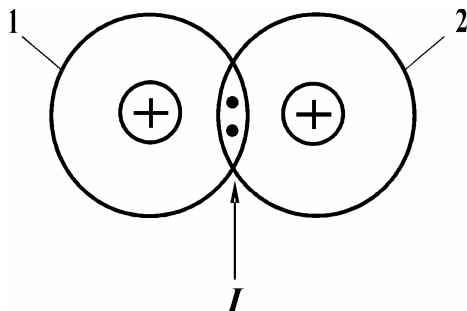


Рис. 6. Схема взаимодействия двух атомов водорода:  
1– орбиталь первого атома, 2– орбиталь второго атома

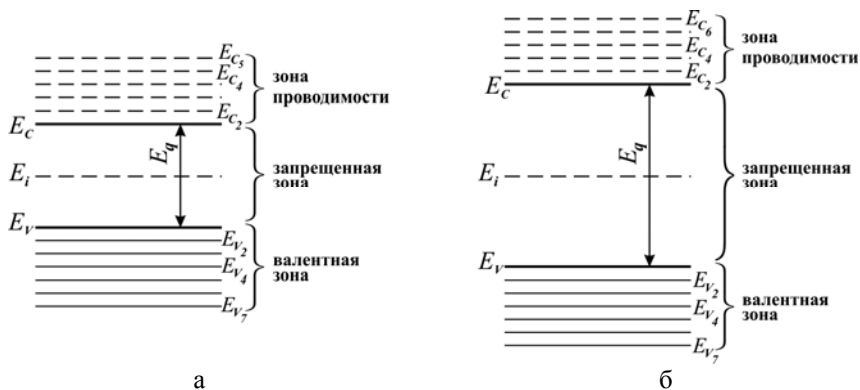


Рис. 7. Схема расположения энергетических зон на энергетической диаграмме:  
 $E_i$  – середина запрещенной зоны а – полупроводника; б – диэлектрика

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 реальной 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  $E_g$  (см. рис. 7 а,б).

Металлы по своим электрохимическим свойствам существенно отличаются от полупроводников и диэлектриков. Так, например, 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. 8а), или в зоне проводимости часть энергетических уровней должна быть занята электронами, которым запрещено перемещаться вдоль координаты (рис. 8б). Это означает, что вдоль свободных уровней свободный электрон может перемещаться в электрическом поле без потери своей энергии, т.е. осуществлять проводимость.

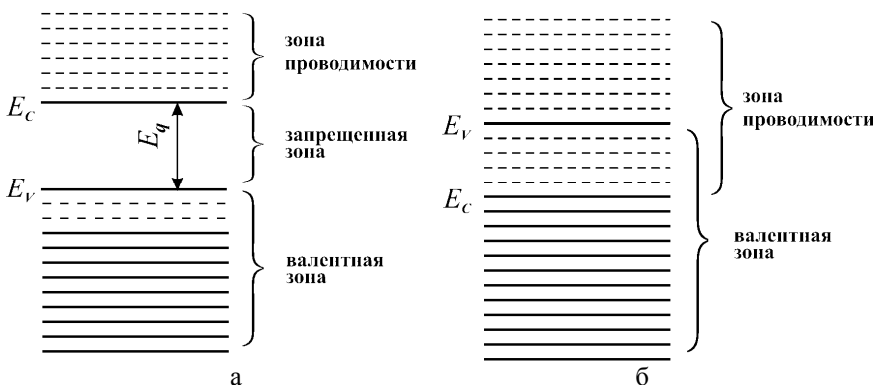


Рис. 8. Энергетические диаграммы металлов

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. 9а)

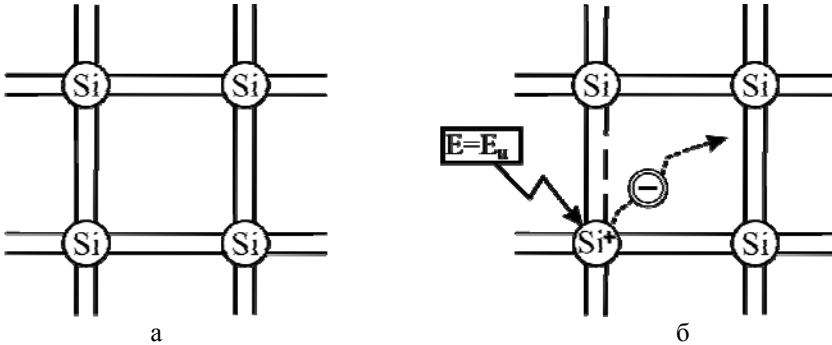


Рис. 9. Схема структуры кристалла при  $T=0$  К (а) и сообщении матричному атому энергии равной или большей энергии связи валентного электрона с атомом (б)

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. 9б). Возникший положительный ион обладает способностью передвигаться в объеме и на поверхности кристалла при воздействии тепловых или электромагнитных полей, т.е. положительный заряд способен участвовать в процессе формирования электрического тока по следующему механизму. В полупроводнике при  $T \neq 0$  К всегда имеется некоторое количество свободных электронов, полученных за счет ионизации матричных атомов. Причем их концентрация определяется величиной энергии, поглощаемой кристаллом, и сохраняется неизменной при фиксации условий существования энергетической среды. Совершая тепловое движение, один из электронов может подойти к потенциальному полю положительного иона, который захватит его, образуя нейтральный атом, т.е. происходит процесс рекомбинации положительного иона. Исчезновение свободного электрона нарушает равновесие и приводит к необходимости дополнительной ионизации матричного атома. Возникновение положительного иона адекватно перемещению положительного заряда из области рекомбинации в область ионизации матричного атома. 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.10).

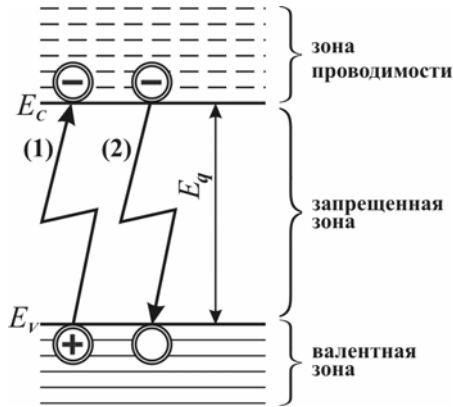


Рис.10. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника

Из анализа энергетической диаграммы также следует:

1. Равенство  $n=p$ , характеризует биполярную проводимость 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. 11а). Это приводит к его ионизации уже при температуре жидкого азота (77 К). 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**.

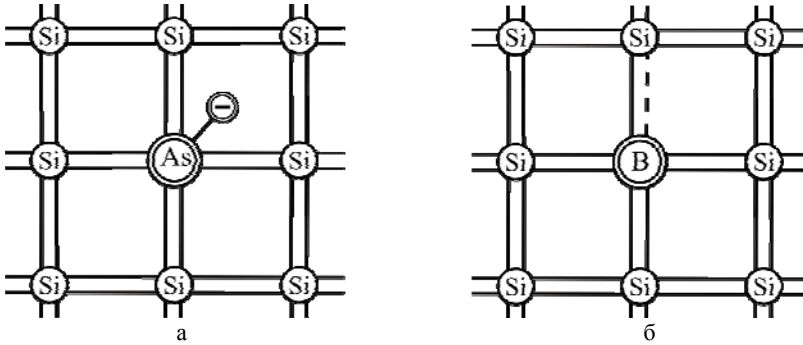


Рис. 11. Структура примесных полупроводников донорного (а) и акцепторного (б) типов

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

Энергетические уровни примесных атомов располагаются в запрещенной зоне, в которой им запрещено движение по координате, поэтому не способны формировать ток дырок, в то время как электроны, поступая в зону проводимости, становятся свободными, участвуя в его формировании (рис.12).

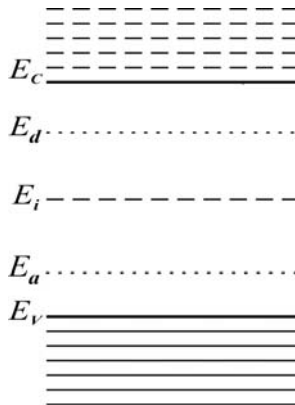


Рис.12. Энергетическая диаграмма полупроводника n и p типов проводимостей:  
 $E_d$  – энергетический уровень донорной примеси;  $E_a$  – энергетический уровень акцепторной примеси

Пусть в кристалл четырехвалентного кремния внедрен в узел решетки трехвалентный атом бора (см. рис.11б). Три валентных электрона бора образуют прочную ковалентную связь с соседними атомами кремния. Поскольку четвертый атом кремния не находит своего электрона у атома бора, то 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  $E_i$  и  $E_v$  (рис. 12). Атом бора принимает свободный электрон, поэтому 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 полупроводника 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 **невыврожденными**. 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 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.

## Статистика носителей заряда в полупроводниках. Распределение Ферми – Дирака

Пусть при некоторой установившейся фиксированной температуре ( $T = \text{const}$ ) полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия, условием существования которого является равенство скоростей генерации  $V_{\text{ген}}$  и рекомбинации  $V_{\text{рек}}$  свободных носителей заряда.

В единичном объеме полупроводника находится определенное для заданных энергетических условий число свободных носителей заряда, называемое *концентрацией*.

Концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне обычно значительно меньше числа энергетических состояний, содержащихся в этих зонах. Поэтому средняя плотность заполнения энергетических состояний электронами и дырками  $f$  соответствует неравенству

$$f \ll 1. \quad (1)$$

Если это условие выполняется, то полупроводник называется *невырожденным*, а если нет, то – *вырожденным*. В последнем случае проводимость полупроводника близка к металлической.

В собственном полупроводнике при температуре  $T = 0$  К все энергетические уровни валентной зоны заполнены электронами, а уровни зоны проводимости – свободны. С повышением температуры некоторое количество электронов покидает валентную зону и переходит в зону проводимости.

Распределение электронов и дырок по энергиям в соответствующих зонах полупроводника описывается *статистикой Ферми – Дирака*, характеризующей вероятность того, что состояние с энергией  $E$  при температуре  $T$  занято электроном (дыркой):

$$f_n(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (2)$$

где  $E$  – энергия, численное значение которой определяют от произвольно выбранного уровня, в качестве которого обычно используют  $E_c$  или  $E_v$ ;

$E_F$  – энергия Ферми, отсчитываемая относительно того же уровня. С формальной точки зрения представляет собой *энергетический уровень*, вероятность заполнения которого электроном при любых значениях температуры равна 0,5, или 50%;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/град – постоянная Больцмана.

Вероятность выражается в долях единицы или в процентах. Рассмотрим некоторый энергетический уровень в валентной зоне. Если он занят электроном, то  $f_n = 1$  и вероятность превращается в достоверность. Если же он не занят, то вероятность  $f_n = 0$ . Сумма вероятностей обоих событий «занят», «не занят» равна единице. Но вероятность того, что энергетический уровень в

валентной зоне не занят электроном, есть вероятность нахождения на этом уровне дырки  $f_p$ . Таким образом,  $f_p = 1$ , если  $f_n = 0$ . Из этого следует, что сумма этих вероятностей  $f_n + f_p = 1$ . Подставляя в полученное равенство выражение (2) и решая его относительно  $f_p$ , получим соотношение

$$f_p(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)}, \quad (3)$$

определяющее вероятность того, что рассматриваемый энергетический уровень  $E$  при температуре  $T$  занят дыркой.

Анализ выражений (1.4) и (1.5) показывает, что при  $T = 0$  К и  $E > E_F$  справедливы выражения  $f_n = 0$ ,  $f_p = 1$ . В случае же выполнения неравенства  $E < E_F$  функции Ферми-Дирака описываются равенствами  $f_n = 1$ , а  $f_p = 0$ . При температурах  $T \neq 0$  К из (1.4), (1.5) следует, что  $f_n \neq 0$  и  $f_p \neq 0$ .

Если разности  $(E - E_F)$  в (1.4) и  $(E_F - E)$  в (1.5) значительно превышают среднюю тепловую энергию системы ( $E \gg E_F$ ), то в этих выражениях можно пренебречь единицей по сравнению с экспонентами:

$$f_n(E, T) = \frac{\exp[-(E - E_F)]}{kT}, \quad (4)$$

$$f_p(E, T) = \frac{\exp[-(E_F - E)]}{kT}. \quad (5)$$

Выражения (4, 5) описывают статистику Максвелла-Больцмана, физической основой которой является возможность использования функций  $f_n$  и  $f_p$  только для расчета параметров невырожденных полупроводников.

### **Определение равновесной концентрации электронов и дырок в полупроводнике**

Рассмотрим некоторый интервал значений энергии  $dE$ , лежащий в зоне проводимости (или валентной зоне). Обозначим число энергетических состояний, соответствующих энергии  $E$ , которые могут быть заняты электронами, через  $N(E)$ . Тогда в интервале  $dE$  будет  $N(E) \cdot dE$  таких состояний. Выразив концентрацию электронов  $dn$ , имеющих энергии в интервале  $dE$ , как произведение  $N(E) \cdot dE$  на  $f_n(E, T)$  и интегрируя по всем значениям энергий в зоне проводимости (валентной зоне), найдем полное количество электронов в зоне проводимости в единице объема:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) f_n(E, T) dE. \quad (6)$$



Аналогичные рассуждения приводят к выражению для концентрации дырок в валентной зоне:

$$p = \int_0^{E_v} N(E) f_p(E, T) dE. \quad (7)$$

Для вычисления интегралов в (6) и (7) необходимо знать закон распределения плотности энергетических состояний  $N(E)$ . Из квантовой механики известно выражение для  $N(E)$  в области энергий  $E > E_c$ :

$$N(E) = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} (E - E_c)^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь  $m_n$  – эффективная масса электрона в зоне проводимости.

Выражение (8) справедливо в узкой полосе энергий вблизи дна зоны проводимости. После интегрирования (6) получаем выражение для концентрации свободных электронов в полупроводнике:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right). \quad (9)$$

Проведя аналогичные расчеты для дырок, после интегрирования (7) получим выражение для их концентрации:

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right). \quad (10)$$

Коэффициенты  $N_c$  и  $N_v$  в приведенных выражениях называются *эквивалентными плотностями состояний* соответственно электронов и дырок. В предположении, что все свободные электроны сконцентрированы вблизи дна зоны проводимости, а дырки – вблизи потолка валентной зоны, их можно рассчитать по формулам:

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} = 0,5 \cdot 10^{16} \left( \frac{m_n}{m} \right)^{3/2} T^{3/2}, \quad (11)$$

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} = 0,5 \cdot 10^{16} \left( \frac{m_p}{m} \right)^{3/2} T^{3/2}, \quad (12)$$

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

## Определение уровня Ферми в полупроводнике

В собственном полупроводнике энергетический уровень Ферми  $E_F$  располагается примерно посередине запрещенной зоны:

$$E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}. \quad (13)$$

С ростом температуры уровень  $E_F$  обычно поднимается (как правило,  $m_p > m_n$ ), однако для большинства собственных полупроводников (кремния, германия и др.) в рабочих интервалах температур этим смещением можно пренебречь. Тогда для большинства практических расчетов можно предположить, что выполняется равенство  $N_c = N_v$ , из которого следует

$$E_F = E_g / 2 = E_i,$$

где через  $E_i$  обозначена середина запрещенной зоны.

## Функция Ферми-Дирака для примесных полупроводников

Одним из основных положений в физике полупроводников является то, что *уровень Ферми  $E_F$  одинаков во всех частях равновесной системы*, какой бы разнородной она ни была ( $E_F = \text{const}$ ).

Функция Ферми-Дирака, определяемая (2), (3) справедлива не только для собственных, но и для примесных полупроводников. В полупроводниках *n*-типа большое количество электронов переходит в зону проводимости с уровней доноров, при этом дырки в валентной зоне не появляются, т.к. энергетические уровни доноров располагаются в запрещенной зоне. Поэтому вероятность появления электрона в зоне проводимости выше вероятности появления дырки в валентной зоне. На энергетической диаграмме это отражается смещением уровня Ферми от середины запрещенной зоны в сторону дна зоны проводимости. Чем выше концентрация атомов доноров в полупроводнике  $N_d$ , тем больше это смещение. В полупроводнике *p*-типа проводимости, наоборот, уровень  $E_F$  располагается ниже уровня  $E_i$ , и с повышением концентрации атомов акцепторов  $N_A$  в нем уровень Ферми будет располагаться все ближе к потолку валентной зоны. Характер изменения функции Ферми-Дирака в запрещенной зоне примесных полупроводников представлен на рис.13. Заштрихованные площади пропорциональны концентрациям носителей заряда в соответствующих зонах.

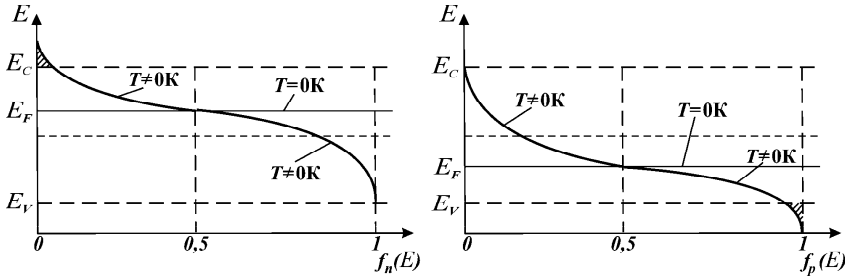


Рис. 13. Функции Ферми-Дирака  $f_n(E)$  и  $f_p(E)$  для примесных полупроводников: а –  $n$ -типа проводимости; б –  $p$ -типа проводимости

В соответствии с изменением функции Ферми-Дирака уровень Ферми в примесных полупроводниках при увеличении температуры устремляется к середине запрещенной зоны по следующей зависимости (рис. 14, а, б).

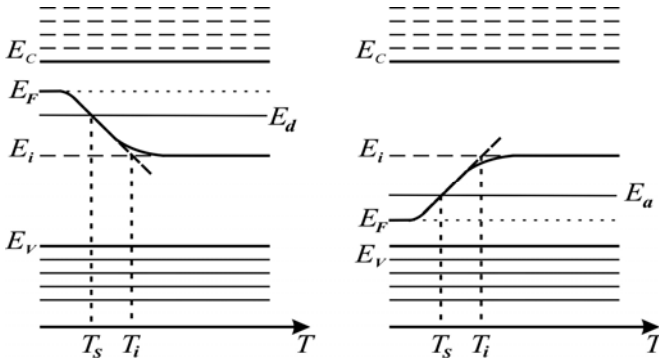


Рис. 14. Зависимость положения уровня Ферми  $E_F$  от температуры в примесных полупроводниках  $n$ -типа (а) и  $p$ -типа (б) проводимостей

Рассмотрим характер этих зависимостей на примере полупроводника  $n$ -типа (рис. 14, а). В области низких температур переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости можно пренебречь и считать, что все электроны в зоне проводимости появляются в результате ионизации доноров. Аналогично (13), выражение для уровня Ферми  $E_F$  при низких температурах можно записать в виде

$$E_F = \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{N_c}, \quad (14)$$

где  $E_d$  – энергетический уровень доноров;  $N_d$  – их концентрация.

Из этого выражения при  $T = 0\text{K}$  следует равенство  $E_F = (E_c - E_d) / 2$ .

## Закон действующих масс для невырожденных полупроводников

Найдем произведение концентраций носителей заряда в полупроводнике:

$$\begin{aligned} n_n n_p &= N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) = \\ &= N_c N_v \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

Из (15) следует, что это произведение постоянно для данной температуры и не зависит от характера и количества примесей, содержащихся в полупроводнике, а определяется только шириной запрещенной зоны. Поскольку ранее на полупроводник не накладывалось никаких ограничений, полученное соотношение следует считать справедливым также для собственного полупроводника. Поэтому можно записать математическое выражение закона действующих масс для невырожденных полупроводников, связывающий концентрации основных и неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике с концентрацией свободных носителей заряда в собственном полупроводнике

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 = p_i^2$$

Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике.

$$n_i = n = p = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-E_g / 2kT\right). \quad (16)$$

Из (16) видно, что в собственном полупроводнике концентрация свободных носителей заряда определяется шириной запрещенной зоны  $E_g$  и величиной температуры. Причем влияние температуры на величину  $n_i$  тем сильнее, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника.

## Определение температуры истощения примеси

С повышением температуры все большее количество атомов доноров отдает свои электроны в зону проводимости. В результате этого примесные уровни доноров постепенно *истощаются*, что в конечном итоге приводит к выполнению равенства  $n = N_d$ . Положение уровня Ферми в этом случае совпадает с энергетическим уровнем доноров в запрещенной зоне полупроводника. При этом, исходя из определения уровня Ферми, для концентрации электронов в зоне проводимости можно записать  $n_n = N_d / 2$  и вычислить с помощью (14) *температуру истощения примеси*:

$$T_s = \frac{E_c - E_d}{k \ln(2N_c / N_d)}. \quad (17)$$

Из (17) для германия при  $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_{\text{ион}} = 0,01 \text{ эВ}$  получим  $T_s = 32 \text{ К}$ .

## Определение температуры ионизации матричных атомов

При всех температурах, отличных от нуля, электроны в зоне проводимости появляются не только за счет донорных атомов, но и за счет переходов в зону проводимости электронов валентной зоны. Общую концентрацию свободных носителей заряда в полупроводнике  $n$  типа проводимости можно представить в виде равенства

$$n_n = n_{np} + n_i, \quad (18)$$

где  $n_{np}$  – концентрация электронов, обусловленная ионизацией примеси;  $n_i$  – концентрация электронов, обусловленная генерацией собственных носителей заряда.

При температурах  $T \gg T_s$  для рассматриваемого случая

$$n_n = N_d + \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g / 2kT)$$

Из условия

$$\exp\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right) = \frac{N_c}{n_n}$$

найдем положение уровня  $E_F$  при  $T > T_s$ :

$$E_F = E_c - kT \ln(N_c / n_n).$$

С увеличением температуры собственная концентрация электронов ( $n_i$ ) в полупроводнике возрастает достигая примесной концентрации ( $n_{np} = N_d$ ), а при некоторых условиях и значительно превышая ее. Температуру, при которой наступает собственная электропроводность, называют *температурой ионизации* и обозначают  $T_i$ . Графически  $T_i$  можно найти, построив касательную к кривой зависимости  $E_F(T)$  и найдя точку ее пересечения с уровнем  $E_i$  (рис. 14).

При  $T > T_i$  первым членом в выражении (18) можно пренебречь, что позволяет записать выражение:

$$T_i = \frac{E_g}{k \ln(N_c N_v / N_d^2)}. \quad (19)$$

Так, например, для германия с  $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , при использовании (19) можно найти ее численное значение  $T_i = 450 \text{ К}$ .

На рис. 15 приведена температурная зависимость концентрации электронов в зоне проводимости для полупроводника  $n$ -типа проводимости.

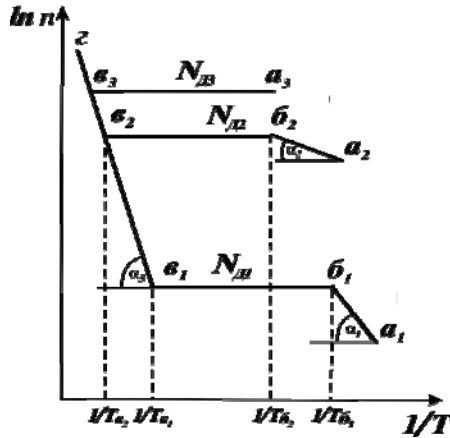


Рис. 15. Зависимость концентрации электронов от температуры в полупроводнике n-типа ( $N_{Д3} > N_{Д2} > N_{Д1}$ )

На кривой имеются три участка характеризующие области:  $ab$  – примесной электропроводности,  $бв$  – истощения примеси и  $вz$  – собственной электропроводности.

В рабочем диапазоне можно считать, что все примесные атомы полностью ионизированными и пренебречь собственной концентрацией  $n_i$ , тогда концентрации основных носителей заряда станут равными концентрациям примесных атомов:

$$n_n = N_{Д}; \quad (20)$$

$$p_p = N_{Л}. \quad (21)$$

Аналогично определяется положение уровня Ферми и концентрация носителей заряда в полупроводниках  $p$ -типа проводимости.

Таким образом, рабочий температурный диапазон примесных полупроводников ограничен снизу температурой полной ионизации примесей, а сверху – критической температурой, при которой примесный полупроводник превращается в собственный.

Полученные величины концентраций электронов и дырок представляют собой результат динамического равновесия двух процессов — генерации и рекомбинации подвижных носителей заряда.

Скорость рекомбинации, т.е. число исчезающих в единицу времени электронно-дырочных пар, определяется свойствами полупроводника; кроме то-

го, она пропорциональна концентрации электронов и дырок, так как чем больше число носителей заряда, тем вероятнее их встреча, завершающаяся рекомбинацией. Таким образом, скорость рекомбинации

$$U_{рек} = \gamma_i n_i p_i = \mathcal{M}_i^2,$$

где  $\gamma$  – коэффициент рекомбинации, определяемый свойствами полупроводника.

Скорость генерации – число освобождающихся в единицу времени электронно-дырочных пар – зависит от температуры полупроводника и ширины его запрещенной зоны.

В стационарном режиме должно существовать динамическое равновесие – скорость генерации должна равняться скорости рекомбинации:

$$U_{ген} = \mathcal{M}_i^2,$$

Отсюда

$$n_i^2 = U_{ген} / \gamma.$$

### Определение параметров полупроводниковой подложки

На вольт-амперные характеристики полупроводниковых выпрямителей в значительной степени влияет температура. Так, например, при ее повышении увеличиваются прямой и обратный ток. Это обусловлено уменьшением высоты барьера  $e\phi_K$  у выпрямляющего контакта и ростом концентрации свободных носителей заряда в объеме полупроводника у омических контактов.

Если контакт металл-полупроводник имеет выпрямительные свойства, зависимость его обратного тока насыщения для плоскостных структур описывается выражением (9), записанным в следующем виде:

$$j_A = C \exp\left(-\frac{e\phi_K}{kT}\right),$$

где  $C = AT^2$  – множитель, слабо зависящий от температуры.

Исследуя температурную зависимость обратного тока, можно определить величину потенциального барьера  $\phi_K$ , для чего выполним операцию логарифмирования выражения (18) для двух разных температур  $T_1$  и  $T_2$ . Тогда зависимость (18) для этих случаев записываются следующим образом:

$$\ln j_{01} = \ln C - \frac{e\phi_K}{kT_1}, \tag{22}$$

$$\ln j_{02} = \ln C - \frac{e\varphi_K}{kT_2}. \quad (23)$$

Решая уравнения (22) и (23) относительно  $\varphi_K$ , получаем

$$\varphi_K = \frac{k \ln \frac{j_{01}}{j_{02}}}{\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)}, \quad (24)$$

где  $j_{01}$  и  $j_{02}$  – обратные токи контакта металл-полупроводник при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно.

Если контакт металл-полупроводник имеет омические свойства, при исследовании температурной зависимости сопротивления образца  $R$  можно определить энергию активации примесных атомов, внедренных в полупроводник. Для рабочих температур прибора, например, для контактов на кремнии – это диапазон  $T \leq 397,7$  К, справедливы следующие выражения:

Для полупроводника  $n$ - типа

$$R_n = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right), \quad (25)$$

для полупроводника  $p$ - типа

$$R_p = R_{0p} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right). \quad (26)$$

В диапазоне температур  $T > 397,7$  К резко возрастает проводимость полупроводника, обусловленная собственными носителями заряда, и тогда выражение для сопротивления записывается следующим образом:

$$R_i = R_{ni} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (27)$$

В выражениях (25), (26) и (27)  $R_{0n}$ ,  $R_{0p}$  и  $R_{0i}$  – условные сопротивления полупроводниковых материалов при  $T \rightarrow \infty$ ;  $\Delta E_a$  и  $\Delta E_a$  – энергия активации примесных атомов, внедренных в полупроводник;  $A_g$  – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Измерив температурный ход сопротивления исследуемого образца, определим величины сопротивлений для двух температур  $T_1$  и  $T_2$ , например, для полупроводника  $n$ - типа.

$$R_1 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT_1}\right), \quad (28)$$



$$R_2 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_{\bar{a}}}{kT_2}\right). \quad (29)$$

Деля почленно (25) и (26), получаем

$$\frac{R_1}{R_2} = \exp\left[\frac{\Delta E_{\bar{a}}}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right], \quad (27)$$

откуда

$$\Delta E_{\bar{a}} = k \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (28)$$

Величины  $\Delta E_{\bar{a}}$  и  $E_g$  определяются аналогичным образом.

## 2 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Свойства контакта металла с полупроводником и связанные с таким контактом явления относятся к числу таких важных проблем, как накопление объемных зарядов на уровнях вблизи граничных потенциальных барьеров и получение хороших контактов.

При прохождении в цепи металл-полупроводник-металл в случае неомических контактов значительная часть приложенного напряжения может падать на токовых электродах. Падение напряжения на контактах металл-полупроводник называют *скачком потенциала*, существование которого обусловлено наличием потенциальных барьеров в области контакта металл-полупроводник и переходных сопротивлений.

Для снятия вольт-амперной характеристик контакта металл-полупроводник на постоянном токе образцы включают в схему, представленной на рис. 16. При снятии вольт-амперной характеристики в прямом направлении напряжение на выпрямляющем контакте определяется вольтметром  $U_1$ , включенным параллельно исследуемому контакту ключом  $K_2$ . Сопротивление контактов при этом значительно превосходит сопротивление миллиамперметра, и это дает право пренебрегать падением напряжения на миллиамперметре. Изменяя величину и направление приложенного напряжения реостатами  $R_1$ ,  $R_2$  и ключом  $\Pi$ , соответственно изменяют ток и напряжение. По экспериментальным данным строят график вольт-амперной характеристики.

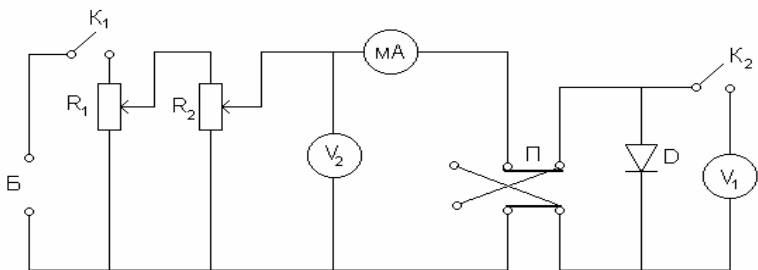


Рис. 16. Принципиальная схема лабораторного стенда:

$V_1, V_2$  – вольтметры, измеряющие прямую и обратную ветви вольт-амперной характеристики соответственно;  $mA$  – миллиамперметр;  $D$  – исследуемый диод;  
 $R_1, R_2$  – сопротивления, регулирующие входное напряжение;  
 $K_1, K_2$  – ключи электропитания;  $Б$  – батарея

При исследовании тепловых характеристик контактов, последние устанавливают в термостат и соединяют с измерительной схемой гибким шлангом. Допустимые значения токов и напряжения задаются преподавателем, а температура определяется типом материала полупроводника и находится по справочнику. Для кремния, например, ее величина достигает 397,7 К. Ток в прямом направлении измеряют миллиамперметром, а в обратном направлении при необходимости – микроамперметром. Электрическое питание в схему подается ключом  $K_1$ .

### Порядок выполнения работы

1. Соберите схему измерительного стенда согласно рис. 16. и снимите статические вольт-амперные характеристики для трех образцов, поверхность которых обработана корундовыми микропорошками разного номинала при температурах 293, 313, 333 К. Сделайте выводы.

2. Вычислите при одинаковом напряжении ( $U < 1$  В) и разных температурах следующие параметры:

а) статическое и динамическое сопротивления в прямом и обратном направлениях;

б) коэффициент выпрямления.

3. Определить энергию активации примесных атомов и величину потенциального барьера.

4. Сделайте выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Критерии определения твердых тел.
2. Какие свойства характеризует кристаллическая структура твердого тела.
3. Индексы Миллера.
4. Модель атома Резерфорда и принципы образования энергетических диаграмм.
5. Собственные полупроводники.
6. Примесные полупроводники.
7. Определение уровня Ферми в полупроводнике
8. Распределение Ферми-Дирака для примесных полупроводников.
9. Распределение Максвелла-Больцмана.
10. Определение равновесной концентрации электронов и дырок в полупроводнике.
11. Закон действующих масс для невырожденных полупроводников.
12. Определение температуры истощения примеси.
13. Определение температуры ионизации матричных атомов.
14. Определение параметров полупроводниковой подложки.
15. Описание экспериментальной установки.

## Библиографический список

- Милнс, А.* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / *А. Милнс, Д. Фойгт.* – М.: Мир, 1975. – С. 184-212.
- Лысов, В.Ф.* Практикум по физике полупроводников / *В.Ф. Лысов.* – М.: Просвещение, 1976. – С. 51-56, 111-139, 140-161.

Учебное издание

*Составители:*

***Колпаков Всеволод Анатольевич***

***Колпаков Анатолий Иванович***

***Кричевский Сергей Васильевич***

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

*Методические указания  
к лабораторной работе*

Редактор И.И. Спиридонова  
Компьютерная довёрстка И.И. Спиридонова

Подписано в печать 20.06.2010 г. Формат 60x84 1/16.  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 1,75.  
Тираж 100 экз. Заказ . Арт. С. – 21/2010

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

---

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