

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

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ДИОДА ШОТТКИ**

**САМАРА 2010**

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

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ДИОДА ШОТТКИ

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

САМАРА  
Издательство СГАУ  
2010

УДК СГАУ: 621.382 (075)

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

Рецензент канд. техн. наук, доц. В.И. Чепурнов

**Исследование вольт-амперной характеристики диода Шоттки:**  
метод. указания к лаб. работе / сост. *В.А. Колпаков, А.И. Колпаков, С.В. Кричевский*. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2010. – 24 с.: ил.

Представляют часть цикла лабораторных работ по курсам «Электроника», «Электронные приборы» и «Основы физики твердого тела». Рассмотрены основные явления, протекающие в структуре металл-полупроводник, и их использование в методах определения параметров потенциальных барьеров. Приведены электрическая схема и методика работы на лабораторном стенде.

Рекомендуются для студентов специальностей 210201, 210301, 210302, 010600.

**Цель работы** – закрепление знаний по теории физики полупроводниковых приборов в курсах «Электроника», «Электронные приборы» и «Основы физики твердого тела»; овладение методиками расчета параметров полупроводниковых приборов и практическими навыками работы с приборами, содержащими структуру металл-полупроводник.

**Задание:**

1. По конспекту лекций, рекомендованной литературе и данным методическим указаниям изучить теоретические основы механизма формирования параметров структуры металл-полупроводник.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Выполнить предварительные расчеты.
4. Изучить порядок выполнения работы.
5. Собрать схему измерения вольт-амперной характеристики диода Шоттки.
6. Экспериментально определить зависимость тока от напряжения контакта металл-полупроводник в диапазоне температур 300...410 К.
7. Определить величину контактной разности потенциалов  $\varphi_k$ , используя расчетные формулы и зависимости  $J = f(U)$ ,  $\ln J = f(U_a)$ ,  $\ln J = f(1/T)$ .
8. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

**Приборы и принадлежности:** универсальный вольтметр; термостат; термометр; исследуемые образцы; держатель образцов с электродами; лабораторный стенд; набор проводников.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ

### Физико-технические свойства диода Шоттки

Барьеры, возникающие на контактах металл-полупроводник, формируются механизмами диффузии и дрейфа носителей заряда, и в зависимости от соотношения величин работ выхода электрона из металла  $A_m$  и полупроводника  $A_s$  их энергетические диаграммы имеют два различных вида. Рассмотрим подробнее образование энергетической диаграммы для металла и полупроводника  $n$ -типа (рис. 1, а, б). При создании металлургического контакта между данными металлом и полупроводником для электронов возникает энергетический потенциальный барьер. Причем при движении электронов в направлении от металла к полупроводнику его величина определяется разностью между работой выхода металла  $A_m$  и электронным сродством полупроводника  $\chi_s$ , а в обратном направлении разностью между работой выхода металла  $A_m$  и полупроводника  $A_s$  (рис. 1, б).

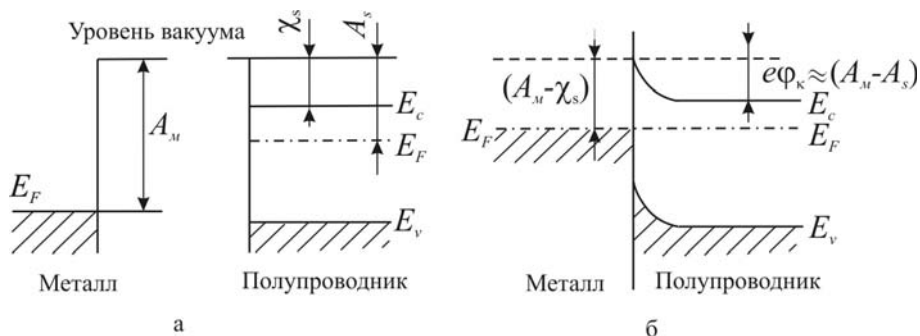


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней контакта металл-полупроводник  $n$ -типа ( $A_m > A_s$ ): а – до контакта (исходное состояние); б – при возникновении контакта металла с проводником

Если к переходу металл-полупроводник приложить напряжение в прямом направлении  $U_a$ , т.е. чтобы полупроводник находился под отрицательным потенциалом относительно металлического контакта, то энергетический барьер для тока в прямом направлении становится равным  $e(\phi_k - U_a)$ . Концентрация свободных носителей заряда в металле на несколько порядков превышает аналогичную величину в полупроводнике, поэтому в первом приближении ее можно считать неизменной, т.е. высота барьера для обратного тока ( $A_m - \chi_s$ ) является величиной, независимой от приложенного напряжения или уровня легирования полупроводника.

Анализ энергетических диаграмм, изображенных на рис. 1, б, показывает, что в случае полупроводника  $n$ -типа контакт является выпрямляющим, если выполняется неравенство  $A_m > A_s$ , и омическим, если  $A_m < A_s$ . Аналогичное утверждение справедливо и для полупроводника  $p$ -типа, если знаки неравенств изменить на обратные (рис. 2, а, б). Необходимо отметить, что эффективный перенос электронного заряда из металла в полупроводник при атомном контакте лучше описывать, основываясь на величинах электроотрицательности, чем на различии в работах выхода, так как последние имеют большой разброс экспериментально определенных значений  $A_m$ . Например, экспериментально измеренные величины  $A_m$  для алюминия изменяются в пределах 2,98–4,36 эВ, а для золота 4,0–4,92 эВ, в то время как значения  $\chi_s$  для полупроводников и металлов определены с точностью не хуже  $\pm 0,1$  эВ. При взаимодействии металлов со сложными полупроводниковыми соединениями, например GaAs, используют для расчетов

величину электроотрицательности для компонентов с большей электроотрицательностью, т.к. предполагается, что именно в местах расположения атомов этой компоненты осуществляется наиболее тесный контакт с атомами металла.

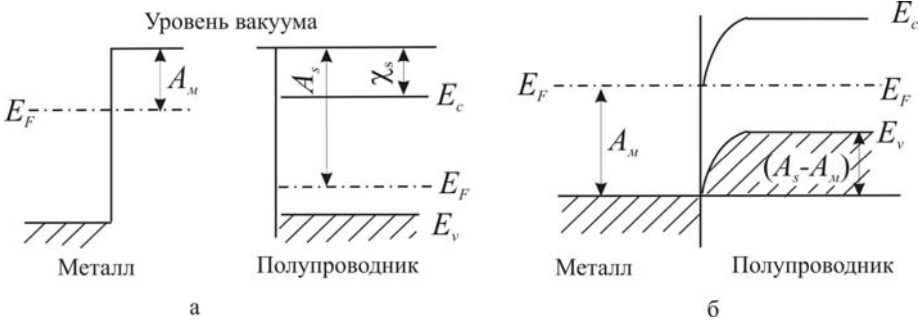


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней контакта металл-полупроводник  $p$ -типа ( $A_M < A_S$ ): а – до контакта (исходное состояние); б – при возникновении контакта металла с проводником

Реальные приборы обладают конечными поверхностями, содержащими поверхностные энергетические состояния, способные осуществлять активный обмен свободными электронами. Поэтому необходим их учет путем внесения в физическую модель контакта промежуточного слоя, расположенного между поверхностями полупроводникового кристалла и металла. Предполагается, что толщина этого граничного слоя ( $\delta$ ) составляет единицы межатомных расстояний и содержит в своем объеме примесные атомы и другие дополнительные поверхностные состояния. Такая толщина граничного слоя не представляет эффективного барьера для движения электронов, т.к. в этом случае действует туннельный механизм перехода электронов через барьер. Однако этот слой способен рассеивать электрическую энергию, т.е. на этом слое может падать некоторое напряжение. Дополнительные разрешенные электронные состояния распределяются у предполагаемой плоской границы между граничным слоем и полупроводником (рис. 3).

Предполагается, что состояния являются акцепторными и распределены с плотностью  $D_s$  в единицах  $(\text{см}^2 \cdot \text{эВ})^{-1}$ . В модели предполагается, что в равновесном состоянии на тонком граничном слое толщиной  $\delta$  падает напряжение  $\Delta U$ . Этот слой имеет толщину, достаточную для туннелирования электронов, поэтому высота барьера металл-полупроводник измеряется между уровнем Ферми и положением зоны проводимости у поверхности полупроводника  $e\phi_B$ .

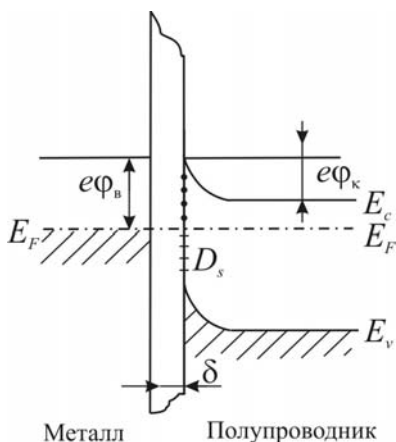


Рис. 3. Зонная структура вблизи контакта металл-полупроводник

Рассмотрим образование запирающего контакта с полупроводником, имеющим поверхностные состояния акцепторного типа. Эти состояния, захватывая электроны, в полупроводнике  $n$ -типа формируют в приповерхностной зоне нескомпенсированный положительный заряд. Следует отметить, что этот процесс возможен лишь при условии  $A_s < A_m$ . Переход электронов из полупроводника в оксидный слой приводит к изгибу зоны проводимости в направлении от уровня Ферми. Это, в свою очередь, приводит к удалению зарядов с некоторой части поверхностных состояний, поэтому они оказываются над уровнем  $E_F$ . Чем больше плотность состояний  $D_s$ , тем больше заряд, удаляемый при каждом приращении  $E_c$  вблизи контакта. Если плотность этих состояний велика, то даже небольшое смещение уровня Ферми у поверхности полупроводника привело бы к значительному переносу заряда, необходимого для компенсации изменения положения уровня Ферми. При наступлении термодинамического равновесия в этих условиях уровень Ферми стабилизируется. Следует отметить, что причиной стабилизации уровня Ферми могут служить любые электронные состояния (т.е. акцепторного или донорного типа), если их плотность достаточно велика.

Если плотность поверхностных электронных состояний  $D_s$  велика и уровень Ферми стабилизирован, то высота барьера становится равной

$$e\phi_B = E_g - e\phi_0, \quad (1)$$

где  $e\phi_0 = E_F - E_v$  – величина потенциала у поверхности в условиях, когда полупроводник не покрыт металлом;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны

полупроводника. По мере приближения  $D_s$  к нулю высота барьера  $e\varphi_B$  приближается к высоте, предсказываемой основной теорией Шоттки:

$$e\varphi_B = A_m - \chi. \quad (2)$$

Использование выражений (1), (2) или других промежуточных значений определяется значением  $D_s$  при энергиях вблизи уровня Ферми и конкретными свойствами граничного слоя, таких, например, как точная его толщина и диэлектрическая проницаемость.

В большинстве практических случаев высота барьера Шоттки для наиболее важных полупроводниковых материалов более точно описывается уравнением (1). Следует отметить, что зависимость высоты этого барьера от работы выхода металла имеет разную величину, так, например, для алмазоподобных полупроводников (кремний, германий, арсенид галлия) она невелика, а для сульфида кадмия представляет значительную величину. Для кремния, германия, арсенида галлия и фосфида галлия экспериментально установлено, что величину потенциального барьера можно определить из равенства  $e\varphi_0 = E_g/3$ . Это означает, что  $e\varphi_B$ , описываемая (1), обычно близка к  $2/3$  ширины запрещенной зоны и для кремния составляет  $e\varphi_B = 0,75$  эВ. Причина такого малого различия между величинами  $e\varphi_B$  может быть связана с очень высокой плотностью поверхностных состояний, которая характерна для кристаллической решетки типа алмаза, поэтому у полупроводников, имеющих такую решетку, уровень Ферми стабилизируется примерно на уровне  $1/3$  ширины запрещенной зоны выше уровня энергии  $E_V$ . Экспериментально измеренные значения высоты барьера для некоторых металлов при их контакте с поверхностью кремниевых пластин  $n$ - и  $p$ -типа приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Барьеры Шоттки к кремнию

Тип проводимости	Металл	Работа выхода, эВ	$e\varphi$ , эВ
$n$	Al	4,1	0,69
$p$	Al	–	0,38
$n$	Pt	5,3	0,85
$p$	Pt	–	0,25
$n$	W	4,5	0,65
$n$	Au	4,75	0,79
$p$	Au	–	0,25



## Математическая модель перехода металл-полупроводник

В первом приближении принимаем, что поток носителей обусловлен только термоэлектронной эмиссией через барьер, т.е. не учитываем туннельные эффекты и эффекты уменьшения барьера за счет сил изображения. При нулевом смещении на контакте (рис. 4, а) поток электронов из полупроводника в металл определяется числом электронов с энергией  $e\varphi_k$  или более, приближающихся в единицу времени к единице площади границы их раздела.

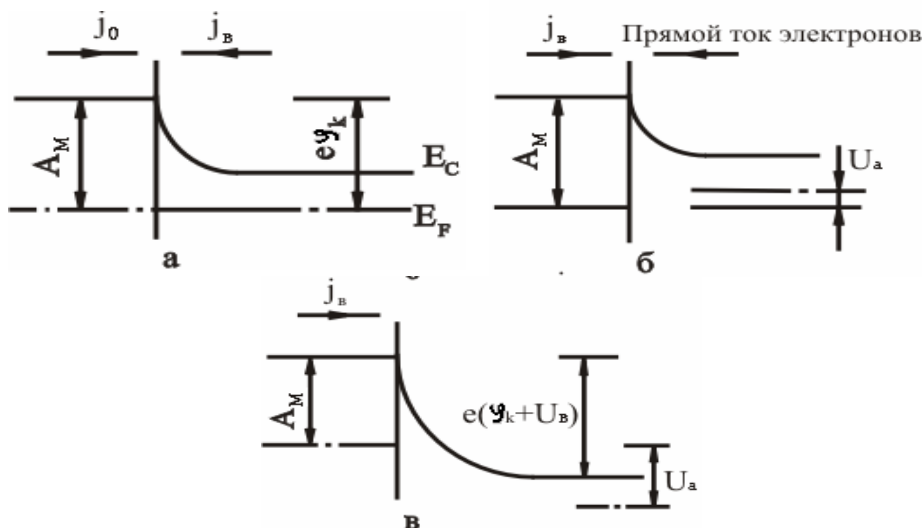


Рис. 4. Энергетическая диаграмма перехода металл-полупроводник:  
 а – при нулевом смещении; б – при прямом смещении;  
 в – при обратном смещении

Для максвелловского распределения получим следующее выражение, описывающее изменение этого потока:

$$j_0 = eN_d \left( \frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( -\frac{e\varphi_k}{kT} \right), \quad (3)$$

где  $N_d$  – концентрация доноров;  $m^*$  – эффективная масса электрона.

При термодинамическом равновесии результирующий ток, проникающий через барьер, равен нулю, поэтому  $j_0$  можно представить, также, в виде потока электронов из металла в полупроводник через

барьер  $e\varphi_B$ . В этом случае высота барьера равна контактной разности потенциалов плюс величина  $\delta_0 = E_s - E_F$ , определяемая уровнем легирования полупроводника:

$$e\varphi_B = e\varphi_k + \delta_0. \quad (4)$$

Согласно простой теории полупроводников

$$\exp\left(-\frac{\delta_0}{kT}\right) = \frac{N_d}{N_c} = \frac{N_d}{2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

где  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $h$  – постоянная Планка.

Подставляя (5) в (3), получим

$$j_0 = \frac{4\pi}{h^3} em^* k^2 T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right). \quad (6)$$

Если к переходу приложить напряжение в прямом направлении (см. рис. 4, б), то эффективная высота барьера со стороны полупроводника становится равной  $e(\varphi_k - U_a)$  и поток электронов из полупроводника в металл возрастает в  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$  раз.

Тогда соотношение между током и напряжением принимает простой вид

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (7)$$

В эмиссионной модели предполагается, что электроны, эмитируемые из металла в полупроводник, беспрепятственно движутся в объем полупроводника. Однако на практике обедненный слой полупроводника имеет достаточную толщину. Поэтому наклоны экспериментальных кривых обычно слегка превышают единицу. Это вынуждает ввести в соотношение (7) эмпирический множитель  $\eta$ , называемый коэффициентом неидеальности, тогда

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) - 1 \right], \quad (8)$$

$$j_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right). \quad (9)$$

Следует отметить что выражение (8) не согласуется с термодинамикой ( $j_f = j_0$  при  $U_a = 0$ ) и инвариантно относительно обращения времени. Для приведения выражения (6) в соответствие с законами термодинамики его необходимо записать в следующем виде:

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) - \exp\left(\frac{\left(-1 + \frac{1}{\eta}\right)eU_a}{kT}\right) \right]. \quad (10)$$

При прямом смещении формула (10) преобразуется следующим образом:

$$j \approx j_0 \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right), \quad (11)$$

так как в этом случае

$$\exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) \gg 1.$$

Логарифмируя (11), получаем

$$\ln \left[ \frac{j}{\exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right)} \right] \approx \ln j_0. \quad (12)$$

Конкретное значение  $j_0$  определяют путем подстановки в (12) величин  $j$  и  $U_a$ , взятых из реальной вольт-амперной характеристики, причем в (12) подставляют значение той температуры, при которой проводилось измерение ВАХ. Затем можно построить зависимость  $j_0$  от  $10^{-3}T^{-1}$  в масштабе, необходимом для определения энергии активации, и найти высоту потенциального барьера  $\varphi_\kappa$  и константу  $A$ . В представленном виде выражение (12) не содержит членов, связанных с падением напряжения на объемном последовательном сопротивлении, которое должно быть учтено.

Следует отметить, что выражения (11) и (12) имеют смысл, если  $\eta \approx 1$ , т.е.  $\eta = 1,0 \dots 1,01$ . Это условие выполняется для Si, Ge, GaAs и других полупроводников, наиболее широко используемых в производстве элементной базы РЭА.

Однако для некоторых переходов, например Pt – GaP или Ta – ZnTe, энергетический барьер может быть больше  $0,5 E_q$ . Тогда рекомбинационная модель тока приведет к  $\eta = \varphi_k / 0,5 E_q$ . Для контакта Ta с ZnTe  $p$ -типа проводимости  $e\varphi_k = 1,51 E_q$  эВ, а  $E_q = 2,26$  эВ; следовательно, модель показывает  $\eta = 1,34$ , что очень близко совпадает со значением, определенным из эксперимента.

На рис. 5 показаны кривые, построенные в масштабе, необходимом для определения энергии активации для четырех различных значений удельного сопротивления кремния  $n$ -типа. Изменение  $\varphi_k$  и  $A$  в зависимости от легирования может быть вызвано наличием на поверхности полупроводника тонкого слоя окислов ( $\approx 20 \text{ \AA}$ ), достаточно неоднородных по толщине, эффективно влияющих на площадь перехода. Однако наибольшее влияние на величины  $\varphi_k$  и  $A$  оказывают методы обработки поверхности полупроводника.

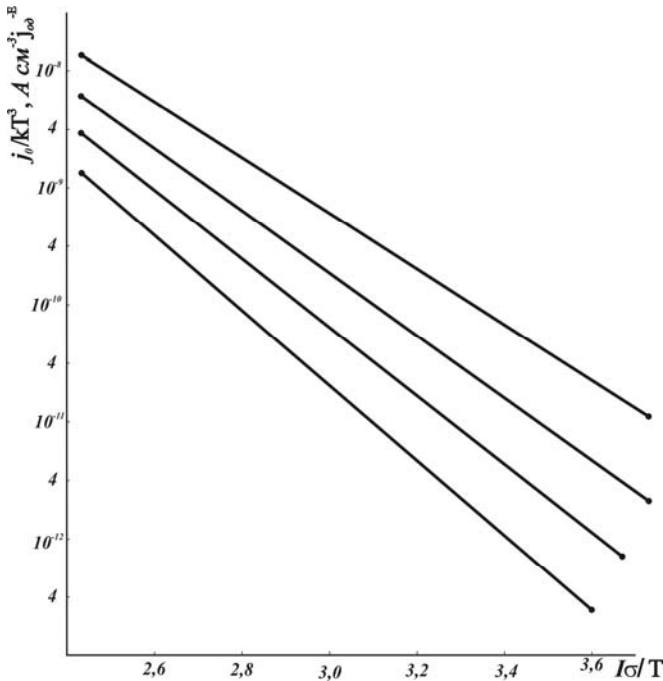


Рис. 5. Температурные зависимости тока  $j_0$ , найденные из прямых характеристик, в масштабе, удобном для определения  $\varphi_k$  и  $A$

## Влияние методов обработки поверхности полупроводника на величину потенциального барьера

Исследование зависимости  $C^{-2} = f(u_{обр})$  для барьеров Шоттки металл – кремний показало заметные различия между сколотыми и химически обработанными поверхностями кремния с плоскостью (III) и удельным сопротивлением (1...10 Ом·см) (табл. 2). Если контакты, полученные после химической обработки, оставить на воздухе в течение нескольких недель или прогреть при  $T=100\text{ }^{\circ}\text{C}$  в течение ~30 мин, то обычно наблюдается некоторое старение их параметров. После этого равновесные значения высот барьеров остаются в дальнейшем довольно стабильными и мало зависят от режимов заключительной химической обработки.

Старение (деградация) связано с медленными изменениями в пленке окислов, которая существовала уже перед напылением материала контакта.

Таблица 2. **Высота барьеров Шоттки на контактах  
металл-полупроводник**

Металл	Работа выхода $A_M$ , эВ	Высота барьера, эВ	
		сколотые поверхности	химически обработанные поверхности после старения
Pb	4,20	0,79	0,41
Al	4,20	0,76	0,50
Ag	4,31	0,79	0,56
Cu	4,52	0,79	0,69
Au	4,70	0,62	0,81
Ni	4,74	0,70	0,67

Время, в течение которого происходит деградация, указывает на ионный, а не электронный характер процесса. Это может быть связано с миграцией ионов через слой окисла. Причем, если ионы заряжены положительно, то в большинстве случаев под действием встроенного электрического поля они будут притягиваться к металлу. В процессе этой миграции распределение положительных зарядов совместно с компенсирующими отрицательными зарядами на поверхности металла создает диполь, который исчезает (т.е. нейтрализуется), когда ионы достигают металла.

Эта модель старения хорошо согласуется с экспериментальными данными и позволяет объяснить, почему старение ускоряется при

нагреве. В частности, присутствие заряженных ионов, действующих как «медленные» состояния, может вызвать нелинейность зависимости  $u_{обр} = f(C^{-2})$ , наблюдаемую непосредственно после напыления материала контакта, если заполнение состояний меняется под действием приложенного напряжения. Высокая плотность поверхностных состояний является основным фактором, определяющим высоту барьера перехода металл – кремний, полученного термическим напылением металла на поверхность кремния, образованную путем скола кристалла в вакууме. Высота барьера в этом случае совершенно не зависит от величины работы выхода металла. Однако высота барьера у того же перехода, но полученного напылением металла на химически обработанную поверхность кремния, уже зависит от природы напыляемого материала. Это говорит о том, что в таких диодах поверхностные состояния играют меньшую роль. Однако пределы изменения высоты барьера и в этом случае меньше пределов изменения работы выхода использованных контактных металлов. Оценка плотности состояний для модели, соответствующей таким условиям, дает величину  $2 \cdot 10^{12}$  состояний эВ<sup>-1</sup>·см<sup>2</sup>.

### **Приборы со структурой металл-полупроводник**

Приборы, выполненные на основе барьера металл-полупроводник, широко используются в цифровой логике, так как отличаются высоким быстродействием и малыми размерами, если изготавливаются в структурах интегральных микросхем. Растет интерес и к мощным выпрямительным диодам Шоттки, так как это физическое явление позволяет достаточно простыми техническими средствами изготовить приборы с большой активной площадью кристалла и отличной возможностью отвода тепла через металлический контакт. Хороший теплоотвод у диодов Шоттки позволяет пропускать через кристалл большие токи при более низких значениях падения напряжения в приборе, чем в случае диодов с  $p - n$ -переходами.

Барьеры металл-полупроводник используются также в качестве переменных (подстроечных) конденсаторов, эффективность которых наиболее высока в СВЧ-диапазоне.

При поддержании постоянного обратного смещения на электродах этих конденсаторов имеется возможность изменением напряжения на конденсаторе осуществлять модуляцию толщины обедненной зоны и, следовательно, величины емкости рассматриваемого конденсатора. Однако наибольшее распространение барьеры металл-полупроводник

нашли в производстве полевых транзисторов и диодах Шоттки, формируемых в интегральных микросхемах.

Диоды Шоттки с высокими параметрами могут быть изготовлены на основе тугоплавких материалов; в частности, как следует из табл. 1, достаточно высокие барьеры получаются при напылении на кремний *n*-типа платины. Причем, если в технологию изготовления барьеров Шоттки включить плазмохимическую очистку поверхности Si без нарушения вакуума в рабочей камере, то можно достигнуть величины барьера, близкой к теоретическому значению. В цифровой логике диоды Шоттки используются в качестве фиксаторов напряжения, т.е. в качестве ключа.

Рассмотрим понятие «открывающего напряжения», которое относится к прямому падению напряжения. Под прямым падением напряжения понимают величину прямого смещения  $u_a$ , при котором наблюдается резкое увеличение тока, протекающего через диод в прямом направлении.

Воспользуемся выражением (7), в котором  $j_0$  запишем в следующем виде:

$$j_0 = \left( \frac{e^2 D_H N_c}{kT} \right) \left[ \frac{2e(\varphi_i - u_a) N_d}{\varepsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left( -\frac{e\varphi_B}{kT} \right). \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что  $j_0$  также как и  $j$  зависит от напряжения  $u$  и имеет при этом квадратичную пропорциональность. Это означает, что по сравнению с экспонентой этой зависимостью можно пренебречь. Тогда приближенно выражение (7) можно переписать в следующем виде:

$$j = j'_0 \left[ \exp\left( \frac{eU_a}{\eta kT} \right) - 1 \right], \quad (14)$$

где  $j'_0$  не зависит от напряжения, а  $\eta$  – постоянная величина, значение которой находится экспериментальным путем и лежит обычно в диапазоне 1,02...1,15.

Следует отметить, что (14) обладает непрерывной зависимостью тока от напряжения, на которой отсутствуют резкие изменения кривой ВАХ, что позволяло бы точно определить величину напряжения открывания диода Шоттки. Однако, с инженерной точки зрения, все же

можно говорить о пороге проводимости, если изобразить ВАХ в линейном масштабе (рис. 6).

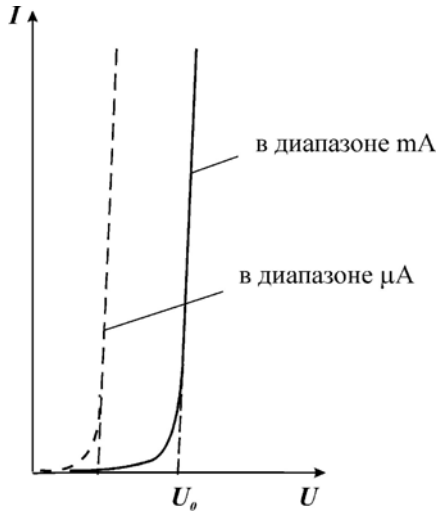


Рис. 6. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода Шоттки

Сильная зависимость тока от напряжения в диапазоне малых токов позволяет достаточно хорошо аппроксимировать ВАХ двумя прямыми линиями. Пересечение почти вертикальной линии с осью напряжений определяет величину напряжения открывания  $u_0$ . При проектировании цифровых схем величина  $u_0$  может служить хорошим приближением падения напряжения на любом диоде, находящемся в проводящем состоянии. Величину  $u_0$  можно определить, используя равенство:

$$u_0 = \left( \frac{\eta k T}{e} \right) \ln \left( \frac{j_{np}}{j'_0} + 1 \right), \quad (15)$$

где  $j_{np}$  — ток в прямом направлении.

Таким образом, с точки зрения инженера-разработчика электронных схем,  $u_0$  сильнее всего зависит от  $j'_0$ .

Следует отметить, что в миллиамперном диапазоне токов алюминиевые диоды Шоттки, изготавливаемые из кремния  $n$ -типа, имеют порядка 450 мВ. Это на 200 мВ меньше, чем значение  $u_0$  для сравниваемого барьера  $p - n$ -перехода.



## МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Уравнение Шоттки для тока, текущего через барьер, имеет вид:

$$j = C \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{KT}\right) - 1 \right], \quad (16)$$

где  $C$  – константа, зависящая некоторым образом от температуры и определяемая рассматриваемой моделью потока свободных носителей заряда (эмиссия или диффузия). После логарифмирования (16) получим выражение:

$$\ln j = \ln C + \ln \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{KT}\right) - 1 \right] - \frac{\varphi_0}{KT}. \quad (17)$$

Зависимость  $\ln j$  от приложенного к барьеру напряжения  $U_A$  представлена на рис. 7, а. Тепловая характеристика зависимости  $\ln j = f(1/T)$  представлена на рис. 7, б. Анализ этой зависимости показывает, что высоту потенциального барьера можно определить из энергии активации, т.е. по наклону прямолинейного участка зависимости  $\ln j = f(1/T)$  при фиксированном напряжении  $U_A$ .

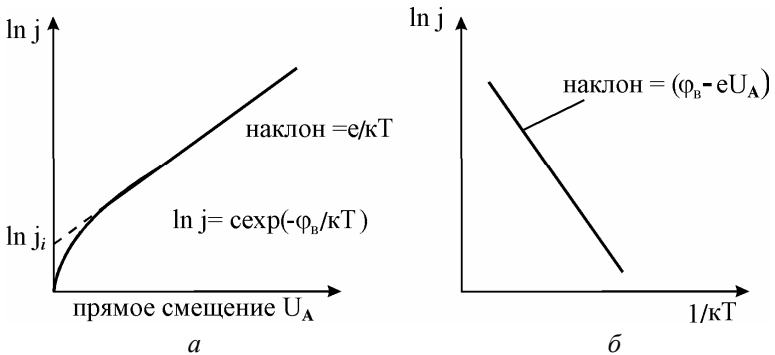


Рис. 7. Характеристики перехода металл-полупроводник: *а* – вольт-амперная характеристика контакта металл-полупроводник при прямом смещении; *б* – зависимость  $\ln j$  от  $1/T$  для контакта металл-полупроводник при прямом смещении

Другой метод определения высоты барьера контакта металл-полупроводник основан на измерении спектрального распределения фотовозбуждения в переходах металл-полупроводник. Свет на переход может попадать либо через переднюю поверхность фотоэлемента, если

толщина слоя материала металлического контакта мала (так называемые полупрозрачные контакты), либо через объем полупроводника (рис. 8, а, б).

Если энергия фотона больше высоты барьера, но меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, то наблюдается фотоэмиссия электронов из металла в полупроводник (процесс I на рис. 8, в).

Если энергия фотона превышает энергию ширины запрещенной зоны полупроводника, то происходят прямые межзонные переходы. Процесс II приводит к резкому возрастанию фотоэффекта (рис. 8, г).

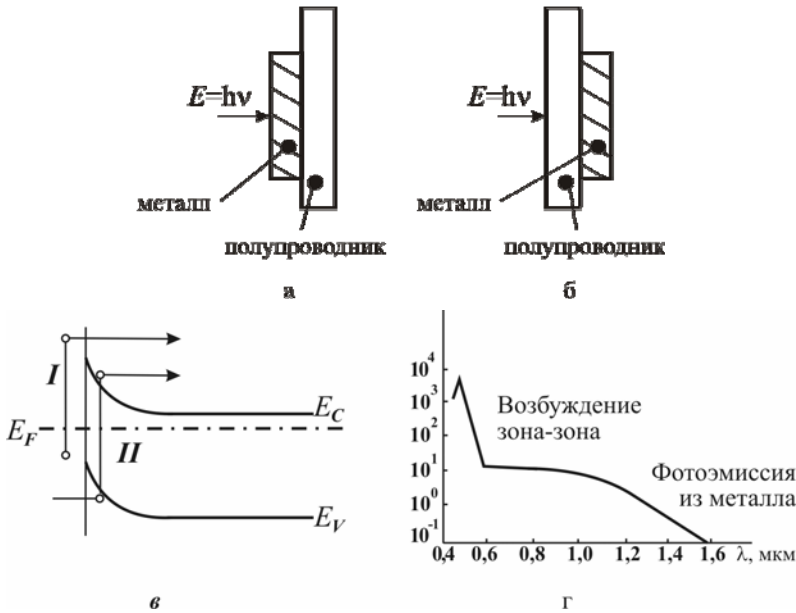


Рис. 8. Фотоответ перехода металл-полупроводник: а – освещение фотоэлементов через переднюю поверхность; б – освещение фотоэлементов через заднюю поверхность; в – процессы фотовозбуждения при различных энергиях фотона; г – при увеличении энергии фотона к фотоэмиссии электронов из металла в полупроводник добавляется межзонное возбуждение электронов

Ток короткого замыкания, связанный с переходом фотовозбужденных электронов через барьер, должен быть пропорциональным величине  $(h\nu - \varphi_B)$  больше, чем несколько  $KT$ . Поэтому зависимость квадратного корня фотоэффекта  $\sqrt{R}$  от  $h\nu$  должна изображаться прямой линией, а экстраполяция этой прямой и оси энергии дает высоту

барьера  $\varphi_B$ . Случай контактов Al с  $n$ - и  $p$ - GaAs показан на рис. 9. Согласно данным рис. 1 высота барьера  $\varphi_{Bn} = (A_M - \chi_S)$ , а согласно рис. 2 барьер  $\varphi_{Bp}$  должен быть равен  $(E_S - A_M)$ , где  $E_S = \chi_S - E_q$ , поэтому сумма высот двух барьеров  $\varphi_{Bn} + \varphi_{Bp} = E_q$ . Этот вывод подтверждается данными рис. 9, где  $(\varphi_{Bn} + \varphi_{Bp})e = 1,35$  эВ, что достаточно близко к ширине запрещенной зоны GaAs.

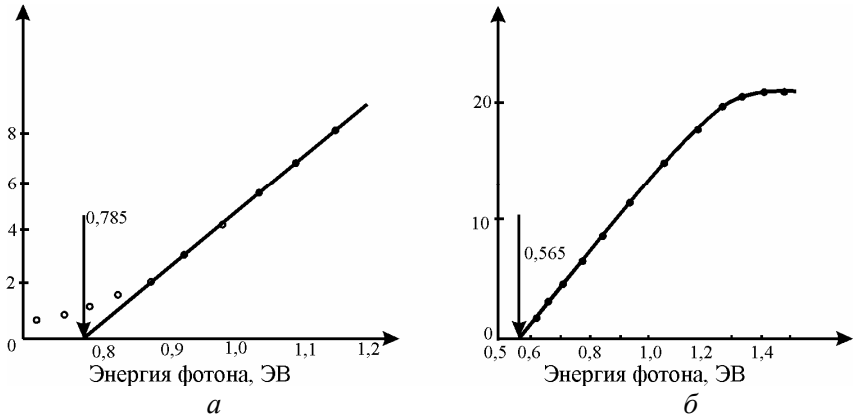


Рис. 9. Определение высоты барьера по спектральной зависимости фотоответа переходов металл-полупроводник Al – Ga:  $a$  – GaAs  $n$ -типа;  $b$  – GaAs  $p$ -типа

Следует отметить, что модель Фаулера предполагает линейную зависимость  $\sqrt{R}$  от  $h\nu$ , однако в некоторых интервалах уровней легирования полупроводника можно получить лучшую линейность, построив зависимость  $h\nu$  от  $\sqrt[3]{R}$  или  $\sqrt{Rh\nu}$ . Обе эти зависимости основаны на модели, учитывающей функцию плотности энергетических состояний.

Высоту барьера можно определить также путем изменения зависимости емкости от обратного напряжения. Для однородно легированного полупроводника зависимость  $1/C^2$  от напряжения изображается прямой линией, пересечение которой с осью абсцисс дает высоту диффузионного барьера (рис. 10).

В табл. 3 приведены экспериментальные определения значений величин барьеров для контактов ряда металлов с поверхностью полупроводников, наиболее часто используемых в производстве интегральных микросхем.

Кроме того, по полученным экспериментальным вольт-амперным характеристикам контактов металл-полупроводник при различных температурных значениях можно вычислить:

1. Статические сопротивления в прямом и обратном направлениях приложенного напряжения ( $R = U / j$ ).
2. Динамическое сопротивление в определенной точке вольт-амперной характеристики ( $R_g = \frac{\Delta U}{\Delta j}$ ).
3. Коэффициент выпрямления при различных значениях приложенного напряжения:

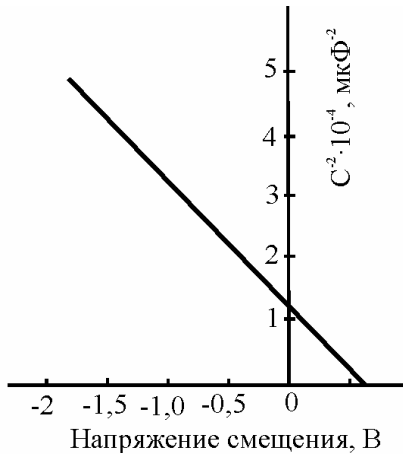


Рис. 10. Вольт-фарадная характеристика диода Шоттки

$$K = \frac{j_{np}}{j_{обр}} \text{ при } U_{np} = U_{обр}.$$

4. Температурный коэффициент прямого и обратного токов

$$TKT = \frac{\Delta j}{j \Delta T}.$$

Таблица 3. Высота барьеров в контактах металлов с полупроводником

Металл	Высота барьера при T=300 К, эВ												
	Si	Ge	SiC	GaP	GaSb	InP	InAs	InSb	ZnS	ZnSe	CdS	CdSe	CdTe
Al	0,5–0,77	0,46	2	1,05	0,8		Омический контакт		0,8		Омический контакт		0,76
Ag	0,56–0,79			1,2	0,86	0,64	Омический контакт	0,18 (77К)	1,65		0,36–0,56	0,43	0,66
Au	0,81	0,45	1,95	1,3	0,9	0,49	Омический контакт	0,17 (77К)	2	1,56	0,68–0,78	0,49	0,6
Ca	0,4												
Cr	0,57–0,59												
Cu	0,69–0,79	0,48		1,2	0,82				1,75	1,1	0,36–0,6		
Mg				1,04					0,82	0,7			
Mn	0,56–0,68												
Na	0,43												
Ni	0,67–0,7										0,45		
Pb	0,4–0,49												
Pd	0,71								1,87		0,62		
Pt	0,9			1,46	0,86				1,84	1,4	0,85–1,1	0,37	0,56
PtSi	0,85												
W	0,66	0,48											
WSi <sub>2</sub>	0,86												

## 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 характеристики контакта металл-полупроводник на постоянном токе образцы включают в схему, представленную на рис. 14. 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.

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  $K_1$ .

$V_1$ ,  $V_2$  – 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;  $B$  – батарея.

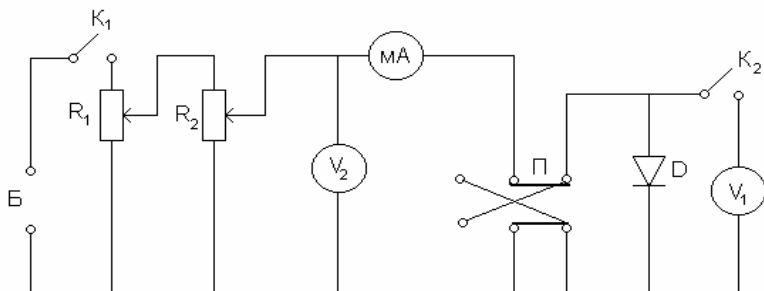


Рис. 11. Принципиальная схема лабораторного стенда

### Порядок выполнения работы

1. Соберите схему измерительного стенда согласно рис. 11 и снимите статические вольт-амперные характеристики для трех образцов, поверхность которых обработана корундовыми микропоршками 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 и неидеальности.
3. Определите энергию активации примесных атомов и величину потенциального барьера.
4. Сделайте выводы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Модель Шоттки. Условия существования модели Шоттки.
2. Влияние поверхности эффектов на процесс формирования вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник.
3. В чем отличие экспериментальной и теоретической зависимостей тока от напряжения в контакте металл-полупроводник.
4. Определение высоты барьера по спектральной характеристике фотоэффекта перехода металл-полупроводник.
5. Расчет высоты барьера контакта металл-полупроводник по зависимости  $\ln j = f(1/T)$ .
6. Диоды Шоттки в интегральных схемах.
7. Теория метода определения высоты барьера.
8. Описание установки.

9. В чем отличие статических и динамических характеристик контакта металл-полупроводник.

### **Библиографический список**

Милнс, А. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / А. Милнс, Д. Фойгт. – М.: Мир, 1975.

Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976.



Учебное издание

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ДИОДА ШОТТКИ**

*Методические указания к лабораторной работе*

Составители: ***Колпаков Всеволод Анатольевич,  
Колпаков Анатолий Иванович,  
Кричевский Сергей Васильевич***

Редактор Т. С. Петренко  
Доверстка Т. С. Петренко

Подписано в печать 21.06.2010. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Печ. л. 1,5

Тираж 100 экз. Заказ . Арт. С. - М20/2010

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

---

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