

Министерство науки, высшего образования  
и технической политики Российской Федерации

Самарский орден Трудового Красного Знамени  
авиационный институт имени академика С.П.Королева

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА  
НА СВОЙСТВА ДИОДА ПЛОТКИ

Методические указания  
к лабораторной работе

Самара, 1992

Составитель А.И.К о л п а к о в

УДК 621.362

Исследование влияния поверхности полупроводника на свойства диода Шоттки: Метод, указания и лаборет. работе /Самар. авиаци. ин-т. Сост. А.И.К о л п а к о в. Самара, 1992. 28 с.

Представляет часть цикла лабораторных работ по курсам "Специальная микроэлектроника" и "Специальные вопросы микроэлектроники". Рассмотрены основные явления, протекающие на поверхности полупроводника и в структурах типа металл-полупроводник, металл-диэлектрик-полупроводник. Описаны методы определения параметров поверхности и высоты барьера металл-полупроводник, в также приведены электрическая схема и методика работы на лабораторном стенде.

Рекомендуется для студентов спец. 23.03 и 23.01.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Самарского ордена Трудового Красного Знамени авиационного института им. академика С.П.Королева

Рецензент В.М.Ч е л у р в о в

Ц е л ь р а б о т ы - закрепление знаний по теории физики полупроводников и полупроводниковых приборов, читаемых в курсах "Специальная микроэлектроника" и "Специальные вопросы микроэлектроники"; овладение методикой расчета параметров полупроводниковых приборов и практическими навыками работы с приборами, обладающими структурой типа металл-полупроводник.

З а д а н и е:

1. По конспекту лекций, рекомендованной литературе и данным методическим указаниям изучить теоретические основы механизма влияния поверхности полупроводника на параметры 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 барьера Шоттки.

6. Экспериментально определить зависимость тока от напряжения контакта металл-полупроводник в диапазоне температур 300...410 К.

7. Определить величину контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником.

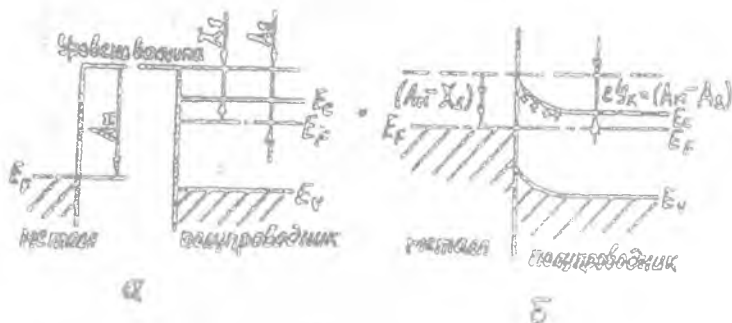
8. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

П р и б о р ы и п р и н а д л е ж н о с т и: потенциометр; электростатический вольтметр; термостат; термометр; миллиамперметр; исследуемые образцы; держатель образцов с электродами; источник постоянного тока; набор проводников.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ

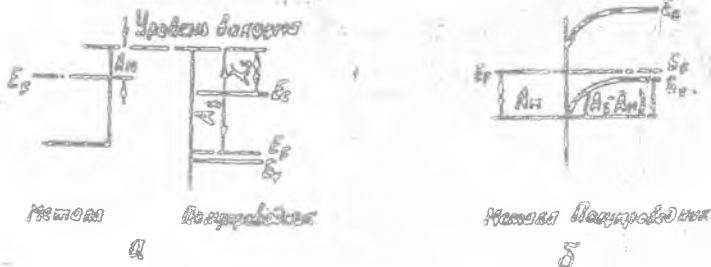
### Физико-технические свойства диода Шоттки

Свойства барьеров, возникающих на контактах металл-полупроводник, в простейшем случае определяются разностью между работой выхода металла  $A_M$  и электронным сродством  $\chi_S$  или работой выхода поверхности полупроводника  $A_S$ . На рис. 1 и 2 показаны ожидаемые энергетические диаграммы контактов металла с полупроводником  $n$ -типа. В частности, на рис. 1, б высота барьера, препятствующего движению электронов из  $n$ -полупроводника в металл, равна  $(A_M - A_S)$ , а высота барьера для обратного потока электронов из металла в полупроводник  $(A_M - \chi_S)$ .



Р и с. 1. Диаграммы энергетических уровней контакта металл-полупроводник  $n$ -типа ( $A_M > A_S$ ): а - до контакта (исходное состояние); б - при возникновении контакта металла с полупроводником

Если в переходу приложить в прямом направлении напряжение от внешнего источника  $U_a$  таким образом, чтобы полупроводник находился под отрицательным потенциалом по отношению к металлическому контакту, то барьер для тока в прямом направлении становится равным  $e(\chi_S - U_a)$ . Концентрация свободных носителей заряда в металле во много раз (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 поверхности полупроводника.

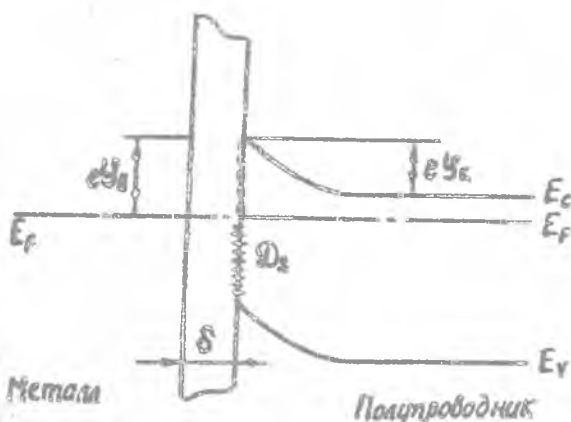


Р и с. 2. Диаграмма энергетических уровней контакта металла с полупроводником  $p$ -типа ( $A_M < A_S$ ): а - исходное состояние; б - при возникновении контакта металла с полупроводником

Анализ энергетических диаграмм, изображенных на рис. 1, показывает, что в случае полупроводника  $n$ -типа контакт является выпрямляющим, если  $A_M > A_S$ , и омическим, если  $A_M < A_S$ . Предполагается, что для полупроводника  $p$ -типа справедливо обратное утверждение (см. рис. 2). Однако экспериментальные данные для большинства полупроводников, используемых для изготовления элементной базы ГЭА, не подтверждают эту модель, так как в них не учтено влияние на процесс формирования свойств контакта поверхностных состояний на границе раздела металл-полупроводник. Следует отметить, что эффективный перенос электронного заряда из металла в полупроводник при почти атомном контакте лучше описывать, основываясь на величинах электрострикатности, чем на различии в работах выхода, так как последние имеют большой разброс экспериментально определенных значений  $A_M$ . Так, 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 отличие от  $A_M$  значения  $A_S$  определены практически для всех полупроводников и металлов, и точность определения не хуже  $\pm 0,1$  эВ. За электрострикатность сложных полупроводниковых соединений, например,  $GaAs$  можно принять величину для компонента с большей электрострикатностью, так как предполагается, что именно в местах расположения атомов этой компоненты осуществляется наиболее тесный контакт с атомами металла.

Учет поверхностных явлений осуществляют путем введения в физическую модель контакта промежуточного слоя, расположенного между поверхностями полупроводникового кристалла и металла. Предполагает-

ся, 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, так как в этом случае действует туннельный механизм перехода электронов через барьер. Однако на этом слое может падать напряжение. При этом предполагается (постулируется), что дополнительные разрешенные электронные состояния распределены по энергиям и расположены у предполагаемой плоской границы между граничным слоем и полупроводником. На рис. 3 схематически показаны зонная структура и поверхностные электронные состояния.



Р и с. 3. Зонная структура вблизи контакта металл-полупроводник

Предполагается, что состояния являются акцепторными и распределены с плотностью  $D_c$  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.

Рассмотрим образование запирающего контакта с полупроводником, имеющим поверхностные состояния акцепторного типа. Эти состояния,

захватывая электроны, создает в полупроводнике  $n$ -типа положительный заряд. Следует отметить, что захват электронов состояниями акцепторного типа возможен лишь при условии  $N_A < N_D$ , где  $N_A$  - работа выхода электрона из поверхности полупроводника, а  $N_D$  - из металла. Переход электронов из полупроводника в оксидный слой приводит к изгибу зоны проводимости в направлении от уровня Ферми. Это в свою очередь, приведет к удалению зарядов с некоторой части поверхностных состояний, так как они окажутся над  $E_F$ . Чем больше плотность состояний  $N_s$ , тем больше заряд, удаляемый при каждом приращении  $E_F$  вблизи контакта. Поэтому, если плотность этих состояний  $N_s$  велика, то небольшое смещение уровня Ферми у поверхности полупроводника приведет бы к переносу значительного заряда, чтобы компенсировать изменение положения уровня Ферми. При 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  $N_s$  велика и уровень Ферми стабилизирован, то высота барьера становится равной

$$\phi_b = \phi_{b0} - \frac{e N_D}{N_s} \quad (1)$$

где  $\phi_{b0} = \phi_{b0} - E_V$  у поверхности в условиях, когда полупроводник не покрыт металлом.

По мере приближения  $N_s$  к нулю высота барьера приближается к высоте, предсказываемой основной теорией Шоттки.

$$\phi_b = \phi_{b0} - \frac{e N_D}{N_s} \quad (2)$$

где  $N_s$  - электронное состояние полупроводника.

Используя выражения (1), (2) или других промежуточных значений определяем значением  $N_s$  при энергиях вблизи уровня Ферми в конкретный способ привнесения, то, таким, например, как точная его величина в слое, а затем проанализируем.

В практических приложениях, случаи высоты барьера Шоттки для различных видов полупроводниковых материалов бо... (text is cut off)

ся уравнением (I). Зависимость высоты этого барьера от работы выхода металла невелика для кремния, германия и арсенида галлия. Однако сульфид кадмия является исключением из этого правила. Для кремния, германия, арсенида галлия и фосфида галлия (кристаллическая решетка типа алмаза) экспериментально установлено, что  $e\phi_0 \approx E_g/3$ . Это означает, что высота потенциального барьера  $e\phi_0$ , описываемая (I), обычно близка к 2/3 ширины запрещенной зоны и для кремния составляет  $e\phi_0 = 0,75$  эВ. Причина такого малого различия между величинами  $e\phi_0$  может быть связана с очень высокой плотностью поверхностных состояний. Высокая плотность поверхностных состояний 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  $E_g$ . Экспериментально измеренные значения высоты барьера для некоторых металлов при их контакте с поверхностью кремниевых пластин  $n$ - и  $p$ - типа приведены в табл. I.

Таблица I

Барьеры Шоттки к кремнию (для кремния  $e\chi = 4,05$  эВ)

| Тип проводимости | Металл | Работа выхода, эВ | $e\phi_0$ , 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 изобразяения.

При нулевом смещении на контакте (рис. 4) 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. Для максвелловского распределения получим следующее выражение, описывающее изменение этого потока:

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

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  $\phi_0 = E_S - E_F$ , которая определяется уровнем легирования полупроводника:

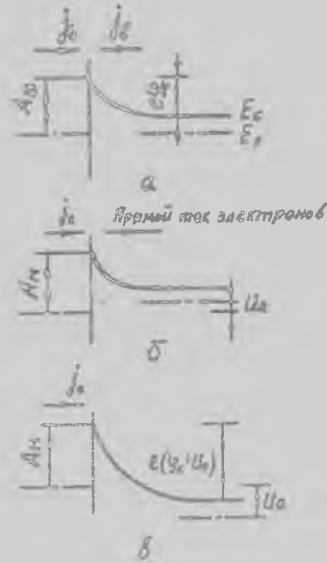
$$e\varphi_B = e\varphi_k + \phi_0. \quad (4)$$

Согласно простой теории полупроводников

$$\exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right) = \frac{N_d}{N_0} = \frac{N_d}{2(2\pi m^* kT/\hbar^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

где  $N_0$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  
 $\hbar$  — постоянная Планка.

Подставляя (5) в (3), получим



Р и с. 4. Энергетическая диаграмма перехода металл-полупроводник: а — при нулевом смещении; б — при прямом смещении; в — при обратном смещении

$$j_0 = \frac{4\pi}{h^3} e m^* k^2 T^2 \exp\left(-\frac{e\psi_0}{kT}\right) = A T^2 \exp\left(-\frac{e\psi_0}{kT}\right). \quad (6)$$

Если к переходу приложить напряжение в прямом направлении (см. рис. 4), то эффективная высота барьера со стороны полупроводника становится равной  $e(\psi_0 - U_0)$ , а поток электронов из полупроводника в металл возрастает в  $\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)$  раз.

Тогда соотношение между током и напряжением принимает простой вид

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (7)$$

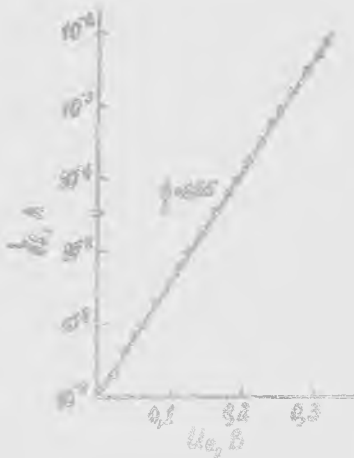


Рис. 5. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики перехода металл-полупроводник (Au-Si)

В эмпирической модели предполагается, что электроны, эмиттируемые из металла в полупроводник, беспрепятственно движутся в объем полупроводника. Однако на практике обедненный слой полупроводника имеет достаточную толщину.

Наклоны экспериментальных кривых (рис. 5) обычно слегка превышают единицу, поэтому в соотношении (7) необходимо ввести эмпирический множитель  $\epsilon$ , называемый коэффициентом идеальности, тогда

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right]^\epsilon \quad (8)$$

$$j_0 = A T^2 \exp\left(-\frac{e\psi_0}{kT}\right). \quad (9)$$

Следует отметить, что выражение (8) не соответствует термодинамической (где  $j_p = j_n = j_0 = 0$ ) обратимости обращения времени. Для приведения выражения (8) в соответствие с законами термодинамики его необходимо записать в следующем виде:

$$j = j_0 \left\{ \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - \exp\left[\frac{(-1-\frac{1}{2})eU_0}{kT}\right] \right\}. \quad (10)$$

При прямом смещении формула (10) преобразуется следующим образом:

$$j \approx j_0 \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right), \quad (11)$$

так как в этом случае

$$\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) \gg 1.$$

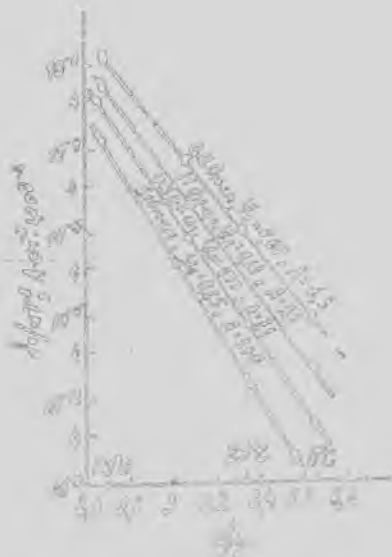
Логарифмируя (11), получаем

$$\ln\left\{\frac{j}{j_0}\right\} = \frac{eU_0}{kT}. \quad (12)$$

Конкретное значение  $j_0$  определяется путем подстановки в (12) величин  $j$  и  $U_0$ , 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  $\varphi_n^*$  и константу  $A$ . В представленном виде выражение (12) не содержит членов, связанных с падением напряжения на обратном полюсе, которое необходимо учитывать.

Следует отметить, что выражения (11) и (12) имеют смысл, если  $U_0 > 0$ , т.е.  $U = (U_0, -U_0)$ . Это условие выполняется для  $\varphi_n^* > 0$ ,  $\varphi_n^* < 0$  в случае полупроводников, находящихся в контакте с металлом и проявляющих элементной ВАХ ПНА.

Обычно для некоторых переходов (например,  $\text{Pb} - \text{Ge} \text{ или } \text{Pb} - \text{Si}$ ) энергия потенциального барьера может быть больше  $0.5 \text{ эВ}$ , тогда  $\varphi_n^* > 0.5 \text{ эВ}$ , а для других полупроводников, например,  $\text{Pb} - \text{Ga}$ ,  $\varphi_n^* < 0.5 \text{ эВ}$ , а для  $\text{Pb} - \text{In}$   $\varphi_n^* < 0.5 \text{ эВ}$ ; следовательно, модель предсказывает  $\varphi_n^* < 0.5 \text{ эВ}$ , что близко совпадает со значениями, полученными из экспериментальных данных. Следовательно, модель применима для изучения гетеропереходов в полупроводниках. Однако, учитывая зависимость  $\varphi_n^*$  от температуры, необходимо учитывать возможность изменения знака  $\varphi_n^*$  при изменении температуры. В этом случае модель применима для изучения гетеропереходов в полупроводниках.



Уч. с. 6. Зависимость эффективной площади перехода от толщины окисного слоя. Кривые соответствуют различным материалам.

кого слоя окислов ( $\sim 20 \text{ \AA}$ ). Этот слой достаточно мал для прозвонки туннелирования, но он может быть до такой степени неоднородным по толщине, что повлияет на эффективную площадь перехода.

Другой причиной может служить наличие в области выхода пространственного заряда потенциального барьера на поверхности, т.е. утечки и краевых эффектов, которые оказывают значительное влияние на процесс формирования вольт-амперной характеристики. Для исключения этого область покрывают диэлектрическими слоями, например,  $\text{SiO}_2$ , или образуют область, ограниченную окислами  $\text{p-n}$  переходов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Вольфганг, В. В. Физика полупроводников. М.: Наука, 1978.
2. Шокли, У. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
3. Селвин, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
4. Делл, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
5. Селвин, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
6. Делл, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
7. Селвин, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
8. Делл, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
9. Селвин, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.
10. Делл, Р. Физика полупроводников. М.: Мир, 1979.

Этот документ является частью архива документов, относящихся к теме исследования. Он содержит информацию о результатах работы и методах исследования.

Высота барьеров Шоттки на контактах металл-полупроводник

| Металл | Работа выхода<br>$\phi_{\text{к}} - \text{эВ}$ | Высота барьера, эВ         |   |
|--------|--|----------------------------|---|
|        |  | скелотные поверх-<br>ности | химически обрабо-<br>танные поверхности<br>после старения [4] |
| 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   | 0,82                       | 0,81  |
| Ni     | 4,74   | 0,70                       | 0,67  |

течение  $\sim 30$  мин, то обычно наблюдается некоторое старение. После этого равновесные значения высот барьеров остаются в дальнейшем довольно стабильными и мало зависят от режимов заключительной химической обработки. Старение (деградация) связано с медленным изменением в пленке окислов, которая существовала уже перед выплением материала контакта.

Время, в течение которого происходит деградация, указывает на ионный, а не электронный характер процесса. Это может быть связано с миграцией загрязненных ионов через слой окисла. Причем, если ионы заряжены положительно, то в большинстве случаев под действием внешнего электрического поля они будут притягиваться к металлу. В процессе этой миграции распределение положительных зарядов совместно с комплексированными 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 величину чувствительности  $\sim 10^{-2}$ , наблюдаемую непосредственно после выпливания материала контакта, если выпливание состояний меняется под действием приложенного напряжения. Высокая плотность поверхностных оседа-

ний является, по-видимому, основным фактором, определяющим высоту барьера перехода металл-кремний, термически напыленным металлом на поверхность кремния, образовавшую 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, полученного напылением металла на химически обработанную поверхность кремния, уже зависит от природы контактного материала. Это говорит о том, что в таких случаях поверхностные состояния играют меньшую роль. Однако пределы изменения высоты барьера и в этом случае меньше пределов изменения работы выхода используемых 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>.

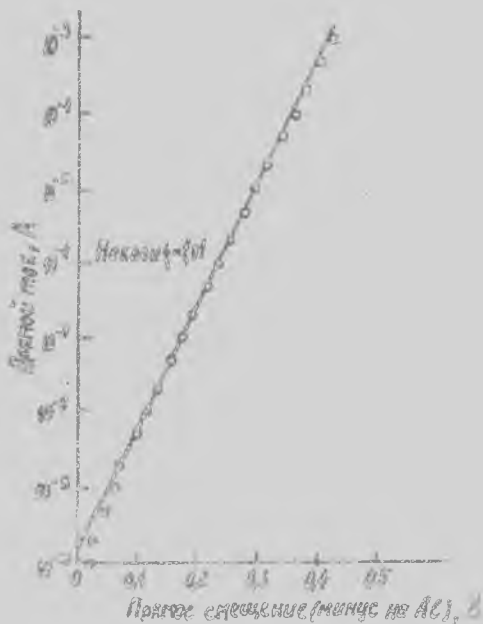
### Приборы со структурой металл-полупроводник

Приборы, выполненные на основе барьера металл-полупроводник, широко используются в цифровой логике, так как отличаются ясностью, быстротечностью и малыми размерами, если изготавливаются в структурах интегральных микросхем. Растет интерес и к мощным выпрямительным диодам Коттки, 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 Коттки позволяет пропускать через кристалл большие токи при более низких значениях падения напряжения в приборе, чем в случае диодов с р-р-р 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 области и, следовательно, величину емкости рассматриваемого конденсатора. Однако наибольшее распространение барьеры металл-полупроводник нашли в производстве полых транзисторов и диодов Коттки, формируемых в интегральных микросхемах.

Из табл. I следует, что при контакте алюминия с кремнием  $M$ -типа величина барьера достигает 0,69 эВ при концентрации донорной



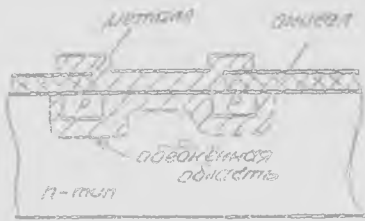
Р и с. 7. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода Шоттки, полученная напылением алюминия в вакууме на кремний  $n$ -типа проводимости:  $\circ$  — экспериментальные точки; — — зависимость, полученная расчетным путем

по  $n = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Диффузионное охранное кольцо (рис. 8) обеспечивает однородное электрическое поле и позволяет избавиться от пробоя у границ перехода. Аналогичная задача решается и с помощью полевого электрода (это область металл-диэлектрик-полупроводник). Такие методы усложняют изготовление интегральных микросхем, поэтому применение их ограничено необходимыми случаями. Следует отметить, что эти трудности значительно уменьшаются с уменьшением геометрических размеров приборов.

Диоды Шоттки с высокими параметрами могут быть изготовлены на основе тугоплавких материалов; в частности, как следует из табл. 1, достаточные высокие барьеры получаются при напылении из кремний

примеси  $\ll 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и тщательной очистке поверхности полупроводника. Малый уровень легирования необходим для того, чтобы загрузить туннельное проникновение через барьер свободных носителей заряда. Диоды, изготовленные вакуумным напылением алюминия на поверхность кремния, имеют характеристики, хорошо совпадающие с результатами теоретических расчетов (рис. 7). Однако из-за концентрации электрических силовых линий вблизи углов пробой при обратном смещении имеет слабую зависимость от прикладываемого напряжения и происходит при  $U_{обр} \approx 15$  В.

Для улучшения обратных характеристик диодов активную его часть изолируют с помощью диффузионных охранных колец или



Р и с. 8. Диффузия диода Шоттки, содержащая диффузионное охранное кольцо p-типа проводимости

A-типа платины. Особенно широко применение платины при изготовлении балочных выводов в интегральных схемах. Причем, если в технологии 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 сигнала, т.е. в качестве ключа.

Рассмотрим понятие "открывающего напряжения", которое относится к прямому падению напряжения. Под прямым падением напряжения понимают величину прямого смещения  $U_0$ , при котором наблюдается резкое увеличение тока, протекающего через диод в прямом направлении.

Выражением для тока (7), в котором  $f_0$  запишем в следующем виде:

$$I = I_0 \left( \frac{e^{-qU}}{1 - e^{-qU}} \right) \left( \frac{2q(U_0 - U)}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что  $f_0$ , так же как и  $f$ , зависит от напряжения  $U$  и имеет при этом квадратичную пропорциональность. Это означает, что по сравнению с экспонентой этой зависимости можно пренебречь. Тогда приближенно выражение (7) можно переписать в следующем виде:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = I_0' \quad (14)$$

где  $f_0$  зависит от напряжения, а  $f$  - постоянная, значение которой находится экспериментальным путем и лежит обычно в диапазоне 10...15.

Следует отметить, что (14) означает не линейной зависимостью от напряжения, а какой-то другой, некой кривой, которая в области открыва-



ния диода Шоттки. Однако, с инженерной точки зрения, все же можно говорить о пороге проводимости, если изобразить ВАХ в линейном масштабе (рис. 9).

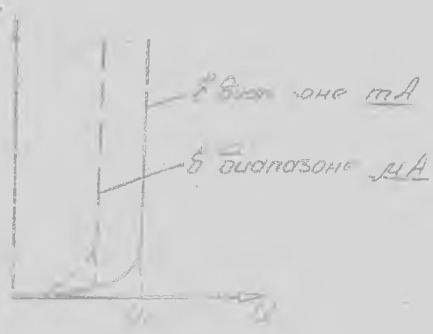


Рис. 9. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода Шоттки

тона 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 достаточно  $U_0$  может служить хорошим ориентиром наложенного напряжения на любом входе, находящемся в проводящем состоянии. Величину  $U_0$  можно определить из (15):

$$U_0 = \left( \frac{2qA}{e} \right) \cdot \ln \left( \frac{I_{sat}}{I} + 1 \right), \quad (15)$$

где  $I_{sat}$  — ток насыщения, направленный.

С точки зрения инженера-разработчика электронной схемы,  $U_0$  является всего лишь отсечкой, которая не имеет значения для логических элементов из кремния  $n$ -типа, имеет плотность  $450 \text{ мВ}$ . Это не 200 мВ меньше, чем значение  $U_0$  для элементов с барьером  $p$ - $n$  перехода.

ЭТОЛЬ... ВАХ... МРА... ПРОВОДИМ... ПАРАМЕТРЫ...

Величина Шоттки для тока, текущего через барьер, имеет вид

$$I = I_{sat} \left( \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \left( \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right) \right) \quad (16)$$

где  $C$  - константа, зависящая некоторым образом от температуры  $T$  определяемая рассматриваемой моделью потока свободных носителей заряда (эмиссия или диффузия).

После логарифмирования (16) получим выражение

$$\ln j = \ln C + b_1 \left( \exp\left(\frac{qU_b}{kT}\right) - 1 \right) - \frac{qU_b}{kT} \quad (17)$$

которое описывает зависимость  $\ln j$  от приложенного к барьеру напряжения  $U_b$  (рис. 10,а). Из анализа зависимости  $\ln j = f(U_b)$  следует, что высоту потенциального барьера можно определить из энергии активации, т.е. по наклону прямолинейного участка этой зависимости при фиксированном напряжении  $U_b$  (рис. 10,б).

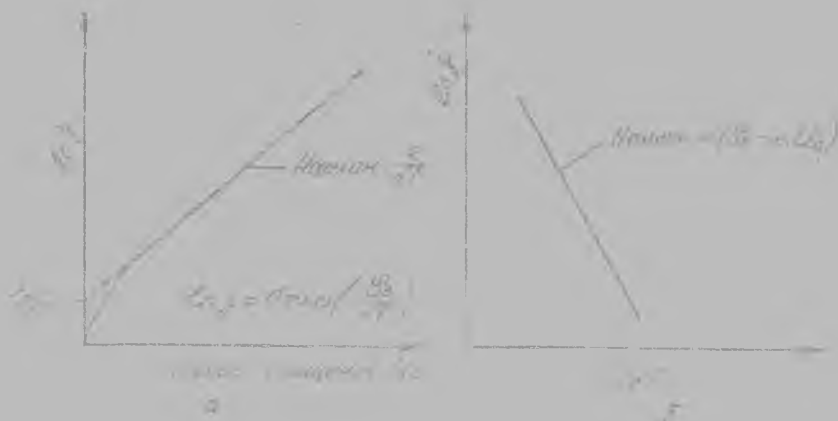
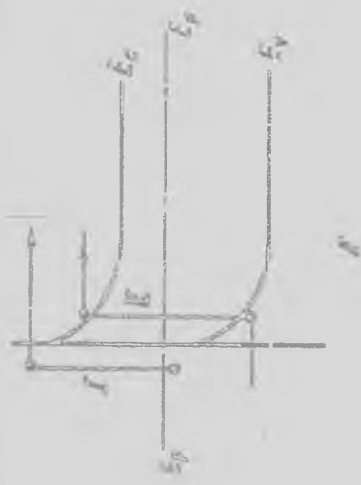
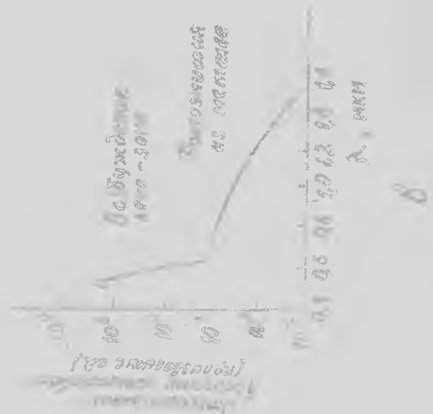
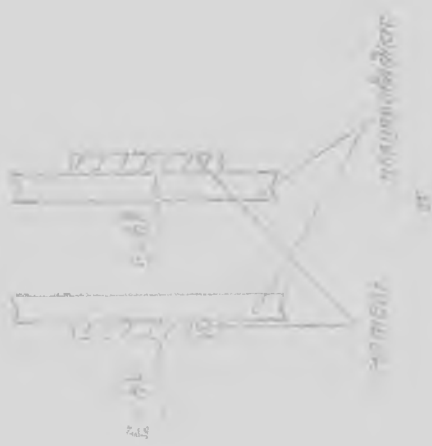


Рис. 10. Уравнительные переходы металл-полупроводник: а - вольт-амперная характеристика контакта металл-полупроводник при прямом смещении; б - высота  $U_b$   $\ln j$   $1/T$  для контакта металл-полупроводник при прямом смещении.

где  $U_0$  - напряжение, определяющее высоту барьера в контакте металл-полупроводник.

Отсюда следует, что при изменении температуры  $T$  и приложенного к контакту напряжения  $U_b$  (как и для металл-полупроводник при обратном смещении), ток через объем полупроводника  $j$  (рис. 11,а).



Р и с. II. Фотоответ перехода металл-полупроводник;  $\phi$  - освещенная поверхность;  $\delta$  - рез перепада или зазора поверхности; процесс фотозвуждения при различных энергиях фотона; В - при увеличении энергии фотона к фотоэмиссии электронов из металла В полупроводник добавляется зонное возбуждение электронов

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

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

Ток короткого замыкания, связанный с переходом фотовозбужденных электронов через барьер, должен быть пропорциональным величине  $(h\nu - \varphi_B)^2$ , если  $(h\nu - \varphi_B)$  больше, чем несколько  $kT$ . Поэтому зависимость квадратного корня фототока  $\sqrt{R}$  от  $h\nu$  должна изображаться прямой линией, а экстраполяция этой прямой к оси энергии дает высоту барьера  $\varphi_B$ . Случай контактов  $Al$  с  $n$ - и  $p$ -GaAs показан на рис. 12. Согласно данным рис. 1 высота барьера  $\varphi_{An} = (A_M - \chi_s)$ , а согласно рис. 2 барьер  $\varphi_{Bp}$  должен быть равен  $(E_s - A_M)$ , где  $E_s = \chi_s + E_g$ , поэтому сумма высот двух барьеров  $\varphi_{An} + \varphi_{Bp} = E_g$ . Этот вывод подтверждается данным рис.12, где  $(\varphi_{An} + \varphi_{Bp})e = 1,35$  эВ, что достаточно близко к ширине запрещенной зоны GaAs.

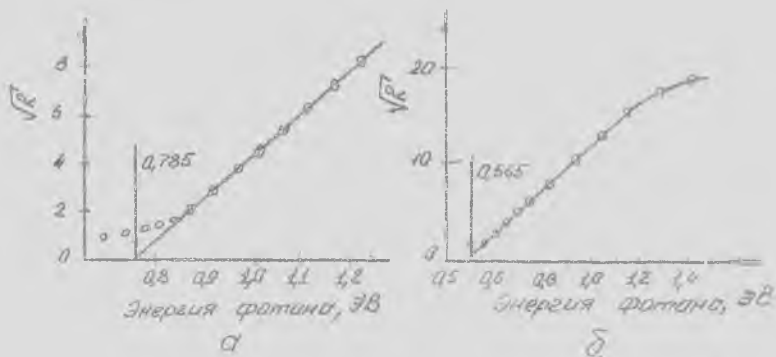


Рис. 12. Определение высоты барьера по спектральной зависимости фототока переходов металл-полупроводник Al-GaAs: а - GaAs  $n$ -типа; б - GaAs  $p$ -типа (масштаб по оси ординат произвольный)

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  $\sqrt{R}$  или  $\sqrt{(Rh\nu)}$ . Обе эти зависимости основаны на модели, учитывающей функцию плотности энергетических состояний.

Высоту барьера можно определить также путем измерения 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. 13).

В табл. 3 приведены экспериментальные определения значения 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 температурах можно вычислить:

1. Статические сопротивления в прямом и обратном направлениях приложенного напряжения ( $R = U/I$ ).

2. Динамическое сопротивление в определенной точке вольт-амперной характеристики ( $R_d = \frac{dU}{dI}$ ).

3. Коэффициент выпрямления при различных значениях приложенного напряжения:

$$k = \frac{I_{пр}}{I_{обр}} \text{ при } U_{пр} = U_{обр}$$

4. Температурный коэффициент прямого и обратного токов

$$\left( \frac{I}{I_0} \right) = \frac{dI}{I dT}$$



Р и с. 13. Вольт-фарадная характеристика диода Шоттки



### Определение параметров полупроводниковой полужоки

На вольт-амперные характеристики полупроводниковых выпрямителей в значительной степени влияет температура. Так, например, при ее повышении увеличиваются прямой и обратный токи. Это обусловлено уменьшением высоты барьера  $e\varphi_K$  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:

$$j_0 = C \exp\left(-\frac{e\varphi_K}{kT}\right), \quad (18)$$

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

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

$$\ln j_{01} = \ln C - \frac{e\varphi_K}{kT_1}, \quad (19)$$

$$\ln j_{02} = \ln C - \frac{e\varphi_K}{kT_2}. \quad (20)$$

Решая уравнения (19) и (20) относительно  $\varphi_K$ , получаем

$$\varphi_K = \frac{k e n \frac{j_{01}}{j_{02}}}{\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)}, \quad (21)$$

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 прыжковых атомов, внедренных в полупроводник. Для рабочих температур прибора, например, для кон-

пунктов на кремнии - это диапазон  $T \leq 397,7$  К, справедливы следующие выражения:

для полупроводника  $n$ - типа

$$R_n = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_n}{kT}\right), \quad (22)$$

для полупроводника  $p$ - типа

$$R_p = R_{0p} \exp\left(\frac{\Delta E_p}{kT}\right). \quad (23)$$

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

$$R_i = R_{0i} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (24)$$

В выражениях (22), (23) и (24)  $R_{0n}$ ,  $R_{0p}$  и  $R_{0i}$  - условные сопротивления полупроводниковых материалов при  $T \rightarrow \infty$ ;  $\Delta E_n$  и  $\Delta E_p$  - энергия активации примесных атомов, внедренных в полупроводник;  $E_g$  - 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

$$R_1 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_n}{kT_1}\right), \quad (25)$$

$$R_2 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_n}{kT_2}\right). \quad (26)$$

Для почленно выражения (25) и (26), получаем

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

откуда

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



Величины  $\Delta E_a$  и  $E_g$  определяются аналогичным образом.

## ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

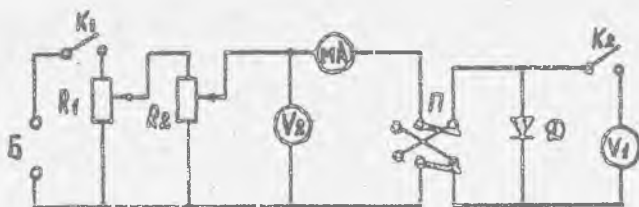
### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

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

При прохождении в цепи металл-полупроводник металл в случае  
несимметричных контактов значительная часть приложенного напряжения  
падает на коковых электродах. Падение напряжения на контакте  
металл-полупроводник называет ся падением потенциала  
а, существование которого обусловлено наличием потенциальных  
барьеров в области контакта металл-полупроводник и переходных со-  
противлений.

Для снятия вольт-амперных характеристик контакта металл-полу-  
проводник на постоянном токе образцы включают в схему, представле-  
нную на рис. 14. При снятии вольт-амперной характеристики в прямом  
направлении напряжение на выпрямляющем контакте определяется вольт-  
метром  $U_1$ , включаемым параллельно исследуемому контакту ключом  
 $K_2$ . Такое включение оправдливо, так как сопротивление контакта  
металл-полупроводник в этом случае во много раз меньше сопротивления  
вольтметра, что устраняет возможность шунтирования вольтметром ис-  
следуемого контакта. При снятии обратной ветви вольт-амперной ха-  
рактеристики напряжение на выпрямляющем контакте определяется вольт-  
метром  $U_2$  при разомкнутом ключе  $K_2$ . Сопротивление контакта  
при этом значительно превосходит сопротивление миллиамперметра, и  
это дает право пренебречь падением напряжения на миллиамперметре. Из-  
меняя величину и направление приложенного напряжения реостатами  $R_1$ ,  
 $R_2$  и ключом  $K_1$ , соответственно измеряют ток и напряжения. По  
экспериментальным данным строят график вольт-амперной характери-  
стики.

При исследовании тепловых характеристик контактов последние  
устанавливают в термостат и соединяют с измерительной схемой тибким  
паянгом. Допустимые значения токов и напряжений задаются преподава-  
телем, а температура определяется типом материала полупроводника и  
находится по справочнику. Для кремния, например, ее величина дости-



Р и с. 14. Принципиальная схема лабораторного стенда:  
 $V_1, V_2$  - вольтметры, измеряющие прямую и обратную ветви вольт-амперной характеристики соответственно;  
 $МА$  - миллиамперметр;  $D$  - исследуемый диод;  
 $R_1, R_2$  - сопротивления, регулирующие выходное напряжение;  
 $K_1, K_2$  - ключи электропитания;  $Б$  - батарея электропитания

гает 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. 14 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 обратных направлениях;

б) коэффициент выпрямления.

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

4. Сделайте выводы.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Модель Шоттки. Условия существования модели Шоттки.

2. Влияние поверхностных эффектов на процесс формирования вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник.

3. В чем отличие экспериментальной и теоретической зависимости тока от напряжения в контакте металл-полупроводник.

4. Определение высоты барьера по спектральной характеристике фотоответа перехода металл-полупроводник.

5. Расчет высоты барьера контакта металл-полупроводник по зависимости:  $I \propto \exp(-\phi/kT)$

6. Дiodы 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., Фойгт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.: Мир, 1975. С. 184-212.

Лысов В.Ф. Практикум по физике полупроводников. М.: Просвещение, 1976. С. 51-56, 111-139, 140-161.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА  
НА СВОЙСТВА ДИОДА ШОТКИ

Составитель Колпаков Анатолий Иванович

Редактор Е.Д.Антонова  
Техн. редактор Н.М.Каленчук  
Корректор И.С.Куприянова

Подписано в печать 1.07.92. Формат 60x84<sup>I</sup>/16  
Бумага оберточная. Печать оперативная.  
Усл.п.л. 1,6. Уч.-изд.л. 1,5. Усл.кр.-отт. 1,6.  
Тираж 500 экз. Заказ № 166. Бесплатно.

Самарский ордена Трудового Красного Знамени  
авиационный институт имени академика С.П.Королева.  
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Участок оперативной полиграфии Самарского  
авиационного института. 443001 Самара,  
ул. Ульяловская, 18.