

С.П. БАБЕНКО

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ $p-n$ ПЕРЕХОДОВ
Методические указания к лабораторной работе
Ф-6 а,б по курсу общей физики

Под редакцией Л.К. Мартинсона
1989г.

В работе изучаются выпрямляющие и туннельные свойства $p-n$ переходов, излагается теория этих свойств и описываются экспериментальные методы определения характерных параметров полупроводниковых диодов. Работа предназначена для студентов в качестве методического указания к выполнению лабораторной работы.

Цель работы - ознакомиться с теорией выпрямляющих и туннельных свойств полупроводниковых диодов, освоить экспериментальные методы определения некоторых параметров $p-n$ -переходов.

Введение

$p-n$ -переход образуется на контакте двух полупроводников с различными типами проводимости - электронного и дырочного. Он является основным элементом огромного класса полупроводниковых приборов. Такое широкое применение связано с многообразием ценных для практического использования свойств $p-n$ -перехода. Ими можно управлять, выбирая параметры полупроводников и меняя технологию изготовления $p-n$ -перехода. Это позволяет наиболее подходящие для выбранной цели свойства делать основными свойствами устройства. В частности, нелинейность активного сопротивления перехода является основным свойством выпрямительных диодов, используемых для преобразования частоты, детектирования, выпрямления и ограничения сигналов.

Нелинейным является и реактивное (емкостное) сопротивление $p-n$ -перехода. Это свойство - основное для диодов, используемых для генерации гармоник, модуляции и преобразования частоты, усиления СВЧ (сверхвысокочастотных) сигналов (параметрические усилители с малыми шумами), генерации и формирования импульсов.

Некоторые $p-n$ -переходы имеют очень широкую область пространственного заряда (сотни микрометров). Проводимость таких диодов почти пропорциональна количеству накопленных не основных носителей. Получающаяся структура накопленного заряда реагирует только на низкие частоты, что объясняется ее инерционностью. Поэтому такой диод на СВЧ будет представлять собой практически линейное сопротивление, значение которого регулируется внешним постоянным или низкочастотным напряжением. Диоды с управляемым сопротивлением могут успешно использоваться в СВЧ - переключателях, модуляторах СВЧ - мощности и аттенюаторах для управления амплитудой сигналов.

Некоторые $p-n$ -переходы имеют на вольт-амперной характеристике (ВАХ) участок с отрицательным сопротивлением (с ростом напряжения уменьшается ток или с ростом тока уменьшается напряжение). Его возникновение связано с такими физическими явлениями, как туннельный эффект, лавинные и пролетные явления в полупроводниковых структурах, высокочастотные неустойчивости в твердотельной плазме. Устройства с такими $p-n$ -переходами используются в качестве усилителей и генераторов сверхвысоких частот.

В данной работе изучаются свойства выпрямительных и туннельных диодов.

Теоретическая часть.

Объяснение электропроводимости полупроводников дается квантовой теорией электропроводимости. Решение уравнения Шредингера для электрона, движущегося в потенциальном поле кристаллической решётки, приводит к зонной теории. Сущность ее сводится к следующему:

1. Совокупность уровней энергии, разрешенных для электронов в кристалле, образует энергетические зоны. Внутри разрешенных зон уровни располагаются друг относительно друга на расстоянии, значительно меньшем средней энергии теплового движения электронов:

$$\Delta E \approx 10^{-22} \text{ эВ.}$$

2. Между зонами разрешенных уровней располагаются запрещенные зоны. Ширина запрещенных зон обычно много больше средней энергии теплового движения электронов.

3. С ростом энергии ширина разрешенных зон возрастает, а ширина запрещенных зон уменьшается.

4. Электроны заполняют разрешенные зоны, начиная с нижней в соответствии с принципом Паули, и числом возможных состояний в каждой зоне.

5. Последняя (по энергетической шкале) зона, в которой при $T=0$ имеются электроны, называется для полупроводников валентной. Следующая разрешенная зона называется зоной проводимости. При $T=0$ в полупроводниках валентная зона заполнена электронами полностью, а зона проводимости - пустая. При этом ширина запрещенной зоны между валентной и зоной проводимости $\Delta E = 0,7 \div 3 \text{ эВ}$.

Электроны полностью заполненных зон на проводимость электрического тока влияния не оказывают. Это объясняется тем, что для участия в токе электрон должен непрерывно менять энергию и переходить с одного энергетического уровня на другой, что в заполненной зоне запрещено принципом Паули.

Под действием энергии теплового движения часть электронов переходит из валентной зоны в зону проводимости. Обе зоны становятся частично заполненными электронами. Так как степень заполнения их различна, то различны и условия движения электронов в них. Расчёты показывают, что результат движения всех электронов валентной зоны, с точки зрения электропроводности, эквивалентен результату движения в ней положительных зарядов, число которых совпадает с числом вакантных мест в валентной зоне. Этот положительный заряд получил название "дырка". Условия ее движения при участии в токе близки к условиям движения электрона в зоне проводимости. Поэтому физические характеристики электронов и дырок практически совпадают. При переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости образуется равное число носителей обоих знаков (электронов и дырок), участвующих в проводимости.

p-n -переход образуется на контакте двух примесных полупроводников - электронного (n-типа) и дырочного (p-типа). Примесными называются такие полупроводники, у которых носители, принимающие участие в проводимости тока, образуются двумя способами:

1) за счет перехода электронов из зоны в зону (собственные носители); 2) за счет переходов с уровня, обеспечиваемого примесью (в n-типе), или на него (в p-типе). Примесь, поставляющая в зону проводимости электроны, называется донорной; примесь, поставляющая дырки в валентную зону - акцепторной.

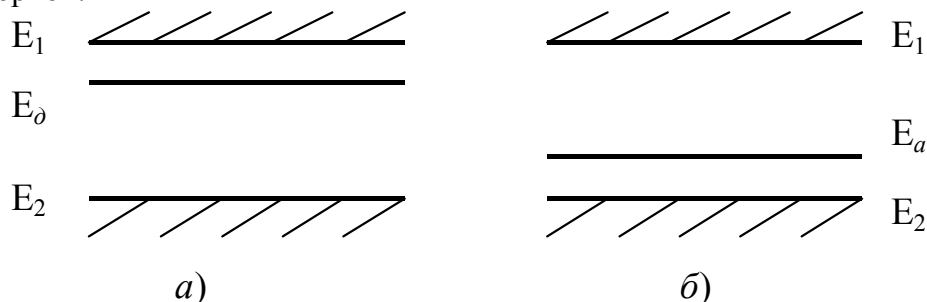


Рис.1

Технологически **p-n** -переход получают введением акцепторной (донорной) примеси с одного конца слаболегированного образца n-(p)-типа. Энергетический уровень донорной примеси E_d лежит в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости E_1 (см.рис.1.а).

Энергетический уровень акцепторной примеси E_a расположен в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны E_2 (рис. 1,б). Уровень Ферми E_F в примесном полупроводнике при $T=0$ лежит посередине между примесным уровнем и краем ближайшей зоны. С ростом температуры он перемещается к середине запрещенной зоны. Для материалов, образующих **p-n** -переход, обычно уровень Ферми при $T=300$ К лежит вблизи энергетического примесного уровня E_d или E_a . Для полупроводника с донорной примесью полная концентрация носителей складывается из концентрации собственных носителей n_0 и p_0 ($n_0=p_0$) и концентрации примесных электронов n_{np} . Обычно при комнатной температуре $n_{np} \gg n_0$, поэтому проводимость практически полностью обеспечивается примесными электронами. Полупроводники, у которых проводимость определяется в основном электронами, называются полупроводниками **n** -типа, или электронными. Электроны полупроводников **n** -типа называются основными носителями, а дырки - неосновными.

Полупроводники, у которых проводимость определяется в основном дырками, - это полупроводники **p** -типа, или дырочные. Дырки полупроводников **p** -типа называются основными носителями, а электроны - неосновными.

Рассмотрим контакт полупроводников **n**- и **p** -типов. Концентрация электронов в полупроводнике n-типа выше, чем в полупроводнике **p** -типа. Поэтому в процессе теплового движения возникает их преимущественный переход, т.е. возникает диффузионный ток основных носителей. Этот процесс приводит к образованию вблизи контакта двойного слоя объемного заряда ионизированных атомов доноров в полупроводнике n-типа и акцепторов в полупроводнике p-типа. Накопление заряда сопровождается возникновением контактного электрического поля, напряженность которого направлена от положительного заряда к отрицательному (рис.2). Это поле препятствует дальнейшему преимущественному перемещению основных носителей. В равновесном состоянии преимущественное перемещение прекращается. С существованием этого поля связана разность потенциалов ϕ_k , которая носит название контактной.

Расчет показывает, что

$$\phi_k = (E_{F1} - E_{F2}) / e \quad (1)$$

где E_{F1} - энергетический уровень Ферми для полупроводника n-типа, E_{F2} - энергетический уровень Ферми для полупроводников p-типа, e - элементарный электрический заряд.

Электрическое поле проникает в образцы **n** - и **p** -типов на глубину $d \approx 10^{-7}$ м. Величина d носит название ширины **p-n** -перехода или ширины слоя объемного заряда.

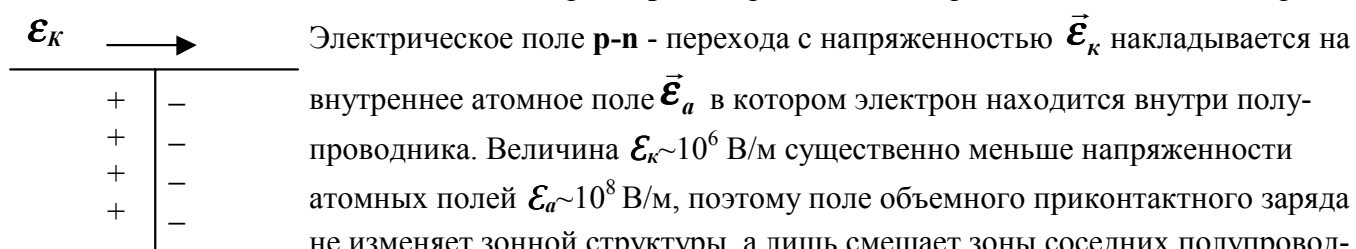


Рис.2

Вдали от **p-n** - перехода структура зон остается неизменной, т.е. уровень Ферми близок к зоне проводимости в **n**- области и к валентной зоне в **p** -области. В таком случае неизбежно относительное смещение зон полупроводников n- и p-типов.

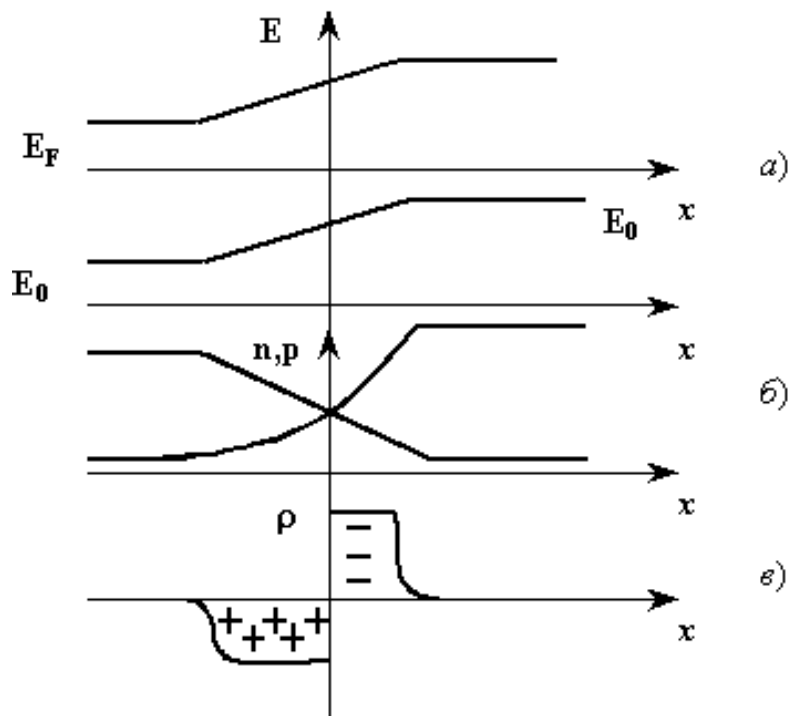


Рис.3

При этом расстояние от уровня Ферми до края валентной зоны ($E_F - E_2$) и края зоны проводимости ($E_1 - E_F$) меняется вдоль **p-n**-перехода (рис.3, а). Это означает, что вдоль него меняется концентрация свободных носителей (рис.3,б) поскольку она определяется соотношениями

$$n = N_c e^{-(E_1 - E_F)/kT}; \quad p = N_v e^{-(E_F - E_2)/kT}$$

где, N_c, N_v - объёмные плотности возможных состояний в зоне проводимости и в валентной зоне; E_1, E_2 - энергии краёв зоны проводимости и валентной зоны.

На рис.3, в приведена кривая изменения объёмного заряда в области **p-n**-перехода.

Выпрямляющие свойства p-n-перехода.

В силу непрерывного теплового движения в положении равновесия часть свободных носителей пересекает **p-n**-переход. Основные носители (электроны в полупроводнике **n**-типа и дырки в полупроводнике **p**-типа), пересекающие переход, создают ток I_0 одного направления. Неосновные носители (дырки в полупроводнике **n**-типа и электроны в полупроводнике **p**-типа), пересекающие переход, создают ток I_H противоположного направления. В отсутствии внешнего напряжения эти токи равны по величине и полный ток через **p-n**-переход равен нулю, т.е. $J = J_0 - J_H = 0$. Поскольку при пересечении перехода основные носители преодолевают потенциальный барьер $e\phi_k$, а неосновные - не преодолевают, то внешним напряжением можно регулировать значение полного тока $J = J_0 - J_H$ через **p-n**-переход, изменяя J_0 . Если направление поля внешнего напряжения V противоположно направлению контактного поля E_k , то суммарный потенциальный барьер $\phi = \phi_k - V$ для основных носителей уменьшается. Равновесие нарушается и через **p-n**-переход течет суммарный ток, который при $\phi \rightarrow 0$ может достигать очень большой величины, так как характеризуется преимущественным током основных носителей. Такой ток возникает, если "+" внешнего напряжения прикладывается к полупроводнику **p**-типа и "-" к полупроводнику **n**-типа. Напряжение указанной полярности на диоде (и соответствующий ему ток) называется положительным.

Если внешнее поле совпадает по направлению с контактным, то суммарный потенциальный барьер для основных носителей возрастает. Равновесие опять нарушается и через **p-n**-переход течет суммарный ток, направленный противоположно положительному току. Величина его теперь

определяется преимущественным переходом неосновных носителей, концентрация которых мала, поэтому и ток невелик. Этот ток и соответствующее ему напряжение на **p-n**-переходе называются отрицательными.

Расчет показывает, что полный ток основных и неосновных носителей через p-n-переход

$$J = J_H(\exp(eV/kT) - 1), \quad (2)$$

где J_H - ток неосновных носителей или ток насыщения; V - внешнее напряжение на **p-n** -переходе. При $V > 0$ $|eV| \gg kT \exp(eV/kT) \gg 1$ и $J = J_H \exp(eV/kT)$, т.е. экспоненциально изменяется с напряжением.

При $V < 0$ и $|eV| \gg kT \exp(eV/kT) \ll 1$ и $J = J_H = const$ т.е. ток стремится к постоянной величине. Теоретическая зависимость (2) тока от напряжения, т.е., ВАХ **p-n**-перехода, изображена на рис.4.

Туннельные свойства **p-n**-перехода

Согласно рис.3, в диоде энергетические зоны полупроводников разных типов сдвинуты относительно друг друга. При этом напротив энергетических уровней электронов проводимости полупроводника n-типа лежит запрещенная зона полупроводника p-типа. Это значит, что потенциальная энергия электрона, переносящего ток, имеет характер бесконечно широкого потенциального барьера.

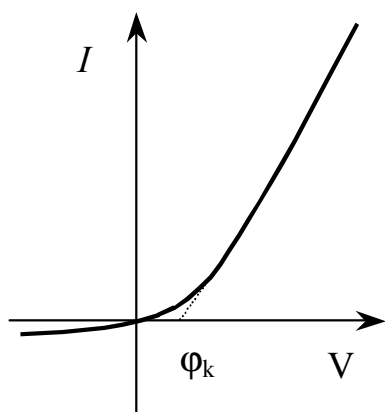


Рис.4

Аналогичное рассуждение справедливо и для дырок p-типа. Далее, описывая работу туннельных диодов, будем для простоты говорить только о движении электронов.

Технологической особенностью туннельного диода является очень высокая концентрация основных носителей исходных полупроводниковых материалов, образующих p-n-переход. Она достигает $n = 10^{25}$ 1/м³ в отличие от обычных для выпрямительных диодов значений $n = 10^{22}$ 1/м³. Такое изменение концентрации сопровождается: 1) большим отклонением смещения энергетических зон соседних полупроводников; 2) значительным уменьшением ширины p-n-перехода от нескольких микрон до десятков ангстрем; 3) перемещением уровня Ферми из запрещенной зоны в зону проводимости (в n-типе и в валентной зоне в p-типе) (рис.5).

Большое смещение энергетических зон приводит к тому, что энергетические уровни зоны проводимости в n-типе оказываются против запрещенной зоны (как в выпрямительном диоде) только в области **p-n**-перехода (ширина $d \sim 10$ Å).

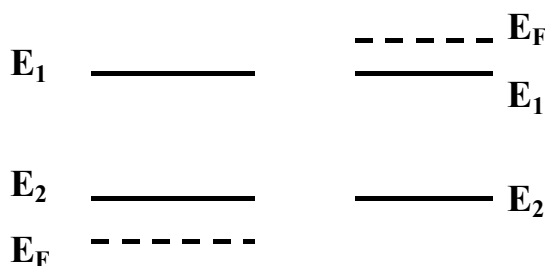


Рис.5

В толще полупроводника p-типа напротив зоны проводимости лежит валентная зона (см.далее

рис.9). Она заполнена электронами лишь частично. Действительно, при комнатной температуре вероятность заполнения уровней близка к единице при $E < E_F$ к нулю при $E > E_F$. Уровень Ферми в p-типе лежит в валентной зоне (рис.5), следовательно, валентная зона заполнена частично и ее электроны тоже участвуют в переносе тока. Для электронов проводимости, переходящих из зоны проводимости n-типа в валентную зону p-типа, ширина потенциального барьера ограничивается шириной p-n-перехода. Из-за высокой концентрации основных носителей в полупроводниках ширина p-n-перехода мала ($d \sim 10$ Å). Для таких электронов возможно проявление квантового туннельного эффекта и появление туннельного тока.

Нужно отметить, что в туннельных диодах возможен обычный механизм переноса тока, когда электроны перемещаются только по зоне проводимости, преодолевая потенциальный барьер

бесконечной ширины. Ток таких диодов называется диффузионным. Преобладание туннельного или диффузионного тока определяется величиной и полярностью внешнего напряжения на диоде. Грубо можно считать, что и для носителей диффузного тока (рис.6) и для носителей туннельного тока (рис.7) потенциальный барьер одномерен и имеет прямоугольную форму. В первом случае он бесконечен по ширине, а во втором конечен.

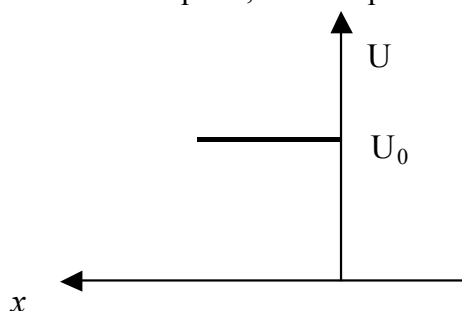


Рис.6

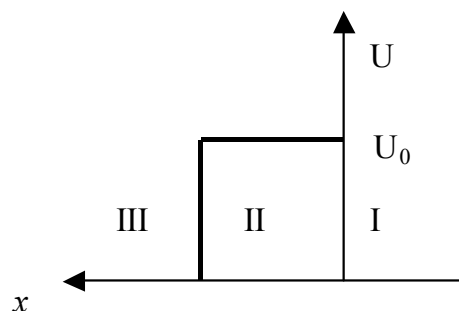


Рис.7

Рассмотрим теоретически основы туннельного эффекта. В классической теории частицы, имеющие энергию E , меньшую, чем высота потенциального барьера U_0 , не могут пройти через барьер и отражаются от него. Частицы, имеющие энергию, большую, чем высота потенциального барьера ($E > U_0$), переходят через барьер, не отражаясь. Поведение частиц при встрече с неоднородностью обычно характеризуется коэффициентами отражения R и прохождения D . Величина R есть отношение потока отраженных частиц к потоку падающих, а величина D – отношение потока проходящих частиц к потоку падающих. Очевидно, что $R+D=1$. Согласно сказанному о классических частицах, для них $R=1, D=0$, если $E > U_0$; $R=0, D=1$, если $E < U_0$.

Опыт показывает, что квантовые частицы, встречающие потенциальный барьер конечной ширины, при условии $E < U_0$ в общем случае имеют $D \neq 0$. Объяснение этому поведению дает квантовая механика. Коэффициенты отражения и прохождения определяются через плотности частиц в отраженном и проходящем потоках. Но плотность квантовых частиц в некотором элементарном объеме пропорциональна вероятности нахождения частиц в этом объеме, т.е. квадрату модуля волновой функции частицы $\psi(r)$ внутри этого объема. Поэтому нахождение коэффициентов отражения и прохождения связано с решением стационарного уравнения Шредингера.

Чтобы объяснить туннельный эффект с квантовой точки зрения, определим вначале поведение квантовых частиц на границе бесконечно широкого одномерного потенциального барьера (рис. 6). Решение этой задачи квантовой механики приводит к следующим значениям коэффициентов:

$$R = \left| \frac{K_1 - K_2}{K_1 + K_2} \right|^2; D = 4 \cdot K_1 K_2 / (K_1 + K_2)^2; \quad (3)$$

где

$$K_1 = (2\pi/\hbar)(2mE)^{1/2}; K_2 = (2\pi/\hbar)(2m(E-U_0))^{1/2},$$

\hbar - постоянная Планка, m - масса частицы.

Проанализируем выражение (3). Если энергия частицы больше высоты потенциального барьера U_0 , то из (3) получим следующие формулы:

$$R = [1 - (1 - U_0/E)^{1/2}] / [1 + (1 - U_0/E)^{1/2}]; D = 1 - R \quad (4)$$

В табл. 1 приведены несколько значений R и D в зависимости от величины U_0/E . Хотя $U_0/E \leq 1$, коэффициент отражения R равен не нулю, как это имеет место для классических частиц, а равен некоторой величине, возрастающей с ростом отношения U_0/E до $R=1$ при $U_0=E$. Если же частица налетает на высокий потенциальный барьер ($E < U_0$), то $k_2 = ik$, где

$$k = (2\pi/\hbar)(2m(U_0 - E))^{1/2}$$

и из (3) следует, что

$$R = \left| \frac{K_1 - iK}{K_1 + iK} \right|^2 = 1; D = 1 - R = 0 \quad (5)$$

Таблица 1

U_0/E	R	D
0.1	0.007	0.9993
0.9	0.6270	0.730
1	1.000	0.000

Итак, при $E < U_0$ коэффициент отражения равен единице. Казалось бы, что этот результат соответствует выводу классической теории. Но оказывается, что, хотя отражение является полным, имеется отличная от нуля вероятность обнаружить частицу за потенциальным барьером. Действительно, плотность вероятности $P(x)$ обнаружения частицы в некоторой точке пространства равна квадрату модуля волновой функции в этой точке. Для случая, когда $E < U_0$, волновая функция в области II имеет вид

$$\Psi_{II}(x) = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} e^{ik_2x} = \frac{2}{1 + i\sqrt{U/E - 1}} e^{-\frac{2\pi}{h}\sqrt{2m(U_0 - E)}x} \quad (6)$$

Поэтому

$$P(x) = |\Psi(x)|^2 = \frac{4E}{U_0} e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m(U_0 - E)}x} \quad (7)$$

Где x – координата, отсчитываемая от границы барьера в глубь области (см. рис. 6). Из (7) следует, что $P(x)$ не равно нулю, хотя и убывает экспоненциально с ростом x . Следовательно, квантовая частица может проникать в область, запрещенную для классических частиц. В табл.2 приведены рассчитанные по формуле (7) значения $P(x)/P(0)$ для электрона при нескольких значениях координаты точки x и $(U_0 - E) = 1$ эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Видно, что в данном случае эффективная глубина проникновения электрона в область потенциального барьера составляет величину порядка нескольких ангстрем.

Таблица 2

$P(x)/P(0)$	0,29	0,005	$4,5 \cdot 10^{-4}$
$x(\text{Å})$	1	5	10

Очевидно, если барьер имеет конечную ширину d и величина d будет порядка 10 Å , то электрон преодолет потенциальный барьер и окажется в области III, хотя его энергия меньше высоты барьера. Так объясняет туннельный эффект квантовая теория. Решение уравнения Шредингера для зависимости $U(x)$ изображенной на рис.7 при выполнении граничных условий в точках $x=0$ и $x=d$, приводит к следующему выражению для коэффициента прохождения в области III (см.рис.8):

$$D = D_0 e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m(U_0 - E)}d}$$

где $D_0 \approx 1$.

Видно, что проницаемость барьера в сильной степени зависит от массы частицы и ширины барьера. В табл.3 приведены значения коэффициента D для электрона при различных значениях величины d при $U_0 - E \approx 5$ эВ = $8 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Таблица 3

$D(x)$	0,1	0,003	0,008	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$
$d(\text{Å})$	1	1,5	2	5	10

Если же частица имеет большую массу или ширина барьера составляет сотни ангстрем, то величина D практически равна нулю.

Общий вывод: микрочастицы с энергией меньшей, чем высота потенциального барьера, с точки зрения квантовой механики, способны проникать сквозь потенциальный барьер (если ширина барьера d порядка десятков ангстрем). Такое прохождение не сопровождается потерей энергии частицей. Полученный результат находится в соответствии с опытными данными. Пользуясь приведенными теоретическими сведениями о туннельном эффекте и структуре энергетических зон туннельного диода, определим качественный характер его ВАХ (зависимости тока диода от величины внешнего напряжения на нем). При анализе ВАХ для простоты будем ограничиваться рассмотрением только электронной компоненты тока. Дырочная компонента ведет себя аналогичным образом. На рис.8...14, а, б, в приведены:

- структура энергетических зон;
- характер потенциального барьера, который представляет собой р-п-переход для электронов проводимости;

в) ВАХ диода.

В отсутствие внешнего напряжения на диоде свободные энергетические уровни зоны про-

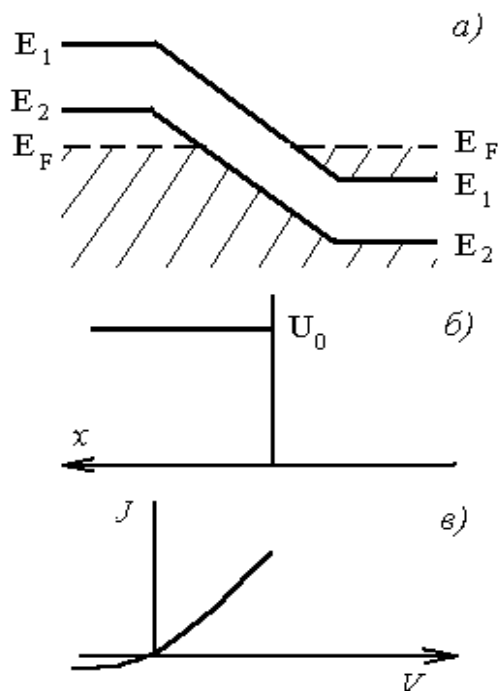


Рис.8

водимости n-типа лежат против свободных уровней валентной зоны p-типа. Занятые уровни лежат против занятых (рис.8,а). Следовательно, переход электронов в валентную зону исключен. Ток через переход сводится к диффузионному. В этом случае основные носители преодолевают потенциальный барьер бесконечной ширины (рис.8,б). Выше показано, что в отсутствие внешнего напряжения диффузионный ток равен нулю. При положительном напряжении к полупроводнику p-типа прикладывается положительный потенциал, а к полупроводнику n-типа -отрицательный. При этом все энергетические уровни (в том числе и уровень Ферми) в полупроводнике n-типа приподнимаются на величину eV , где V - внешнее напряжение на p-n-переходе, а e - заряд электрона.

При подаче достаточно малого внешнего напряжения (от 0 до $V=V_1$, рис. 9, в) напротив заполненных уровней зоны проводимости в n-типе оказываются свободные уровни p-полупроводника (рис.9,а). Они отделены узким потенциальным барьером (рис.9,б). Начинается переход электронов сквозь этот потенциальный барьер, и возникает туннельный ток.

На рис.9, в пунктиром показана полная ВАХ. Сплошной линией показана часть ВАХ от $V=0$ до напряжения $V=V_1$, которому соответствует приведенная в данном рисунке энергетическая диаграмма. Диффузионный ток при таком малом внешнем напряжении $V < V_1$ (рис.10, в) много меньше туннельного.

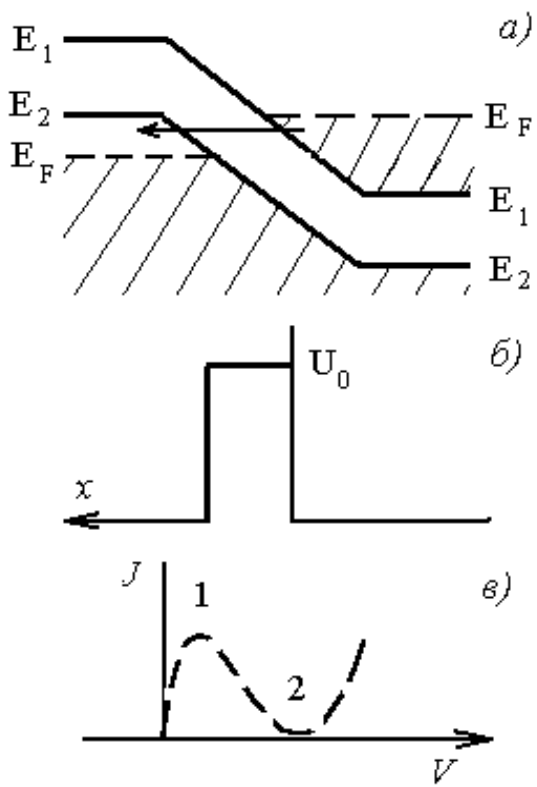


Рис.9

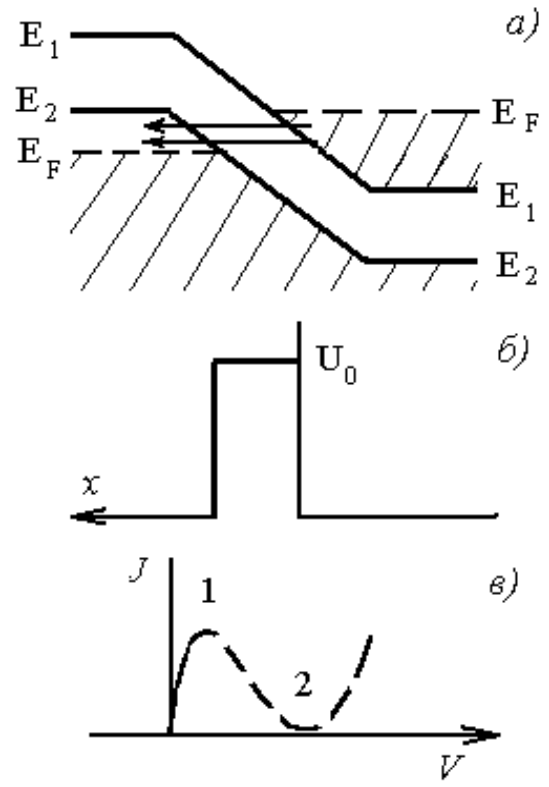


Рис.10

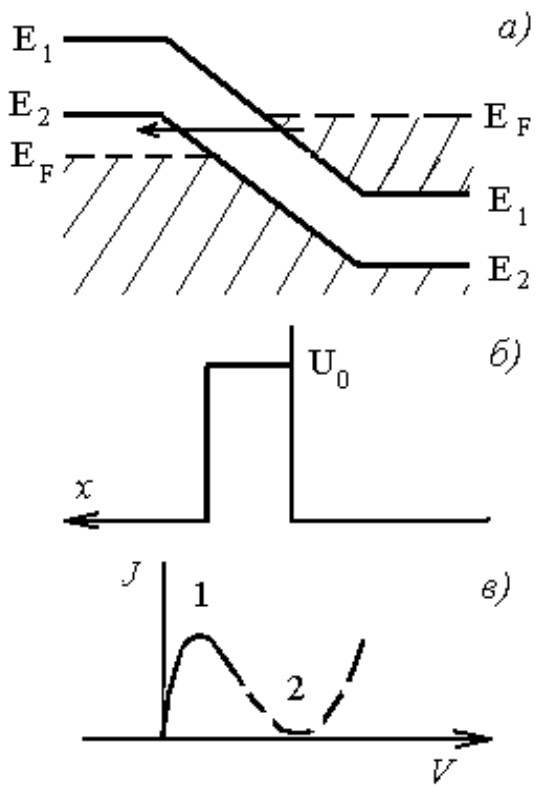


Рис.11

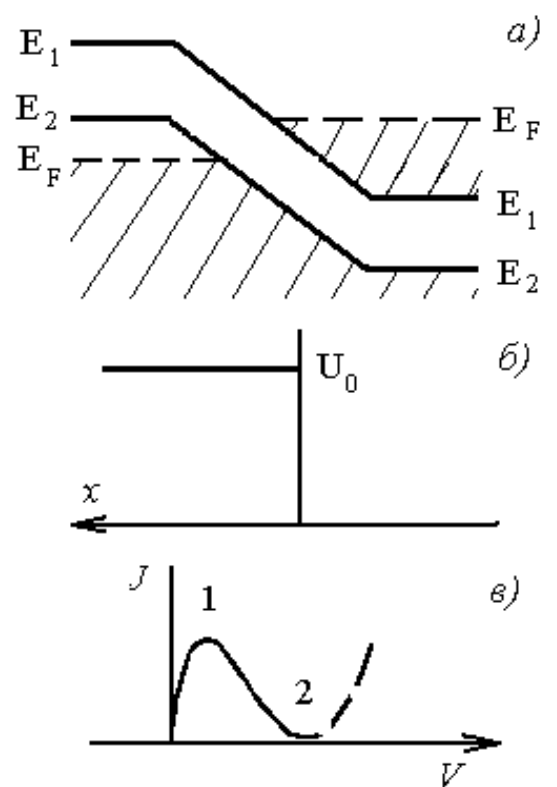


Рис.12

Туннельный ток достигает максимума (рис.10, в), когда уровень Ферми в полупроводнике n-типа совпадает с верхним краем валентной зоны полупроводника p-типа (рис.10, а). Дальнейшее увеличение внешнего положительного напряжения приводит сначала к уменьшению (рис.11, а), а за-

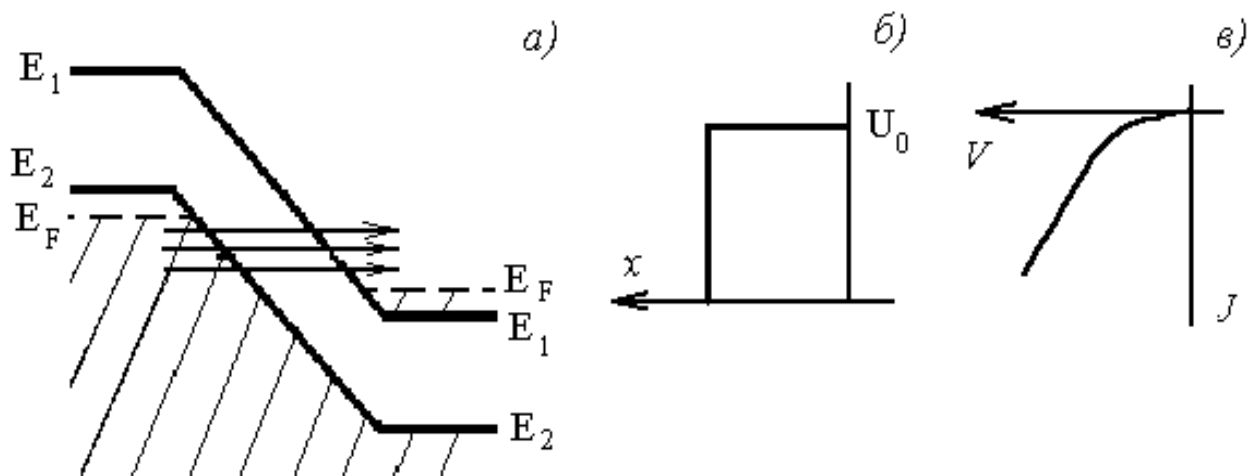


Рис.14

тем к исчезновению (рис.12,а) перекрытия занятых электронами уровней n-области в зоне проводимости и свободных уровней p-области в валентной зоне. При этом туннельный ток убывает и достигает практически нулевого значения.

Дальнейший рост внешнего напряжения уменьшает высоту потенциального барьера между зонами проводимости настолько (рис.13, б), что появляется диффузионный ток (рис.13,в), который с ростом напряжения резко возрастает. Этот участок ВАХ туннельного диода по характеру совпадает с ВАХ выпрямительного диода.

Если к туннельному диоду приложить внешнее напряжение обратной полярности ($V < 0$) и увеличивать его, то это приведет ко все большему перекрытию занятых уровней в валентной зоне p-области и свободных уровней зона проводимости n-области (рис.14, а). Туннельный ток при этом изменяет направление и с ростом V возрастает по величине (рис.14, в).

Участок 1-2 ВАХ туннельного диода (рис.13,в) характерен тем, что на нем с ростом напряжения ток убывает. Такой участок соответствует отрицательному дифференциальному сопротивлению ($z = dV/dJ < 0$) или отрицательной дифференциальной проводимости ($G = 1/2 dJ/dV < 0$). Если положительное активное сопротивление в электрической цепи переменного тока приводит к потере энергии сигнала за счет превращения ее в тепловую энергию, то отрицательное сопротивление в электрической цепи переменного тока увеличивает энергию сигнала. Именно поэтому устройства с участком отрицательного сопротивления могут использоваться в качестве усилителей и генераторов, в которых энергия источника постоянного тока может быть преобразована в энергию переменного сигнала. В настоящее время туннельные диоды используются в качестве усилителей и генераторов переменных сигналов в очень широком диапазоне частот - от самых низких до частот порядка 10 Гц.

Экспериментальная часть

В данной работе ставятся следующие задачи:

1. Снятие и построение ВАХ выпрямительного и туннельного диодов.
2. Определение по ВАХ диода зависимости сопротивления p-n-перехода от величины напряжения на нем.
3. Оценка контактной разности потенциалов ϕ_k выпрямительного диода.
4. Оценка совпадения экспериментальной зависимости тока выпрямительного диода от напряжения V с теоретической экспоненциальной зависимостью $J = f(V)$ при условии $eV \geq kT$ (при комнатной температуре $kT \cong 0,025$ эВ).

Дифференциальное сопротивление в любой точке экспериментальной ВАХ определяется графически с помощью соотношения:

$$r = \frac{dV}{dJ} = \lim_{\Delta J \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta J}$$

где ΔV - малое приращение напряжения в области выбранного значения V на ВАХ; ΔJ - приращение тока, соответствующее выбранному значению ΔV .

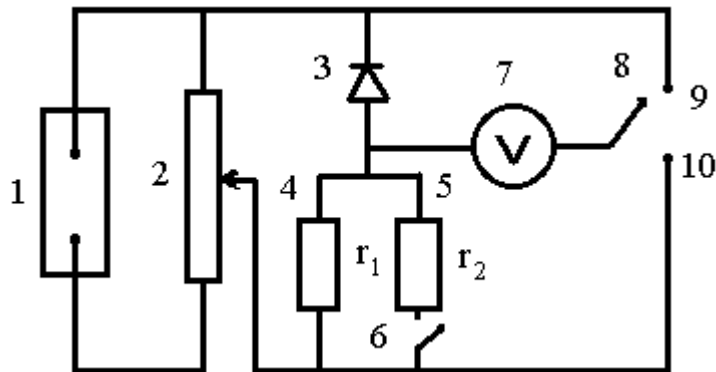


Рис.15

Контактная разность потенциалов определяется следующим образом. С ростом положительного напряжения на диоде сопротивление **p-n**- перехода уменьшается. Это уменьшение связано с тем, что с ростом приложенного напряжения внешнее поле компенсирует все контактное поле. Если внешнее напряжение станет равным контактной разности потенциалов ($V=\phi_k$), то контактное поле полностью нейтрализуется. При этом условии диод представляет собой обычное омическое сопротивление z , определяющееся геометрией полупроводников и их удельным сопротивлением. При $V>\phi_k$ ВАХ диода имеет линейный вид $V=\phi_k + J \cdot r$. Следовательно, прямая линия, являющаяся продолжением практически линейного участка положительной ветви ВАХ, пересекает ось напряжений в точке $V=\phi_k$ (см.рис.4).

Совпадение экспериментальной зависимости $V=f(V)$ с теоретической экспоненциальной зависимостью при $eV \geq kT$ для выпрямительного диода оценивается методом, изложенным в разработке кафедры [4].

Электрическая схема цепи для снятия ВАХ выпрямительного диода показана на рис.15. Цепь питается стабилизированным источником напряжения 1. Для обеспечения плавной регулировки напряжения на диоде 3 используется потенциометр 2. Напряжение на диоде измеряется вольтметром 7 типа В7-27. Ток через диод определяется, соотношением $J=U/r$. При замкнутом ключе 6 $r=r_1 r_2 / (r_1 + r_2) = 10 \text{ кОм}$, где $r_1(4) = 100 \text{ кОм}$, $r_2(5) = 10 \text{ кОм}$. При разомкнутом ключе $r=r_1 = 100 \text{ кОм}$.

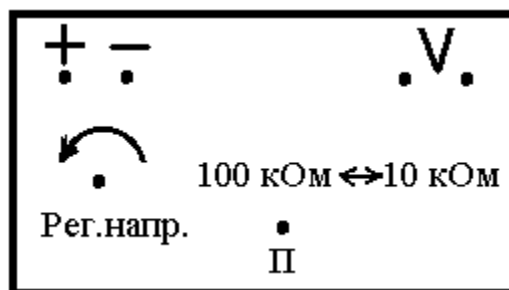


Рис.16

Переключение вольтметра с измерения напряжения на диоде (клемма 9 замкнута на клемму 8) на измерение напряжения на активном сопротивлении (клемма 9 замкнута на клемму 10) осуществляется с помощью кнопочного переключателя. При положении кнопки в отжатом состоянии вольтметр показывает напряжение на диоде, а в нажатом - напряжение на активном со-

противлении, пропорциональное току через диод. Экспериментальная схема собрана на плате (рис.16)

Гнезда «+» и «-» служат для подключения схемы к источнику питания. При подключении «+» источника питания к клемме "+" на плате диод включен в прямом направлении, при подключении "+" к "-" на плате - в обратном направлении. Ручка «рег.напр.» служит для регулировки напряжения на диоде. При нажатии кнопки «П» вольтметр, подключенный к гнездам "В", переключается с диода на активное сопротивление. Переключатель «г» в положении "10 кОм" замыкает сопротивление r_2 (см.рис.15) на сопротивление r_1 , а в положении "100 кОм" - отключает его.

Измерительная схема для снятия ВАХ туннельного диода приведена на рис.17. В качестве источника питания диода используется источник стабилизированного напряжения **Б5-43**. Выходное напряжение может меняться в пределах $V=0..10$ В с шагом $\Delta V=0,01$ В кодовым переключателем (на котором указано значение напряжений). Для измерения тока используется многопредельный прибор В7-27А. Ток диода, измеряемый в работе, меняется в пределах от десятков мкА до единиц мА. При этом внутреннее сопротивление прибора равно нескольким омам, что значительно меньше сопротивления диода для всех измеряемых токов. Это значит, что все выходное напряжение источника падает на диоде, т.е. $V=V_g$.

Проведение эксперимента

А.Снятие ВАХ выпрямительного диода.

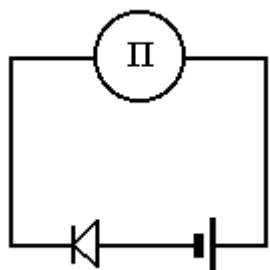


Рис.17

1. Подключить плату к источнику питания ("+" источника питания к клемме "+" на плате) и к вольтметру.
2. Переключатель шкал вольтметра поставить в положение «10 В».
3. Включить вольтметр и источник питания в сеть. На источнике питания выставить напряжение $\mathcal{E}=1$ В.
4. Переключатель "г" на плате поставить в положение 10 кОм (рис.16).
5. Ручкой «Рег.напряжения» выставить на диоде напряжение $V=0,15$ В.
6. Нажать кнопку П (рис.16) и измерить напряжение на активном сопротивлении. Результаты измерения напряжения на диоде V и активном сопротивлении V_r занести в табл.4

Таблица 4

V, В	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,43	0,44
V_r , В								
$J=Vr/r$, А $r=10$ кОм								

7. Измерения по п.п.5 и 6 провести для напряжений V на диоде, приблизительно равным следующим значениям: 0,5 В; 0,2 В; 0,25 В; 0,3 В; 0,35 В; 0,4 В; 0,43 В; 0,44 В. Если последние точки не удастся снять при напряжении на источнике $\mathcal{E}=1$ В, то снять их последовательно при значениях $\mathcal{E}=2$ В; $\mathcal{E}=3$ В; $\mathcal{E}=4$ В.

8. Ручку "Рег.напр." вернуть в крайнее правое положение.

9. Выставить на источнике напряжение 0.

10. Сменить полярность напряжения, подаваемого на диод. Для этого "+" источника питания подсоединить к "-" платы.

11. На источнике питания выставить напряжение $\mathcal{E}=10$ В.

12. Переключатель "г" на плате поставить в положение "100 кОм".

13. Ручкой "рег.напр." выставить на диоде $V=-1$ В.

14. Нажать кнопку П и измерить напряжение V_r на активном сопротивлении. Результаты занести в табл.5.

15. Измерения по п.п.4 и 5 провести для следующих напряжений на диоде: -1 В; -2В; -3 В; -6 В. Результаты занести в табл.5.

Таблица 5.

$V, В$	-1	-2	-3	-6	-9
$V_r, В$					
$J=V_r/r, А$					
$r=100кОм$					

16. Поставить ручку "Рег.напр." в крайнее правое положение.

17. Выставить на источнике $\mathcal{E}=0$.

Б.Снятие прямой ветви ВАХ туннельного диода:

1. Собрать схему, приведенную на рис.17. При этом положительную клемму источника подсоединить к положительной клемме диода (р -тип).
2. Поставить переключатель измерителя В7-27 А в положение «mA 100».
3. Меняя переключателем напряжение от 0 с шагом $\Delta V=0,01 В$ до 0,7 В, снять зависимость $J=f(V)$. При указанной полярности внешнего напряжения на ВАХ должен появиться участок, где ток с ростом напряжения падает.
4. Полученные результаты занести в табл.6.

Таблица 6

$V_0, В$	0,01	0,02	...	0,7	0,8	1	1,3
$I_0, мкА$							
$R=dV/dI Ом$							

5. Выключить из сети источник напряжения В5-43 и измеритель тока В7-27 А.

6. Отсоединить диод от источника напряжения и измерителя тока.

Обработка экспериментальных данных

Задание 1

1. По экспериментальным данным построить зависимость $I=f(V)$ для выпрямительного и туннельного диодов.
2. Пользуясь экспериментальной зависимостью $I=f(V)$ и соотношением $r=\Delta V/\Delta I$ определить дифференциальное, сопротивление диода при следующих значениях напряжения на нем:
 - а) для выпрямительного диода:
 - 1) $V=0,2 В$; 2) $V=0,25 В$; 3) $V=0,36В$; 4) $V=-2 В$; 5) $V=-0,4 В$.
 - б) для туннельного диода:
 - 1) $V=0,04 В$; 2) $V=0,08 В$; 3) $V=0,14 В$; 4) $V=0,3 В$; 5) $V=0,5 В$; 6) $V=0,7 В$.
- При определении взять $\Delta V=0,01 В$.
3. По найденным значениям, r построить график зависимости $r=f(V)$.
4. Провести касательную к построенной ВАХ диода в точке, соответствующей максимальному напряжению на диоде. Продолжить касательную до пересечения с осью напряжений. Значение V соответствующее точке пересечения, принять равным контактной разности потенциалов Φ_K .

Задание II

Проверить линейный характер экспериментальной зависимости $\ln(J)=f(V)$ предсказываемый теорией для прямой ветви выпрямительного диода при $V \geq 0,05 В$.

1. Для каждого значения V вычислить $\ln(J)$ и полученный результат занести в табл.7. Для дальнейших вычислений введем обозначения $V=x$; $\ln(J)=\varphi$.

Таблица 7.

i	$V(B)$ x	$\ln J$ y	$\bar{x} - x_i$	$\bar{y} - y_i$	$(\bar{x} - x_i)(\bar{y} - y_i)$	$(\bar{x} - x_i)^2$	$(\bar{y} - y_i)^2$
1							
2							
.							
.							
.							
	$\bar{x} =$				$\sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)(\bar{y} - y_i) =$	$\sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2 =$	$\sum_{i=1}^N (\bar{y} - y_i)^2 =$
	$S_x = \dots$		$S_y = \dots$		$K_{xy} = \dots$		$\Gamma = \dots$

2. По результатам измерений вычислить следующие статистические показатели эксперимента:

а) среднеквадратические отклонения

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2}, S_y = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{y} - y_i)^2}$$

где N - число измерений, для которых $V > 0,05$ В,

\bar{x} - среднее арифметическое всех экспериментальных значений напряжения на диоде;

\bar{y} - среднее арифметическое всех значений $\ln(J)$, соответствующих напряжениям, удовлетворяющим условию $(eV/kT) > 2$;

y_i, x_i - численные значения $\ln(J)$ и V в опыте с номером i ;

б) коэффициент ковариации

$$K_{xy} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)(\bar{y} - y_i)$$

в) коэффициент корреляции $r_K = K_{xy} / (S_x S_y)$

Вычисления следует выполнять на ЭКВМ "Искра-124" по приложенной к ней программе. При необходимости их можно провести на калькуляторе. В этом случае рекомендуется воспользоваться табл.3. Учитывая, что величины V и I измеряются с точностью до третьей значащей цифры, величины x и y следует вычислять с такой же точностью. Согласно указанной методике найденную экспериментальную зависимость $\ln(I) = f(V)$ можно с вероятностью $P = 1 - \alpha$ считать линейной, если коэффициент корреляции r_K удовлетворяет неравенству

$$\frac{|r_K| \sqrt{N - r_K}}{\sqrt{1 - r_K^2}} > t_\alpha(f)$$

где $t_\alpha(f)$ - квантили распределения Стьюдента. Их значения для числа степеней свободы $f = N - 2$ и различных уровней значимости α приведены в таблице, имеющейся в лаборатории. Проверить линейный характер зависимости $J = f(V)$ при $\alpha = 0,01$, т.е. с вероятностью $P = 0,99$. Полученный результат записать в отчете.

Контрольные вопросы

1. Что такое полупроводники **p**- и **n**- типов?
2. Что такое **p-n**-переход? Каков механизм образования перехода?
3. Из каких составляющих складывается суммарный ток через **p-n**-переход?
4. Почему суммарный ток через **p-n**-переход в отсутствие внешнего напряжения на нем равен нулю?
5. Как объяснить появление тока через **p-n**-переход при приложении к **p-n**-переходу внешнего напряжения?
6. Как объяснить выпрямляющие свойства **p-n**-перехода?

7. Как по ВАХ определить контактную разность потенциалов?
8. Что такое туннельный эффект?
9. Чему равны коэффициенты отражения R и прозрачности D для классических частиц на границе потенциального барьера конечной ширины, если энергия частиц $E < U_0$, где U_0 высота потенциального барьера. Объяснить эти значения.
10. Чему равны в тех же условиях коэффициенты R и D для квантовых частиц?
11. При каких условиях для квантовых частиц туннельный эффект становится заметным?
12. Каков принцип расчета коэффициентов R и D для квантовых частиц?
13. Объяснить физически зависимость тока туннельного диода от напряжения при положительных и отрицательных напряжениях на диоде?
14. Каков физический смысл отрицательного знака дифференциального сопротивления диода?
15. Назвать примеры практического использования выпрямительных и туннельных диодов.

Литература

1. Бушманов Б.М., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. - М.: Высшая школа, 1971.— 224 с.
2. Еркович С.П. Методические указания по применению регрессионного и корреляционного анализа для обработки результатов измерений в физическом практикуме. - М.; МВТУ, 1984. - 2 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. - М.: Наука, 1982, т.2. -496 с.
4. Смит Р. Полу проводники. - М.: Мир, 1982. - 560 с.