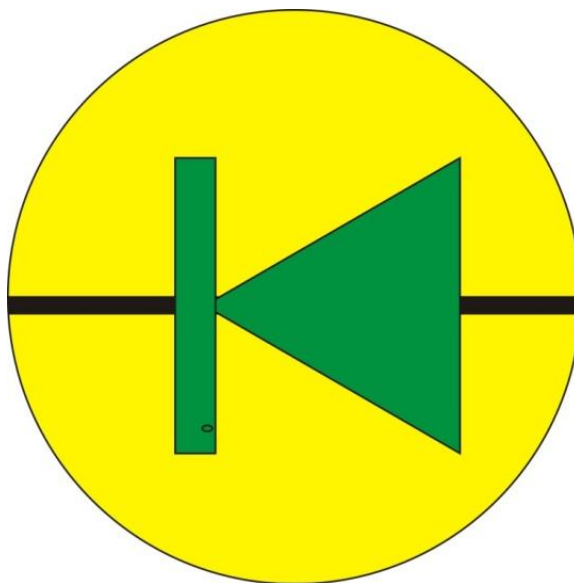


МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Р.Е.АЛЕКСЕЕВА**

Кафедра ФТОС /Физика и техника оптической связи/

**ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА
ЭЛЕКТРОННО ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА**



Нижний Новгород 2012

Составители: В.И.Голубев, С.Ю.Захаров, Т.С.Царевская, А. Б. Федотов.

УДК 539.2

Вольт-амперная характеристика электронно-дырочного перехода: лабораторная работа по курсу «Физические основы электроники» для студентов специальности 071700 – физика и техника оптической связи, дневной формы обучения/ НГТУ; сост: В.И.Голубев, С.Ю.Захаров, Т.С.Царевская, А.Б.Федотов; Н.Новгород, 2012. – 15с

Ответственный редактор С.Б.Раевский

Редактор Э.Б.Абросимова

Подп. 14.10.2012. Формат 60×84 1/16. Бумага газетная. Печать офсетная.

Печ.л. 1 . Уч.-изд.л 0.5. Тираж 500 экз. Заказ

Нижегородский государственный технический университет.

Типография НГТУ, 603950, Нижний Новгород, ул. Минина, 24.

- © Голубев В.И., 2012
- © Захаров С.Ю., 2012
- © Царевская Т.С., 2012
- © Федотов А.Б., 2012
- © НГТУ, 2012

ВВЕДЕНИЕ

Цель работы состоит в изучении физической сущности процессов, происходящих в выпрямляющем электронно-дырочном переходе.

В эксперименте предлагается исследовать вольт-амперную характеристику выпрямляющего кремниевого диода, рассчитать коэффициент выпрямления и определить высоту потенциального барьера на переходе.

1. Зонная структура кремния

Энергетическую структуру полупроводниковых кристаллов рассмотрим на примере кремния. Внешняя электронная оболочка изолированного атома Si, состоящая из двух подуровней $3s^2$ и $3p^6$, содержит в невозбужденном состоянии 4 электрона; два в состоянии $3s$ и два в состоянии $3p$. Остальные четыре состояния $3p$ не заполнены.

Для анализа поведения этих подуровней в конденсированных состояниях (жидкое, кристаллическое) необходимо учитывать взаимодействие между электронами соседних атомов.

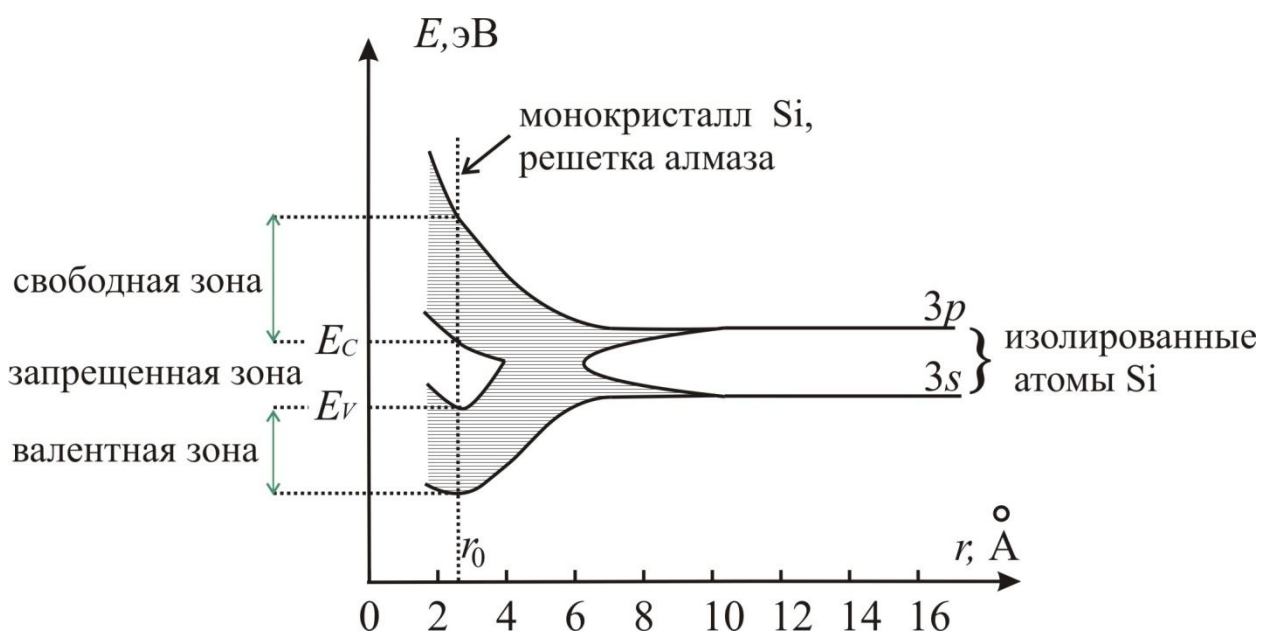


Рис.1

На рис.1 без соблюдения масштаба по оси ординат изображено положение энергетических подуровней $3s$ и $3p$ и зон для алмазоподобной кристаллической структуры, состоящей из $N=40$ атомов Si в зависимости от расстояния r между соседними атомами [1]. Рисунок показывает, что в интервале значений $10 \text{ Å} \leq r < \infty$ взаимодействием между атомами можно пре-

небрежь. Кратности вырождения подуровней $g_{3s} = 2N$ и $g_{3p} = 6N$; электроны распределены между ними поровну. При уменьшении r в результате взаимодействий различной физической природы – **кулоновского, ван-дер-ваальсовского и обменного**, вырождение подуровней снимается, состояния $3s$ и $3p$ объединяются в зону разрешенных значений энергии с общим числом состояний $8N$. При дальнейшем сближении атомов эта зона расщепляется на две с одинаковым числом состояний по $4N$ каждая. Нижняя, заполненная электронами, называется **валентной зоной**, верхняя – **свободной зоной** или **зоной проводимости**. Параметры E_C и E_V указывают положение дна зоны проводимости и потолка валентной зоны при равновесном для кристалла кремния значении $r = r_0 = 2,35 \text{ \AA}$. Зазор между свободной и валентной зонами называется **запрещенной зоной**. При температуре $T=300\text{K}$ ее энергетическая ширина $\Delta E_g = E_C - E_V = 1,11 \text{ эВ}$. Это много больше, чем энергия теплового движения электронов ($k_B T \approx 0,026 \text{ эВ}$ при той же температуре). Поэтому вероятность теплового заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости весьма мала. Оценить величину этой вероятности можно с помощью классического распределения Больцмана: $\exp(-\Delta E_g / k_B T) \cong 1,5 \cdot 10^{-10}$.

2. Статистика электронов и дырок в полупроводниках

Пусть в кристалле единичного объема в интервале энергий от E до $E + dE$ имеется dZ квантовых состояний. Величина

$$N(E) = \frac{dZ}{dE} \quad (1)$$

называется **плотностью состояний**. Если вероятность заполнения состояний с энергией E равна $f(E, T)$, то число электронов dn , находящихся в состоянии с энергией от E до $E + dE$, равно

$$dn = f(E, T) N(E) dE. \quad (2)$$

Для частиц с полуцелым спином, в том числе и для электронов, функция равновесного распределения $f(E, T)$ имеет вид

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - F}{k_B T}\right) + 1} \quad (3)$$

(функция Ферми-Дирака), где параметр F – **уровень Ферми**. Физический смысл этого параметра показан на рис.2, где представлены графики функции $f(E, T)$ для трех различных температур $T_1 = 0 \text{ K}$, $T_2 \neq 0$ и $T_3 > T_2$. Видно, что, уровень Ферми представляет собой пограничное значение энергии; вероятность заполнения разрешенного состояния с энергией $E = F$ равна 0,5. При абсолютном нуле все уровни энергии, расположенные ниже уровня Ферми, заполнены, а все уровни с энергиями $E > F$ пусты.

В случае $T \neq 0$ график распределения плавно изменяется от 1 до 0 главным образом в пределах $F - 2k_B T < E < F + 2k_B T$, а вероятность заполнения разрешенного состояния с энергией $E = F$ равна 0,5.

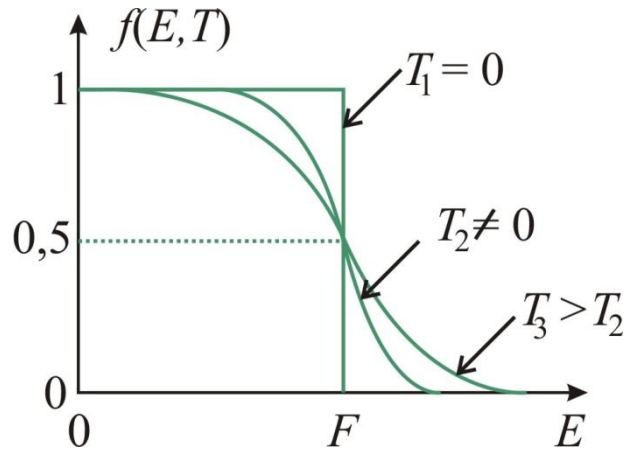


Рис.2

Состояние в валентной зоне, незаполненное электроном, ведет себя как положительный носитель заряда. Это состояние называют **дыркой**. Функция распределения дырок $f_p(E, T) = 1 - f(E, T)$.

В **собственных** полупроводниках, не содержащих легирующих примесей, концентрации электронов (n) и дырок (p) одинаковы: $n = p = n_i$. В полупроводниках n -типа, легированных **донорной** примесью, $n > p$. В этом случае электроны называют **основными** носителями, а дырки – **неосновными**. Для кремния и германия донором обычно служат атомы фосфора или мышьяка. С целью создания дырочной проводимости полупроводник легируют **акцепторной** примесью (в случае кремния это атомы бора). Концентрации электронов, дырок, а также концентрации положительно заряженных ионов донора N_D^+ и отрицательно заряженных ионов акцептора N_A^- удовлетворяют **уравнению электронейтральности**

$$p + N_D^+ = n + N_A^- \quad (4)$$

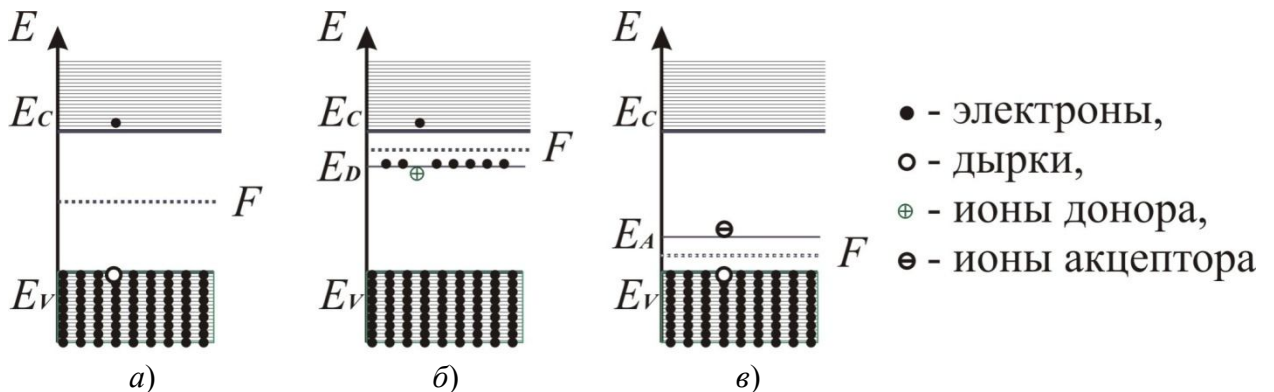


Рис.3

На рис.3,а показано положение уровня Ферми в собственном полупроводнике вблизи абсолютного нуля температур. В этом случае, как отмечалось выше, уравнение электронейтральности (4) принимает вид $p = n$. Аналогичные диаграммы для полупроводников n - типа и p - типа представлены на рис.3,б и рис.3,в (E_D и E_A – энергетические уровни доноров и акцепторов примеси соответственно). В области достаточно низких температур можно пренебречь тепловым забросом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому уравнение электронейтральности принимает вид $N_D^+ = n$ (полупроводник n – типа, рис.3,б) или $p = N_A^-$ (полупроводник p – типа, рис.3,в).

В общем случае положение уровня Ферми зависит от температуры и уровня легирования полупроводника. Если он расположен достаточно далеко от краев зоны, так что, например, для полупроводника n - типа справедливо неравенство $E_C - F \gg k_B T$, полупроводник называется **невырожденным**. В

этом случае выражение (3) принимает вид $f(E, T) \cong \exp\left(\frac{F - E}{k_B T}\right)$, что соответствует классической функции распределения Больцмана.

Расчет концентраций носителей тока в невырожденном полупроводнике путем интегрирования формулы (2) по всем разрешенным значениям энергии приводит к следующему результату:

$$n = N_C \exp\left(\frac{F - E_C}{k_B T}\right) \text{ и } p = N_V \exp\left(\frac{E_V - F}{k_B T}\right), \quad (5)$$

где

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \text{ и } N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (6)$$

– **эффективные плотности состояний** в зоне проводимости и валентной зоне, m_n и m_p – **эффективные массы** электронов и дырок [2].

Произведение

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{k_B T}\right) = n_i^2 \quad (7)$$

не зависит от положения уровня Ферми и равно квадрату концентрации электронов в беспримесном полупроводнике.

3. Контакт электронного и дырочного полупроводников

Рассмотрим **резкий p - n переход** (рис.4,а), когда концентрации примесей N_D и N_A в полупроводнике скачком изменяются от некоторого постоянного значения до нуля в плоскости раздела с координатой $x = 0$. Эта плоскость называется **металлургической границей p - n – перехода**.

При образовании контакта в области $p-n$ – перехода возникает градиент концентрации электронов и дырок, что служит причиной **диффузионного тока** через $p-n$ – переход $I_{p-n} = I_{Dp} + I_{Dn}$, где $I_{Dp} \sim \nabla p$ и $I_{Dn} \sim \nabla n$ – диффузионные токи дырок и электронов, пропорциональные градиентам соответствующих концентраций. В результате в приконтактной области условие электронейтральности нарушается и формируется двухслойная **область пространственного заряда** (ОПЗ). На рис.4,б границы этой области обозначены как x_p и x_n .

Отметим, что металлургическая граница $p-n$ – перехода, в общем случае не совпадает с его **физической границей** x_i , определяемой условием $n(x_i) = p(x_i)$. Значение координаты x_i зависит от многих параметров; как правило, $x_i > 0$, если $N_A > N_D$.

В ОПЗ появляется контактное электрическое поле \vec{E}_k , направленное от n – области к p – области. Обусловленный этим полем встречный **дрейфовый ток** дырок и электронов $I_{n-p} = I_{Ep} + I_{En}$ компенсирует диффузионный ток I_{p-n} . В состоянии термодинамического равновесия дрейфовый ток численно равен диффузионному току. Введем для этой величины обозначение

$$I_{p-n} = I_{n-p} = I_0. \quad (8)$$

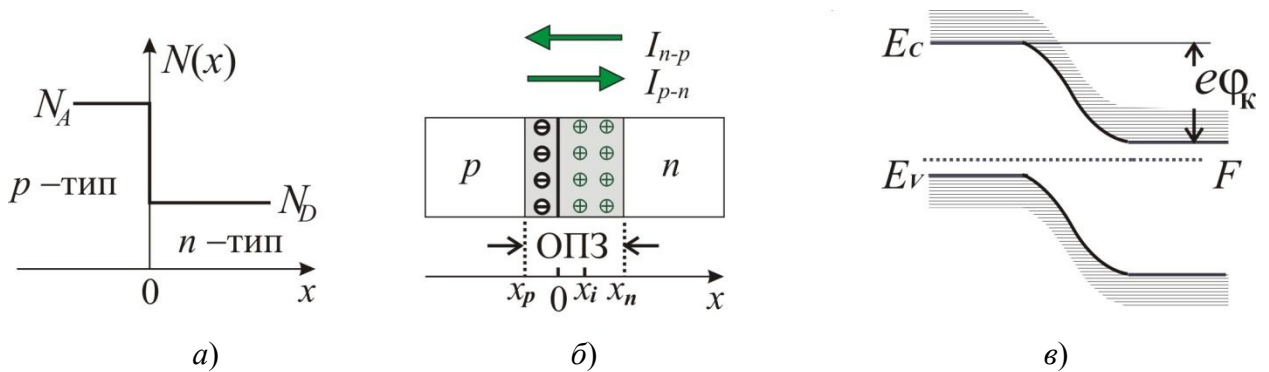


Рис.4

Обязательным условием термодинамического равновесия является постоянство уровня Ферми во всех областях полупроводника. Это постоянство достигается за счет искривления энергетических зон в ОПЗ где $\vec{E}_k \neq 0$ (рис.4,в). Высота энергетического барьера $e\phi_k$ определяется разностью положений уровня Ферми в изолированных полупроводниках n – типа и p – типа (см. рис.3,б,в) или, в эквивалентной формулировке, соответствующей разностью работ выхода A_n и A_p для электрона из полупроводника в вакуум:

$$e\phi_k = A_n - A_p. \quad (9)$$

Здесь e – элементарный заряд, ϕ_k – контактная разность потенциалов.

Для вычисления термодинамически равновесной ширины области пространственного заряда $z_0 = x_n - x_p$ (рис.4,б) необходимо решить одномерное уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (10)$$

совместно с граничными условиями

$$\varphi(x_p) = 0, \quad \varphi(x_n) = \varphi_k, \quad (11)$$

$$\varphi'(x_p) = \varphi'(x_n) = 0. \quad (12)$$

В (10) $\rho(x)$ – объемная плотность электрического заряда в ОПЗ, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника. В области $x < 0$ объемный заряд отрицателен, а в области $x > 0$ – положителен; координатную зависимость его плотности можно грубо определить как ступенчатую функцию:

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A^-, & x_p < x < 0 \\ eN_D^+, & 0 < x < x_n \end{cases}. \quad (13)$$

В этом приближении решение краевой задачи (10-12) имеет вид

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{eN_A^-}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x-x_p)^2, & x_p \leq x \leq 0 \\ \varphi_k - \frac{eN_D^+}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x_n-x)^2, & 0 \leq x \leq x_n \end{cases}. \quad (14)$$

С помощью (14) и условия непрерывности потенциала на металлургической границе перехода $\varphi(-0) = \varphi(+0)$ получаем:

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0}(N_D^+x_n^2 + N_A^-x_p^2), \quad (15)$$

что вместе с законом сохранения заряда в форме $N_D^+x_n + N_A^-x_p = 0$ позволяет получить выражение для ширины двойного слоя ОПЗ в виде

$$z_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k(N_A^- + N_D^+)}{eN_A^-N_D^+}}. \quad (16)$$

Введем обозначения n_n и n_p – концентрации электронов в электронейтральных областях $x \geq x_n$ (здесь электроны – **основные** носители) и $x \leq x_p$ (**неосновные** носители). Аналогичные обозначения для основных и неосновных дырок – p_p и p_n . Из формул (5) и рис.3,в следует, что основные и неосновные носители связаны соотношениями

$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{k_B T}\right) \text{ и } p_n = p_p \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{k_B T}\right). \quad (17)$$

4. Выпрямление на $p-n$ переходе

При наличии внешнего напряжения U на $p-n$ – переходе равновесие нарушается (рис.5). В случае прямого смещения (рис.5,а) высота потенциального барьера уменьшается, что приводит к инжекции дополнительных неравновесных носителей заряда в ОПЗ. В случае обратного смещения (рис.5,б) концентрация носителей заряда в ОПЗ уменьшается по сравнению с равновесными значениями. Формулы (5) непригодны для расчета неравновесных концентраций электронов и дырок в ОПЗ и прилегающих областях; вместо них используют выражения

$$n = N_C \exp\left(\frac{F_n - E_C}{k_B T}\right) \text{ и } p = N_V \exp\left(\frac{E_V - F_p}{k_B T}\right), \quad (18)$$

где F_n и F_p – **квазиуровни Ферми** для электронов и дырок. Соответственно соотношение для неравновесных концентраций электронов и дырок принимает вид

$$np = N_C N_V \exp\left(\frac{F_n - F_p - \Delta E_g}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{F_n - F_p}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right). \quad (19)$$

В (19) учтено, что в пределах ОПЗ разность квазиуровней F_n и F_p можно считать постоянной (рис.5,а,б) и равной $F_n - F_p = eU$.

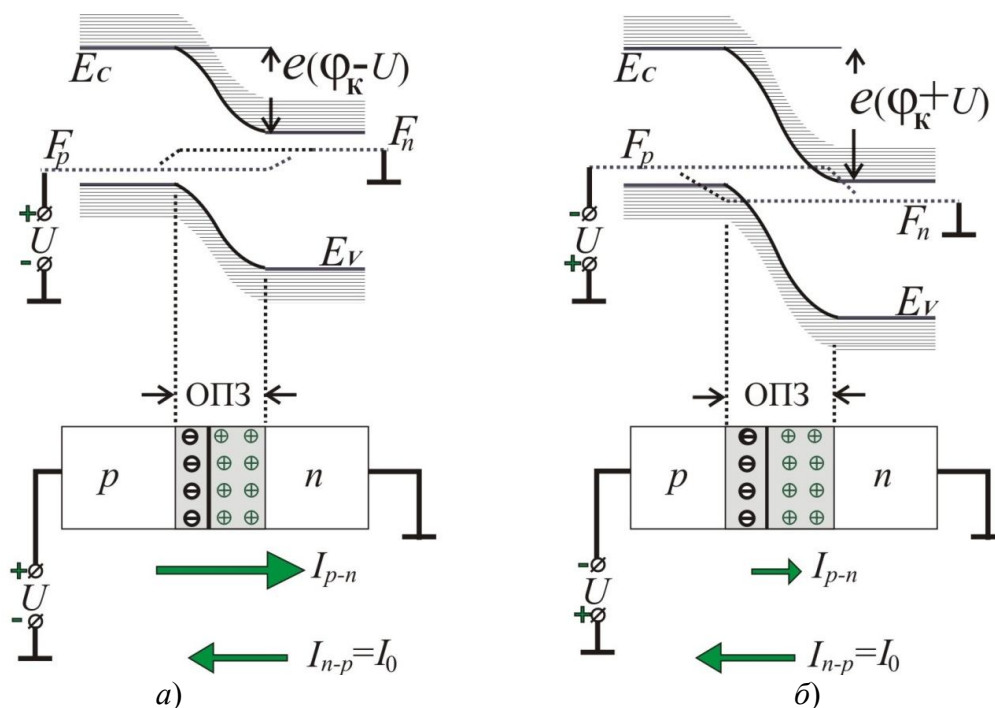


Рис.5

Анализ формул (17,18,19) и рис.5 показывает, что концентрация основных носителей практически не зависит от приложенного напряжения; при этом концентрации неосновных носителей подчиняются зависимости

$$n_p = n_n \exp\left(\frac{e(U - \varphi_k)}{k_B T}\right) \text{ и } p_n = p_p \exp\left(\frac{e(U - \varphi_k)}{k_B T}\right). \quad (20)$$

Увеличение концентрации неосновных носителей стимулирует их рекомбинацию с основными носителями и, как следствие, увеличивает их градиент и диффузионный ток основных носителей I_{p-n} . В то же время дрейфовый ток неосновных носителей $I_{n-p} = I_0$ от напряжения U практически не зависит [1,2]. Таким образом, равновесное соотношение (8) между величинами диффузионного и дрейфового токов нарушается. В случае прямого смещения $I_{p-n} > I_{n-p}$ (рис.5,а), при обратном смещении $I_{p-n} < I_{n-p}$ (рис.5,б).

Используя соотношения (20) и уравнение непрерывности, можно показать [1,2], что **вольт - амперная характеристика** (ВАХ), или зависимость суммарного тока $I = I_{p-n} - I_{n-p} = I_{p-n} - I_0$ через $p-n$ – переход от напряжения U , имеет вид

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right), \quad (21)$$

где

$$I_0 = A(T) \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{k_B T}\right), \quad (22)$$

$A(T)$ – медленная функция температуры.

График идеальной ВАХ для резкого $p-n$ – перехода представлен на рис.6.

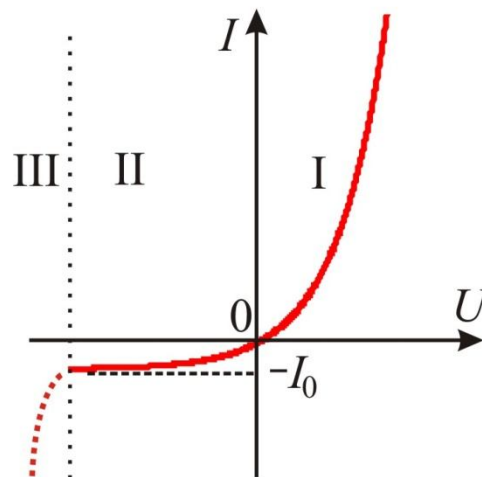


Рис.6

Как видно из рисунка, ВАХ $p-n$ – перехода является нелинейной и несимметричной функцией относительно смещения U .

При прямом смещении ток быстро растет, будучи обусловлен экспоненциальным ростом градиента основных носителей из-за инжекции неосновных. Это диффузионный ток основных носителей (область I на рис.6). При обратном смещении (область II на рис.6) преобладает дрейфовый ток неосновных носителей.

В рассматриваемой модели не учитываются многие факторы, влияющие на ВАХ $p-n$ – перехода: механизмы генерации – рекомбинации в сильных полях, туннельный эффект, нерезкость $p-n$ – перехода, наличие объемного сопротивления. В частности, при больших положительных смещениях зависимость $I = I(U)$, вместо экспоненциальной, становится линейной, поскольку начинает сказываться сопротивление всего объема полупроводника. При достаточно высоких значениях обратного смещения обратный ток резко возрастает (область III на рис.6). Это явление называется **пробоем**. Одной из причин пробоя $p-n$ – перехода является лавинообразная генерация электронов в достаточно сильном электрическом поле.

С точки зрения практического использования $p-n$ – перехода в качестве выпрямляющего диода важнейшими характеристиками ВАХ являются: **дифференциальное сопротивление**

$$R_d = \frac{dU}{dI}, \quad (23)$$

и **коэффициент выпрямления**

$$K(U) = \left| \frac{I(U)}{I(-U)} \right|. \quad (24)$$

5. Экспериментальная часть

5.1 Описание установки

Схема установки для изучения ВАХ диода представлена на рис.7.

Исследуемый диод I помещается в термостат, подогреваемый резистивным элементом δ , на который подается напряжение с ЛАТРа 9 . Напряжение с источника питания 6 подается на диод I и измеряется вольтметром 5 .

Ток через диод вычисляется по формуле $I = \frac{U_4}{1_{\text{кОм}}}$, где U_4 – показания милли-

вольтметра 4 . Для изменения полярности смещения используется переключатель 7 . К термопаре 2 подключен милливольтметр 3 , позволяющий контролировать температуру диода.

5.2. Правила техники безопасности при работе на установке

1. Включать установку в сеть только после проверки ее инженером или преподавателем.
2. Не касаться руками диода и металлических частей нагревательного элемента при включенной установке.
3. Отключить установку после окончания измерений.

5.3. Подготовка установки к работе

1. Установить переключатель нагревательного элемента в положение «откл.»

2. Установить переключатель напряжения на источнике питания в положение «0,0,0», тока - в положение «1,9,9».
- 3 Включить в сеть источники питания, микроамперметр, вольтметр, милливольтметр и измерительный стенд.

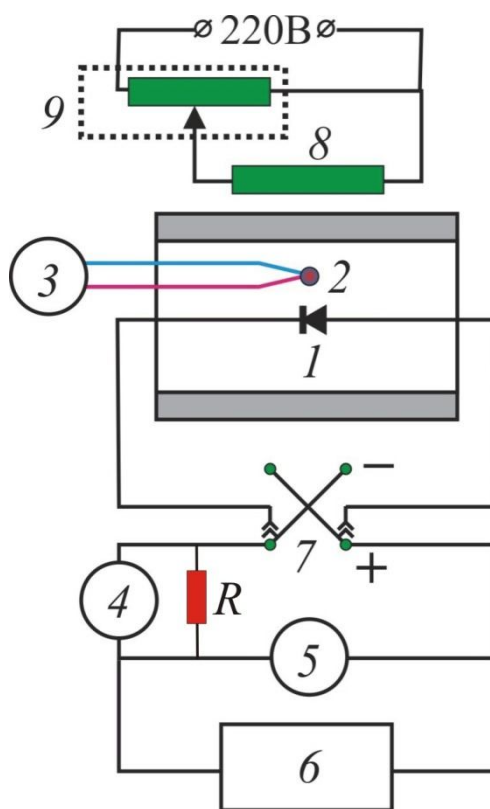


Рис.7

5.4. Порядок выполнения работы

Задание 1. Снятие ВАХ исследуемого диода, расчет его дифференциального сопротивления и коэффициента выпрямления

1. Установить переключатель 7 в положение (+), соответствующее прямому смещению.
2. Изменяя напряжение на диоде от 0 до 0,8 с шагом 0,05 В, снять зависимость тока I от напряжения смещения U . Результаты измерений оформить в виде таблицы.

Т а б л и ц а 1. Прямая ветвь ВАХ

U , В	0,05	0,1	
I , мкА			

3. Вернуть переключатель напряжения на источнике питания в положение «0,0,0».
4. Установить переключатель 7 в положение (-), соответствующее обратному смещению.
5. Изменяя напряжение на вольтметре 6 от 0 В до 1 В с шагом 0,1 В и от 1 В до 10 В с шагом 1 В, снять зависимость $I(U)$. Результаты внести в табл.2.

6. Вернуть переключатель напряжения на источнике питания в положение «0,0,0». До начала измерений переключатель шкалы вольтметра 6 поставить в положение, соответствующее измерению максимального напряжения $U_{\max} = 20 \text{ В}$.

Т а б л и ц а 2. Обратная ветвь ВАХ

$U, \text{В}$			
$I, \text{мкА}$			

Т а б л и ц а 3

$U, \text{В}$	0,05	0,1	0,2
$R_d, \text{Ом}$			
$U, \text{В}$	0,3	0,5	0,7
$R_d, \text{Ом}$			

Т а б л и ц а 4

$U, \text{В}$	0,05	0,1	0,2
$R_d, \text{Ом}$			

Задание 2. Изучение температурной зависимости обратного тока диода, определение высоты потенциального барьера $p-n$ – перехода.

1. Установить переключатель 7 в положение (-).
 2. Включить милливольтметр 3.
 3. Установить напряжение источника $U = 5 \text{ В}$. В ходе эксперимента поддерживать его постоянным с помощью ручки плавной регулировки.
 4. Включить нагревательный элемент переключателем на передней панели измерительного стенда. С помощью ЛАТРа установить напряжение питания нагревательного элемента $U = 40 \text{ В}$.
 5. Изменяя температуру (начиная с комнатной) с шагом 5°C , снять зависимость обратного тока диода от температуры. При этом температура германиевого диода не должна превышать 70°C , кремниевого 90°C . Температура определяется по шкале милливольтметра 3, отградуированного в градусах Цельсия. Так как с помощью термопары определяется разность между температурой нагревательного элемента и комнатной, температура диода в шкале Кельвина будет равна $T = t^\circ_{\text{к}} + \Delta t^\circ + 273^\circ$, где $t^\circ_{\text{к}}$ – комнатная температура, Δt° – показания прибора.
 6. Выключить нагревательный элемент после достижения максимальной температуры и продолжать измерения при остывании диода с тем же шагом. Результаты измерений п.5 и 6 внести в табл. 5.
 7. Выключить установку после проведения эксперимента.
- 5.5. Обработка результатов измерения.

1. По результатам измерений построить график зависимости $I(U)$.

2. Путем графического дифференцирования определить дифференциальное сопротивление исследуемого диода на участках ВАХ, указанных в табл. 1,2.
3. По формуле (24) рассчитать коэффициент выпрямления диода для трех значений величины смещения U . Результаты вычислений внести в табл.4.
4. Вычислить значения параметров T^{-1} и $\ln I_0$. Полученные результаты внести в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

$T, \text{ К}$	0,05	0,1	0,2
$I_0, \text{ мкА}$			
$T^{-1}, 10^3 \text{ К}^{-1}$	0,3	0,5	0,7
$\ln I_0$			

5. Построить график зависимости $\ln I_0$ от T^{-1} .
6. Из формулы (22) и рис 8,а следует, что высота энергетического барьера $p-n$ – перехода может быть вычислена как тангенс угла наклона прямой, отображающей эту зависимость:

$$e\varphi_k = \frac{k_B \Delta \ln I_0}{\Delta(1/T)}. \quad (25)$$

Вычислить величину $e\varphi_k$ и результат записать в единицах «электрон-Вольт».

(1эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.)

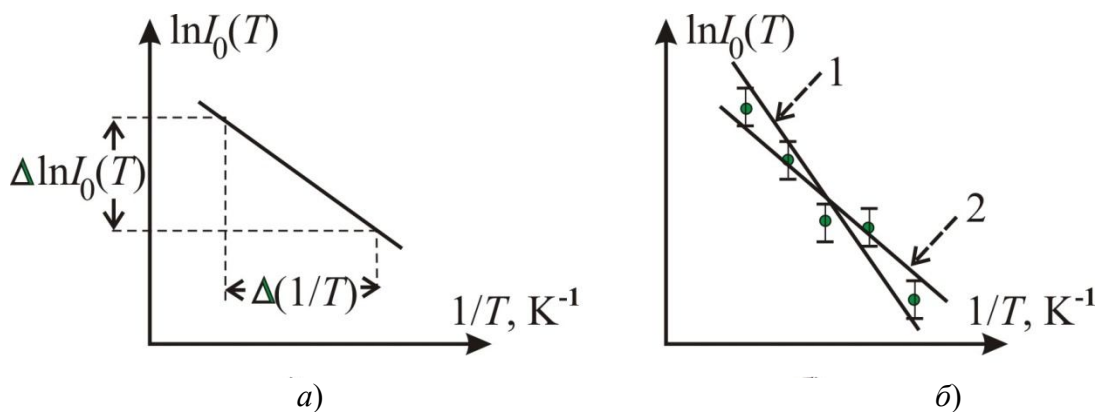


Рис.8

7. Оценить погрешность определения величины $e\varphi_k$ графическим методом. Для этого необходимо на графике зависимости $\ln I_0$ от T^{-1} отметить приборные погрешности измерения величины I_0 , как показано на рис.8,б. Провести прямые с максимальным (1) и минимальным (2) допустимыми наклонами. По формуле (25) вычислить $(e\varphi_k)_{\text{макс}}$ и $(e\varphi_k)_{\text{мин}}$. Окончательное значение и абсолютная погрешность величины $e\varphi_k$ определяется как

$$e\varphi_k = \frac{(e\varphi_k)_{\text{макс}} + (e\varphi_k)_{\text{мин}}}{2} \quad \text{и} \quad \Delta e\varphi_k = \frac{(e\varphi_k)_{\text{макс}} - (e\varphi_k)_{\text{мин}}}{2}.$$

6. Контрольные вопросы

1. Элементы зонной теории.
2. Статистика электронов и дырок в полупроводниках.
3. Резкий $p-n$ – переход. Основные и неосновные носители. Высота потенциального барьера.
4. Область пространственного заряда. От чего зависит ее ширина?
5. Вольт - амперная характеристика $p-n$ – перехода. Пробой.
6. Описание и принцип действия экспериментальной установки.
7. Метод определения $e\varphi_k$ по температурной зависимости обратного тока.

7. Список рекомендуемой литературы

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников/ К.В.Шалимова, М.: Лань, 2010.
2. Гуртов В.А. Твердотельная электроника/ В.А.Гуртов, М.: Мир, 2005.