

Саратовский государственный университет
им. Н.Г.Чернышевского

Кафедра общей физики

Учебно-научная лаборатория

«Физические основы твердотельной электроники»

Руководство к лабораторной работе

«Изучение электрических свойств $p - n$ перехода»

Составители:

доцент

В.А.Костяков

вед. инженер

Т.Н.Сиротинина

Саратов – 2005г.

Теоретические замечания

Введение

Электронно-дырочный переход является основой таких электронных приборов, как полупроводниковый диод и биполярный транзистор. Существует целый ряд разновидностей полупроводниковых диодов, различающихся по характеристикам и функциональному назначению: выпрямительные, детекторные, импульсные диоды, варикапы, стабилитроны, туннельные диоды, лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и другие. Все они содержат $p - n$ переход, но различаются конструкцией, размерами, типами полупроводниковых материалов, концентрацией примеси, профилем легирования. В первых трех типах упомянутых диодов используется нелинейность вольт – амперной характеристики (ВАХ), заключающаяся в резком различии сопротивления для прямого и обратного направления тока. Применение варикапов основано на зависимости барьерной емкости от приложенного напряжения. В стабилитронах и ЛПД используется явление пробоя $p - n$ перехода, которое здесь не рассматривается.

1 Электронно-дырочный ($p - n$) переход

Проводимость полупроводника обусловлена наличием носителей заряда двух видов: электронов (заряд $-e$) в зоне проводимости и дырок (заряд $+e$) в валентной зоне. В собственном полупроводнике (без примесей) концентрации свободных электронов n и дырок p всегда равны

$$n = p = n_i, \quad (1)$$

где n_i – собственная концентрация свободных носителей.

Введение в полупроводник примеси нарушает это равновесие. Примесь может быть донорной. Тогда $n > p$ и такой полупроводник называется электронным или n – типа. Примесь может быть акцепторной и тогда $p > n$. Такой полупроводник называется дырочным или p – типа. Носители с преобладающей концентрацией называются основными, а с меньшей концен-

трацией – неосновными.

Электронно-дырочным или $p - n$ переходом называется контакт двух примесных полупроводников с различным типом проводимости. Такой контакт создается, например, путем внесения в одну область чистого (собственного) полупроводника донорной примеси, а в другую область – акцепторной, или путем введения в однородный примесный полупроводник с каким-либо типом электропроводности примеси, создающей другой тип электропроводности. Для этого используются специальные технологии (вплавление, диффузия, молекулярно-лучевая имплантация, жидкофазная эпитаксия, ионное легирование).

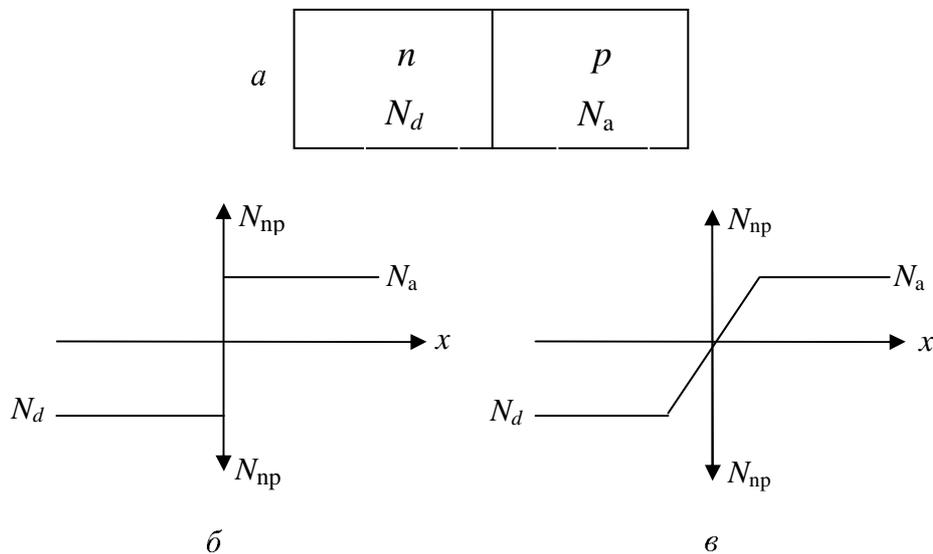


Рис. 1

Обозначим концентрацию примеси N_{np} в n – области через N_d , а в p – области через N_a . Схематически $p - n$ переход показан на рис.1,а.

На рис. 1,б и 1,в показаны некоторые возможные случаи распределения концентрации примеси N_{np} в n – и p – областях. Концентрация акцепторной примеси условно отложена вверх, а донорной – вниз от оси x . Переход может быть резким (рис. 1,б) или плавным (рис. 1,в). При условии $N_a = N_d$ переход называется симметричным, в противном случае – несимметричным.

В широком интервале обычных температур все атомы примеси ио-

низованы и создают добавочную примесную концентрацию свободных электронов N_d в n – области и дырок N_a в p – области. Следовательно, в n – области будут преобладать свободные электроны, которые называются основными носителями, а дырки – неосновными. В p – области основными носителями заряда будут дырки, концентрация которых значительно больше, чем концентрация свободных электронов.

Будем считать, что полупроводник достаточно сильно легирован, так что $N_d \gg n_i$, $N_a \gg n_i$, где n_i – концентрация свободных носителей в собственном полупроводнике. Поэтому в равновесном состоянии, то есть при отсутствии внешних воздействий на p – n переход, концентрации основных носителей n_{no} и p_{po} вдали от границы p – n перехода будут определяться выражениями:

$$n_{no} \cong N_d ; \quad (2)$$

$$p_{po} \cong N_a , \quad (3)$$

где индексы n и p внизу символа концентрации означает принадлежность данной концентрации к n – или p – области p – n перехода. Индекс "o" означает равновесное состояние p – n перехода.

Равновесные концентрации неосновных носителей p_{no} и n_{po} можно определить из известных соотношений для невырожденного*) примесного полупроводника:

$$n_{no} p_{no} = n_i^2 ; \quad n_{po} p_{po} = n_i^2 . \quad (4)$$

Следует отметить, что, несмотря на преобладание электронов в n – области, а дырок в p – области, в целом эти области электронейтральны, поскольку заряд основных носителей скомпенсирован противоположным зарядом ионизированных атомов примеси и неосновных носителей.

Вследствие различной концентрации электронов и дырок в разных областях электронно – дырочного перехода через границу этих областей

*) Невырожденным называется полупроводник, для которого число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне значительно меньше числа квантовых состояний, содержащихся в этих зонах. Практически невырожденными можно считать полупроводники с $N_{np} < 10^{18}$ ат/см³.

происходит диффузия основных носителей. Электроны из n – переходят в p – область и в n – области вблизи границы образуется нескомпенсированный положительный заряд ионов донорной примеси. Аналогично в p – области вблизи границы образуется отрицательный объёмный заряд ионов акцепторной примеси (рис. 2).

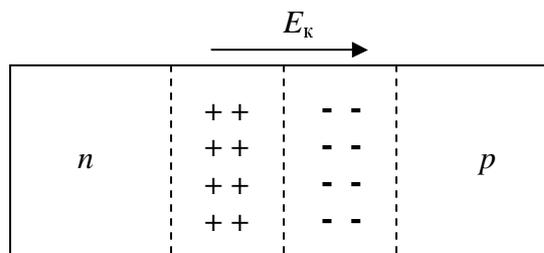


Рис. 2

В образующемся слое объёмного заряда возникает электрическое поле E_k , которое препятствует процессу диффузии. В результате возникает стационарное состояние, характеризующееся наличием области пространственного заряда (ОПЗ) определенной ширины. Эта область называется обедненной областью, так как подвижные носители выводятся из неё электрическим путем. Эту область называют также запирающей областью, поскольку существующие в ней поле препятствует диффузии основных носителей. Эта область обладает высоким сопротивлением. Двойной слой пространственного заряда вызывает разность потенциалов между n – и p – областями, которая называется контактной разностью потенциалов и обозначается ϕ_k .

Ток, вызванный движением носителей под действием электрического поля E , называется дрейфовым.

$$J_{др} = e(n\mu_n + p\mu_p)E, \quad (5)$$

где n, p – концентрации, μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок, соответственно, e – заряд электрона (здесь и далее буквой J обозначена плотность тока).

Ток, обусловленный градиентом концентрации носителей, называется

ся диффузионным.

$$J_{\text{диф}} = eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (6)$$

где $J_{\text{диф}}$ – плотность диффузионного тока, D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Полный ток через $p - n$ переход равен сумме дрейфовой и диффузионной составляющих.

$$J = J_{\text{др}} + J_{\text{диф}} = e(n\mu_n + p\mu_p)E + eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (7)$$

Электрическое поле E_k контактной разности потенциалов в ОПЗ является ускоряющим для неосновных носителей и вызывает их дрейфовое движение через $p - n$ переход, то есть электрический ток.

В равновесном состоянии разность потенциалов устанавливается такой величины, что диффузионный ток основных носителей и дрейфовый ток неосновных носителей взаимно скомпенсированы и в целом ток через $p - n$ переход отсутствует.

2 Потенциальный барьер $p - n$ перехода

На рис. 3 показаны энергетические диаграммы невырожденных примесных полупроводников $n -$ и $p -$ типа (E_d и E_a – примесные уровни).

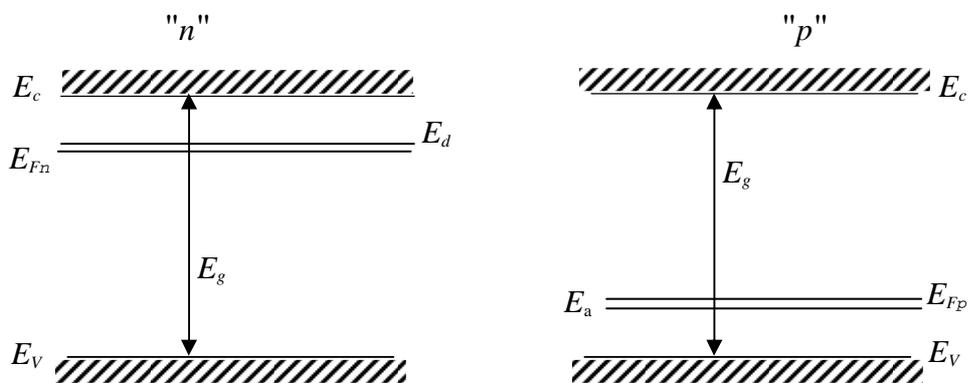


Рис. 3

Уровни Ферми E_{Fn} и E_{Fp} на этих диаграммах находятся в разных местах запрещенной зоны E_g . При электрическом контакте этих полупроводников уровни Ферми в них, как известно, должны совместиться (рис. 4). В результате произойдет излом нижней E_V и верхней E_C границ запрещенной зоны, поскольку относительные энергетические расстояния внутри полупроводников n – и p – типа должны сохраняться. Дно зоны проводимости E'_C в полупроводнике p – типа окажется выше дна зоны проводимости E_C в полупроводнике n – типа на величину

$$E_{Fn} - E_{Fp} = e\phi_k \quad (8)$$

Это повышение уровня E_C происходит на некотором расстоянии d , равном ширине ОПЗ и соответствует энергетическому барьеру $e\phi_k$ или потенциальному барьеру ϕ_k для электронов, переходящих из n – область в p – область, то есть для основных носителей. Такой же величины барьер будет иметь место и для дырок, переходящих из p – области в n – область (энергия для дырок отсчитывается вниз на рис. 4).

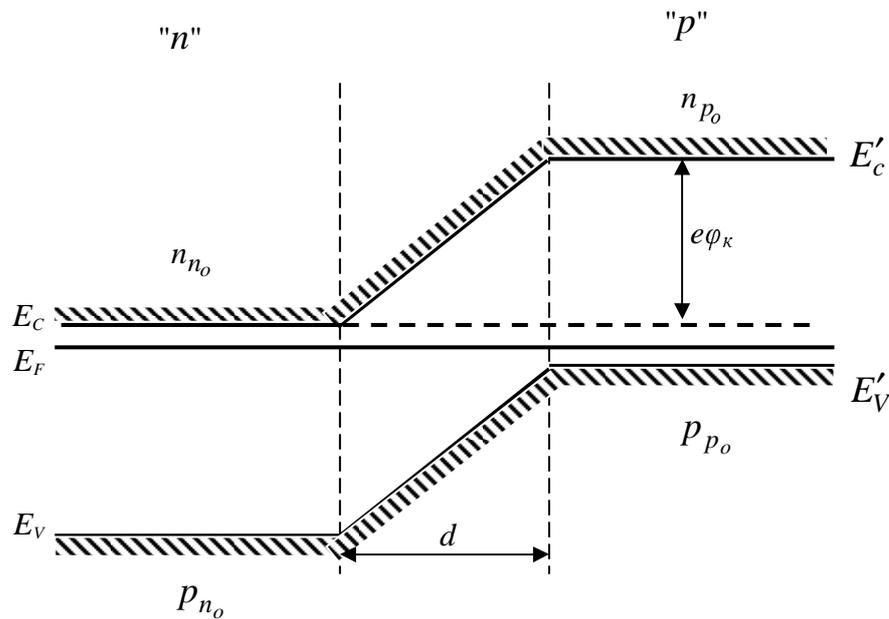


Рис. 4

Величину ϕ_k можно найти из соотношений

$$n_{no} = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{\kappa T}}, \quad (9)$$

$$n_{po} = N_c e^{\frac{E_F - E'_c}{\kappa T}} = N_c e^{\frac{E_F - (E_c + e\phi_k)}{\kappa T}} \quad (10)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, κ – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Поделив (9) на (10) и прологарифмировав, получим

$$\phi_k = \phi_T \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} = \phi_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (11)$$

где $\phi_T = \frac{\kappa T}{e}$ температурный потенциал, равный примерно 0,026 В при комнатной температуре ($T = 300$ град. К),

Если к p – и n – областям присоединить металлические контакты (которые должны быть омическими, то есть невыпрямляющими), как показано на рис. 5, то к p – n переходу можно прикладывать внешнее напряжение U . При отсутствии внешнего напряжения на переходе устанавливается потенциальный барьер ϕ_k и тока через p – n переход, как уже отмечалось, нет, поскольку диффузионные переходы основных носителей компенсируются дрейфовыми переходами неосновных носителей.

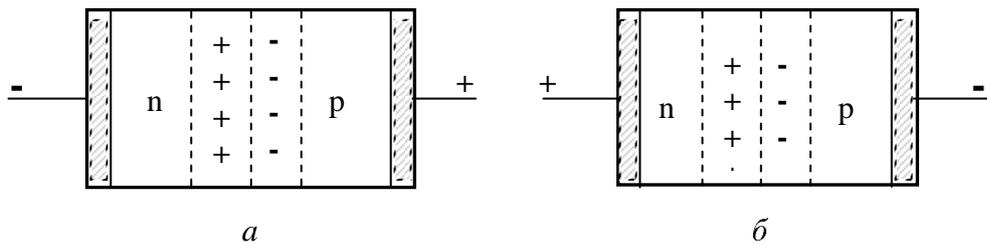


Рис. 5

При приложении к p – n переходу внешнего напряжения U оно практически всё падает на ОПЗ, так как она обеднена носителями заряда и имеет высокое сопротивление.

Если к p – области прикладывается положительный потенциал, а к n – области – отрицательный (рис. 5,а), то говорят, что внешнее напряжение

приложено в прямом направлении. При этом поле, создаваемое внешним напряжением, направлено противоположно внутреннему полю и потенциальный барьер понижается:

$$\varphi = \varphi_k - U. \quad (12)$$

Это приводит к увеличению диффузионных потоков основных носителей, поскольку пониженный потенциальный барьер может преодолевать большее число носителей. Дрейфовые потоки неосновных носителей, наоборот, уменьшаются вследствие снижения электрического поля в переходе. Во внешней цепи возникает электрический ток, называемый прямым током. Таким образом, прямой ток обусловлен основными носителями.

Если внешнее напряжение приложено в обратном направлении (рис. 5,б), то поле этого напряжения совпадает по направлению с внутренним электрическим полем и потенциальный барьер $p - n$ перехода для основных носителей увеличивается

$$\varphi = \varphi_k + U. \quad (13)$$

Это приводит к резкому снижению диффузионных потоков основных носителей и некоторому увеличению потоков неосновных вследствие роста электрического поля в ОПЗ. Равновесие нарушается и во внешней цепи возникает ток, называемый обратным током и направленный противоположно прямому току. Таким образом, обратный ток обусловлен неосновными носителями.

3 Ширина $p-n$ перехода и барьерная емкость

Ширина ОПЗ определяется из уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (14)$$

где $\varphi(x)$ – распределение потенциала в направлении, перпендикулярном границам $p -$ и $n -$ областей, $\rho(x)$ – распределение плотности объёмного заряда ионизированных примесей, ϵ – диэлектрическая проницаемость полу-

проводника, ε_0 – электрическая постоянная вакуума.

Решение проводят отдельно для p – и n – области. Обозначая через d_n толщину слоя объёмного заряда в n – области, а через d_p – толщину слоя объёмного заряда в p – области и проводя решение (14) для соответствующих областей, можно получить выражения:

$$d_n = \frac{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k \pm U)}}{\sqrt{eN_d\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}} \quad (15)$$

$$d_p = \frac{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k \pm U)}}{\sqrt{eN_a\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)}} \quad (16)$$

В формулах (15) и (16) знак "-" соответствует прямому включению p - n перехода, а знак "+" – обратному. Из этих формул видно, что чем выше концентрация донорной или акцепторной примеси, тем меньше ОПЗ распространяется в соответствующую область.

Общая ширина ОПЗ определяется выражением:

$$d = d_n + d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}(\varphi_k \pm U)\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}. \quad (17)$$

Из формулы (17) видно, что при прямом смещении перехода ОПЗ сужается, при обратном – расширяется.

Электронно–дырочный переход можно уподобить конденсатору, так как p – и n – области, обладающие достаточно высокой проводимостью, разделены ОПЗ, имеющей очень низкую проводимость.

Емкость такого конденсатора называется барьерной емкостью $C_{\bar{\sigma}}$. Ее величину можно рассчитать по формуле для емкости плоского конденсатора:

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon \cdot S}{d}, \quad (18)$$

где S – площадь p – n перехода, d – ширина p – n перехода. Подставляя (17) в (18), получаем:

$$C_{\bar{6}} = \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N^*}{2(\varphi_k \pm U)}} \cdot S, \quad (19)$$

где $N^* = \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}$ – приведённая концентрация примеси.

Величина $C_{\bar{6}}$ нелинейно зависит от приложенного напряжения (рис. 6а).

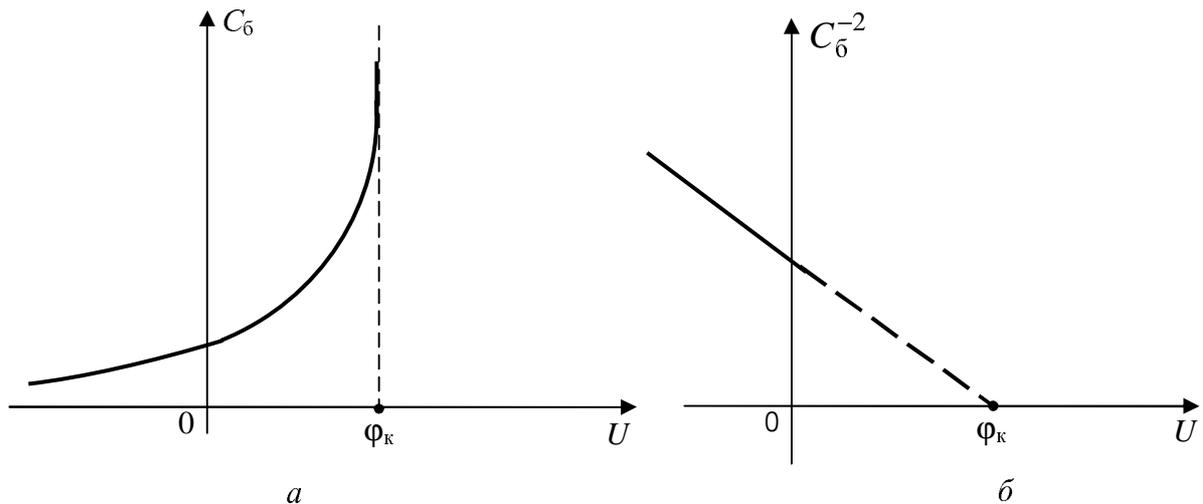


Рис. 6

При прямых напряжениях U , близких к φ_k , формула (19) дает неопределенно большую погрешность, так как перестает выполняться основное допущение теории об обеднении носителями области пространственного заряда.

В координатах $C_{\bar{6}}^{-2}$, U зависимость (19) имеет линейный характер. Измеряя $C_{\bar{6}}$ при обратных смещениях и экстраполируя полученную зависимость $C_{\bar{6}}^{-2}(U)$ в область положительных напряжений, можно определить значение φ_k (рис. 6,б).

Следует отметить, что формула (19) справедлива только для резкого $p - n$ перехода (рис. 1,б). Для плавного перехода с линейным распределением концентрации примеси (рис. 1,в) в формуле (19) вместо квадратного корня должен быть корень третьей степени.

Соответственно для плавного перехода линейный характер будет

иметь зависимость $C_0^{-3}(U)$, а не $C_0^{-2}(U)$, как на рис. 6,б. В зависимости от концентрации примеси в слаболегированной области толщина области пространственного заряда (ОПЗ) составляет 1 – 10 мкм, а значения удельной барьерной емкости $p - n$ перехода лежат в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-10} Ф/см².

4 Прямое включение $p - n$ перехода. Инжекция

Диффузионный поток основных носителей через пониженный потенциальный барьер при прямом включении перехода приводит к появлению избыточной неравновесной концентрации неосновных носителей по обе стороны от $p - n$ перехода.

Процесс введения неосновных носителей в $p -$ и $n -$ области называется инжекцией.

Избыточная концентрация неосновных носителей при инжекции определяется выражениями

$$\Delta n_p = n_{po} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (20)$$

$$\Delta p_n = p_{no} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (21)$$

Формулы (20) и (21) показывают, что избыточная неравновесная концентрация инжектированных неосновных носителей пропорциональна равновесной концентрации (в отсутствие внешнего напряжения) неосновных носителей n_{po}, p_{no} . Из (20) и (21) следует:

$$\frac{\Delta n_p}{\Delta p_n} = \frac{n_{po}}{p_{no}} = \frac{\frac{n_i^2}{n_{no}}}{n_{no}} = \frac{n_{no}}{p_{po}} = \frac{N_d}{N_a}. \quad (22)$$

Если переход несимметричный, например $N_d \gg N_a$, то $\Delta n_p \gg \Delta p_n$, то есть инжекция происходит практически односторонне из $n -$ области в $p -$ область, из высоколегированной области в низколегированную. В несим-

метричном $p - n$ переходе высоколегированная область (с высокой концентрацией примеси) называется эмиттером, а низколегированная область – базой.

Таким образом, при резко несимметричном переходе инжекция происходит из эмиттера в базу.

5 Обратное включение $p - n$ перехода. Экстракция

При обратном включении перехода преобладает дрейфовый ток. При этом неосновные носители уходят из приконтактных областей перехода, вследствие чего $p -$ и $n -$ области обедняются этими носителями. Процесс извлечения неосновных носителей из $p -$ и $n -$ областей называется экстракцией. Вследствие экстракции около $p - n$ перехода возникает отрицательная избыточная концентрация неосновных носителей (то есть уменьшение её по сравнению с равновесной), которая определяется выражениями:

$$\Delta n_p = n_{po} \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right) < 0, \quad (23)$$

$$\Delta p_n = p_{no} \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right) < 0. \quad (24)$$

Как и в случае инжекции

$$\frac{\Delta n_p}{\Delta p_n} \cong \frac{N_d}{N_a}. \quad (25)$$

Если $N_d \gg N_a$ ($n -$ область – эмиттер, $p -$ область – база), то $\Delta n_p \gg \Delta p_n$, то есть уменьшение концентрации носителей в базе гораздо больше, чем в эмиттере.

Таким образом, при резко несимметричном переходе экстракция происходит из базы в эмиттер.

6 Вольт - амперная характеристика (ВАХ) идеализированного $p - n$ перехода

Формулы (20), (21) дают избыточную концентрацию инжектированных носителей непосредственно у границ $p - n$ перехода. При удалении от границ в сторону однородного полупроводника эти концентрации экспоненциально убывают вследствие процессов рекомбинации (рис. 7 сплошные линии). На этом рисунке координата x направлена от p к n – области, причем начало координат для n и p – областей выбраны отдельно (0 и 0_+), а сам переход исключён из рассмотрения.

Зависимости $n_p(x)$ и $p_n(x)$ при прямом включении перехода получаются из решения уравнения непрерывности и имеют вид:

$$n_p(-x) = n_{po} + \Delta n_p e^{\frac{x}{L_n}} \quad (26)$$

$$p_n(x) = p_{no} + \Delta p_n e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (27)$$

где n_{po} , p_{no} – равновесные концентрации электронов в p – и дырок в n – области, L_n , L_p – диффузионная длина электронов и дырок, соответственно.

В случае обратного включения $p - n$ перехода экстракция приводит к снижению концентрации неосновных носителей на величину, определяемую формулами (23) и (24), только непосредственно у перехода. При удалении от границ перехода эти концентрации также увеличиваются до равновесных n_{po} и p_{no} (рис. 7 штриховые линии).

Закон изменения $n_p(x)$ и $p_n(x)$, как это следует из решения уравнения непрерывности, определяется теми же формулами (26) и (27), но Δn_p и Δp_n в них будут не положительными, а отрицательными в соответствии с формулами (23) и (24).

При включении $p - n$ перехода во внешнюю электрическую цепь через него протекает прямой или обратный электрический ток. В области пространственного заряда этот ток складывается из диффузионной и дрейфовой компонент.

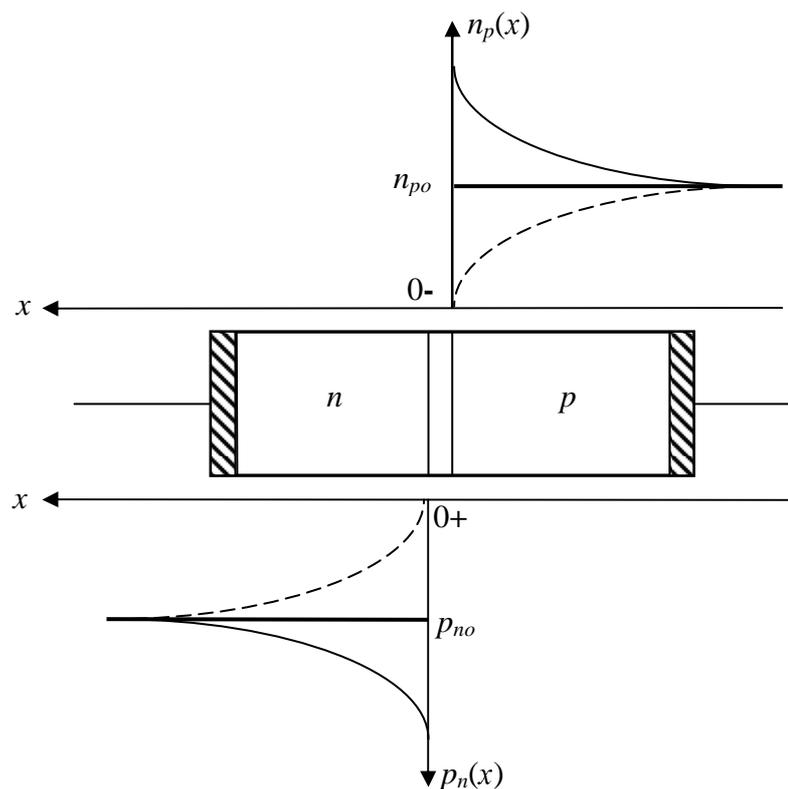


Рис. 7

В однородных n – и p – областях электрического поля практически нет, там течет только диффузионный ток. Поскольку ток в любом сечении последовательной цепи одинаков, его величину можно рассчитать в любой точке оси x . Удобнее всего это сделать в точке $x = 0$, поскольку там электрическое поле и дрейфовый ток отсутствуют, а диффузионный ток со стороны n – области ($x = 0_+$) обусловлен градиентом концентрации дырок, а со стороны p – области ($x = 0_-$) градиентом концентрации электронов.

Процессами генерации и рекомбинации в ОПЗ будем пренебрегать. Тогда общая плотность тока в точке $x = 0$ и во всей цепи равна сумме указанных компонентов:

$$J = J_{pD}(0_+) + J_{nD}(0_-) = -eD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=0} + eD_n \left. \frac{dn_p(-x)}{dx} \right|_{x=0}, \quad (28)$$

где J_{pD} , J_{nD} – диффузионные дырочные и электронные токи,

D_p, D_n – коэффициенты диффузии дырок и электронов, соответственно.

Подставляя в (28) выражения (26) и (27) с учетом формул (20), (21) и

(23), (24), получаем выражение для плотности тока:

$$J = J_s (e^{\pm \frac{eU}{\kappa T}} - 1), \quad (29)$$

где

$$J_s = e \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right). \quad (30)$$

Величина J_s в формулах (29), (30) носит название плотности тока насыщения. Умножив обе части уравнения (29) на площадь S поперечного сечения $p - n$ перехода и обозначив

$$I = J \cdot S, \quad I_s = J_s S,$$

получим уравнение ВАХ идеализированного $p - n$ перехода

$$I = I_s (e^{\pm \frac{eU}{\kappa T}} - 1) \quad (31)$$

В формулах (29) и (31) знак "+" соответствует прямому включению $p - n$ перехода, а знак "-" обратному включению.

Анализ формулы (31) показывает, что прямой ток очень быстро нарастает с ростом напряжения, а обратный ток стремится к постоянной величине (рис. 8). Как следует из (30), ток насыщения $I_s = J_s \cdot S$ определяется электрофизическими параметрами полупроводника. Величина этого тока очень мала, не превышая десятых долей миллиампера, а часто составляет единицы микроампер.

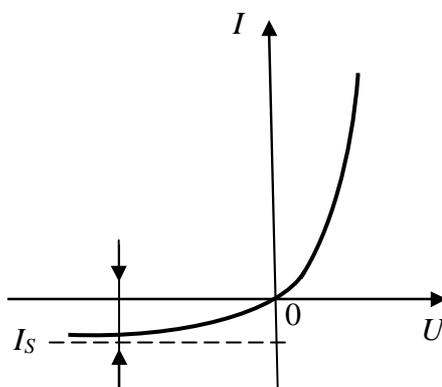


Рис. 8

7 ВАХ реального $p - n$ перехода

Приведенная в предыдущем разделе теория не учитывает целый ряд факторов, имеющих место в реальных $p - n$ переходах. Поэтому ВАХ реальных $p - n$ переходов имеет отклонения от теоретической характеристики (рис. 8). Мы рассмотрим только важнейшие из указанных факторов.

Уравнение (31) удовлетворительно описывает обратную ветвь ВАХ $p - n$ переходов, изготовленных из материала с малой шириной запрещенной зоны, например, из германия ($E_g = 0,66$ эВ). Обратные ветви ВАХ кремниевых и арсенид – галлиевых диодов не имеют участка насыщения. Это объясняется тем, что при выводе формулы (31) не были учтены процессы генерации и рекомбинации внутри ОПЗ. При обратном напряжении на $p - n$ переходе ОПЗ обеднена носителями заряда и равновесие между процессами генерации и рекомбинации нарушено в пользу генерации носителей заряда.

Генерация носителей заряда происходит через ловушки, имеющие энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны. Эти ловушки облегчают тепловую генерацию пар электрон – дырка, которые образуют обратный ток генерации, который добавляется к I_s . Ток генерации пропорционален объему ОПЗ, а последний растет с ростом обратного напряжения. Поэтому обратный ток не имеет насыщения, а непрерывно растет с ростом обратного напряжения. На рис. 9 кривая 1 показывает теоретическую обратную ветвь ВАХ, а кривая 2 – реальную ветвь для перехода с большой шириной запрещенной зоны.

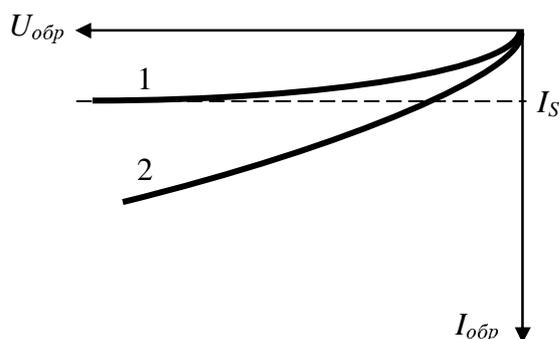


Рис. 9

Второй важный фактор отклонения реальных ВАХ от теоретических касается прямой ветви. При выводе формулы (31) предполагалось, что всё внешнее напряжение U падает на ОПЗ. В действительности, прилегающие к ОПЗ p – и n – области обладают некоторым, хоть и небольшим, но конечным сопротивлением и часть приложенного напряжения падает на них. В случае резко несимметричного перехода сопротивление базы на 2 - 3 порядка больше сопротивления эмиттера и следует учитывать только сопротивление базы R_6 , на котором падает напряжение IR_6 . В случае большого тока (при прямом смещении) эта величина может быть значительной. При этом на ОПЗ будет приходиться не всё напряжение U , а $U - IR_6$ и уравнение (31) для прямой ветви должно быть записано в виде:

$$I = I_s \left[e^{\frac{e \cdot (U - R_6 I)}{kT}} - 1 \right]. \quad (32)$$

Учет сопротивления базы приводит к тому, что прямая ветвь реального $p - n$ перехода идет ниже теоретической. Строго говоря, сопротивление базы R_6 зависит от величины тока, так как с ростом тока база заполняется неосновными носителями и её сопротивление уменьшается (эффект модуляции сопротивления базы). Однако для так называемой толстой базы (толщина базы больше диффузионной длины неосновных носителей в ней) этим эффектом можно пренебречь и считать R_6 постоянной величиной.

Формулу (32) можно преобразовать к виду

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_s} + 1 \right) + IR_6. \quad (33)$$

Первое слагаемое в этой формуле дает напряжение на $p - n$ переходе (точнее на ОПЗ) – $U_{пер}$. Второе слагаемое $IR_6 = U_6$ является падением напряжения на базе и имеет линейную зависимость от тока. Зависимости $U_{пер}(I)$ и $U_6(I)$ приведены на рис. 10. Кривая зависимости полного внешнего напряжения U от I может быть получена суммированием абсцисс кривых $U_{пер}(I)$ и $U_6(I)$.

$$U = U_{\text{пер}}(I) + U_{\text{б}}(I) \quad (34)$$

При больших токах, когда напряжение $U_{\text{пер}}$ приближается к контактной разности потенциалов, это напряжение как бы стабилизируется. Ветвь

$U_{\text{пер}} = \varphi_{\text{T}} \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right)$ при больших I (рис. 10) спрямляется и идет почти вертикально, так как $\ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right)$ при больших значениях I почти не изменяется.

При продолжении этой вертикальной прямой вниз она пересекается с осью абсцисс в точке $E_{\text{пер}} \approx \varphi_{\text{к}}$. Суммарное напряжение $U_{\text{пер}} + U_{\text{б}}$ при больших I также представляет собой практически прямую. Экстраполяция этой прямой до $I = 0$ дает на оси U ту же точку $E_{\text{пер}} \approx \varphi_{\text{к}}$ (рис. 10). Если экспериментально снятая ВАХ не выходит на очень большие токи (во избежание выгорания $p - n$ перехода), то касательная к ВАХ, проведенная в точке максимальных токов, дает значение $E_{\text{пер}} < \varphi_{\text{к}}$, которое тем не менее позволяет в какой-то мере оценить величину $\varphi_{\text{к}}$. Угол наклона α этой касательной к оси U подчиняется условию:

$$\text{tg}\alpha = \frac{1}{R_{\text{б}}}. \quad (35)$$

Таким образом, если ВАХ $p - n$ перехода при больших тока I выходит на линейный участок, то наклон этого участка позволяет приближенно оценить контактную разность потенциалов $\varphi_{\text{к}}$ и сопротивление базы $R_{\text{б}}$.

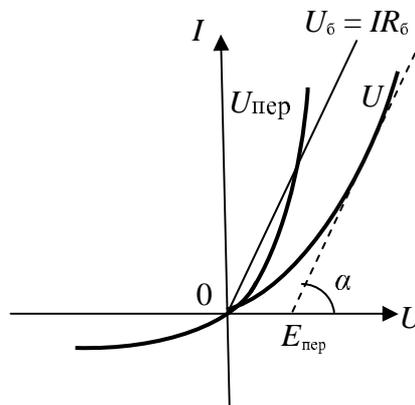


Рис. 10

2 Экспериментальная часть

Экспериментальная установка

Принципиальная схема установки для снятия ВАХ полупроводниковых диодов приведена на рис. 11.

Переключатель Π позволяет изменять полярность включения диода. С помощью потенциометров $R_{\text{пр}}$ и $R_{\text{обр}}$ можно изменять прямое и обратное напряжение, подаваемое на диод.

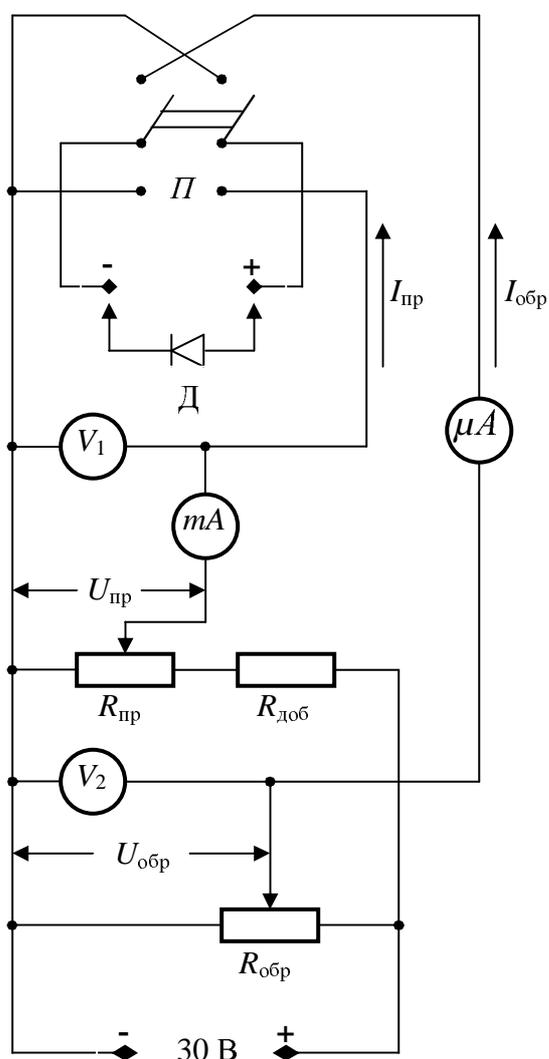


Рис 11

Порядок выполнения работы

1. Снять по точкам ВАХ двух диодов: германиевого (А9К) и кремниевого (Д226) (табл. 1 и 2). Построить графики. Определить сопротивление диода постоянному току при прямом токе 20 мА и обратном напряжении 20 В. Провести сравнение ВАХ германиевого и кремниевого диодов.
2. Используя прямую ветвь построенных ВАХ, провести оценку контактной разности потенциалов и сопротивления базы диодов.

Германиевый диод Д9К

Таблица 1

$U_{пр}$ (В)	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55
$I_{пр}$ (мА)										

Таблица 2

$U_{обр}$ (В)	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26
$I_{обр}$ (мкА)													

Кремниевый диод Д226

Таблица 1

$U_{пр}$ (В)		0,55	0,6	0,65	0,7	0,75
$I_{пр}$ (мА)						

Таблица 2

$U_{обр}$ (В)	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26
$I_{обр}$ (мкА)													

Контрольные вопросы:

1. Какой полупроводник называется электронным, а какой дырочным?
2. Какие носители заряда в примесном полупроводнике называются основными, а какие – неосновными?
3. Дайте определение электронно-дырочного ($p - n$) перехода.
4. Какой $p - n$ переход называется резким, а какой плавным?

5. Что такое область пространственного заряда (ОПЗ)?
6. Объясните механизм образования контактной разности потенциалов.
7. Какое включение $p - n$ перехода называется прямым, а какое – обратным?
8. Что такое барьерная емкость?
9. Как зависит барьерная емкость от внешнего напряжения?
10. Какая область $p - n$ перехода называется эмиттером, а какая – базой?
11. Что такое инжекция и экстракция?
12. Нарисуйте вид ВАХ $p - n$ перехода.
13. Что такое обратный ток насыщения $p - n$ перехода?
14. Чем отличается ВАХ реального полупроводникового диода от ВАХ идеального $p - n$ перехода?

Литература

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. - М., Высшая школа, 1987 г.
2. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. - М., Энергоатомиздат, 1990 г.