

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОНИКИ И МАТЕМАТИКИ

Кафедра «Физические основы
электронной техники»

Краткая теория *p-n*-перехода

Методические указания к лабораторному практикуму
по дисциплине «Твердотельная электроника»

Москва – 2002

Настоящие методические указания являются руководством к выполнению лабораторных работ по курсам «Твердотельная электроника», «Физические основы электронной техники», «Физические основы микроэлектроники» для студентов дневного и вечернего отделений специальностей 200100, 200500 и 200300.

© Московский государственный институт электроники и математики (технический университет), 2002

Составители: доктор технических наук, профессор А.П. Лысенко,
кандидат технических наук, доцент Л.С. Мироненко

Рецензент: профессор Ф.И. Григорьев

1. Образование *p-n*-перехода

P-n-переходом называют контакт двух объектов полупроводника противоположного типа проводимости. При рассмотрении краткой теории такого контакта мы будем исходить из следующих упрощающих предположений: граница между *p* и *n* областями представляет собой кристаллографическую плоскость в полупроводнике с шириной запрещенной зоны E_g , с одной стороны которой он легирован мелкой примесью до концентрации N_D , а с другой стороны – мелкой акцепторной примесью до концентрации N_A . Такой переход называется резким. Так как при комнатной температуре (300 К) вся легирующая примесь ионизирована, то $n_{n0} = N_D$, $p_{p0} = N_A$: здесь первый подстрочный знак (*n*, *p*) определяет тип проводимости рассматриваемой области, а индекс «0» означает состояние термодинамического равновесия. В этом состоянии концентрации основных (n_{n0} , p_{p0}) и неосновных (n_{p0} , p_{n0}) носителей связаны законом действующих масс:

$$n_{n0} \cdot p_{n0} = p_{p0} \cdot n_{p0} = n_i^2 \sim \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (1)$$

где n_i – концентрация свободных носителей в нелегированном (собственном) полупроводнике. Величина n_i определяется физической природой материала и сильно зависит от температуры. Например, для германия ($E_g \approx 0.65$ эВ) при 300 К: $n_i^2 \approx 5,76 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-6}$. Если при этом $N_D = n_{n0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то $p_{n0} = 5,76 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, то есть концентрация неосновных носителей на много порядков меньше концентрации основных (рис. 1). До приведения в контакт (на самом деле *p-n* переход получают не простым приведением двух полупроводников в контакт, а более сложными технологическими способами) как *n*-, так и *p*-области электрически нейтральны, так как положительный заряд ионизированных

доноров \oplus и отрицательный заряд ионизированных акцепторов \ominus , расположенных в узлах кристаллической решетки (т.е. неподвижных), полностью компенсируется (экранируется) зарядом свободных носителей – отрицательных электронов и положительных дырок соответственно.

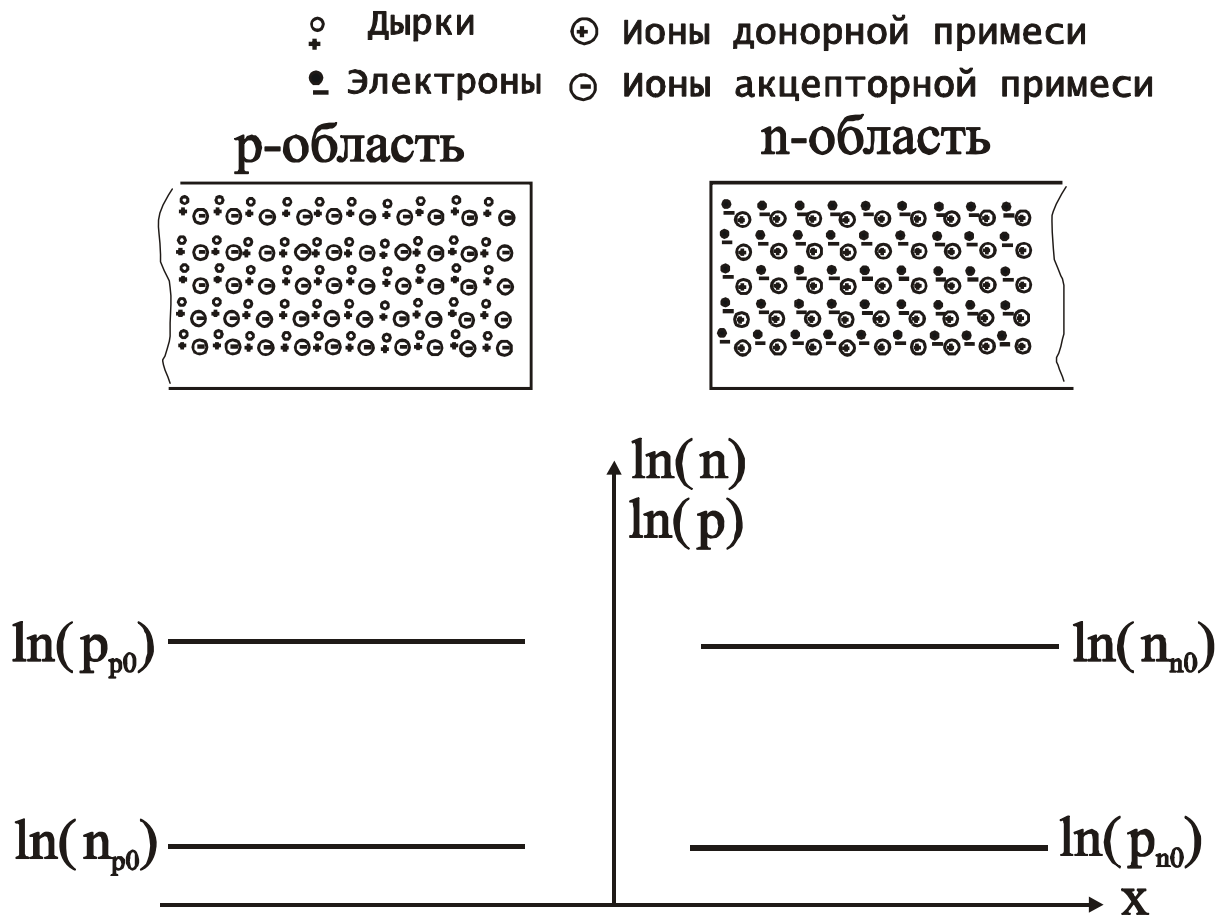


Рис.1. Равновесное состояние p- и n-областей до момента контакта

Свободные носители в каждой изолированной области полупроводника совершают хаотическое тепловое движение, вследствие чего суммарный ток через кристалл равен нулю. При приведении n- и p-областей в контакт на границе раздела M-M (рис.2) из-за градиента

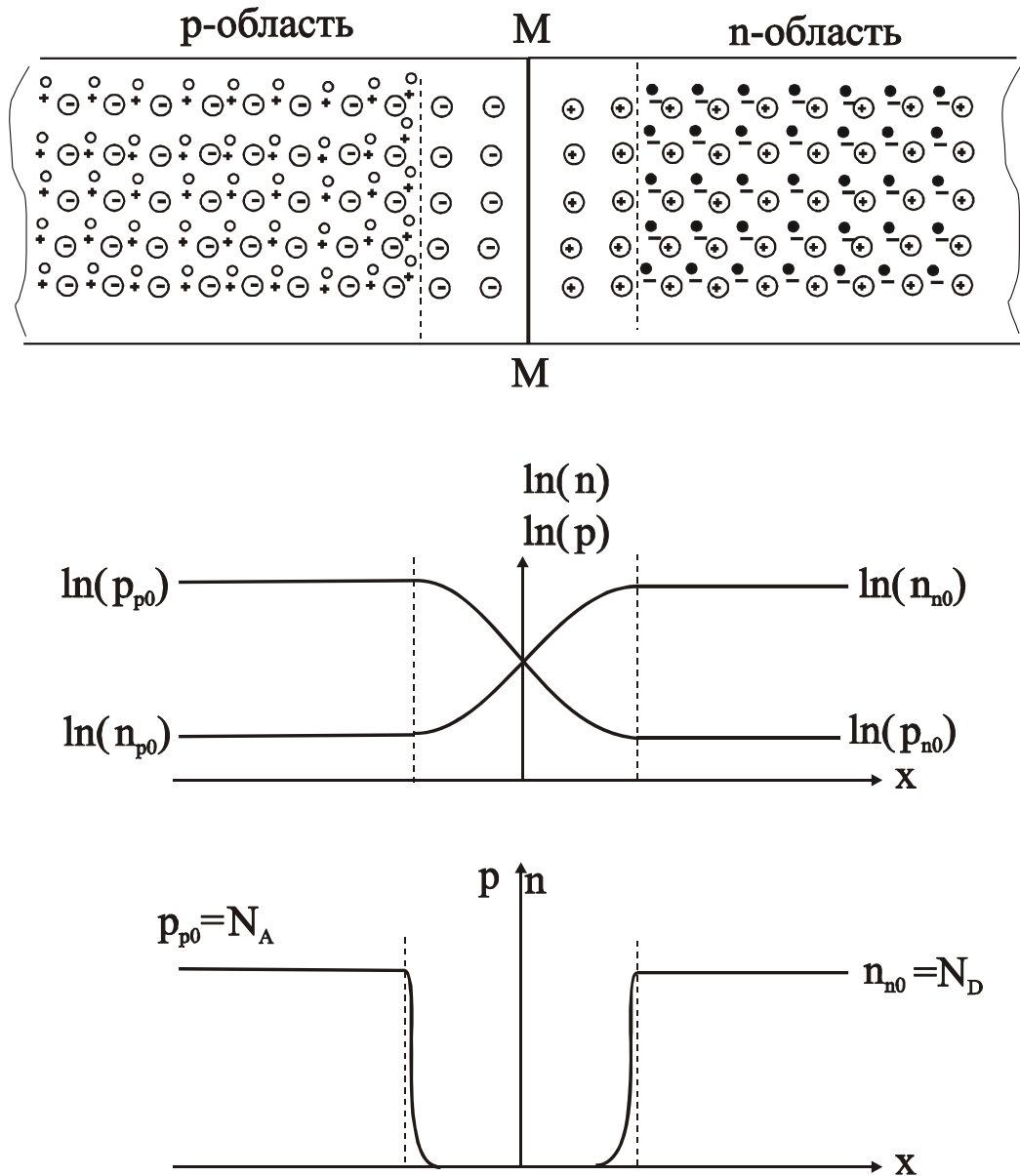


Рис.2. Равновесное состояние p - и n -областей после приведения их в контакт

концентрации свободных носителей (электронов в n -области больше, чем в p -области, а дырок в p -области больше, чем в n -области) возникают диффузионные потоки основных носителей – электронов из n -области в p -область и дырок из p -области в n -область. При этом, однако, вблизи границы раздела n - и p -областей возникают объемные заряды (положительные в n -

области и отрицательные в p -области), поле которых не дает электронам, перешедшим через контакт в p -область, и дыркам, перешедшим в n -область, уйти в глубь этих областей. Через некоторое время, оставаясь вблизи контакта $M-M$, электроны, попавшие в p -область, прорекомбинируют там с дырками, а дырки, попавшие в n -область – с электронами. В результате у границы $M-M$ в n -области практически не будет электронов, а в приконтактном слое в p -области не будет дырок. У контакта, таким образом, возникает слой, обедненный свободными носителями заряда. В нем остаются лишь ионизированные доноры и акцепторы, заряды которых не скомпенсированы зарядами свободных носителей тока. На рис. 2 в логарифмическом и линейном масштабах представлено распределение свободных носителей вблизи $p-n$ перехода.

Объемные заряды создают электрическое поле в приконтактной области, и между n - и p -областями полупроводника возникает так называемая контактная разность потенциалов $V_{к}$. Контактное поле не проникает за пределы слоя неподвижных объемных зарядов. Поэтому вне этого слоя носители движутся по-прежнему совершенно хаотично и число носителей, налетающих на слой объемного заряда, зависит только от их концентрации и скорости теплового движения.

Если в слой объемных зарядов влетает неосновной носитель (электрон из p -области или дырка из n -области), то контактное поле подхватывает его и перебрасывает через этот слой. Поэтому каждый неосновной носитель, налетающий на $p-n$ переход, обязательно проходит через него. Наоборот, основные носители тока (электроны из n -области и дырки из p -области) могут перелетать через слой объемных зарядов лишь в том случае, если кинетическая энергия их движения вдоль оси X достаточна для преодоления

контактной разности потенциалов, то есть, если она больше $q \cdot V_k$. Поэтому, как только образуются объемные заряды у границы раздела $M-M$, потоки основных носителей, пересекающих эту границу, уменьшаются. Если, однако, эти потоки все еще больше встречных потоков неосновных носителей, остающихся неизменными, объемный заряд будет увеличиваться. Увеличение объемного заряда будет продолжаться до тех пор, пока потоки основных носителей не уменьшатся до величины потоков неосновных носителей и между p - и n -областями устанавливается равновесная контактная разность потенциалов V_0 . Таким образом, устанавливается состояние динамического равновесия p - n перехода.

2. Равновесная контактная разность потенциалов

Итак, в равновесии через p - n переход текут равные друг другу в каждом сечении встречные потоки электронов из n -области в p -область и обратно и, соответственно, равные друг другу потоки дырок.

Попарное равенство этих потоков обеспечивается благодаря существованию определенной контактной разности потенциалов V_0 , уменьшающей потоки основных носителей, пересекающих переход, до уровня потоков неосновных носителей. Воспользовавшись Максвелловским распределением частиц по скоростям, можно показать, что число свободных носителей тока, налетающих за единицу времени на слой объемного заряда, равно $\frac{1}{4}$ произведения концентрации носителей на среднюю скорость их теплового движения $\langle v \rangle$ и на площадь p - n перехода S . Например, число электронов, налетающих за единицу времени на переход со стороны n -области, равно $\frac{1}{4} \cdot n_{n0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S$, а число электронов, налетающих на переход со

стороны p -области, равно $\frac{1}{4} \cdot n_{p0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S$. Можно показать, что контактное поле уменьшает потоки основных носителей, преодолевающих разность потенциалов V_0 , в $e^{\frac{qV_0}{kT}}$ раз, так что поток электронов из n - в p -область полупроводника становится равным

$$\frac{1}{4} \cdot n_{n0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S \cdot e^{\frac{qV_0}{kT}} = \frac{1}{4} \cdot n_{p0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S. \quad (2)$$

Отсюда находим:

$$n_{n0} \cdot e^{\frac{qV_0}{kT}} = n_{p0}. \quad (3)$$

$$q \cdot V_0 = k \cdot T \cdot \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = k \cdot T \cdot \ln \frac{n_{n0} \cdot p_{p0}}{n_i^2}. \quad (4)$$

Последнее преобразование получено с помощью закона действующих масс (1). Приравнивание встречных потоков дырок, пересекающих p - n переход, дает:

$$p_{p0} \cdot e^{\frac{qV_0}{kT}} = p_{n0}, \quad (5)$$

$$q \cdot V_0 = k \cdot T \cdot \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = k \cdot T \cdot \ln \frac{n_{n0} \cdot p_{p0}}{n_i^2}. \quad (6)$$

Сравнивая выражения (4) и (6), видим, что встречные потоки электронов и дырок выравниваются при одной и той же контактной разности потенциалов V_0 . Из (4) и (6) видно также, что потенциальный барьер тем выше, чем больше различия в концентрациях носителей одного знака в n - и p -областях. Отсюда же следует и тот факт, что при контакте двух полупроводников собственной проводимости ($n_{n0} = p_{p0} = n_i$) потенциальный барьер не возникает. Поэтому

при достижении температуры собственной проводимости p - n переход исчезает.

3. Энергетическая диаграмма p - n перехода

В отсутствии электрического поля энергетические уровни полупроводника изображаются горизонтальными прямыми (рис. 3а)

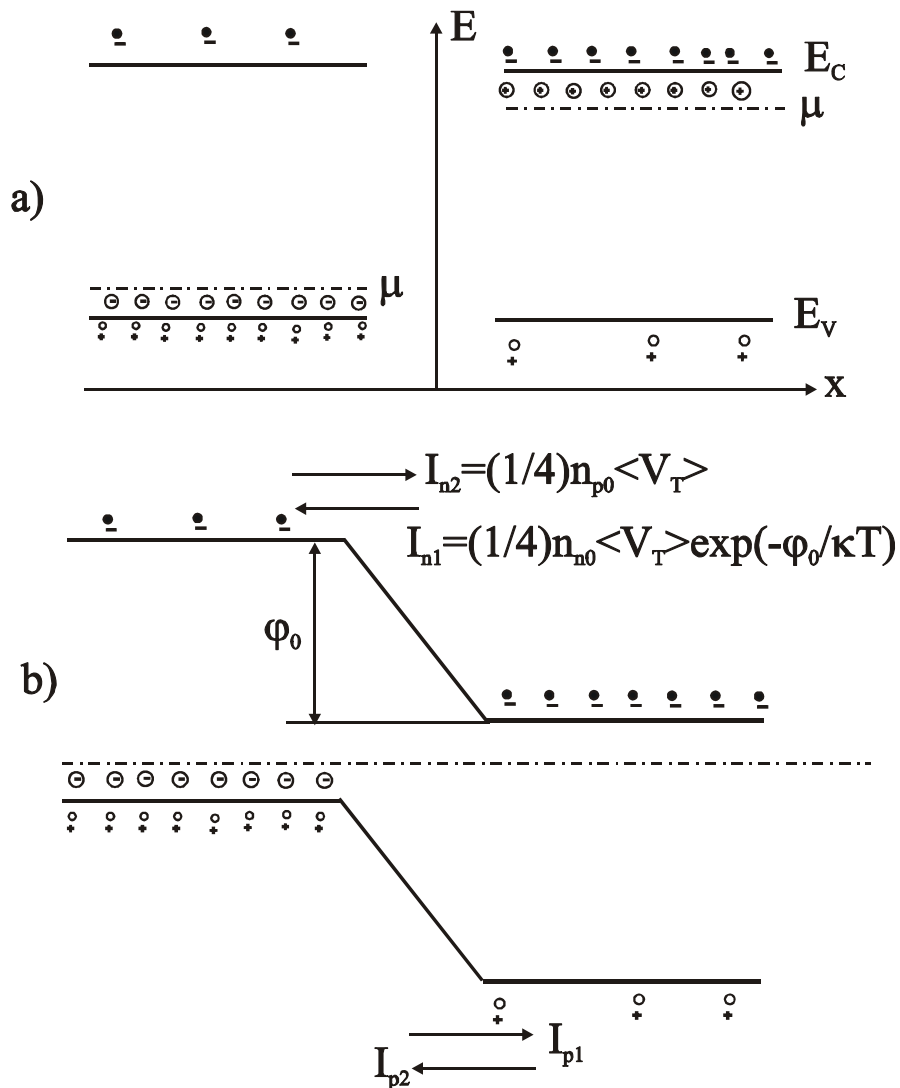


Рис.3. Энергетическая диаграмма (зонная структура) p - n -перехода: а) до приведения областей в контакт, б) после приведения областей в контакт

(это отражает тот факт, что энергия электрона, находящегося на данном уровне, например, на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одна и та же). Она не зависит от координаты электрона в кристалле.

При наличии же электрического поля картина меняется. К обычной энергии электрона в кристалле добавляется теперь потенциальная энергия электрона в этом электрическом поле. Поэтому все энергетические уровни полупроводника искривляются. В частности, наличие контактного поля в p - n переходе приводит к искривлению уровней на величину $\varphi_0 = q \cdot V_0$ (рис. 3b). Электрон, находящийся на дне зоны проводимости, имеет теперь энергию в p -области на $q \cdot V_0$ больше, чем в n -области. Эта энергия переходит в кинетическую, когда он попадает из p - в n -область, т.к. электрон ускоряется полем при прохождении через слой объемного заряда. Ступенька φ_0 на энергетической диаграмме p - n перехода имеет как раз такую величину, что уровни Ферми в n - и p -областях полупроводника оказываются на одной высоте (рис. 3b). Действительно, для невырожденного полупроводника

$$n_{n0} = N_c \cdot e^{\frac{\mu_n}{kT}}; n_{p0} = N_c \cdot e^{\frac{\mu_p}{kT}}, \quad (7)$$

где N_c – эффективная плотность состояний у дна зоны проводимости;

μ_n и μ_p – уровни Ферми в n - и p -областях соответственно.

Подставив (7) в (4), получим:

$$\varphi_0 = \mu_n - \mu_p. \quad (8)$$

4. Барьерная емкость p - n перехода

P - n -переход является основным элементом самых разнообразных полупроводниковых приборов, простейшим из которых (по конструкции) является выпрямительный диод. В диоде к n - и p -областям полупроводника с помощью так называемых омических контактов подсоединены металлические

электроды для пропускания тока через прибор. Переходное сопротивление хорошо изготовленного омического контакта линейное и имеет небольшую величину по сравнению с сопротивлением объемного заряда p - n перехода.

Рассмотрим явления, происходящие при приложении к диоду разности потенциалов от внешнего источника смещения. Смещение, при котором «+» источника присоединяется к n -области, а «-» к области p (рис. 4а), называют обратным или запорным.

После замыкания ключа «К», к омическим контактам диода притекают по внешней цепи заряды, создающие в объеме диода электрическое поле $E_{\text{внешнее}}$. Это поле вызовет дрейф основных носителей тока в направлениях, указанных стрелками на рис. 4а. Таким образом, вся масса электронов n -области и дырок в p -области отойдет от p - n перехода, обнажая при этом новые слои ионизированных доноров и акцепторов, то есть расширяя область объемного заряда до величины $(d + \Delta d)$ (рис. 4б).

Перетекание электронов и дырок к омическим контактам происходит до тех пор, пока они практически полностью не скомпенсируют заряды, созданные внешним источником Э.Д.С. После этого все приложенное напряжение V падает на p - n переходе, сопротивление которого на много порядков выше сопротивления n - и p -областей. Принято считать напряжение V при обратном смещении отрицательным, а вольтамперную характеристику p - n перехода при этих смещениях называть обратной ветвью.

Как видно из рис. 4б, высота потенциального барьера при обратном смещении увеличивается на $q \cdot V_{\text{обр}}$.

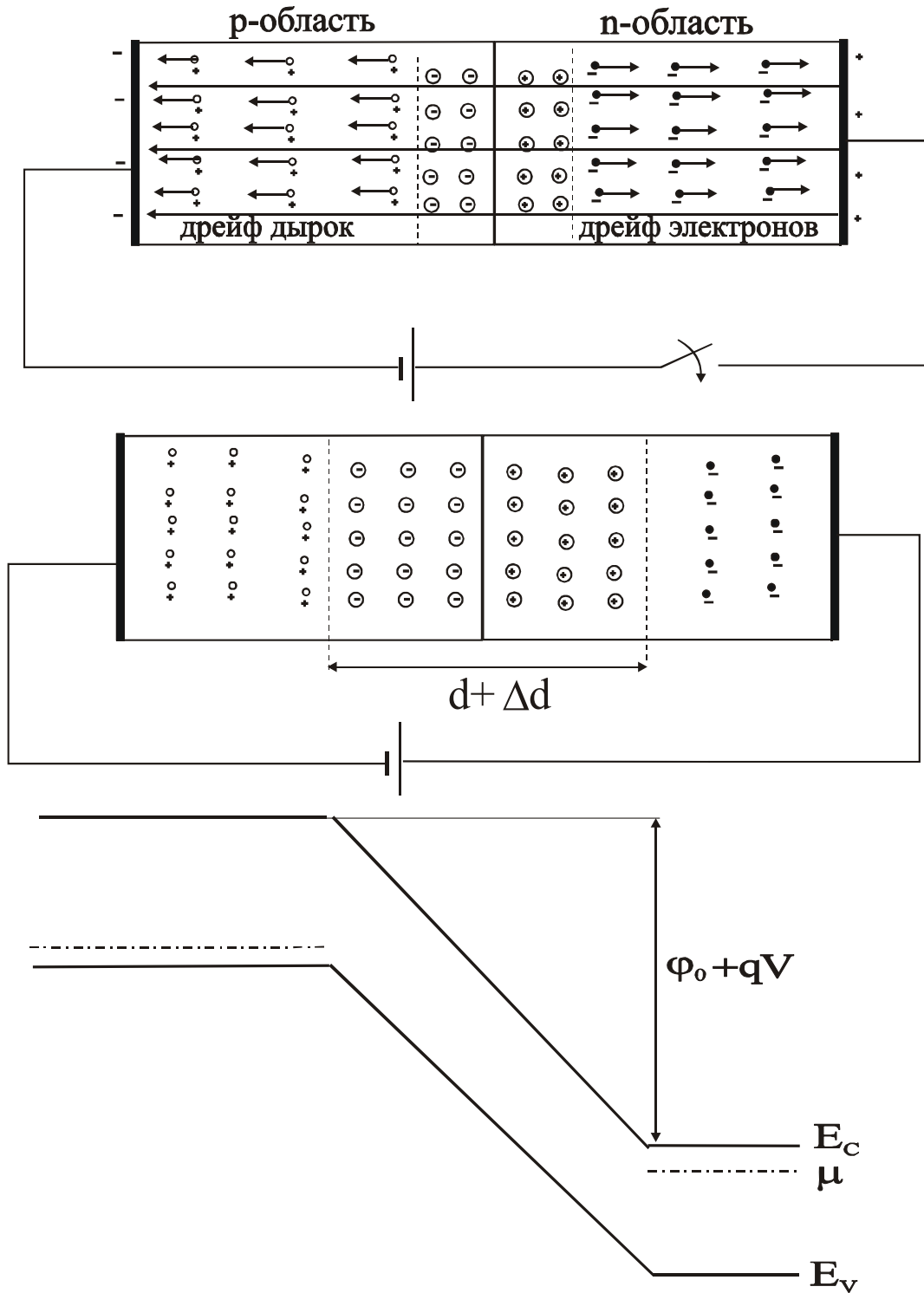


Рис.4. Влияние обратного смещения на толщину слоя объемного заряда p-n-перехода и высоту потенциального барьера

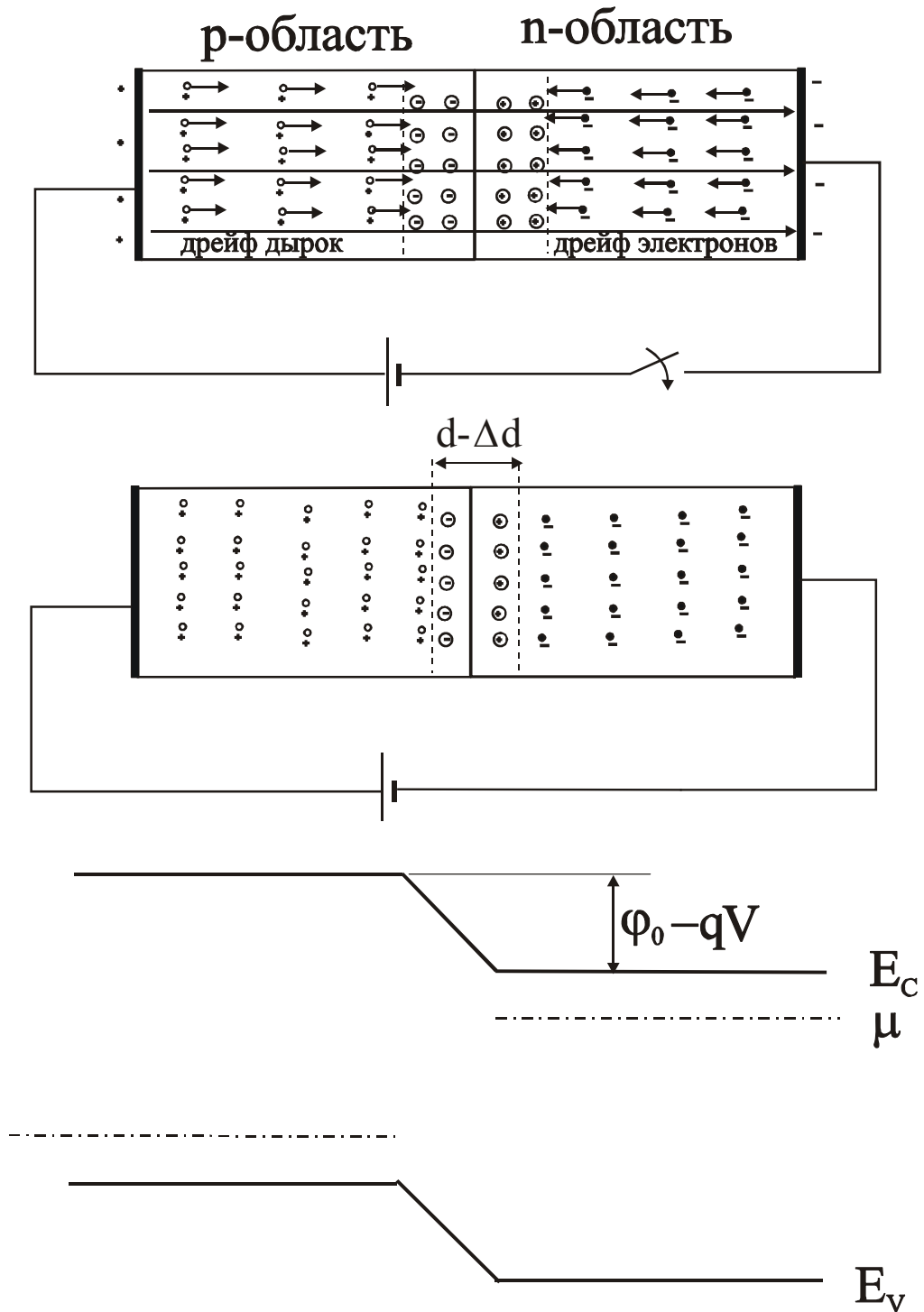


Рис.5. Влияние прямого смещения на толщину слоя объемного заряда p-n-перехода и высоту потенциального барьера

При прямом смещении («+» источника подсоединяется к p -области, а «-» к n -области (рис. 5a)) возникающее в объеме p - и n -областей электрическое поле вызывает приток основных носителей к области объемного заряда p - n перехода. Этот процесс продолжается до тех пор, пока контактная разность потенциалов на p - n -переходе не уменьшится до величины $V_0 - V$. При этом заряды, созданные вначале внешним источником Э.Д.С. на омических контактах, оказываются перенесенными на границы области объемного заряда, и она сужается до величины $(d - \Delta d)$ (рис. 5b). Как видно из рис. 5b, высота потенциального барьера при прямом смещении уменьшается на величину $q \cdot V_{пр}$.

Итак, приложение к диоду внешней разности потенциалов вызвало появление в первый момент времени импульса тока во внешней цепи, обеспечивающего, в конечном счете, накопление или уменьшение объемных зарядов у границ p - n перехода. Поэтому p - n переход ведет себя подобно емкости. Эту емкость называют барьерной (или зарядовой), так как она связана с изменением потенциального барьера между p - и n -областями.

Ее величина равна:

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{dQ}{dV}, \quad (9)$$

где dQ – изменение заряда p - n -перехода; dV – изменение разности потенциалов на нем.

Из рис. 4b и 5b видно, что плоский p - n переход подобен плоскому конденсатору. Поэтому величину барьерной емкости можно определять по формуле для плоского конденсатора:

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d}, \quad (10)$$

где S – площадь p - n перехода; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; d – толщина слоя объемного заряда, играющая роль расстояния между обкладками конденсатора.

Отличие от обычного конденсатора состоит в том, что d в выражении (10) не является постоянной величиной, а зависит от внешнего смещения

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 + qV)}{q^2} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 + qV)}{q^2} \cdot \frac{(n_{n0} + p_{p0})}{n_{n0} \cdot p_{p0}}}. \quad (11)$$

Таким образом, барьерная емкость p - n перехода является нелинейной. Это означает, в частности, что выражение (10) можно применять лишь для малых сигналов V_{\sim} , не изменяющих существенно величину d . Такой сигнал, в частности, может быть наложен на постоянное внешнее смещение V . Выражение (11) упрощается для асимметричного p - n -перехода, одна из областей которого легирована гораздо сильнее другой. Пусть, например, $n_{n0} \gg p_{p0}$, тогда

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\varphi_0 + q \cdot V)}{q^2 \cdot n_{n0}}} \approx d_n. \quad (12)$$

Это означает, что практически весь объемный заряд сосредоточен в n -области p - n перехода и зависит только от концентрации донорной примеси в этой области. Так, например, для германия при $n_{n0} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $p_{p0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d_n = 8 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, в то время как $d_p = 8 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, то есть на два порядка меньше d_n .

Подставив (12) в (10), получим:

$$C_{\bar{\sigma}} = S \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot q^2 \cdot n_{n0}}{2 \cdot (\varphi_0 + q \cdot V)}}. \quad (13)$$

Это выражение справедливо для резкого p - n перехода, в котором концентрация донорной и акцепторной примесей меняется скачком. Для плавных (диффузионных) p - n переходов барьерная емкость

$$C_{\bar{\sigma}} = S \cdot 3 \sqrt[3]{\frac{(\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot q \cdot a}{12 \cdot (\varphi_0 + q \cdot V)}}, \quad (14)$$

где a – коэффициент пропорциональности в законе изменения концентрации примеси $N(x)$ в переходе:

$$N(x) = a \cdot x. \quad (15)$$

5. Прямой и обратный ток p - n перехода

По окончании процесса заряда или разряда барьерной емкости ток через диод не спадает до нуля, так как изменение высоты потенциального барьера для основных носителей тока при приложении к p - n переходу внешней разности потенциалов приводит к нарушению равенства встречных потоков носителей, пересекающих переход, и возникновению тока через него. Величину этого тока просто подсчитать в случае достаточно большого

обратного смещения $\left(V \geq \frac{4 \cdot kT}{q} \approx 0.1 \text{ В} \right)$, когда потоки основных

носителей через p - n переход практически исчезают, а остаются лишь потоки неосновных носителей, для которых барьера нет.

Неосновные носители, например, электроны в p -области, возникают вследствие тепловой генерации электронно-дырочных пар. За счет хаотического теплового движения неосновные носители успевают за время своей жизни отойти от точки, где они «родились», на расстояние, равное в

среднем диффузионной длине $L = \sqrt{D \cdot \tau}$, где D – коэффициент диффузии, τ – время жизни.

На самом деле путь, проходимый носителем за время его жизни, на много порядков больше L . Качественно это иллюстрирует рис.6.

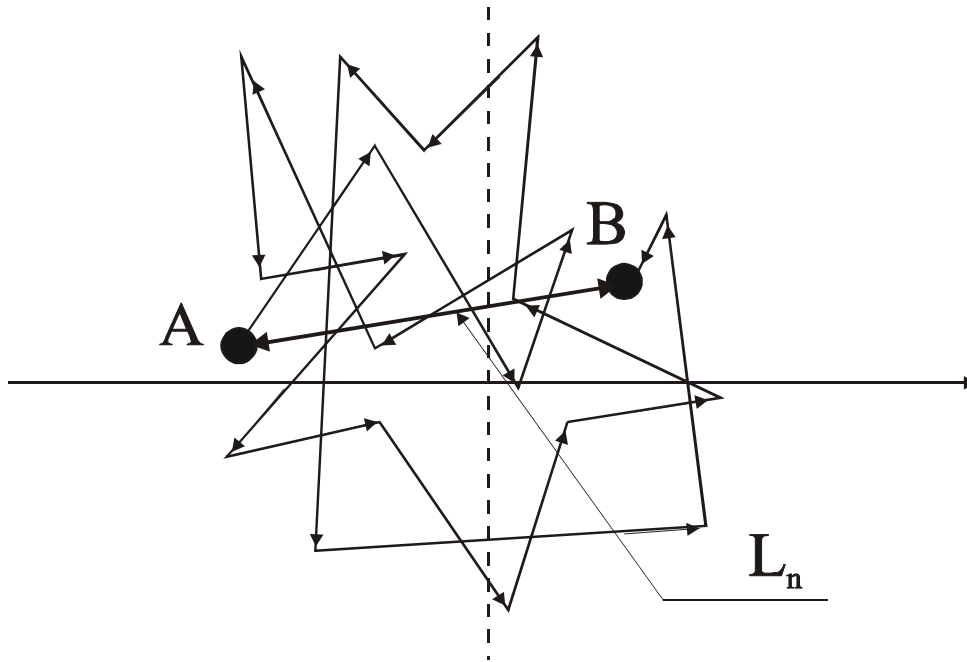


Рис.6. Траектория движения электрона за время его жизни. А – положение электрона в момент генерации; В - положение электрона в момент рекомбинации

Если граница слоя объемного заряда расположена от точки генерации носителя ближе, чем на диффузионную длину, то вероятность того, что этот носитель хотя бы раз попадет в слой объемного заряда и будет втянут его полем, близка единице. Такие носители будут создавать обратный ток $p-n$ перехода. Конечно, часть носителей при этом может прорекомбинировать, так и не дойдя до $p-n$ перехода, но зато часть носителей, сгенерированных на расстояниях, больших L , может дойти до него. Поэтому при подсчете

величины обратного тока можно рассматривать генерацию носителей только в слое толщиной L , но считать, что все они доходят до перехода.

Скорость тепловой генерации G_0 (число носителей, генерируемых в единице объема за единицу времени) можно найти из условия равенства ее при ее тепловом равновесии скорости рекомбинации R . Последняя же равна

концентрации носителей, деленной на время их жизни: $G_0 = R = \frac{n_{p0}}{\tau_n}$ в p -

области и $\frac{p_{n0}}{\tau_p}$ в n -области. Помножив эти величины на объемы тех частей

полупроводника, которые дают вклад в обратный ток, то есть на $S \cdot L_n$ и $S \cdot L_p$ (S – площадь p - n перехода), и на заряд электрона q , получим ток неосновных носителей через p - n переход:

$$J_s = J_{ns} + J_{ps} = q \left(\frac{n_{p0}}{\tau_n} L_n S + \frac{p_{n0}}{\tau_p} L_p S \right) = qS \left(\frac{n_{p0}}{\tau_n} L_n + \frac{p_{n0}}{\tau_p} L_p \right). \quad (16)$$

Переброшенные полем через p - n переход неосновные носители становятся в соответствующих областях основными. Связанный с ними заряд, как это всегда происходит с зарядом основных носителей, практически мгновенно рассасывается и исчезает за счет ухода носителей во внешнюю цепь. Из (16) следует, что ток через переход при достаточно больших смещениях не зависит от V , сохраняя предельное значение J_s . Поэтому J_s называют током насыщения.

В состоянии равновесия (при $V = 0$) и при прямом смещении ($V > 0$), приложенном к p - n переходу, в полупроводнике под действием тепла генерируется такое же количество носителей, какое генерируется в полупроводнике, когда к переходу приложено обратное смещение. С той же

вероятностью они могут дойти до p - n перехода и быть втянутыми его полем. Поэтому через p - n переход всегда течет ток $-J_S$. В равновесных условиях этот ток компенсируется встречным током основных носителей $+J_S$ так, что результирующий ток $-J_S + J_S = 0$.

Но потоки основных носителей, как видно из выражения (2), зависят от высоты потенциального барьера $\varphi_0 = q \cdot V_{k0}$. Для равновесного барьера φ_0 поток основных носителей $J_{осн.} = J_S \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right)$; при приложении к переходу прямого смещения V барьер снижается до величины $(\varphi_0 - q \cdot V)$ и поток основных носителей увеличивается до

$$I_{осн} = \frac{1}{4} n_{n0} \langle v_n \rangle \cdot e^{-\frac{(\varphi_0 - qV)}{kT}} = \frac{1}{4} n_{n0} \langle v_n \rangle \cdot e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \cdot e^{\frac{qV}{kT}} = I_S e^{\frac{qV}{kT}}, \text{ т.е.}$$

в $e^{\frac{qV}{kT}}$ раз, и становится равным $I_{осн} = I_S e^{\frac{qV}{kT}}$. Результирующий ток при прямом смещении равен:

$$J = -J_S + J_S \cdot e^{\frac{qV}{kT}} = J_S \cdot (e^{\frac{qV}{kT}} - 1). \quad (17)$$

Следует заметить, что ток, созданный основными носителями, намного меньше их потока, умноженного на заряд электрона q ($\frac{1}{4} \cdot q \cdot n_{n0} \cdot \langle v_n \rangle$ и $\frac{1}{4} \cdot q \cdot p_{p0} \cdot \langle v_p \rangle$), так как вклад в прямой ток дают не только те основные носители, которые, перейдя через p - n -переход, прорекомбинируют в соответствующих областях, не вернувшись назад. Основная же часть носителей за время своей жизни как раз успевает вновь пересечь границу p - n

перехода и, втягиваясь его полем, возвращается назад (электроны – в n -область, дырки – в p -область).

6. Вольтамперная характеристика p - n перехода

На рис. 7 показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n перехода, соответствующая выражению (17).

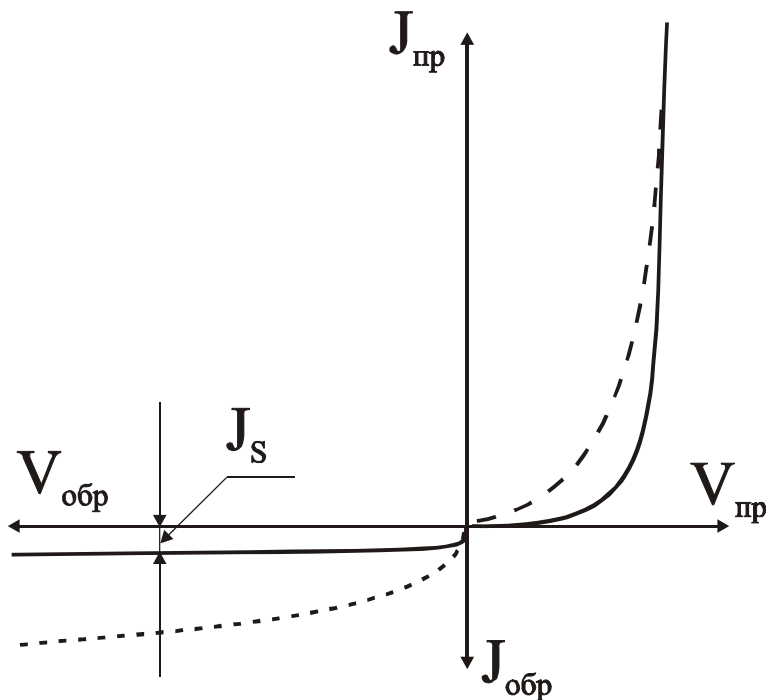


Рис.7. Вольтамперная характеристика p - n -перехода

Полученное нами выражение для ВАХ полупроводникового диода справедливо при не слишком больших прямых смещениях, когда потенциальный барьер еще существует ($q \cdot V < \phi_0$) и сопротивление p - n перехода еще много больше, чем сопротивление прилегающих к нему n - и p -областей диода. В обратном смещении выражение (17) справедливо для напряжений, меньше пробивных. Кроме того, при выводе выражений (16) и

(17) мы пренебрегли тепловой генерацией и рекомбинацией носителей в самом слое объемного заряда, считая его узким.

Наконец, при практическом использовании выражения (17) следует иметь в виду, что температура T , входящая в него – это температура p - n -перехода и прилегающих к нему областей, которая в процессе работы диода может существенно отличаться от температуры окружающей среды.

Ток насыщения J_S в выражениях (16) и (17) сильно зависит от T , так как с ростом температуры резко растет скорость тепловой генерации. Действительно, по закону действующих масс:

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \approx \frac{n_i^2}{N_D}; \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \approx \frac{n_i^2}{N_A}; \quad n_i^2 \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}.$$

Поэтому с повышением температуры обратный ток резко растет и выпрямляющие свойства p - n перехода ухудшаются. С ростом температуры понижается также и равновесная высота потенциального барьера

$$\varphi_0 = kT \cdot \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = kT \cdot \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}.$$

При температуре, при которой $n_{n0} \approx p_{p0} \approx n_i$,

переход исчезает совсем.

7. Распределение неосновных носителей вблизи области объемного заряда

В заключении рассмотрим, как меняются со смещением концентрации носителей вблизи областей объемного заряда. При обратном смещении концентрация неосновных носителей у самого перехода равна нулю (рис. 8а), так как он является прекрасным стоком для них. Эти концентрации нарастают

до равновесных на расстояниях порядка диффузионных длин L_n и L_p . В равновесном состоянии перехода неосновные носители (рис. 8b),

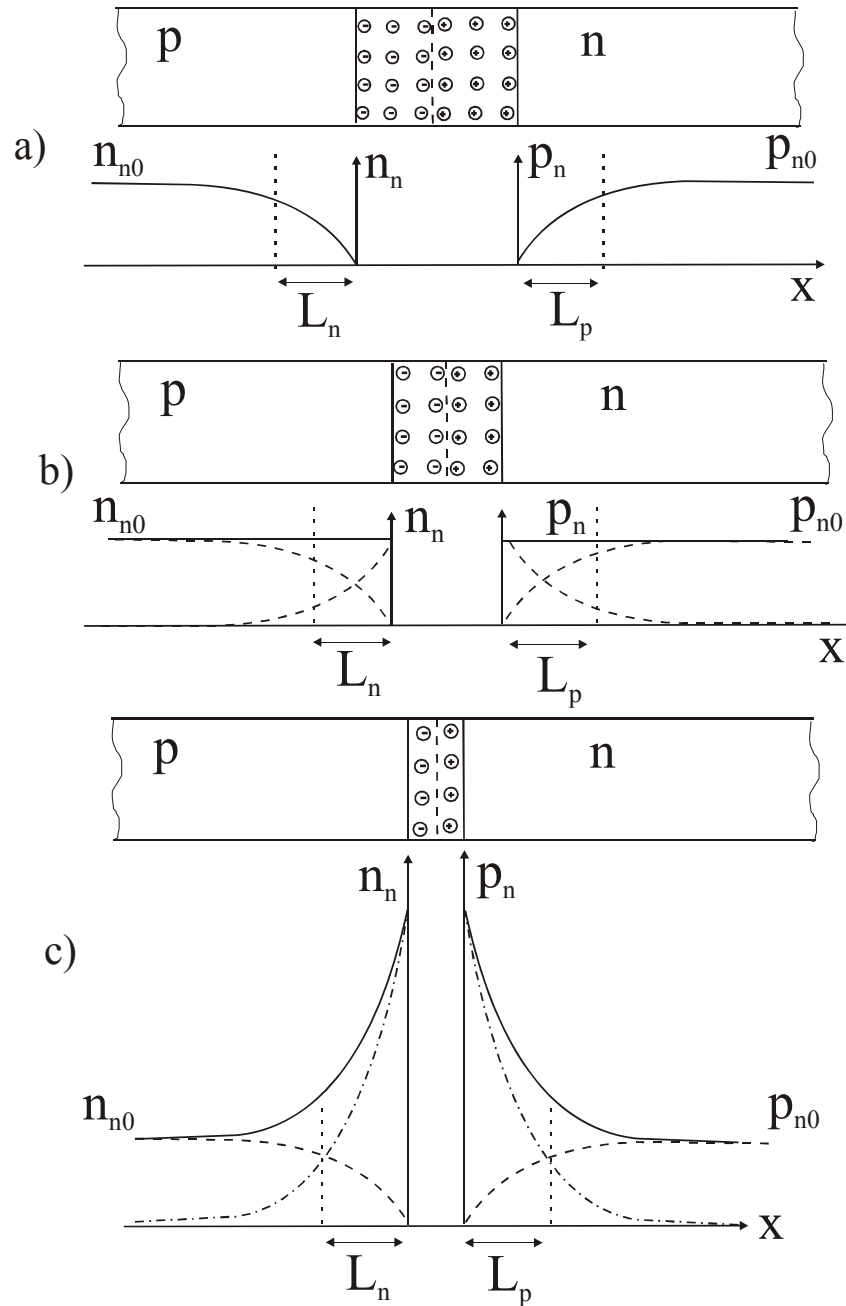


Рис.8. Распределение неосновных носителей заряда вблизи области объемного заряда p - n -перехода: а) обратно смещенный p - n -переход; б) равновесный p - n -переход; в) прямо смещенный p - n -переход

генерируемые теплом, создают такое же распределение концентраций, как при обратном смещении, но к ним добавляются носители, перешедшие через $p-n$ переход и диффундирующие вглубь той области, где они являются неосновными. Суммарная концентрация неосновных носителей в этом случае оказывается всюду равной равновесной.

При прямом смещении концентрация неравновесных носителей за счет инжекции резко повышается и становится много выше равновесной (рис. 8с).

Несмотря на то, что при положительном смещении концентрация неосновных носителей вблизи $p-n$ -перехода выше равновесной, а при отрицательном – ниже, объемные заряды в этих областях не возникают, т.к. избыточные (или недостающие) заряды неосновных носителей легко компенсируются подтекающими к ним или оттекающими от них многочисленными основными носителями. Внешней цепью избыточные токи, текущие после смены напряжения на диоде и обеспечивающие накопление или рассасывание носителей вблизи перехода, воспринимаются как токи заряда или разряда некоторой емкости, называемой диффузионной. Как и барьерная емкость, эта емкость нелинейная, так как концентрация инжектированных через $p-n$ переход носителей зависит от приложенного к нему смещения по экспоненциальному, а не по линейному закону.

В отличие от барьерной емкости зарядение диффузионной емкости не связано с появлением объемных зарядов – «плюсы» и «минусы» накапливаются в одних и тех же областях диода в одинаковых концентрациях. Подробнее, однако, вопрос о диффузионной емкости $p-n$ перехода рассмотрен во введении к лабораторной работе № 23 по переходным процессам в $p-n$ -переходе.

8. Дополнительные теоретические сведения

В главе 5 настоящего пособия было показано, что вольтамперная характеристика (ВАХ) резкого и тонкого p - n перехода связана с основными параметрами p - и n - областей соотношением (17)

$$J = J_S \cdot \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = q \cdot S \left(\frac{p_{n0}}{\tau_p} \cdot L_p + \frac{n_{p0}}{\tau_n} \cdot L_n \right) \cdot \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right).$$

где J – ток, текущий через p - n переход с площадью S ;

L_p , L_n , τ_p , τ_n , p_{n0} , n_{p0} – диффузионные длины, времена жизни и концентрации неосновных носителей соответственно в n - и p -областях; V – внешнее напряжение (смещение), полярность которого определяет протекание прямого и обратного тока.

На практике выражение (17) справедливо лишь для резких германиевых p - n переходов при малых прямых и обратных смещениях. В остальных случаях при выводе ВАХ следует учитывать процессы генерации-рекомбинации в слое объемного заряда p - n перехода, а при больших смещениях (сравнимых или превышающих контактную разность потенциалов) необходимо учитывать влияние слаболегированной (базовой) области p - n -перехода на вид ВАХ.

При небольших прямых смещениях p - n -перехода процессы рекомбинации в слое объемного заряда приводят к возрастанию прямого тока (по сравнению с (17)).

Обратный ток p - n -перехода, создаваемый неосновными носителями заряда, которые генерируются в прилегающих к переходу областях (толщиной L_p и L_n соответственно в p - и n -области), является током насыщения, т.е. не зависит от приложенной разности потенциалов. Однако

электронно-дырочные пары генерируются теплом во всех областях кристалла, в том числе и в слое объемного заряда перехода. Электроны выбрасываются этим полем в *n*-область перехода, а дырки – в *p*-область, что создает дополнительную компоненту обратного тока через переход, которую называют током термогенерации в объемном заряде или сокращенно – током генерации ($J_{ген.}$). Величину тока генерации легко определить, если известна скорость тепловой генерации в объемном заряде G_0 . Тогда

$$J_{ген.} = G_0 \cdot S \cdot d, \quad (18)$$

где d – толщина слоя объемного заряда, зависящая от смещения.

Поскольку d увеличивается с ростом обратного смещения, то ток генерации также растет с ростом напряжения (для резкого перехода как \sqrt{V} , а для плавного – как $\sqrt[3]{V}$).

На рис. 7 сплошной линией нарисована ВАХ *p-n* перехода, рассчитанная по формуле (17), а пунктирной линией – рекомбинация в слое объемного заряда перехода.

Поскольку реальный *p-n* переход при любой геометрии имеет границу с поверхностью кристалла, то необходимо учитывать при анализе полного обратного тока процессы на поверхности. Например, необходимо учитывать возможность протекания тока по поверхности, когда он минует слой объемного заряда в результате ионной проводимости. Не вдаваясь в детали всех механизмов, могущих дать дополнительный вклад в обратный ток, назовем сумму компонент обратного тока, связанных с поверхностью, током утечки *p-n* перехода ($J_{ут.}$).

Окончательно полный обратный ток реального перехода (выпрямительного диода)

$$J_{обр.} = J_S + J_{ген.} + J_{ут.} \quad (19)$$

Для кремниевых диодов ток J_S всегда много меньше остальных компонент обратного тока. Ток утечки очень чувствителен к способам обработки поверхности, поэтому его величина может колебаться от диода к диоду в широких пределах. Часто ток утечки оказывается больше тока генерации, иногда они одного порядка.

Рассмотрим теперь влияние сопротивления базы диода на вид его ВАХ. При значительных прямых смещениях (сравнимых или даже превышающих контактную разность потенциалов) толщина слоя объемного заряда и, следовательно, его сопротивление стремятся к нулю. При этом уже нельзя пренебрегать падением напряжения на базе диода, как это делалось при выводе выражения (17). Все приложенное к диоду напряжение делится между объемным зарядом перехода и его базой:

$$V_D = V_{pn} + J \cdot R_{\delta}, \quad (20)$$

где R_{δ} – сопротивление базы.

В этом случае диод по постоянному току можно представить в виде двух последовательно соединенных сопротивлений (рис.9): нелинейного сопротивления объемного заряда ($R_{\delta 03}$) и линейного сопротивления базы (R_{δ}) (если толщина базы много больше диффузионной длины неосновных носителей заряда, то можно не учитывать явления модуляции базового сопротивления инжектированными носителями заряда). ВАХ каждого сопротивления известны. Результирующая ВАХ может быть найдена, например, путем геометрического сложения характеристик объемного заряда перехода и базы, как это показано на рис. 10.

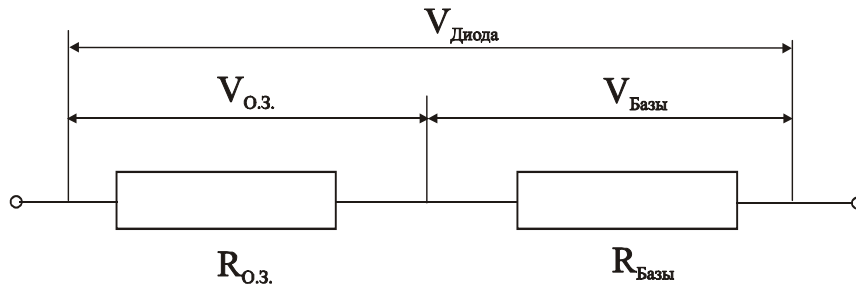


Рис.9. Эквивалентная схема диода по постоянному току

На обратную ветвь ВАХ диода сопротивление базы влияния не оказывает, т.к. R_b всегда много меньше сопротивления объемного заряда обратно смещенного перехода (за исключением области пробоя).

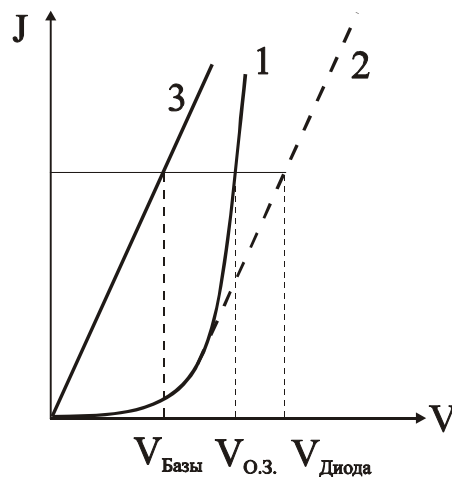


Рис.10. Вольтамперная характеристика диода: 1 – без учета сопротивления базы; 2- с учетом базового сопротивления; 3- ВАХ базы

8.1. Влияние температуры на обратный ток диода

С ростом температуры увеличивается скорость тепловой генерации электронно-дырочных пар во всех областях $p-n$ перехода. Это приводит к резкому возрастанию с температурой концентрации неосновных носителей в n - и p -областях перехода и, следовательно, к увеличению тока насыщения.

Концентрация неосновных носителей заряда в полупроводнике зависит от температуры по закону:

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (21)$$

При выводе этих соотношений использовался закон действующих масс и то обстоятельство, что n_{n0} и p_{p0} не меняются с изменением температуры во всем интервале истощения примеси.

Время жизни неосновных носителей заряда и их диффузионные длины с изменением температуры меняются значительно слабее и их изменением можно пренебречь и считать, что ток насыщения

$$J_S = q \cdot S \cdot \left(\frac{p_{n0}}{\tau_p} \cdot L_p + \frac{n_{p0}}{\tau_n} \cdot L_n \right) \sim n_i^2 \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (22)$$

Другая компонента обратного тока – ток термогенерации в слое объемного заряда также будет расти вследствие увеличения скорости тепловой генерации электронно-дырочных пар G_0 согласно (1)

$$G_0 \sim n_i \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (23)$$

Таким образом,

$$J_{ген.} \Big|_{V=const} \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (24)$$

Третья компонента обратного тока – ток утечки – также растет с ростом температуры, но значительно слабее. Ввиду того, что этот ток может быть обусловлен различными механизмами, из которых не все до конца понятны, то общий анализ зависимости $J_{ут.}(T)$ затруднен.

Поскольку J_S и $J_{ген.}$ в общем случае пропорциональны $\exp\left(-\frac{E_g}{mkT}\right)$, m – коэффициент, соответствующий определенной компоненте обратного тока, для диодов, у которых эти компоненты преобладают над токами утечки, снимая зависимость $J_{обр.}(T)$ при постоянном обратном смещении, можно по величине m оценить механизм протекания тока через диод. Для этого необходимо построить в полулогарифмическом масштабе график зависимости $\ln J_{обр.}\left(\frac{1}{T}\right)$ (рис.11) и по наклону полученной прямой

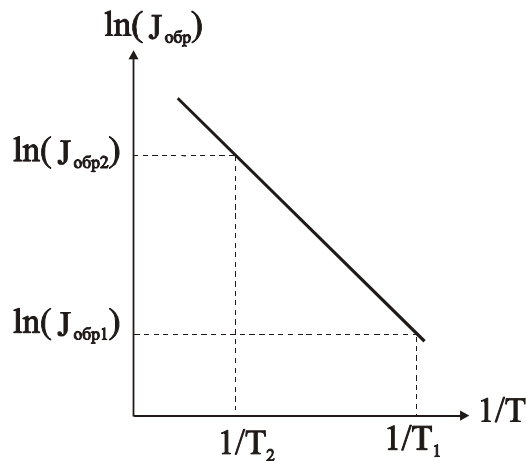


Рис.11. Температурная зависимость обратного тока через диод
определить коэффициент m :

$$m = \frac{E_g}{k} \cdot \frac{1/T_1 - 1/T_2}{\ln J_{обр.2} - \ln J_{обр.1}}. \quad (25)$$

8.2. Влияние температуры на прямую ветвь ВАХ диода

Прямой ток через диод создается диффузионными потоками основных носителей, преодолевающих энергетический барьер высотой $\phi = \phi_0 - q \cdot V_{p-n}$, где V_{p-n} – часть внешнего напряжения, приходящаяся на слой объемного

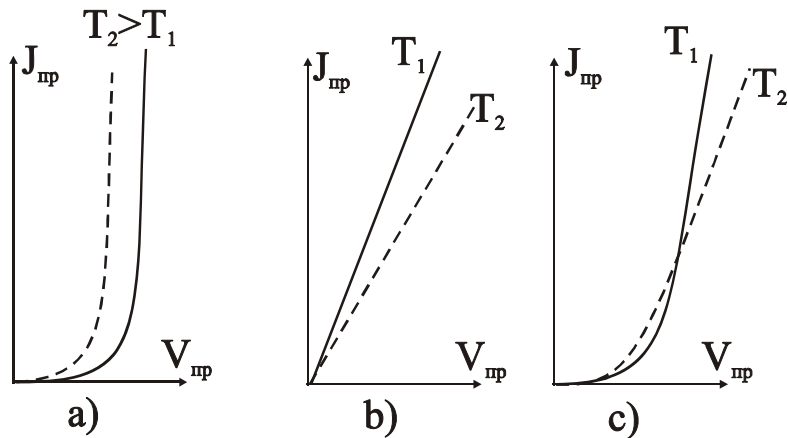


Рис.12. Влияние температуры на прямую ветвь ВАХ $p-n$ -перехода

заряда $p-n$ -перехода. Так как с ростом температуры равновесная высота потенциального барьера $\phi_0 = |\mu_p| - |\mu_n|$ уменьшается (поскольку уровень Ферми с повышением температуры стремится к середине запрещенной зоны полупроводника, т.е. $|\mu_p|$ уменьшается, а $|\mu_n|$ увеличивается), то уменьшается и ϕ при постоянном V_{p-n} . С понижением потенциального барьера увеличиваются диффузионные потоки основных носителей, т.е. увеличивается прямой ток перехода. Иначе говоря, при большей температуре $p-n$ -перехода тот же прямой ток достигается при меньшем смещении. Следовательно, прямая ветвь ВАХ $p-n$ перехода, без учета сопротивления базы (кривая 1 на рис. 10), с ростом температуры смещается влево, в сторону меньших напряжений (рис. 12а). ВАХ базы (рис.12 б) наоборот, сдвигается вправо, т.к. сопротивление базы с температурой растет из-за снижения подвижности свободных носителей заряда. Таким образом, результирующая ВАХ диода при прямом смещении сложным образом зависит от T . При малых токах характеристика смещается с ростом T влево, а при больших токах (где влияние базы сильнее) – вправо (рис. 12с).

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

№ п/п	Физические постоянные	
1.	Универсальная газовая постоянная	$8.314 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{кмоль}$
2.	Число Авогадро	$6.025 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
3.	Постоянная Больцмана	$1.38 \cdot 10^{23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
4.	Масса электрона	$9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
5.	Заряд электрона	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
6.	Постоянная Планка	$6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
7.	Скорость света	$2.998 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$