

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)

А.П. Лысенко

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В *p-n*-ПЕРЕХОДЕ

Рекомендовано учебно-методическим объединением вузов Российской Федерации по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 210100 «Электроника и микроэлектроника»

Москва – 2009

Содержание

	Введение	4
1	Равновесное состояние p - n -перехода.	5
1.1	Образование двойного заряженного слоя в p - n -переходе.	5
1.2	Равновесная контактная разность потенциалов	8
1.3.	Равновесная энергетическая диаграмма p - n перехода	13
1.4	Равновесная толщина области объемного заряда	15
2	Изменение области объемного заряда под действием внешнего смещения. Барьерная или зарядовая емкость p - n перехода	19
3	Распределение неосновных носителей вблизи области объемного заряда. Явление инжекции и экстракции. Диффузионная емкость p - n -перехода	26
3.1	Состояние термодинамического равновесия p - n -перехода	26
3.2	Стационарное состояние p - n -перехода при обратном смещении	29
3.3	Стационарное состояние p - n -перехода при прямом смещении	32
3.4	Диффузионная емкость. Понятие уровня инжекции	38
4	Прохождение тока через p - n -переход	40
4.1	Эстафета тока в p - n -переходе	40
4.2	Вольтамперная характеристика тонкого p - n -перехода	40
4.3	Влияние генерации и рекомбинации в области объемного заряда перехода на его ВАХ	46
4.4	Влияние сопротивления базовой области p - n -перехода на его ВАХ	51

4.5	Влияние температуры на обратный ток диода	53
4.6	Влияние температуры на прямую ветвь ВАХ диода	55
5	Импульсные и частотные характеристики	57
	Поведение $p-n$ перехода на малом переменном сигнале.	
5.1	Диффузионная емкость $p-n$ перехода	57
5.2	Переходные процессы в $p-n$ -переходе	63
5.2.1	Переходные процессы при подаче прямого смещения	63
5.2.2	Переходные процессы при переключении диода с прямого смещения на обратное	65
6	Пробой $p-n$ -перехода	72
6.1	Тепловой пробой $p-n$ -перехода	73
6.2	Лавинный пробой $p-n$ -перехода	77
6.3	Туннельный пробой $p-n$ -перехода	88
	Библиографический список	91
	Используемые обозначения	92
	Таблица 1. Свойства полупроводников	96
	Таблица 2. Фундаментальные физические постоянные	97

ВВЕДЕНИЕ

Данное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки дипломированных специалистов 654100 – «Электроника и микроэлектроника» и ориентировано на дисциплину государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования «Твердотельная электроника», которая относится к циклу специальных дисциплин следующих специальностей:

- 180600 Светотехника и источники света
- 071400 Физическая электроника
- 200100 Микроэлектроника и твердотельная электроника
- 200300 Электронные приборы и устройства
- 200400 Промышленная электроника
- 200500 Электронное машиностроение
- 201900 Микросистемная техника

В пособии рассматриваются вопросы физики *p-n*-перехода, понимание которой совершенно необходимо при анализе работы подавляющего большинства объектов микро- и нано-электроники.

Хотя список учебной и научной литературы, в которой разбираются вопросы теории *p-n*-перехода, весьма велик, многолетний опыт преподавания этого раздела твердотельной электроники показывает, что универсального учебника нет. В данном пособии сделана попытка, изложить достаточно сложные физические процессы в максимально упрощенном варианте.

Пособие рассчитано на студентов, знакомых с физикой полупроводников (или с физикой твердого тела).

1. Равновесное состояние *p-n*-перехода

1.1. Образование двойного заряженного слоя в *p-n*-переходе

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 плоскость в полупроводнике, с одной стороны которой он легирован мелкой донорной примесью до концентрации N_D , а с другой стороны – мелкой акцепторной примесью до концентрации N_A . Такой переход называется ступенчатым. Так как в рабочем диапазоне температур вся легирующая примесь ионизована (что справедливо для германиевых и кремниевых переходов), то концентрация основных носителей заряда в *n*-области $n_{n0} = N_D$ и в *p*-области $p_{p0} = N_A$: здесь первый подстрочный знак 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 – равновесная концентрация свободных носителей заряда в нелегированном (собственном) полупроводнике. Величина n_i определяется физической природой материала и, как видно из (1), сильно зависит от температуры. Для кремния ($E_g \approx 1.1$ эВ) при 300 К $n_i \approx 10^{10}$ см⁻³. Если при этом, например, $N_D = n_{n0} = 10^{16}$ см⁻³, то $p_{n0} = 10^4$ см⁻³, то есть концентрация

неосновных носителей заряда на много порядков меньше концентрации основных. До приведения *n*- и *p*-областей 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. 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 заряда – отрицательных электронов и положительных дырок соответственно.

На рис.1 приведено распределение свободных носителей заряда по координате в *n*- и *p*-областях до приведения их в контакт (уровни легирования выбраны произвольно).

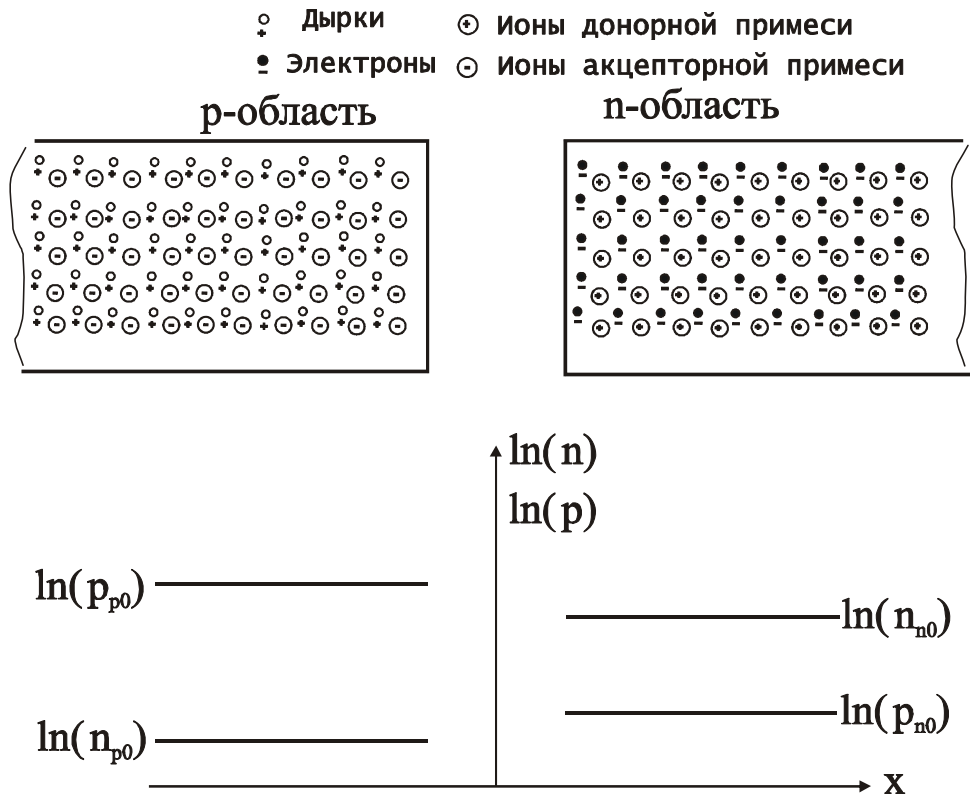


Рис.1. Равновесное состояние *p*- и *n*-областей до момента контакта

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

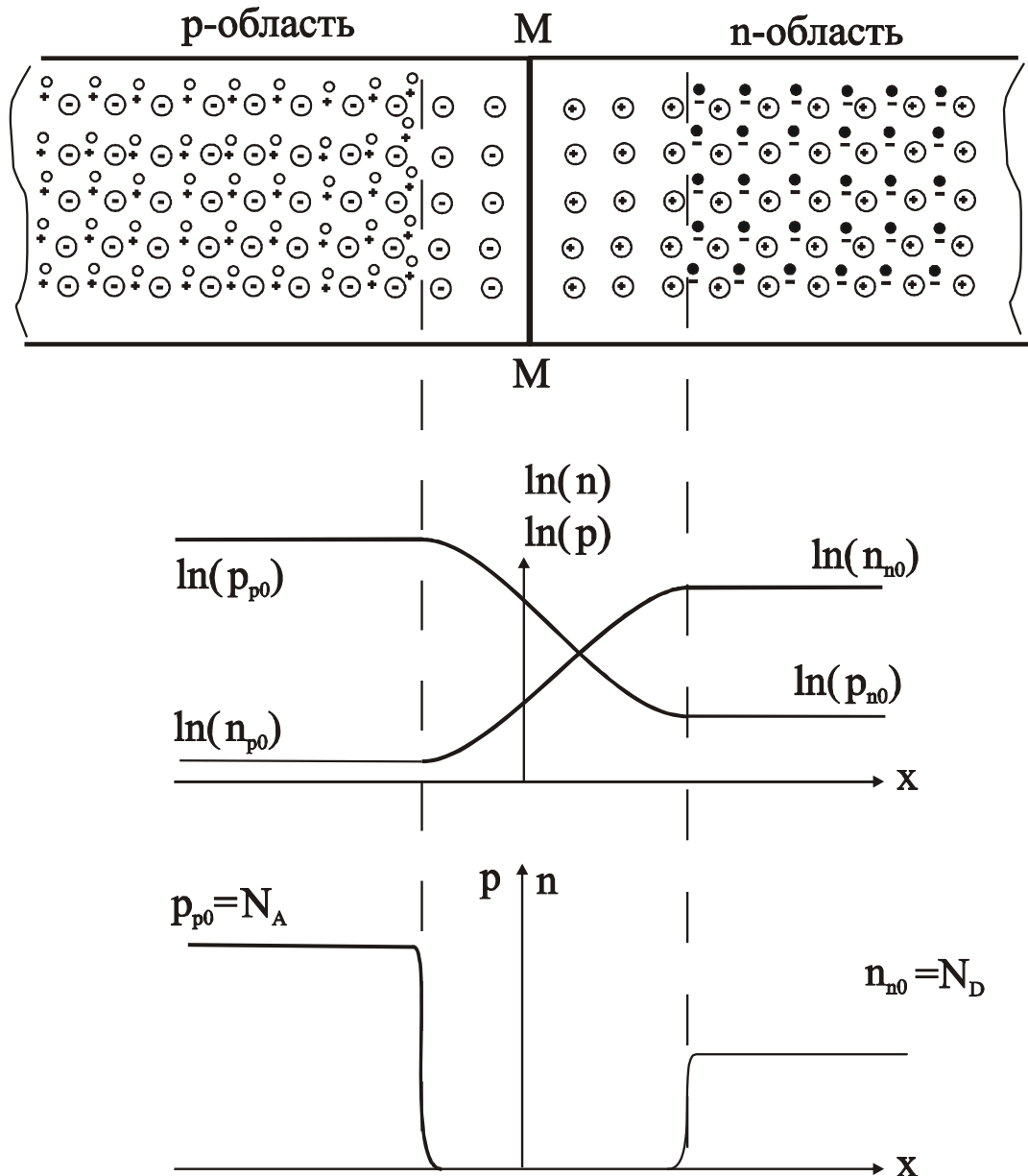


Рис.2. Равновесное состояние *p*- и *n*-областей после приведения их в контакт

концентрации свободных носителей заряда (электронов в n -области больше, чем электронов в p -области, а дырок в p -области больше, чем дырок в n -области) и хаотического теплового движения возникают направленные диффузионные потоки – электронов из n - в p -область и дырок из p - в n -область. При этом, однако, электронейтральность обеих областей нарушается и 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 (порядка времени жизни), оставаясь вблизи плоскости раздела M - M , электроны, попавшие в p -область, рекомбинируют там с дырками, а дырки, попавшие в n -область – с электронами. В результате у границы M - M в n -области практически не будет свободных 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 свободными носителями заряда. На рис. 2 в логарифмическом и линейном масштабах представлено распределение свободных носителей заряда вблизи p - n перехода.

1.2. Равновесная контактная разность потенциалов

Объемные заряды некомпенсированных доноров и акцепторов создают электрическое поле в приконтактной области, и между n - и p -областями полупроводника возникает так называемая контактная разность потенциалов V_k . Контактное поле не проникает за пределы области неподвижных объемных зарядов. Поэтому вне этой области свободные носители заряда

движутся по-прежнему совершенно хаотично и число электронов и дырок, налетающих на область объемного заряда, зависит только от их концентрации и скорости теплового движения.

Если в область объемного заряда влетает за счет теплового движения неосновной носитель заряда (электрон из p -области или дырка из n -области), то контактное поле подхватывает его и перебрасывает через этот слой. Поэтому каждый неосновной носитель заряда, налетающий на p - n переход, обязательно проходит через него. Наоборот, основные носители заряда (электроны из n -области и дырки из p -области) могут перелетать через область объемного заряда лишь в том случае, если кинетическая энергия их теплового движения вдоль оси x достаточна для преодоления контактной разности потенциалов, то есть, если она больше $q \cdot V_k$. Сколько таких носителей заряда можно определить, вспомнив распределение их по энергии (см. рис.3). Число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне с кинетической энергией, превышающей несколько kT , асимптотически (по экспоненциальной зависимости) стремится к нулю с увеличением полной энергии частицы.

Поэтому, как только образуются объемные заряды у границы раздела M - M , потоки основных носителей заряда, пересекающих эту границу, уменьшаются. Если, однако, эти потоки все еще больше встречных потоков неосновных носителей заряда, объемный заряд будет увеличиваться. Увеличение объемного заряда будет продолжаться до тех пор, пока потоки основных носителей заряда не уменьшатся до величины потоков неосновных носителей заряда и между p - и n -областями установится равновесная контактная разность потенциалов V_{k0} . В системе возникает состояние термодинамического равновесия.

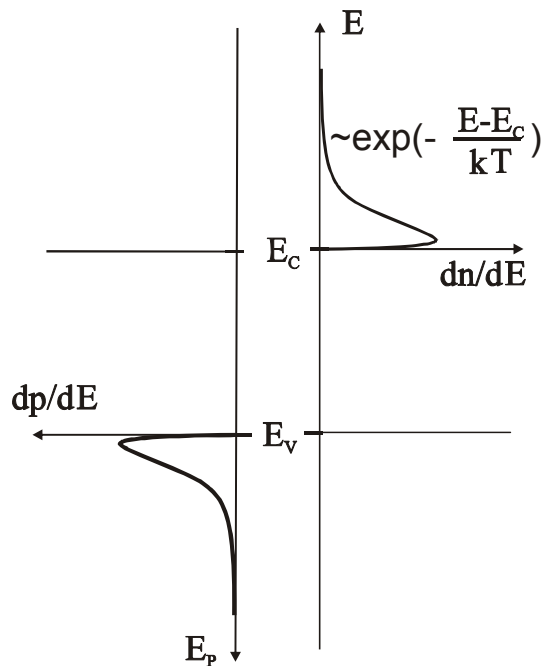


Рис.3. Распределение основных носителей заряда (невырожденного газа частиц) по энергии в n - и p - областях (E – полная энергия электрона, E_p – полная энергия дырки)

Итак, в равновесии через p - n переход текут равные друг другу в каждом сечении встречные потоки электронов и, соответственно, равные друг другу встречные потоки дырок. На рис.4 приведены качественные зависимости величин встречных потоков электронов и дырок в сечениях, перпендикулярных оси x в зависимости от координаты для выбранных соотношений легирования p - и n -областей (см. рис. 2).

Оценим встречные потоки электронов в сечении A - A , совпадающем с границей объемного заряда со стороны p -области. Воспользовавшись Максвелловским распределением частиц по скоростям, можно показать, что число свободных носителей заряда, налетающих за единицу времени на область объемного заряда за счет теплового движения, равно $\frac{1}{4}$ произведения

концентрации носителей заряда на среднюю скорость их теплового движения $\langle v \rangle$ и на площадь p - n перехода S . Соответственно число электронов, налетающих

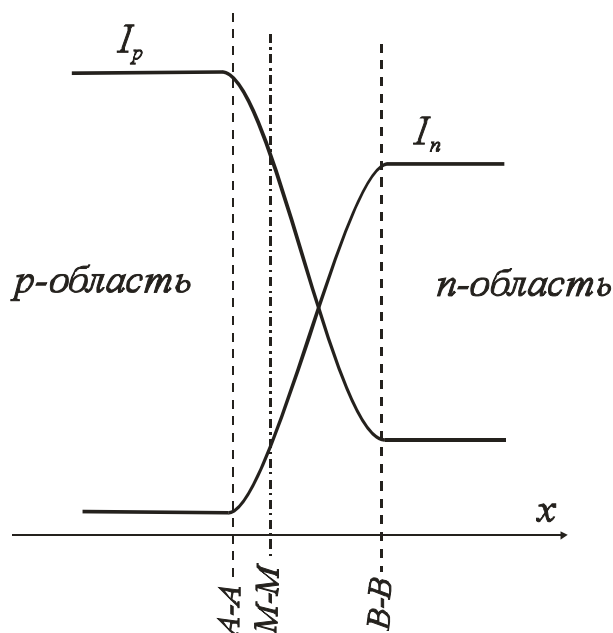


Рис.4. Качественные зависимости встречных потоков электронов и дырок от координаты

за единицу времени на переход со стороны n -области (плоскость B-B), равно $\frac{1}{4} \cdot n_{n0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S$, а число электронов, налетающих на переход со стороны p -

области (плоскость A-A), равно $I_{n2} = \frac{1}{4} \cdot n_{p0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S$. Контактное поле

уменьшает потоки основных носителей заряда, преодолевающих разность

потенциалов V_{k0} , в $e^{\frac{qV_{k0}}{kT}}$ раз, так что поток электронов из n -области и пролетевших объемный заряд становится равным

$$I_{n1} = \frac{1}{4} \cdot n_{n0} \cdot \langle v_n \rangle \cdot S \cdot e^{-\frac{qV_{k0}}{kT}}. \quad (2)$$

Приравнивая встречные потоки электронов в рассматриваемом сечении (плоскость **A-A**), получаем:

$$n_{n0} \cdot e^{-\frac{qV_{k0}}{kT}} = n_{p0}. \quad (3)$$

Приравнивание встречных потоков дырок в сечении **B-B**, совпадающем с границей объемного заряда со стороны **n**-области, дает:

$$p_{p0} \cdot e^{-\frac{qV_{k0}}{kT}} = p_{n0}. \quad (4)$$

Из этих соотношений находим равновесную контактную разность потенциалов

$$V_{k0} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{n_{n0} \cdot p_{p0}}{n_i^2}. \quad (5)$$

Последнее преобразование получено с помощью закона действующих масс (1).

Из проведенного анализа видно, что встречные потоки электронов и дырок выравниваются (попарно) при одной и той же контактной разности потенциалов V_{k0} . Видно также, что потенциальный барьер тем выше, чем больше различие в концентрациях носителей заряда 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 в наиболее легированной области **p-n** переход исчезает.

1.3. Равновесная энергетическая диаграмма p - n перехода

В отсутствие электрического поля энергетические уровни полупроводника на энергетической диаграмме изображаются горизонтальными прямыми (рис. 5а).

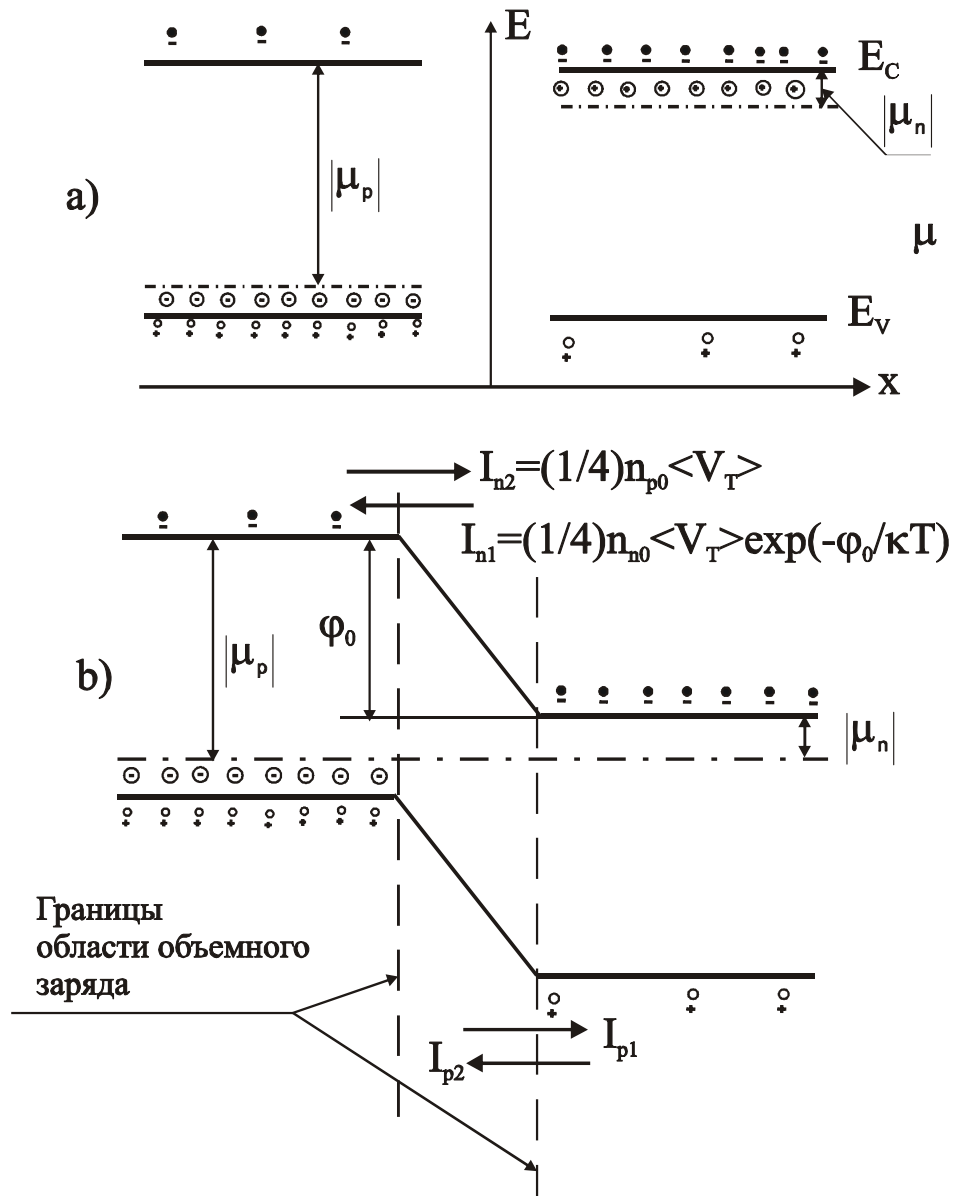


Рис.5. Стилизованная энергетическая диаграмма (зонная структура) p - n -перехода: а) до приведения областей в контакт, б) после приведения областей в контакт

Это отражает тот факт, что потенциальная энергия электрона, находящегося на данном уровне, например, на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одна и та же и 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 в области электрического поля начинают зависеть от координаты – искривляются. Причем крутизна этой зависимости определяется локальной величиной напряженности электрического поля. В частности, наличие контактного поля в *p-n* переходе приводит к искривлению уровней на величину $\varphi_0 = q \cdot V_{к0}$ (рис. 5b). Электрон, находящийся на дне зоны проводимости, имеет теперь потенциальную энергию в *p*-области на $q \cdot V_{к0}$ 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. 5b).

Как видно из диаграммы на рис 5, φ_0 можно определить не только по (5), но и как

$$\varphi_0 = |\mu_p| - |\mu_n|, \quad (6)$$

где μ_n и μ_p – уровни Ферми в *n*- и *p*-областях соответственно (см. рис.5).

1.4. Равновесная толщина области объемного заряда

Из рис.5 видно, что при перемещении из одной области полупроводника в другую потенциальная энергия для основных носителей заряда увеличивается на φ_0 . Для определения вида функции $\varphi(x)$ следует воспользоваться уравнением Пуассона, связывающим потенциал поля $V(x)$ с объемной плотностью зарядов $\rho(x)$, создающих это поле. Это уравнение в одномерном случае имеет вид;

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (7)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника. Перейдя от потенциала V к потенциальной энергии электрона $\varphi = -qV$, получим:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q \cdot \rho(x)}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \quad (8)$$

Плотность объемного заряда $\rho(x)$ складывается из заряда ионизированных доноров или акцепторов и зарядов свободных электронов и дырок. Вдали от *p-n*-перехода в *n*-области концентрация свободных электронов практически равна концентрации доноров (при комнатной температуре все доноры ионизированы), а концентрация дырок пренебрежимо мала. Плотность объемного заряда здесь, естественно, равна нулю. В области объемного заряда концентрация свободных электронов резко убывает по мере роста $\varphi(x)$ вследствие удаления дна зоны проводимости от уровня Ферми, пока не достигнет на границе перехода со стороны *p*-области величины $n_{p0} \ll n_{n0}$. Концентрация же дырок убывает на протяжении области объемного заряда от значения p_{p0} со стороны *p*-области до значения p_{n0} в *n*-области. Таким образом, в области объемного заряда (часто эту область называют также областью пространственного заряда ОПЗ) концентрации свободных

электронов, и свободных дырок малы по сравнению с концентрациями в n - и p -областях соответственно. По этой причине этот слой называется обедненным.

Если в уравнение (8) подставить реальную зависимость $\rho(x)$ то его решение будет достаточно громоздким. Поэтому для упрощения задачи без заметного ущерба для сути дела используют так называемое приближение резких границ объемного заряда, суть которого состоит в замене реальной зависимости $\rho(x)$ ступенчатой зависимостью, изображенной на рис. 6 пунктиром.

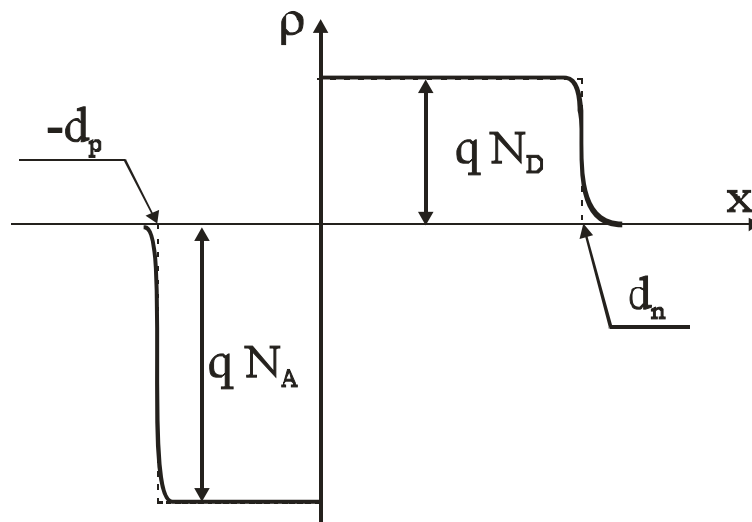


Рис.6. Эюра плотности объемного заряда

В таком случае для n -области на протяжении слоя d_n ($x > 0$)

$$\rho(x) \approx q \cdot N_D \quad (9)$$

А в p - области на протяжении d_p ($x < 0$)

$$\rho(x) \approx -q \cdot N_A \quad (10)$$

Подставляя (9) в (8), получим для $x > 0$:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q^2 \cdot N_D}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \quad (11)$$

Подставляя (10) в (8), получим для $x < 0$:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{q^2 \cdot N_A}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \quad (12)$$

Так как на расстояниях $x \geq d_n$ и $x \leq -d_p$ контактное поле в полупроводнике

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{1}{q} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \text{ отсутствует, то граничные условия для этих уравнений}$$

имеют вид:

$$\varphi(x) \Big|_{x=d_n} = 0 \quad \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=d_n} = 0 \quad (13)$$

$$\varphi(x) \Big|_{x=-d_p} = \varphi_0 \quad \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=-d_p} = 0 \quad (14)$$

Решение уравнений (11) и (12) с граничными условиями (13) и (14) приводит к следующим результатам.

$$\text{Для } 0 \leq x \leq d_n: \quad \mathcal{E}(x) = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_D (d_n - x) \quad (15)$$

$$\varphi(x) = \frac{q^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} N_D (d_n - x)^2 \quad (16)$$

$$\text{Для } -d_p \leq x \leq 0: \quad \mathcal{E}(x) = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_A (d_p - x) \quad (17)$$

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{q^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} N_A (d_p + x)^2 \quad (18)$$

Видно, что электрическое поле линейно зависит от координаты (с угловым коэффициентом, определяемым уровнем легирования), а потенциал является квадратичной функцией координаты. На рис.7 приведены эпюры плотности объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала в

переходе. Последняя кривая на рис.7 показывает изменение с координатой энергии дна зоны проводимости E_c .

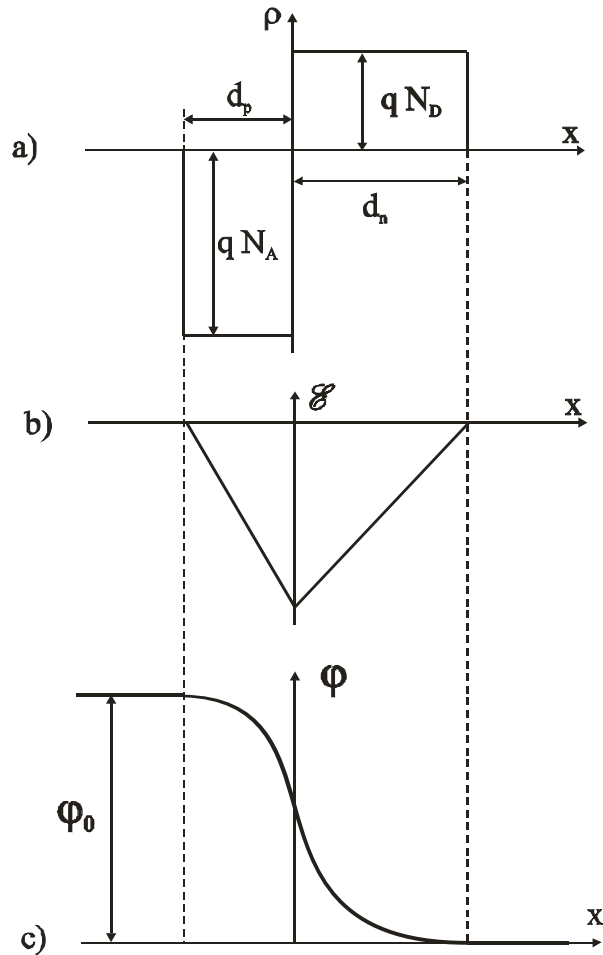


Рис.7. Эпюры плотности объемного заряда (а), напряженности электрического поля (б) и потенциальной энергии электрона (с)

Общая толщина области объемного заряда d_0 равная сумме $d_n + d_p$ и определяется, во-первых, из условия сшивки решений для $\varphi(x)$ в точке $x=0$

$$\varphi_0 - \frac{q^2}{2\epsilon\epsilon_0} N_A d_p^2 = \frac{q^2}{2\epsilon\epsilon_0} N_D d_n^2 \quad (19)$$

и, во-вторых, из условия сохранения заряда (см. рис.7а)

$$d_n \cdot N_D = d_p \cdot N_A \quad (20)$$

Из решения системы уравнений (19-20) находим, что полная толщина ОПЗ в условиях термодинамического равновесия равна

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{q^2} \cdot \frac{N_D + N_A}{N_D \cdot N_A}} \quad (21)$$

Глубина проникновения контактного поля больше в ту область полупроводника, в которой концентрация основных носителей заряда меньше. При $n_{n0} \ll p_{p0}$ практически вся область объемного заряда локализуется в n -области:

$$d_0 \approx d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{q^2 \cdot N_D}} \quad (22)$$

Произведенный расчет толщины ОПЗ относится к ступенчатому переходу. В случае же тянутых и диффузионных переходов изменение концентрации примесей в переходе происходит плавно. Принимая для этого изменения линейный закон $N(x) = a \cdot x$, где a – градиент концентрации примеси, получим из решения уравнения Пуассона следующее выражение для толщины слоя объемного заряда:

$$d_0 = \sqrt[3]{\frac{12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_0}{q^2 \cdot a}} \quad (23)$$

2. Изменение области объемного заряда под действием внешнего смещения. Барьерная или зарядовая 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 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 (см. рис.8).

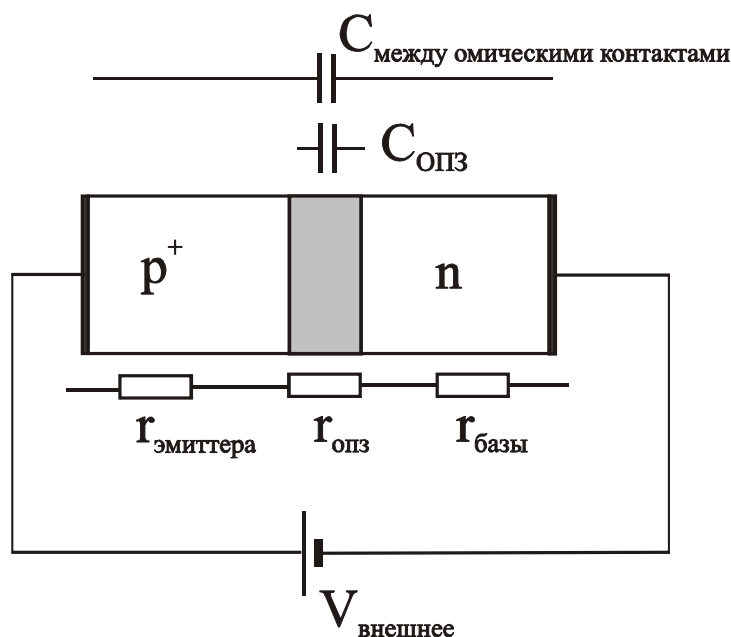


Рис.8. Подключение к диоду внешнего смещения

В реальных диодах p - и n -области легированы существенно не симметрично. Сильно легированная область перехода называется эмиттером, а слабо легированная – базой. С точки зрения электротехники рассматриваемая цепь представляет собой три сопротивления, включенных последовательно с источником питания. Внешнее напряжение делится между этими сопротивлениями пропорционально их величинам. Обозначим напряжение, падающее на сопротивлении $R_{\text{опз}}$ пространственного заряда, как V_{p-n} .

Очевидно, что рассматриваемые сопротивления существенно не равнозначны $R_{\text{эмиттера}} \ll R_{\text{базы}} \ll R_{\text{опз}}$. Поэтому на стадии качественного и (в первом приближении) количественного рассмотрения мы пренебрежем

сопротивлениями базы и эмиттера и подводящих проводов. В этом случае в стационарном режиме все внешнее напряжение будет падать на слое объемного заряда, т.е. $V_{p-n} = V_{внешн}$.

Чтобы на каком-либо объекте появилось напряжение необходимо, чтобы на концах этого объекта скопились заряды разного знака, которые создадут электрическое поле, интеграл от которого по координате и есть разность потенциалов. Иначе говоря, каждый объект любой электрической цепи обладает емкостью, являющейся коэффициентом пропорциональности между зарядами, создающими электрическое поле и интегралом от этого поля по координате - напряжением. Как видно из рис. 8 в рассматриваемой структуре можно выделить две емкости: емкость пространственного заряда и много меньшую (из-за большого расстояния) – между омическими контактами.

Смещение, при котором «+» источника присоединяется к *n*-области, а «-» к области *p* (рис. 9), называют обратным или запорным.

После замыкания ключа практически мгновенно заряжается емкость, создаваемая омическими контактами, так как постоянная времени заряда этой емкости RC , где R – сопротивление подводящих проводов, очень мало. При этом к омическим контактам диода притекают по внешней цепи заряды, создающие в объеме диода электрическое поле $\mathcal{E}_{внешнее}$. Это поле вызывает дрейф основных носителей тока в направлениях, указанных стрелками на рис. 9а. (Пока концентрация неосновных носителей заряда много меньше по сравнению с концентрацией основных, их дрейфом можно пренебречь).

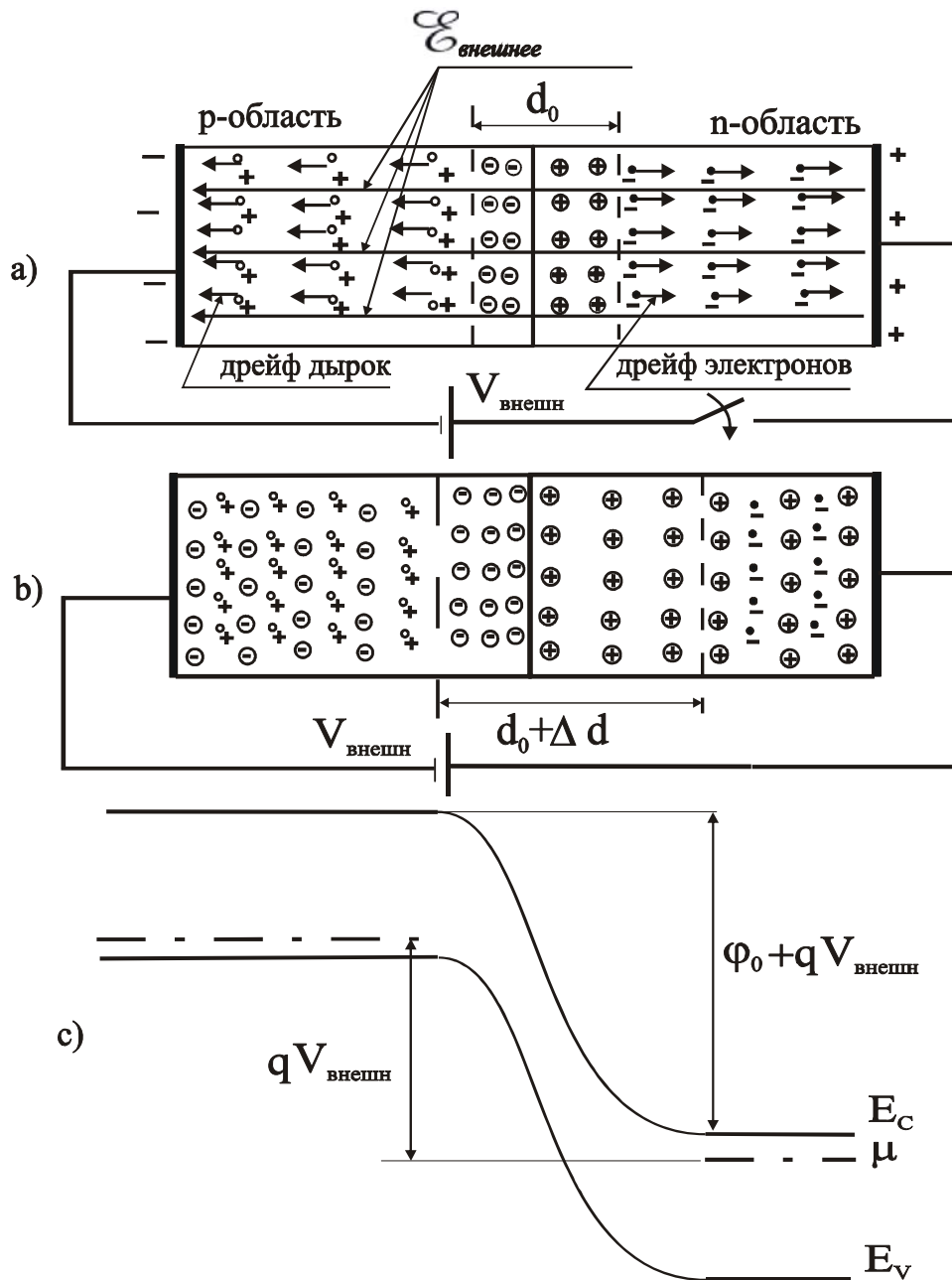


Рис.9. Влияние обратного смещения на толщину слоя объемного заряда p - n -перехода и высоту потенциального барьера
 а) процесс заряда барьерной емкости; б) стационарное состояние перехода при обратном смещении; в) стационарная энергетическая диаграмма перехода при обратном смещении

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 $(d_0 + \Delta d)$ (рис. 9b). Дрейф электронов и дырок к омическим контактам происходит до тех пор, пока все приложенное напряжение $V_{\text{внешнее}}$ не упадет на p - n переходе. Как видно из рис. 9с, высота потенциального барьера при обратном смещении увеличивается на величину $q \cdot V_{\text{внеш.}}$.

При прямом смещении («+» источника подсоединяется к p -области, а «-» к n -области (рис. 10а) возникающее в объеме p - и n -областей электрическое $\mathcal{E}_{\text{внешнее}}$ вызывает дрейф основных носителей заряда в направлениях, указанных стрелками на рис. 10а. Таким образом, поле вызывает приток основных носителей заряда к области объемного заряда p - n перехода. Они начинают экранировать часть ионного заряда, что приводит к уменьшению его толщины до величины $(d_0 - \Delta d)$.

Этот процесс продолжается до тех пор, пока все внешнее напряжение не упадет (в первом приближении) на области объемного заряда, т.е. контактная разность потенциалов на p - n -переходе не уменьшится до величины $(V_{\text{к0}} - V_{\text{внеш}})$. Соответственно высота потенциального барьера при прямом смещении уменьшается на величину $q \cdot V_{\text{внешн.}}$.

Хотя реальные зависимости $E_c(x)$ и $E_v(x)$ в области пространственного заряда – сопряженные параболы, в дальнейшем для удобства изображения, будем рисовать их в виде отрезка прямой линии, как это показано на рис.5. Соответствующие энергетические диаграммы будем называть *стилизованными*.

Итак, приложение к диоду внешней разности потенциалов вызывает появление в первый момент времени импульса дрейфового тока во внешней цепи, обеспечивающего, в конечном счете, увеличение или уменьшение

объемных зарядов у границ ОПЗ 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 -

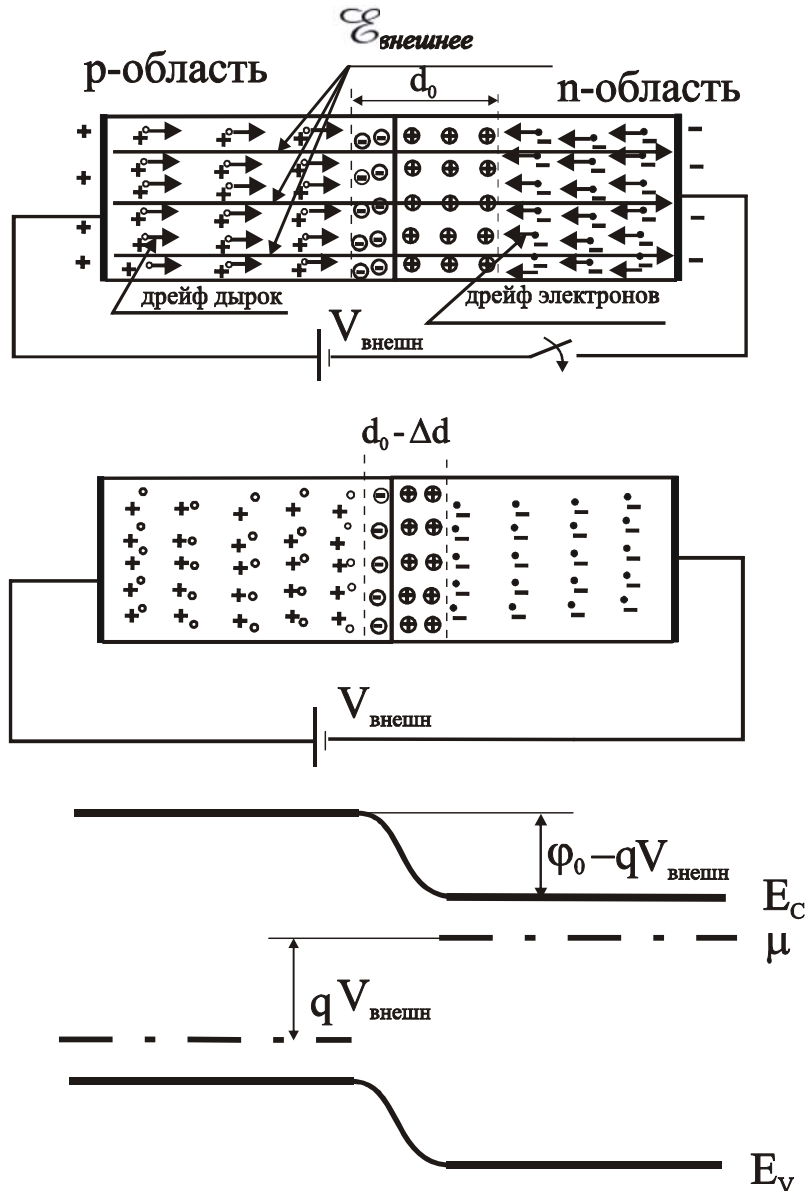


Рис.10. Влияние прямого смещения на толщину области объемного заряда p - n -перехода и высоту потенциального барьера

областями и с изменением заряда в явном виде. Ее величина определяется соотношением:

$$C_{бар} = \frac{dQ}{dV}, \quad (24)$$

где dQ – изменение заряда одного знака в $p-n$ -переходе, dV – изменение разности потенциалов на нем. Поскольку изменение заряда происходит на краю ОПЗ, то $p-n$ -переход подобен плоскому конденсатору. Поэтому величину барьерной емкости можно определять по формуле для плоского конденсатора:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d}, \quad (25)$$

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 (25) не является постоянной величиной, а зависит от внешнего смещения

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 \pm qV_{p-n})}{q^2} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 \pm qV_{p-n})}{q^2} \cdot \frac{(n_{n0} + p_{p0})}{n_{n0} \cdot p_{p0}}}. \quad (26)$$

Здесь «+» соответствует обратному смещению, а «-» – прямому.

Выражение (26) упрощается для асимметричного (например, p^+-n) перехода, p -область которого легирована гораздо сильнее n -области. Тогда

$$d \approx d_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\varphi_0 \pm q \cdot V_{p-n})}{q^2 \cdot N_D}}. \quad (27)$$

Это означает, что практически весь объемный заряд сосредоточен в n -области $p-n$ -перехода и зависит только от концентрации донорной примеси в этой области.

Расчет барьерной емкости по формулам (24) и (25) дает естественно одинаковый результат (для p^+-n –перехода):

$$C_{бар} = S \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot q^2 \cdot N_D}{2 \cdot (\varphi_0 \pm q \cdot V_{p-n})}}. \quad (28)$$

Таким образом, барьерная емкость $p-n$ -перехода является нелинейной функцией напряжения.

Выражение (28) справедливо для резкого $p-n$ -перехода. Для плавных (диффузионных) $p-n$ -переходов барьерная емкость определяется соотношением

$$C_{бар} = S \cdot \sqrt[3]{\frac{(\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot q^2 \cdot a}{12 \cdot (\varphi_0 \pm q \cdot V_{p-n})}}, \quad (29)$$

где a – градиент концентрации примеси в области перехода.

3. Распределение неосновных носителей вблизи области объемного заряда. Явление инжекции и экстракции. Диффузионная емкость $p-n$ -перехода

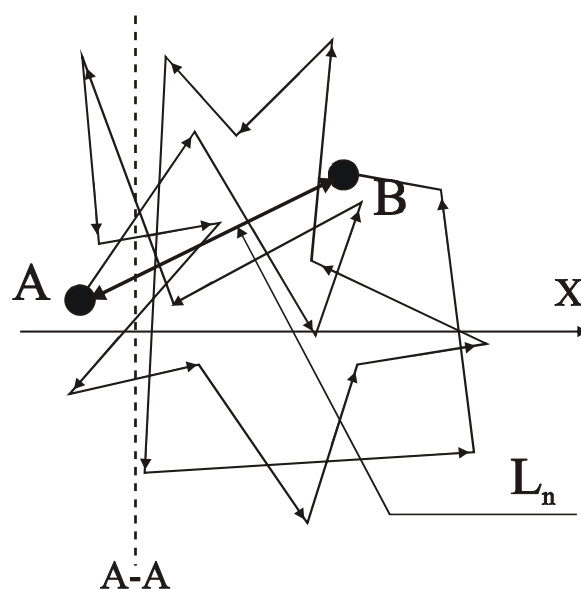
3.1. Состояние термодинамического равновесия $p-n$ -перехода

В отсутствии внешнего смещения, как указывалось выше, встречные потоки носителей заряда одного знака в любом сечении уравнивают друг друга. Однако количественно и по своей природе эти потоки существенно зависят от расположения рассматриваемого сечения. Наиболее удобным для анализа *электронных* потоков является сечение ($A-A$), совпадающее с границей ОПЗ со стороны p -области. А для анализа *дырочных* потоков – сечение ($B-B$), совпадающее с границей ОПЗ со стороны n -области. В этих

сечениях указанные потоки носят чисто диффузионный характер, т.е. они являются следствием хаотического теплового движения частиц.

Динамика равновесия потоков заключается в том, что потоки I_{n1} и I_{n2} (см. рис.5) в сущности, носят случайный, статистический характер. Поток I_{n1} образован электронами, которые вследствие хаотического теплового движения случайно налетают на слой объемного заряда со стороны n -области и если их кинетическая энергия в направлении оси x превышает высоту потенциального барьера Φ_0 , то они проходят в p -область. Естественно, что в различные моменты времени число таких электронов может меняться, отличаясь от среднего в ту или иную сторону. Встречный поток электронов также вызван их хаотическим движением с той только разницей, что любой электрон, налетающий на рассматриваемое сечение со стороны p -области, попадает в n -область. Соответственно величина этого потока также флуктуирует во времени. Поэтому в каждый конкретный момент времени эти потоки не могут быть равны друг другу. Однако благодаря тому, что это потоки заряженных частиц их локальное (во времени) неравенство сразу же меняет зарядовое состояние обеих областей перехода, что вызывает изменение контактной разности потенциалов. Пусть, например, поток I_{n1} оказался больше потока I_{n2} , тогда p -область приобретет дополнительный отрицательный заряд, а n -область – положительный. Следовательно, в следующий момент времени электронам n -области для попадания в p -область придется преодолевать большую разность потенциалов. Это соответственно приводит к уменьшению потока I_{n1} . Таким образом, происходит саморегулирование встречных потоков и в среднем поддерживается их равенство.

Рассмотрим теперь более подробно, что происходит с электронами перешедшими из n - в p -область с потоком I_{n1} . Проследим, например, за судьбой одного электрона, пролетевшего через барьер в p -область и оказавшегося в точке **A** (рис.11). Если бы рядом не было объемного заряда, то до того момента, когда этот электрон захватится ловушкой и рекомбинирует с дыркой в точке **B**, он проходит длинный путь, претерпевая многочисленные акты рассеяния. Среднее расстояние между точками **A** и **B** равно диффузионной длине L_n .



*Рис. 11. Траектория движения электрона за время его жизни в нейтральной p -области. **A** – положение электрона в момент, когда он оказался в p -области; **B** - положение электрона в момент рекомбинации*

Если рядом с точкой **A** располагается граница объемного заряда (штриховая линия на рис.11), то вероятность того, что при своем движении он пересечет границу слоя объемного заряда, будет подхвачен полем перехода, и вытолкнут им назад в n -область, практически равна единице. Лишь небольшой доле электронов удастся рекомбинировать с дыркой и обратно не вернуться.

Однако когда система находится в состоянии термодинамического равновесия, скорость рекомбинации в каждом месте структуры уравнивается скоростью тепловой генерации. Таким образом, встречный поток электронов I_{n2} «генетически» состоит как бы из двух существенно не равнозначных частей I_{n2}' и I_{n2}'' . I_{n2}' - это поток, состоящий из электронов, пришедших до этого из n -области и вернувшихся обратно. I_{n2}'' - это поток, состоящий из электронов, сгенерированных теплом в p -области. Естественно, что следует учитывать только те электроны, которые рождаются на расстоянии от перехода, равном в среднем диффузионной длине L_n . Из изложенного следует, что $I_{n2}' \gg I_{n2}''$.

Подача внешнего смещения на переход изменяет высоту потенциального барьера для основных носителей заряда и тем самым влияет на величину встречных потоков.

3.2. Стационарное состояние p - n -перехода при обратном смещении.

При обратном смещении высота барьера в p - n -переходе возрастает на величину $qV_{внешн}$ (см. рис.9). Неосновным носителям заряда в n - и p -областях по-прежнему ничто не мешает диффундировать к переходу и сваливаться с барьера. Основные же носители заряда возросший барьер преодолеть практически не могут, и поэтому - диффузионные потоки электронов из n - в p -область и дырок из p - в n -область экспоненциально уменьшаются с ростом обратного смещения, асимптотически стремясь к нулю.

Для примера обратимся опять к электронным потокам. Поскольку поток I_{n1} убывает по закону

$$I_{n1}(V_{\text{внешн}}) = I_{n1}(0) \cdot \exp\left(-\frac{qV_{\text{внешн}}}{kT}\right),$$

где $I_{n1}(0)$ - равновесный поток, то связанная с ним часть встречного потока I_{n2}' также убывает (см. рис.12). Составляющая же встречного потока I_{n2}'' , связанная с тепловой генерацией остается неизменной. Но поскольку она много меньше I_{n2}' , то в целом встречный поток электронов I_{n2} также экспоненциально убывает с ростом обратного смещения и стремится к значению I_{n2}'' .

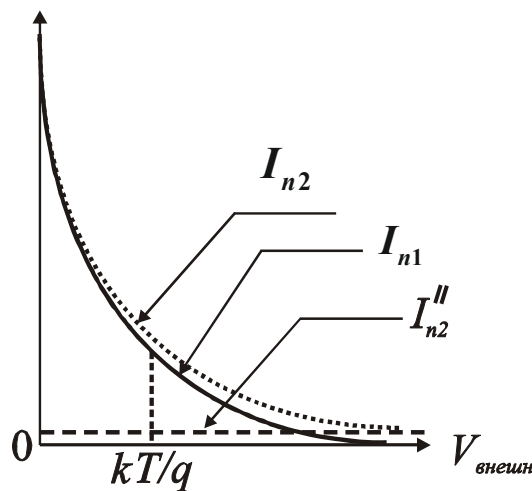


Рис.12. Зависимость встречных потоков электронов от величины обратного смещения

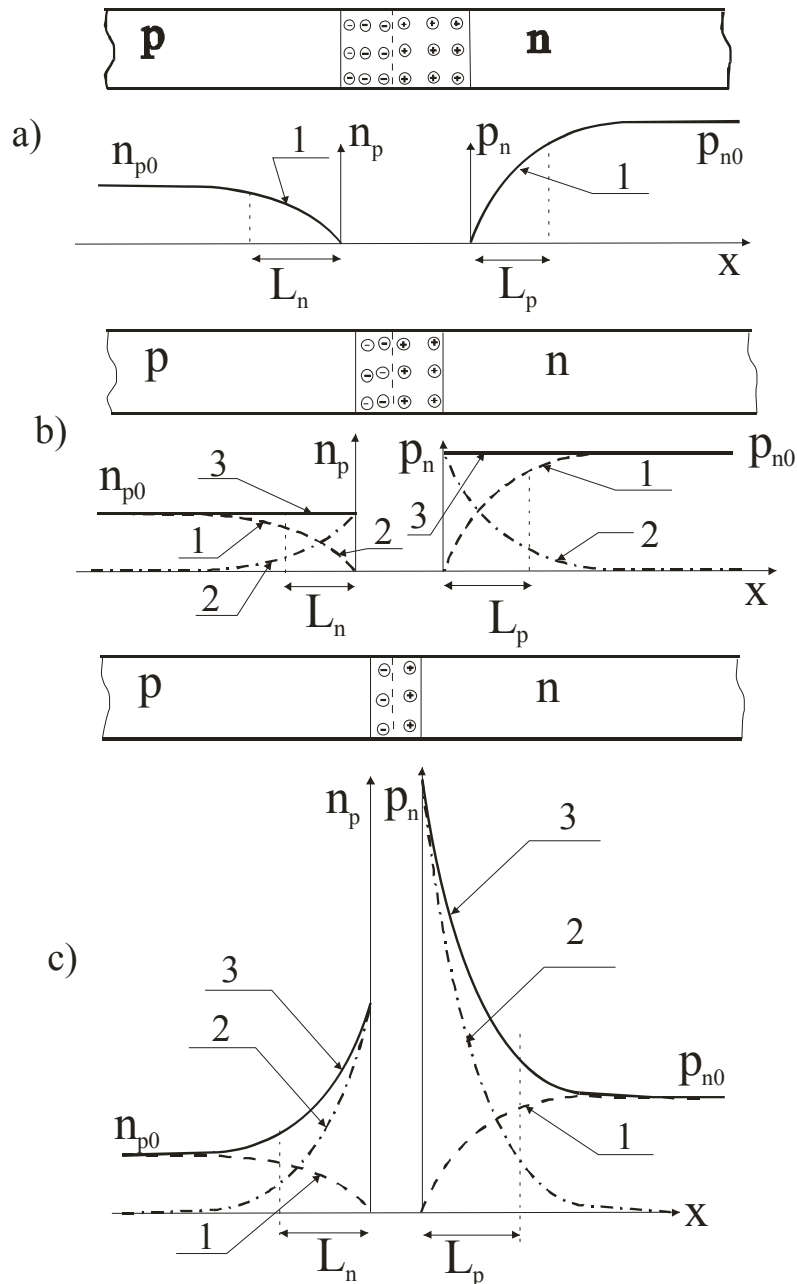


Рис.13. Пространственное распределение неосновных носителей вблизи области объемного заряда p - n -перехода: а) обратно смещенный p - n -переход; б) равновесный p - n -переход; в) прямо смещенный p - n -переход [1- распределение «собственных» неосновных носителей по координате под влиянием электрического поля объемного заряда перехода; 2- распределение неосновных носителей заряда, пришедших из другой области перехода (т.е. преодолевших потенциальный барьер); 3- результирующее распределение неосновных носителей заряда]

В связи с уменьшением потока I_{n1} концентрация неосновных носителей (электронов) на границе области объемного заряда (со стороны p -области) также понижается, так как он является прекрасным стоком для них. И при напряжении, превышающем несколько kT/q ее можно полагать равной нулю. Это явление – снижение концентрации неосновных носителей заряда вблизи перехода под действием обратного смещения – получило название **экстракции** (см. рис.13а).

В равновесном состоянии перехода неосновные носители заряда (рис. 13b), генерируемые теплом, создают такое же распределение концентраций, как и при обратном смещении, но к ним добавляются носители заряда, перешедшие через $p-n$ переход и диффундирующие вглубь той области, где они являются неосновными. Суммарная концентрация неосновных носителей заряда в этом случае оказывается всюду равной равновесной.

3.3. Стационарное состояние $p-n$ -перехода при прямом смещении.

Внешняя разность потенциалов, приложенная в прямом направлении к $p-n$ -переходу, уменьшает высоту потенциального барьера в переходе на величину qV_{p-n} , делая ее равной $(\varphi_0 - qV_{p-n})$ (см. рис.10). Такой барьер

способно преодолеть в $e^{\frac{qV_{p-n}}{kT}}$ раз большее число основных носителей заряда, налетающих (вследствие хаотического теплового движения) на переход, чем равновесный барьер φ_0 . Поэтому потоки электронов из n - в p -область и дырок из p - в n -область увеличиваются по сравнению с равновесными значениями в $e^{\frac{qV_{p-n}}{kT}}$ раз. Это приводит к тому, что, в

непосредственной близости от перехода, в p -области резко повышается концентрация электронов, а в n -области - концентрация дырок. Это явление получило название **инжекции** (см. рис.13с). Поскольку электроны и дырки - заряженные частицы, можно было бы ожидать, что в областях кристалла, где произошло увеличение концентрации неосновных носителей заряда, появится объемный заряд (отрицательный в p -области и положительный в n -области). Однако благодаря наличию внешней цепи, электроны, инжектированные в p -область, притягивают к себе дырки из объема этой области (а, в конечном счете, из внешней цепи), которые компенсируют их заряд. Точно так же заряд инжектированных в n -область дырок компенсируется притянутыми из объема электронами.

Таким образом, избыточные неосновные носители заряда в p - и n -областях перехода, оказываются практически в электрически нейтральной среде. Поэтому их поведение в этих областях обусловлено, главным образом, хаотическим тепловым движением и рекомбинацией. Поскольку концентрация неосновных носителей заряда в обеих областях вблизи p - n -перехода вследствие инжекции больше, чем вдали от перехода (где их концентрация равна равновесной p_{n0} и n_{p0}), то возникают диффузионные потоки электронов от перехода в глубь p -области, а дырок от перехода в глубь n -области. По мере диффузии неосновных (и неравновесных) носителей заряда от перехода их концентрации уменьшается вследствие рекомбинации с основными носителями. В среднем за время жизни электроны успевают продиффундировать на расстояние L_n в p -область, а дырки - на расстояние L_p в n -область (здесь L_n и L_p - диффузионные длины электронов и дырок соответственно). В результате процессов диффузии и

рекомбинации устанавливается стационарное распределение по координате избыточной концентрации неосновных носителей заряда $p_n(x)$ и $n_p(x)$ (кривые 3 на рис.13с).

Аналитическое выражение для распределения по координате неравновесных носителей заряда можно получить, решив стационарное уравнение непрерывности. Для дырок в n -области это уравнение имеет вид:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (30)$$

где и D_p и τ_p - коэффициент диффузии и время жизни дырок.

Для электронов в p -области:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_{p0}}{\tau_n}, \quad (31)$$

где и D_n и τ_n - коэффициент диффузии и время жизни электронов.

Для решения этих уравнений необходимо найти граничные условия: значения концентраций носителей тока, во-первых, на границе области объемного заряда и, во-вторых, в какой-нибудь точке вдали от перехода.

Аналитические выражения для искомым решений проще всего будут выглядеть, если для каждого распределения $p(x)$ и $n(x)$ пространственная координата будет отсчитываться от границы ОПЗ вглубь соответствующей области. Начало оси x (0 координаты) для функции $p(x)$ будет совпадать с границей ОПЗ со стороны n -области, а 0 координаты для функции $n(x)$ - совпадать с границей ОПЗ со стороны p -области.

Рассмотрим сначала первое граничное условие. Концентрации свободных носителей заряда по обе стороны от p - n -перехода и высота его потенциального барьера связаны друг с другом. Связь эту можно установить,

сравнивая стационарные потоки основных и неосновных носителей заряда через переход. Рассмотрим, например, электронные потоки в сечении, совпадающем с границей ОПЗ со стороны p -области. Из n - в p -область, преодолевая потенциальный барьер $(\varphi = \varphi_0 - qV_{p-n})$, движется диффузионный поток электронов (I_{n1}) . Величина этого потока может быть определена по формуле, аналогичной выражению (2)

$$I_{n1} = \frac{1}{4} S \cdot n_{n0} \cdot \langle v_T \rangle e^{-\frac{\varphi}{kT}}. \quad (32)$$

Однако, как было показано выше, почти все электроны, попавшие из n -области в p -область, возвращаются назад. Таким образом, обратный поток электронов (I_{n2}) , текущий через переход из p - в n -область, практически равен потоку (I_{n1}) . Величина обратного потока электронов (I_{n2}) может быть определена по формуле:

$$I_{n2} = \frac{1}{4} S \cdot n_p(0) \cdot \langle v_T \rangle, \quad (33)$$

где $n_p(0)$ - концентрация электронов в p -области на границе слоя объемного заряда. Приравняв встречные потоки электронов, получим:

$$n_p(0) = n_{n0} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right). \quad (34)$$

С учетом (3) получим первое граничное условие для электронов:

$$n_p(0) = n_{p0} \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right). \quad (35)$$

Для дырок получается аналогичное соотношение:

$$p_n(0) = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right) \quad (36)$$

Вторым граничным условием может служить значение концентрации неосновных носителей заряда на омических контактах. Принято считать, что из-за очень большой скорости генерации – рекомбинации на омических контактах концентрацию свободных носителей заряда невозможно отклонить от равновесного значения. Если расстояние от объемного заряда до контакта много больше диффузионной длины неосновных носителей заряда, то их концентрация перестает зависеть от координаты не доходя до контакта и равна равновесной. Таким образом, можно рассмотреть два варианта второго граничного условия для уравнений (30) и (31):

- для случая, когда расстояние до контакта много больше диффузионной

$$\text{длины } n_p \Big|_{x=\infty} = n_{p0} \text{ и } p_n \Big|_{x=\infty} = p_{n0}$$

- для случая, когда расстояние до контакта сравнимо или много меньше

$$\text{диффузионной длины } n_p \Big|_{x=W_n} = n_{p0} \text{ и } p_n \Big|_{x=W_p} = p_{n0}, \text{ где } W_n \text{ и } W_p -$$

расстояние от объемного заряда до омического контакта в n - и p -областях соответственно.

С учетом этих граничных условий решения уравнений (30) и (31) имеют вид:

- для случая $W_n \gg L_p$ и $W_p \gg L_n$

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (37)$$

$$p_n(x) = \Delta p_n(x) + p_{n0} \quad (37a)$$

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (38)$$

$$n_p(x) = \Delta n_p(x) + n_{p0} \quad (38a)$$

где $\Delta p(0) = p_n(0) - p_{n0}$ и $\Delta n(0) = n_p(0) - n_{p0}$.

График зависимостей (37а) и (38а) показан на рис.13с (кривые 3).

- для случая $W_n \sim L_p$ и $W_p \sim L_n$

$$\Delta p(x) = \Delta p_n(0) \cdot \left(ch \frac{x}{L_p} - sh \frac{x}{L_p} cth \frac{W_n}{L_p} \right) \quad (39)$$

$$\Delta n(x) = \Delta n_p(0) \cdot \left(ch \frac{x}{L_n} - sh \frac{x}{L_n} cth \frac{W_p}{L_n} \right) \quad (40)$$

Если толщина n - и p -областей много меньше соответствующей диффузионной длины, то выражения (39) и (40) существенно упрощаются, и распределение инжектированных носителей заряда носит квазилинейный характер

$$\Delta p(x) \approx \Delta p_n(0) \cdot \left(1 - \frac{x}{W_n} \right). \quad (41)$$

$$\Delta n(x) \approx \Delta n_p(0) \cdot \left(1 - \frac{x}{W_p} \right) \quad (42)$$

Для случая обратного смещения распределение неравновесных носителей заряда по координате (рис.13а кривые 3) описывается теми же дифференциальными уравнениями (30) и (31). Поэтому и аналитические выражения для этих распределений формально не отличаются от (37 – 42). Правда при этом меняется первое граничное условие, которое можно найти, учитывая, что встречные потоки электронов и дырок в рассматриваемых сечениях остаются практически равными и при обратном смещении (смотри, например рис.12). Приравняв встречные потоки носителей, получим граничные условия аналогичные (35) и (36) с заменой знака (+) на (–) в показателе экспоненты.

3.4. Диффузионная емкость *p-n*-перехода. Понятие уровня инжекции

Несмотря на то, что при положительном смещении концентрация неосновных носителей заряда 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 заряда легко компенсируются подтекающими к ним (или оттекающими) от них многочисленными основными носителями заряда. Внешней цепью избыточные токи, текущие после подачи напряжения на диод, и обеспечивающие накопление или рассасывание неравновесных носителей заряда 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 заряда зависит от приложенного к нему смещения по экспоненциальному, а не по линейному закону. Подробнее, однако, вопрос о диффузионной емкости *p-n*-перехода будет рассмотрен в разделе 5.1.

Согласно уравнениям (35) и (36) концентрация неосновных носителей заряда экспоненциально возрастает с ростом прямого смещения на переходе. Однако, ввиду того, что их исходная (равновесная) концентрация очень мала, ее изменение может быть весьма существенным, на порядки, в то время как концентрация основных носителей практически остается неизменной. Например, если концентрация легирующей примеси в *n*-области кремниевого перехода составляет 10^{16} см^{-3} , то, согласно закону действующих масс, равновесная концентрация неосновных носителей заряда порядка 10^4 см^{-3} . Даже если концентрация неосновных носителей заряда вследствие инжекции возрастет до 10^{15} см^{-3} , то концентрация основных носителей заряда увеличится всего на 10%. Ситуация, когда концентрация основных носителей

заряда практически не меняется, соответствует так называемому низкому уровню инжекции. Если же концентрация неосновных носителей заряда достигнет 10^{17} см^{-3} , то и концентрация основных станет такой же. Эта ситуация соответствует высокому уровню инжекции. Естественно, высокий уровень инжекции можно создать только в базовой области перехода.

Количественно об уровне инжекции можно судить, например, по следующим соотношениям. Если $\frac{p_n(0)}{n_{n0}} \ll 1$, то это соответствует низкому

уровню инжекции. Если $\frac{p_n(0)}{n_{n0}} \gg 1$, то это соответствует высокому уровню инжекции.

Можно показать, что для высокого уровня инжекции граничные условия меняются. Так, если база n -типа, то на границе ОПЗ со стороны базы

$$p_n(0) \cdot n_n(0) = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right) \quad (43)$$

а поскольку $p_n(0) \approx n_n(0)$, то

$$p_n(0) = n_i \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right) \quad (44)$$

4. Прохождение тока через *p-n* переход

4.1. Эстафета тока в *p-n* переходе

Вся сложность в понимании того, как же протекает ток через *p-n* переход возникает из-за того, что в *p*- и *n*- областях ток переносится носителями заряда разного знака: в *p*-области дырками, а в *n*-области электронами. В стационарном же состоянии силовые линии тока должны быть непрерывны. Это означает, что в какой-то момент и в каком-то месте должна происходить передача эстафеты тока от электронов дыркам и наоборот. Если электроны *n*-области и дырки *p*-области движутся навстречу друг другу (как это происходит при прямом смещении), то силовые линии тока, связанные с этим процессом, могут замкнуться, только если электрон соединится с дыркой (т.е. если произойдет их рекомбинация). Если электроны и дырки движутся друг от друга (как это происходит при обратном смещении), то должна быть точка, где возникла электронно-дырочная пара, т.е. где произошла их генерация. Таким образом, прямой ток через переход возможен только благодаря процессам рекомбинации, а обратный – процессам генерации. Рассмотрим теперь более подробно зависимость тока через *p-n*-переход от внешнего смещения.

4.2. Вольтамперная характеристика тонкого *p-n* перехода

В общем случае ток может переноситься электронами и дырками либо вследствие дрейфа этих частиц, либо вследствие диффузии, либо – того и другого. Таким образом, в общем случае для вычисления полного тока необходимо найти четыре составляющие:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{n \text{ дрейф}} + \mathbf{J}_{n \text{ дифф}} + \mathbf{J}_{p \text{ дрейф}} + \mathbf{J}_{p \text{ дифф}} \quad (45)$$

Если просканировать структуру p - n -перехода по координате x (см. рис.14), то очевидно, что вклад перечисленных в (45) составляющих тока в полный ток будет меняться. Если ограничиться случаем низкого уровня инжекции, то дрейфовую компонента тока следует учитывать только для основных носителей заряда. Диффузионные же компоненты необходимо учитывать только в пределах диффузионной длины от объемного заряда, где существует градиент концентрации как основных, так и неосновных носителей заряда. На рис.14 показано четыре сечения рассматриваемой структуры, в которых проведем анализ полного тока.

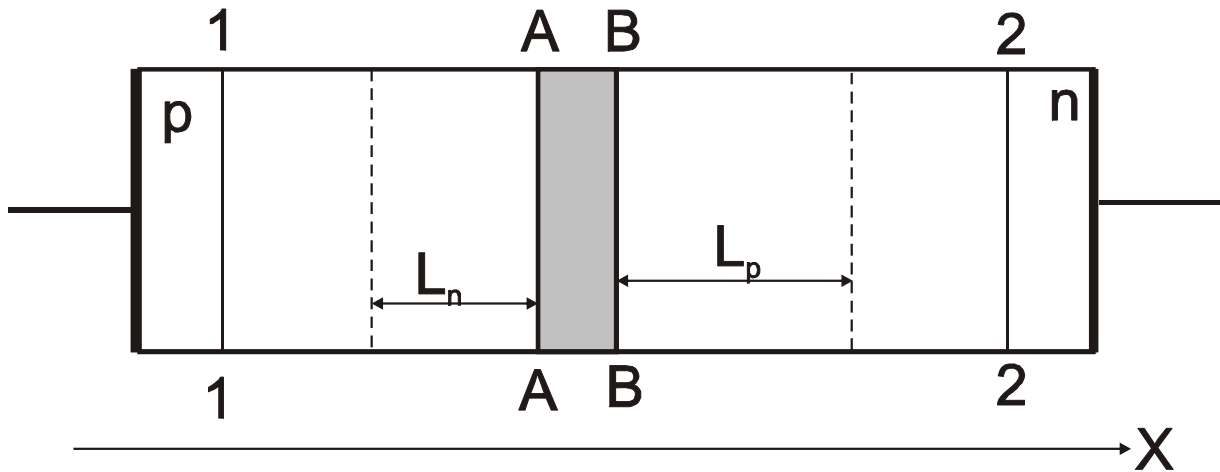


Рис.14. К расчету тока через тонкий p - n -переход

Поскольку сечение 1-1 расположено в p -области на расстоянии от объемного заряда много большем L_n , то концентрации носителей заряда не зависят от координаты x и, следовательно, $J_{n \text{ дифф}} = J_{p \text{ дифф}} = 0$. Поэтому полный ток в этом сечении имеет только одну составляющую: $J = J_{p \text{ дрейф}} = q \cdot S \cdot p_{p0} \cdot u_p \cdot \mathcal{E}$, где u_p – подвижность дырок, \mathcal{E} – остаточная напряженность электрического поля в среде. Аналогично, в

сечении 2-2: $J = J_{n \text{ дрейф}} = q \cdot S \cdot n_{n0} \cdot u_n \cdot \mathcal{E}$. Однако рассчитать эти дрейфовые компоненты не представляется возможным, поскольку неизвестна величина напряженности электрического поля в указанных сечениях. Рассмотрим теперь сечение А-А, совпадающее с границей области объемного заряда со стороны p -области. В этом сечении следует учитывать три составляющие полного тока:

$$\begin{aligned} J &= J_{p \text{ дрейф}} + J_{p \text{ дифф}} + J_{n \text{ дифф}} = \\ &= q \cdot p_{p0} \cdot u_p \cdot \mathcal{E} - q \cdot D_p \cdot \left. \frac{dp}{dx} \right|_{A-A} + q \cdot D_n \cdot \left. \frac{dn}{dx} \right|_{A-A} \end{aligned} \quad (46)$$

Поскольку нам известно распределение неравновесных носителей заряда по координате, то можно рассчитать диффузионные компоненты тока в этом сечении. Однако поле \mathcal{E} в этом сечении имеет остаточную величину, значение которой неизвестно. Поэтому в данном сечении можно вычислить только электронную компоненту полного тока.

Для сечения В-В будем иметь:

$$\begin{aligned} J &= J_{n \text{ дрейф}} + J_{n \text{ дифф}} + J_{p \text{ дифф}} = \\ &= q \cdot n_{n0} \cdot u_n \cdot \mathcal{E} + q \cdot D_n \cdot \left. \frac{dn}{dx} \right|_{B-B} - q \cdot D_p \cdot \left. \frac{dp}{dx} \right|_{B-B}. \end{aligned} \quad (47)$$

Первое слагаемое в (47) рассчитать невозможно и, соответственно невозможно вычислить электронную компоненту тока. Дырочная же компонента вычисляется просто. Получается, что точно рассчитать ток p - n -перехода невозможно ни в одном сечении. Можно, однако, упростить задачу, прибегнув к приближению «тонкого» перехода. Суть этого приближения состоит в пренебрежении процессами генерации и рекомбинации в слое объемного заряда перехода. Это означает, что при прохождении слоя

объемного заряда токи электронов и дырок не меняются. Эта ситуация иллюстрируется рис.15.

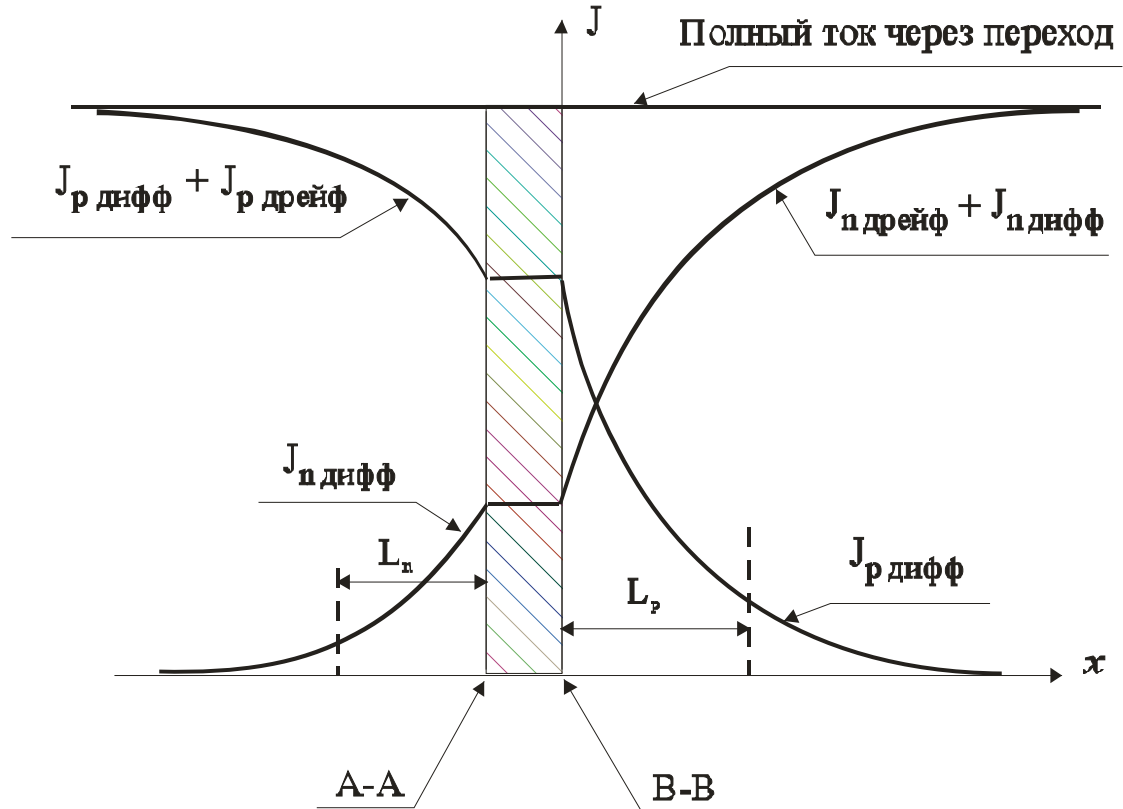


Рис.15. Зависимость составляющих тока через переход в рамках приближения «тонкого» перехода

Таким образом, алгоритм расчета полного тока *p-n*-перехода выглядит следующим образом:

$$J = J_{n \text{ дифф}} \Big|_{A-A} + J_{p \text{ дифф}} \Big|_{B-B}. \quad (48)$$

Хотя, как это было показано в разделе 4.1, истинная природа прямого тока рекомбинационная, а обратного – генерационная, выражение (48) позволяет дать иную (иногда более удобную) трактовку тока через *p-n*-переход. А именно, полный ток через «тонкий» переход, как при прямом, так и при обратном смещении можно *представить* как сумму диффузионных

компонент дырочного и электронного токов неосновных носителей заряда, рассчитанных на соответствующих границах слоя объемного заряда.

Используя выражение (37) и (38) для $\Delta p(x)$ и $\Delta n(x)$ находим

$$J_{n \text{ дифф}} \Big|_{A-A} = \frac{qS D_n n_{p0}}{L_n} \left(e^{\pm \frac{qV_{p-n}}{kT}} - 1 \right) \quad (49)$$

$$J_{p \text{ дифф}} \Big|_{B-B} = \frac{qS D_p p_{n0}}{L_p} \left(e^{\pm \frac{qV_{p-n}}{kT}} - 1 \right), \quad (50)$$

Соответственно полный ток «тонкого» перехода

$$J = qS \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \left(e^{\pm \frac{qV_{p-n}}{kT}} - 1 \right) = J_S \left(e^{\pm \frac{qV_{p-n}}{kT}} - 1 \right), \quad (51)$$

где $J_S \equiv qS \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right)$ - называется током насыщения. В

формуле (51) (+) в показателе экспоненты соответствует прямому смещению перехода, а (-) – обратному смещению. Видно, что при обратном смещении

много большем теплового потенциала $\varphi_T = \frac{kT}{q}$ (при комнатной

температуре $\varphi_T \sim 25$ мВ) обратный ток «тонкого» перехода равен току насыщения. Учитывая, что

$D_p = \frac{L_p^2}{\tau_p}$, а $D_p = \frac{L_p^2}{\tau_p}$ ток насыщения можно записать в виде

$$J_S = qS \left(\frac{p_{n0}}{\tau_p} L_p + \frac{n_{p0}}{\tau_n} L_n \right). \quad (52)$$

В этом варианте записи легко видеть физический смысл тока насыщения. Так

$\left(\frac{p_{n0}}{\tau_p} \right) = g_{p0}$ - скорость равновесной тепловой генерации дырок в n -

области перехода, $\left(\frac{n_{p0}}{\tau_n} \right) = g_{n0}$ - скорость равновесной тепловой

генерации электронов в p -области перехода.

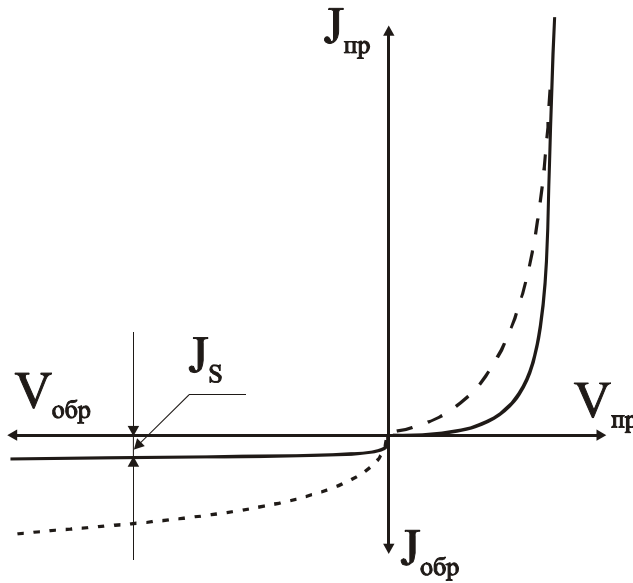


Рис.16. Вольтамперная характеристика p-n-перехода (сплошной линией показана характеристика «тонкого» p-n-перехода)

Следовательно, первое слагаемое в (52) означает количество дырок, рождаемых за счет тепловой генерации в объеме $(S L_p)$, примыкающем к объемному заряду со стороны n -области. А второе слагаемое в (52) - означает

количество электронов, рождаемых за счет тепловой генерации в объеме $(S L_n)$, примыкающем к объемному заряду со стороны p -области.

На рис. 16 сплошной линией показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n -перехода, соответствующая выражению (51).

Полученное нами выражение для ВАХ полупроводникового диода справедливо при не слишком больших прямых смещениях, когда потенциальный барьер еще существует ($q \cdot V_{p-n} < \Phi_0$) и сопротивление p - n -перехода еще много больше, чем сопротивление прилегающих к нему n - и p -областей диода. При обратном смещении выражение (51) справедливо для напряжений, меньше пробивных.

4.3. Влияние генерации и рекомбинации в слое объемного заряда перехода на его ВАХ

Полученное выше выражение (51) справедливо лишь для резких германиевых p - n -переходов при малых прямых и обратных смещениях. В остальных случаях при анализе 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 высота потенциального барьера еще слишком велика для заметной инжекции, но основные носители получают возможность проникать более глубоко в слой объемного заряда. Вследствие этого их концентрация в каждой точке внутри объемного заряда становится больше равновесной, и рекомбинация начинает преобладать над

генерацией. Таким образом, появляется дополнительный канал для прямого тока, что приводит к его возрастанию (по сравнению с (51)).

Строгий расчет этой составляющей прямого тока даже в упрощенном варианте весьма сложен. Поэтому мы воспользуемся готовым решением, выполненным Са-Нойсом-Шокли для случая одного уровня ловушки:

$$J_{рек в ОЗ} = \frac{2qn_i d S}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{sh\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_{k0} - V_{p-n})} f(b), \quad (53)$$

$$\text{где } f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1},$$

$$b = \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right) \cdot ch\left[\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right)\right],$$

$$z_{2,1} = \sqrt{\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}} \cdot \exp\left[\pm \frac{q}{kT}(V_{k0} - V_{p-n})\right].$$

Здесь E_t - энергия уровня ловушки, E_i - энергия середины запрещенной зоны, τ_{p0} и τ_{n0} - параметры модели рекомбинации Холла-Шокли-Рида, V_{k0} и d - контактная разность потенциалов и толщина слоя объемного заряда $p-n$ -перехода соответственно.

Формула (53) скорее носит иллюстративный характер. Для расчетов чаще пользуются эмпирической зависимостью для тока рекомбинации в объемном заряде:

$$J_{рек в ОЗ} = J_0 \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{n_V \cdot kT}\right), \quad (54)$$

где J_0 и n_V - эмпирические константы. Обычно значение коэффициента n_V находится в диапазоне от единицы до двух (ближе к двум) и зависит от характера рекомбинационных центров. Чтобы определить, от каких параметров зависит J_0 , надо приравнять правые части уравнений (53) и (54). Получим:

$$J_0 = \frac{2qn_i d S}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_{k0} - V_{p-n}) \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{n_V kT}\right)} f(b). \quad (55)$$

Если аргумент гиперболического синуса много больше единицы, что реализуется уже при $V_{p-n} > 100$ мВ, то

$$\operatorname{sh}\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right) = \frac{\exp\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right)}{2}.$$

С учетом этого (55) примет вид

$$J_0 = \frac{qn_i d S}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{p-n}}{kT} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\frac{q}{kT}(V_{k0} - V_{p-n})} f(b). \quad (56)$$

Принимая во внимание, что толщина слоя объемного заряда перехода зависит от приложенного напряжения по закону

$$d(V_{p-n}) = d_0 \left(1 - \frac{V_{p-n}}{V_{k0}}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (57)$$

где d_0 - равновесная толщина слоя объемного заряда перехода, выражение (56) может быть записано в виде

$$J_0 = \frac{qn_i d_0 S}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \frac{qV_{k0}}{kT}} \frac{\exp \left[\frac{qV_{p-n}}{kT} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V} \right) \right]}{\left(1 - \frac{V_{p-n}}{V_{k0}} \right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b). \quad (58)$$

Здесь m - коэффициент, зависящий от профиля распределения примеси в переходе и может изменяться от двух (для резкого перехода) до трех (для плавного перехода). Поскольку левая часть уравнения (58) не зависит от напряжения на переходе, а в правую входит ряд сомножителей, зависящих от напряжения, то следует предположить, что комбинация этих последних сомножителей дает некоторую константу (обозначим ее Θ). С учетом введенного обозначения формула (58) примет вид

$$J_0 = \frac{qn_i d_0 S}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \frac{qV_{k0}}{kT}} \Theta. \quad (59)$$

Подставляя (59) в (54), получаем для тока рекомбинации в слое объемного заряда перехода выражение

$$J_{\text{рек в ОЗ}} = \frac{qn_i d_0 S \Theta}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \cdot \frac{qV_{k0}}{kT}} \cdot \exp \left(\frac{qV_{p-n}}{n_V kT} \right). \quad (60)$$

Таким образом, прямой ток p - n -перехода имеет три составляющие:

$$J = J_{n \text{ инж}} + J_{p \text{ инж}} + J_{\text{рек в ОЗ}},$$

где $J_{n \text{ инж}}$ – составляющая тока, связанная с надбарьерной инжекцией электронов в p -область и их последующей рекомбинацией, $J_{p \text{ инж}}$ – составляющая тока, связанная с надбарьерной инжекцией дырок в n -область и их последующей рекомбинацией, $J_{\text{рек в ОЗ}}$ – составляющая тока, не связанная с инжекцией.

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 ($J_{\text{ген в ОЗ}}$). Величину этой составляющей тока легко определить, если известна скорость тепловой генерации в объемном заряде G_0 . В таких материалах, как германий и кремний рекомбинация и генерация идет через ловушки. В этом случае, согласно модели Холла-Шокли-Рида, $G_0 = \frac{n_i}{\tau_{n0} + \tau_{p0}}$, где $\tau_{n0} + \tau_{p0}$ - параметры модели. Тогда

$$J_{\text{ген в ОЗ}} = \frac{n_i}{\tau_{n0} + \tau_{p0}} \cdot S \cdot (d - d_0). \quad (61)$$

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. 16 пунктирной линией нарисована ВАХ *p-n*-перехода с учетом процессов генерации и рекомбинация в слое объемного заряда.

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 компонентов обратного тока, связанных с поверхностью, током утечки p - n перехода ($J_{ут.}$).

Окончательно полный обратный ток реального p - n -перехода (выпрямительного диода)

$$J_{обр.} = J_S + J_{ген в ОЗ} + J_{ут.}. \quad (62)$$

Для кремниевых диодов ток J_S всегда много меньше остальных компонентов обратного тока. Ток утечки очень чувствителен к способам обработки поверхности, поэтому его величина может колебаться от диода к диоду в широких пределах. Большая величина тока утечки свидетельствует о низком качестве технологического процесса изготовления диода.

4.4. Влияние сопротивления базовой области перехода на его ВАХ

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 предполагалось при выводе выражения (51). Все приложенное к диоду напряжение делится между объемным зарядом перехода и его базой:

$$V_D = V_{p-n} + J \cdot R_b, \quad (63)$$

где R_b – сопротивление базы.

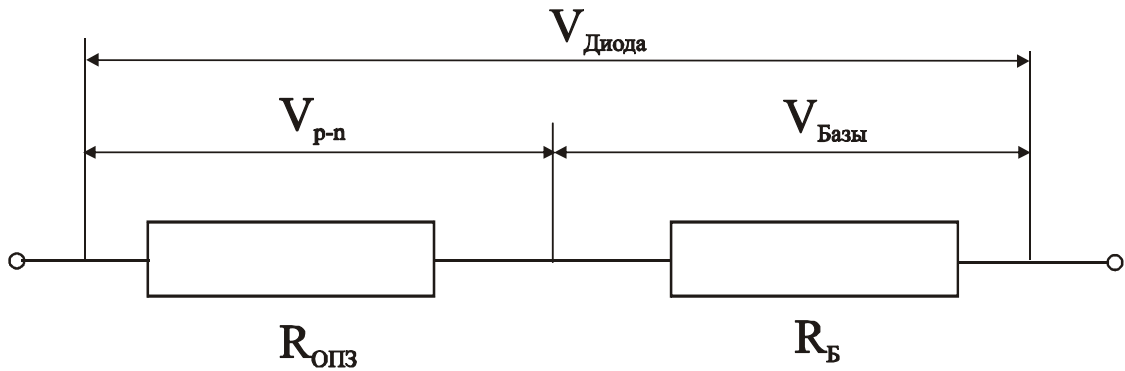


Рис.17. Эквивалентная схема диода по постоянному току

В этом случае диод по постоянному току можно представить в виде двух последовательно соединенных сопротивлений (рис.17): нелинейного сопротивления объемного заряда ($R_{опз}$) и линейного (в первом приближении) сопротивления базы ($R_б$). 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.

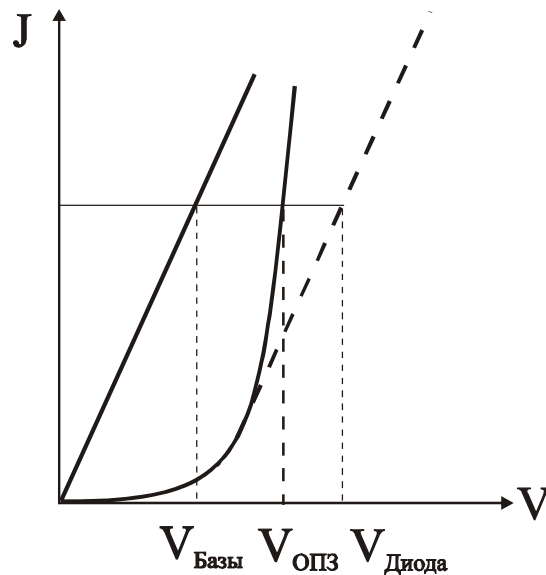


Рис.18. Вольтамперная характеристика диода: 1 – без учета сопротивления базы; 2- с учетом базового сопротивления; 3- ВАХ базы

Результирующая ВАХ может быть найдена, например, путем геометрического сложения характеристик объемного заряда перехода и базы, как это показано на рис. 18. На обратную ветвь ВАХ диода сопротивление базы влияния не оказывает, т.к. R_b всегда много меньше сопротивления объемного заряда обратного смещенного перехода (за исключением области пробоя).

В реальных выпрямительных диодах для уменьшения прямого падения напряжения базу делают как можно короче (насколько позволяет заданное напряжение пробоя) с тем, чтобы ее сопротивление уменьшалось с ростом прямого тока вследствие модуляции проводимости базы инжектированными носителями заряда.

4.5. 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 (по экспоненциальному закону) возрастанию с температурой концентрации неосновных носителей заряда в n - и p -областях перехода и, следовательно, к увеличению тока насыщения. Концентрация неосновных носителей заряда в полупроводнике зависит от температуры по закону:

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (64)$$

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 (и, следовательно, во всем интервале рабочих температур).

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

$$J_S \sim n_i^2 \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (65)$$

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

$$J_{ген в ОЗ} \Big|_{V=const} \sim G_0 \sim n_i \sim e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (66)$$

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.

В общем случае зависимость обратного тока от температуры приведена на рис.19. Очевидно, что при низких температурах будет преобладать ток утечки. Поскольку $J_{ген в ОЗ}$ растет с температурой быстрее тока утечки, в каком то интервале температур он станет больше. Ток насыщения растет с температурой еще быстрее, так что он может стать основным при более высоких температурах.

Токи J_S и $J_{ген в ОЗ}$ в общем случае пропорциональны $\exp\left(-\frac{E_g}{mkT}\right)$, где 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 в том или ином температурном интервале. Для этого необходимо построить в полулогарифмическом масштабе график зависимости $\ln J_{обр.} \left(\frac{1}{T} \right)$ и по наклону выбранного прямолинейного участка определить коэффициент m :

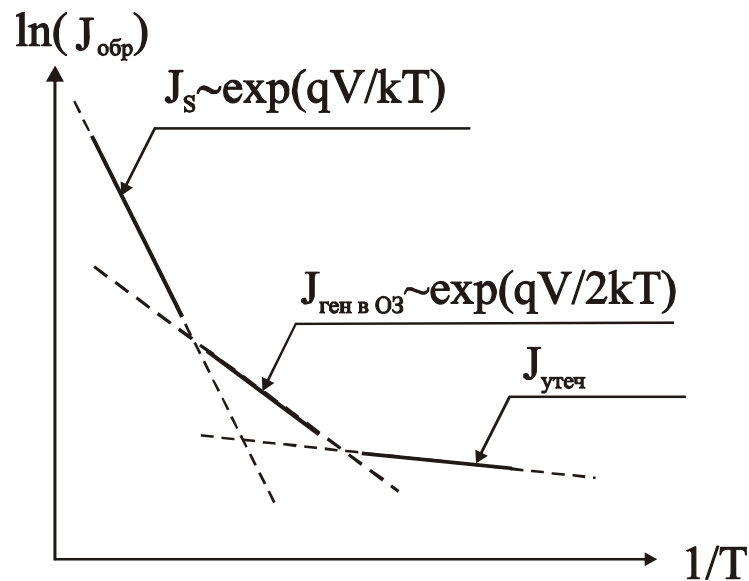


Рис.19. Температурная зависимость обратного тока через диод

$$m = \frac{E_g}{k} \cdot \frac{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}{\ln J_{обр}(T_2) - \ln J_{обр}(T_1)}. \quad (68)$$

4.6. Влияние температуры на прямую ветвь ВАХ диода

Прямой ток через диод создается диффузионными потоками основных носителей заряда, преодолевающих энергетический барьер высотой $\phi = \phi_0 - q \cdot V_{p-n}$. Так как с ростом температуры равновесная высота потенциального барьера $\phi_0 = |\mu_p| - |\mu_n|$ уменьшается (поскольку уровень Ферми как в n - так и

в p -области 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 заряда, 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, с ростом температуры смещается влево, в сторону меньших напряжений (рис. 20 а). ВАХ базы (рис.20 б) наоборот, сдвигается вправо, т.к. сопротивление базы с температурой растет из-за снижения подвижности свободных носителей заряда.

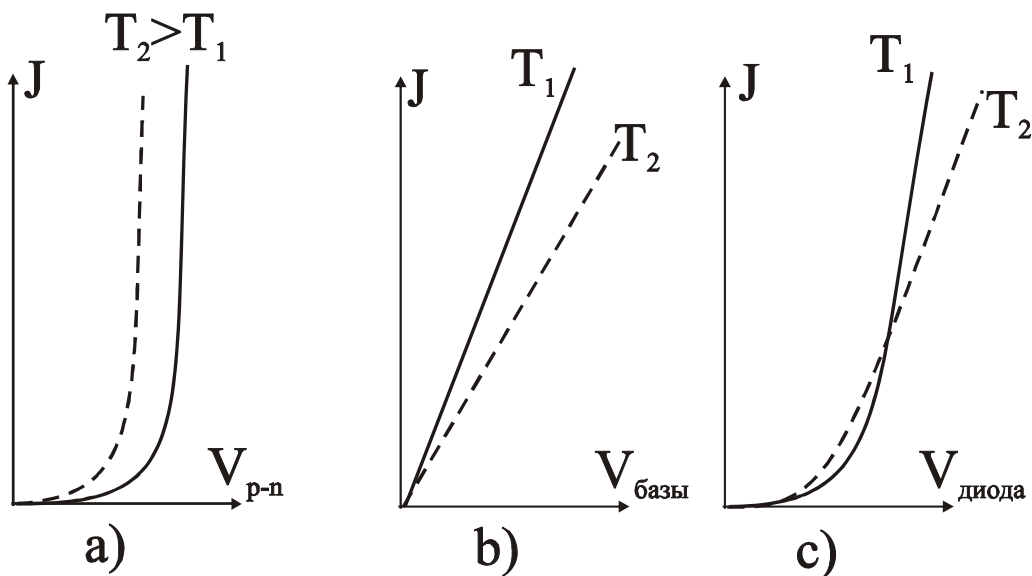


Рис.20. Влияние температуры на прямую ветвь ВАХ $p-n$ -перехода (а); влияние температуры на ВАХ базы (б); влияние температуры на ВАХ диода (с)

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. 20 с).

5. Импульсные и частотные характеристики

5.1. Поведение p - n -перехода на малом переменном сигнале.

Диффузионная емкость p - n -перехода

До сих пор мы везде рассматривали прохождение тока через p - n -переход при постоянном напряжении. Если напряжение меняется достаточно медленно, то при каждом значении напряжения успевает установиться соответствующее стационарное распределение носителей, и ток через диод определяется напряжением, приложенным в данный момент, т. е.

$$J(t) = J[V(t)] \quad (69)$$

где вид функции $J(V)$ определяется теми же формулами, что и при постоянном напряжении. Иначе обстоит дело, если напряжение заметно изменяется за время жизни неосновных носителей τ .

Рассмотрим случай, когда на диод, кроме постоянного прямого смещения V_{\Rightarrow} , подано переменное синусоидальное напряжение V_{\square} с амплитудой V_L , меньшей kT/q , т. е.

$$V = V_{\Rightarrow} + V_{\square}, \quad (70)$$

где $V_{\square} = V_L e^{i\omega t}$.

Соответственно через диод будет протекать ток

$$J = J_{\Rightarrow} + J_{\square} = J_{\Rightarrow} + J_1 e^{i\omega t} \quad (71)$$

Если рассчитать ток J_{\square} , то можно будет найти полную проводимость диода на переменном сигнале

$$Y = \frac{J_{\square}}{V_{\square}} \quad (72)$$

Расчет тока будем проводить для диода, у которого размеры p - и n -областей велики. Статические характеристики такого диода были рассчитаны в разделе 4. Если напряжение V_{\square} не очень велико, так что выполняется условие ($qV_{\square} \ll \varphi_0$), то все приложенное напряжение падает на самом p - n -переходе. Если время пролета носителей заряда через p - n -переход много меньше $1/\omega$, то концентрация носителей заряда на границе перехода практически мгновенно следует за изменениями напряжения и определяется по (35) и (36):

$$\begin{aligned} n(o) &= n_{p0} \exp \left[\frac{q}{kT} (V_{\square} + V_1 e^{i\omega t}) \right] = \\ &= n_{p0} \exp \left(\frac{qV_{\square}}{kT} \right) \cdot \exp \left(\frac{qV_1}{kT} e^{i\omega t} \right) \end{aligned} \quad (73)$$

Так как $\frac{qV_1}{kT} \ll 1$, то вторую экспоненту в (73) можно разложить в ряд, ограничившись первыми членами разложения. С учетом этого (73) примет вид

$$n(o) = n_{p0} e^{\frac{qV_{\square}}{kT}} \left(1 + \frac{qV_1}{kT} e^{i\omega t} \right), \quad (74)$$

Аналогично выглядит граничное условие для дырок

$$p(o) = p_{n0} e^{\frac{qV_{\square}}{kT}} \left(1 + \frac{qV_1}{kT} e^{i\omega t} \right) \quad (75)$$

Для того чтобы найти распределение носителей по координате в p - и n -областях, нужно решить уравнения непрерывности. Так как ток неосновных

носителей заряда в основном диффузионный, то это уравнение, например для дырок в n -области, примет вид

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} + \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (76)$$

В данном случае p можно представить как сумму не зависящей от времени составляющей p_{\equiv} и переменной $p_{\square} = p_1 e^{i\omega t}$:

$$p = p_{\equiv} + p_1 e^{i\omega t} \quad (77)$$

Распределение $p_{\equiv}(x)$ определяется по (37). Поэтому если подставить (77) в (76), то для переменной составляющей p_1 получим уравнение

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1}{L_p^2} (1 + i\omega\tau_p) \quad (78)$$

Нас в дальнейшем будет интересовать лишь переменный ток $J_{p\square} = J_{p1} \cdot e^{i\omega t}$, так как постоянный ток $J_{p\equiv}$ определяется формулой (50), где нужно вместо V_{p-n} подставить V_{\equiv} .

Уравнение (78) отличается от (30) лишь заменой L_p на L' , где L' определяется выражением:

$$L' = \frac{L_p}{(1 + i\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}} \quad (79)$$

Учитывая это, можно записать его решение в виде, подобном (37), заменив там L_p на L' :

$$p_1 = p_1(o) \exp\left(-\frac{x}{L'}\right) \quad (80)$$

Выделяем из (75) $p_1(o)$

$$p_1(o) = p_{n0} e^{\frac{qV_1}{kT}} \frac{qV_1}{kT}. \quad (81)$$

Используя (50), определим амплитудное значение переменной составляющей дырочного тока через p - n -переход:

$$\begin{aligned} J_{p1} &= \frac{qS D_p p_1(0)}{L'_p} = \frac{qS D_p p_{n0} e^{\frac{qV_1}{kT}} \frac{qV_1}{kT}}{L'_p} = \\ &= \frac{qS D_p p_{n0} e^{\frac{qV_1}{kT}} \frac{qV_1}{kT}}{L_p} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2}. \end{aligned} \quad (82)$$

Аналогично решая уравнение непрерывности для электронов в p -области, получим выражение для амплитудного значения переменной составляющей тока электронов:

$$J_{n1} = \frac{qS D_n n_{p0} e^{\frac{qV_1}{kT}} \frac{qV_1}{kT}}{L_n} (1 + i\omega\tau_n)^{1/2}. \quad (83)$$

Амплитудное значение переменной составляющей полного тока через переход будет равно сумме $J_1 = J_{p1} + J_{n1}$.

При малых частотах, когда $\omega\tau_p \ll 1$ и $\omega\tau_n \ll 1$, можно разложить корни в (82) и (83) в ряд

$$\begin{aligned} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} &= 1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_p \\ (1 + i\omega\tau_n)^{1/2} &= 1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_n \end{aligned} \quad (84)$$

Теперь можно найти проводимость p - n -перехода на переменном сигнале $Y = \frac{J_1}{V_1}$ в виде суммы активной и реактивной составляющих G и B

$$Y = G + iB. \quad (85)$$

$$G = \frac{qD_p S_{p-n} p_{n0} \frac{q}{kT} e^{\frac{qV_{\pm}}{kT}}}{L_p} + \frac{qD_n S_{p-n} n_{p0} \frac{q}{kT} e^{\frac{qV_{\pm}}{kT}}}{L_n} =$$

$$= \frac{q}{kT} \left[(J_p - J_{ps}) + (J_n - J_{ns}) \right], \quad (86)$$

$$B = \frac{qD_p S_{p-n} p_{n0} \frac{q}{kT} \omega \tau_p e^{\frac{qV_{\pm}}{kT}}}{L_p \cdot 2} + \frac{qD_n S_{p-n} n_{p0} \frac{q}{kT} \omega \tau_n e^{\frac{qV_{\pm}}{kT}}}{L_n \cdot 2} =$$

$$= \frac{q}{2kT} \left[(J_p - J_{ps}) \tau_p + (J_n - J_{ns}) \tau_n \right] \omega \quad (87)$$

Из (87) видно, что реактивная составляющая имеет емкостный характер, причем соответствующая эквивалентная емкость называется диффузионной емкостью p - n -перехода

$$C_{дифф} = \frac{B}{\omega} = \frac{q}{2kT} \left[(J_p - J_{ps}) \tau_p + (J_n - J_{ns}) \tau_n \right]. \quad (88)$$

Емкость $C_{дифф}$ связана с накоплением заряда – инжектированных дырок и компенсирующих их электронов в объеме n -области а так же инжектированных электронов и компенсирующих их дырок в объеме p -области.

При больших частотах, когда $\omega \tau \gg 1$ и

$$(1 + i\omega\tau_p)^{1/2} \approx (\omega\tau_p)^{1/2} i^{1/2} = (\omega\tau_p)^{1/2} \frac{1+i}{\sqrt{2}}$$

$$(1 + i\omega\tau_n)^{1/2} \approx (\omega\tau_n)^{1/2} i^{1/2} = (\omega\tau_n)^{1/2} \frac{1+i}{\sqrt{2}}$$

для диффузионной емкости получим следующее выражение

$$C_{\text{дифф}} = \frac{B}{\omega} = \frac{q}{\sqrt{2kT}} \left[(J_p - J_{ps}) (\tau_p)^{1/2} + (J_n - J_{ns}) (\tau_n)^{1/2} \right] \omega^{-1/2}. \quad (89)$$

На рис.21 изображена качественная зависимость диффузионной емкости *p-n*-перехода от частоты переменного сигнала.

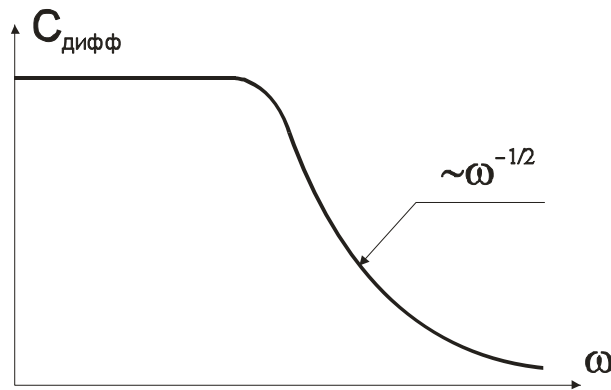


Рис.21. Зависимость диффузионной емкости от частоты сигнала

Качественно, спад емкости от частоты при $\omega\tau \gg 1$ объясняется тем, что за положительный полупериод инжектированные носители отходят от перехода на расстояние меньше диффузионной длины и чем выше частота, тем короче глубина их проникновения и тем меньше накопленный ими заряд.

5.2. Переходные процессы в $p-n$ -переходе

5.2.1. Переходные процессы при подаче прямого смещения

Рассмотрим, например, что произойдет при быстром (ступенчатом) включении прямого смещения.

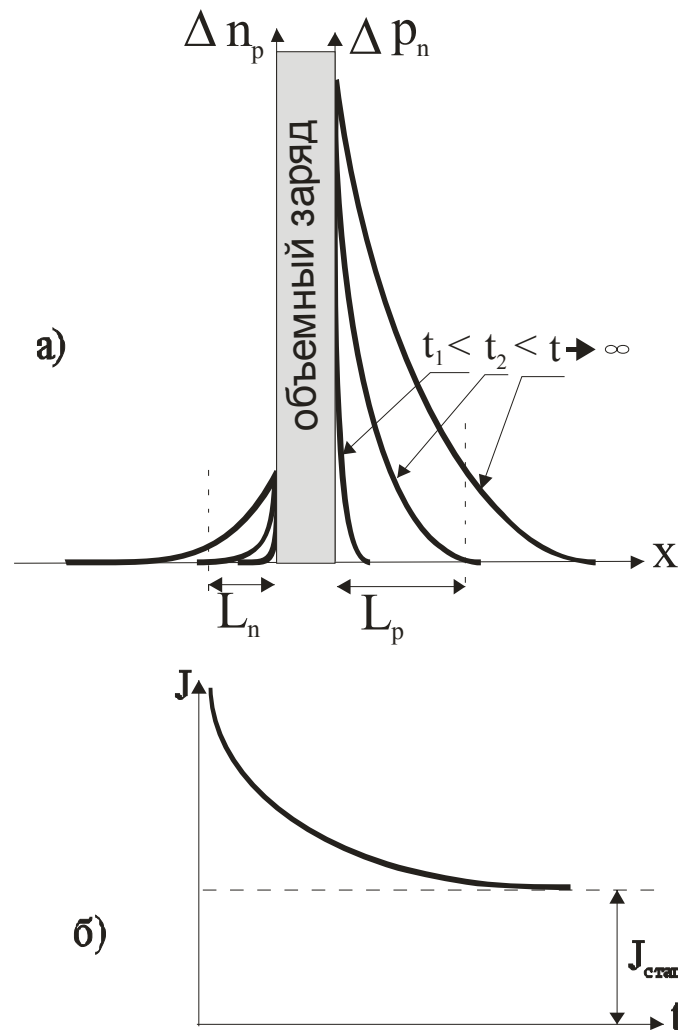


Рис.22. Распределение избыточных носителей заряда в $p-n$ -переходе в различные моменты времени после подачи прямого смещения (а), изменение прямого тока со временем после коммутации (б)

Если допустить в качестве приближения, что все приложенное напряжение мгновенно упадет на $p-n$ -переходе, то концентрация носителей заряда на его

границах так же мгновенно возрастет до стационарных значений, определяемых выражениями (35) и (36) (рис.22), тогда как на небольшом удалении от перехода она будет оставаться равновесной. Поэтому фронт распределения неосновных носителей в начальный момент будет очень крутым, диффузионный ток, пропорциональный градиенту концентрации, будет очень большим, и ток через прибор практически будет определяться сопротивлением базовой области перехода.

По мере распространения неосновных носителей заряда в глубь *n*- и *p*-областей крутизна фронта распределения носителей заряда будет уменьшаться, приближаясь к равновесной, и ток будет падать, стремясь к стационарному значению $J_{\text{стац}}$, определяемому (51), т. е. переходные характеристики будут носить емкостный характер. Если приложенное

напряжение значительно превышает высоту барьера $\frac{\varphi_0}{q}$, то ток через диод

будет ограничиваться сопротивлением объема. Так как сопротивление *p*- и *n*-областей уменьшается по мере растекания неосновных носителей вследствие повышения концентрации основных и неосновных носителей вблизи *p-n*-перехода, то в этом случае ток будет возрастать со временем, т. е. характеристики будут носить индуктивный характер.

При этом относительное увеличение тока будет тем больше, чем большую долю *p*- и *n*-областей захватывает обогащенный участок, т. е. чем больше приложенное напряжение и чем короче эти области. Характерное время установления равновесия определяется временем диффузии носителей заряда на расстояние L , т.е. временем жизни τ .

5.2.2. Переходные процессы при переключении диода с прямого смещения на обратное

Рассмотрим, что произойдет, если в цепи диода, находящегося в прямо смещенном стационарном состоянии, изменить полярность и величину внешнего напряжения, подав большое обратное смещение $E_{\text{обрат}}$. Схема коммутации изображена на рис 23.

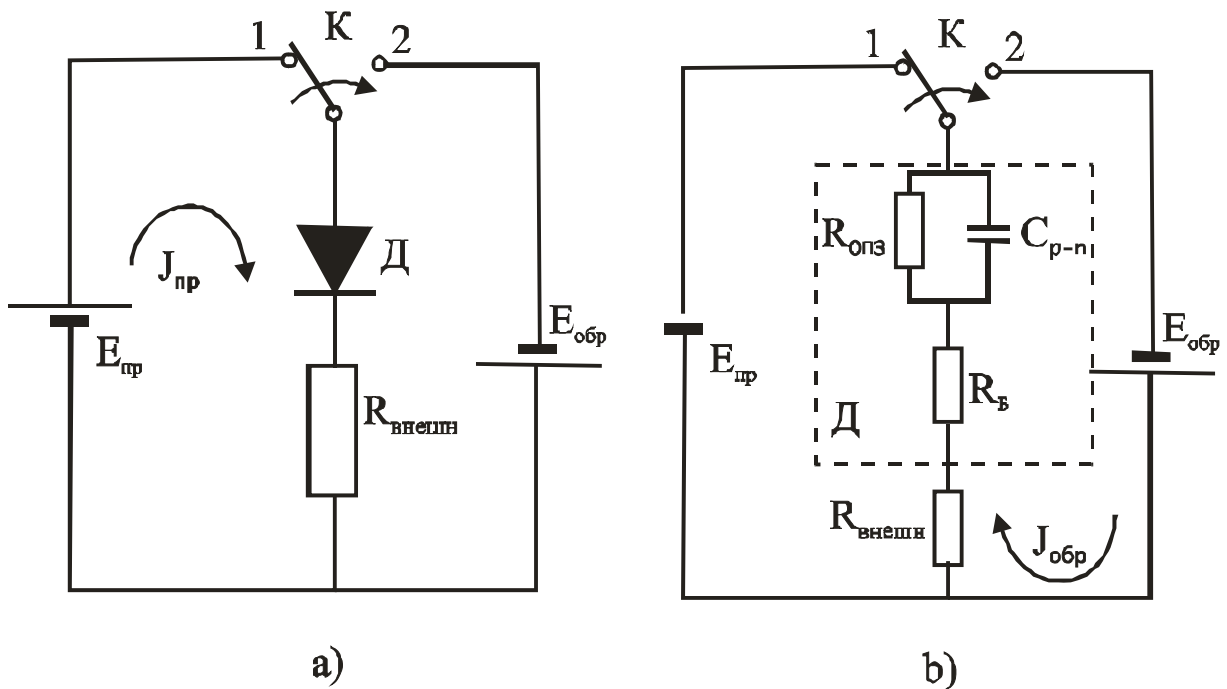


Рис.23. Схема переключения диода с прямого смещения на обратное (a); b – диод на схеме заменен эквивалентной схемой

До коммутации ключа K_1 из положения "1" в положение "2" в цепи диода протекал прямой стационарный ток $J_{\text{пр}}$, равный:

$$J_{\text{пр}} = \frac{E_{\text{пр}}}{R_{\text{внешн}} + R_{\text{ОПЗ}}} \quad (90)$$

где $E_{\text{пр}}$ – э.д.с. источника прямого смещения, $R_{\text{ОПЗ}}$ – сопротивление области объемного заряда $p-n$ -перехода, зависящее от тока ($J_{\text{пр}}$). При этом барьерная

емкость $p-n$ -перехода ($C_{бар}$) заряжена до напряжения V_{p-n} . Так как напряжение на емкости мгновенно измениться не может, то в первый момент после коммутации все внешнее напряжение будет падать не на переходе, а на внешнем сопротивлении $R_{внеш}$, включая сюда сопротивление базы $R_б$. При этом в цепи диода будет протекать большой обратный ток ($J_{обр}$), ограниченный только сопротивлением (см. рис.23):

$$J_{обр \max} = \frac{E_{обр} + V_{p-n}}{R_{внеш} + R_б} \quad (91)$$

Направление этого тока таково, что основные носители заряда в p - и n -областях перехода начнут оттягиваться внешним электрическим полем от перехода к омическим контактам диода и далее во внешнюю цепь. То есть, начнется перезарядка барьерной емкости перехода. Этот процесс, в конечном счете, приведет к увеличению области объемного заряда перехода, увеличению электрического поля в нем, увеличению разности потенциалов на переходе до тех пор, пока все внешнее напряжение ($E_{обр}$) не упадет на расширившемся слое объемного заряда, после чего переход окажется в запертом состоянии и переходный процесс закончится. Таким образом, процесс переключения диода из проводящего состояния в запертое сводится фактически к процессу перезарядки барьерной емкости $p-n$ -перехода.

Однако процесс перезарядки барьерной емкости перехода в рассматриваемом случае существенно отличается (и качественно и количественно) от процесса перезарядки обычной емкости C (например, конденсатора), равной по величине $C_{бар}$. Дело в том, что на перезаряд барьерной емкости перехода существенное влияние оказывают избыточные концентрации неосновных носителей заряда в n - и p -областях перехода. Эти носители заряда переходят через область объемного заряда взамен ушедших

основных носителей заряда и снижают скорость расширения ОПЗ. Рассмотрим этот процесс более детально. Так как сразу после коммутации (рис.23) напряжение на переходе сохраняется таким же, каким оно было при положительном смещении, сохраняется в первый момент и распределение по координате неосновных носителей заряда вблизи перехода (см. рис.24, кривая 1). Следовательно, диффузионные потоки этих носителей заряда в первый момент сохраняют свою величину и

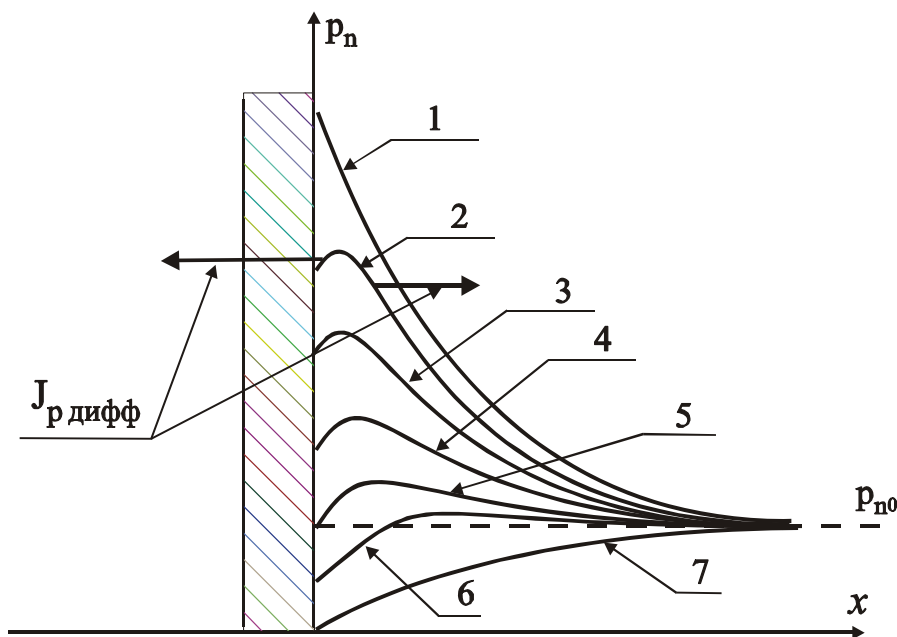


Рис.24. Распределение неравновесных дырок в n -области p - n -перехода: 1-при стационарном прямом смещении; 2÷7 – изменение во времени $p(x)$ при резкой смене полярности напряжения с прямого на обратное

направление (как и до переключения), т.е. направлены от перехода в глубь соответствующих областей. В то же время, за счет внешнего электрического поля в n - и p -областях перехода возникают дрейфовые потоки основных носителей заряда, направленные (как указывалось выше) от перехода к омическим контактам диода и дальше во внешнюю цепь. Таким образом, ток,

например, дырок по обе стороны от перехода имеет в рассматриваемый момент времени не только разную величину, но и разное направление. Уход дырок из p -области за счет дрейфа во внешнюю цепь вызывает зарядение этой области отрицательным зарядом. Аналогичное поведение электронов в n -области приводит к зарядению ее положительным зарядом. Изменение потенциалов p - и n -областей вследствие изменения их зарядов приводит к повышению потенциального барьера на переходе. Это и есть процесс перезарядки барьерной емкости. Однако даже незначительное увеличение барьера приводит к изменению соотношения диффузионных потоков основных и неосновных носителей заряда через переход. Например, диффузионный поток дырок из p - в n -область уменьшится, а встречный диффузионный поток дырок не изменится, пока не изменится концентрация дырок в n -области (на границе с объемным зарядом). Теперь поток дырок из n - в p -область становится больше, чем поток дырок из p - в n -область. Их разность определяется величиной дырочной компоненты обратного тока. Преимущественный переход дырок из n - в p -область тормозят нарастание отрицательного заряда в p -области, т.е. задерживает увеличение потенциального барьера (затягивается процесс перезарядки барьерной емкости). До тех пор, пока избыточные дырки в n -области на границе слоя объемного заряда не исчезнут (во-первых, за счет их перехода в p -область, во-вторых, за счет их рекомбинации в n -области) на переходе будет сохраняться положительное смещение (первая фаза переключения). Следует обратить внимание на то, что именно благодаря рассмотренному механизму изменения диффузионных потоков основных и неосновных носителей заряда через переход существует взаимно однозначное соответствие между высотой барьера (т.е. смещением перехода) и концентрацией неосновных носителей

заряда на границах слоя объемного заряда, даваемое формулами (35) и (36). Все это время ток в цепи диода (согласно закону Кирхгофа) по-прежнему определяется выражением (91).

Если $E_{обр} \gg V_{p-n}$, то обратный ток в течение 1-ой фазы переключения, определяемый выражением (91), можно считать постоянным. На осциллограмме тока в это время наблюдается «полочка» (см. рис. 25).

Чтобы определить длительность 1-ой фазы переключения («полочки»), необходимо выяснить, как быстро уменьшается концентрация неосновных носителей заряда вблизи области объемного заряда. Для этого рассмотрим процессы токопереноса, например, в n -области. В этой области дырочный ток переносится, главным образом, за счет диффузии. Величина и направление этой компоненты тока определяются в каждой точке n -области согласно пространственному распределению дырок (например, кривая 2 на рис.24). Часть дырок, которая диффундирует к переходу, подхватывается полем объемного заряда, и перебрасывается в p -область. Электроны же, которые компенсировали эти дырки в n -области, через переход не проходят. Возникший заряд некомпенсированных электронов рассасывается через внешнюю цепь. Другая часть дырок диффундирует от перехода в глубь n -области совместно с экранирующими их электронами и по пути с ними рекомбинирует. Таким образом, происходит рассасывание дырок вблизи слоя объемного заряда перехода, и их концентрация уменьшается, как показано на рис.24 (кривые 2÷7). Изменение величины смещения на переходе V_{p-n} и на диоде со временем показано на рис.25.

Как только концентрация дырок на границе слоя объемного заряда в n -области $p(0)$ станет равна p_{n0} (кривая 5 на рис.24), напряжение на переходе обратится в нуль (формула (35)). В последующие моменты времени

концентрация дырок $p(0)$ будет уже ниже p_{n0} , и напряжение на переходе станет обратным.

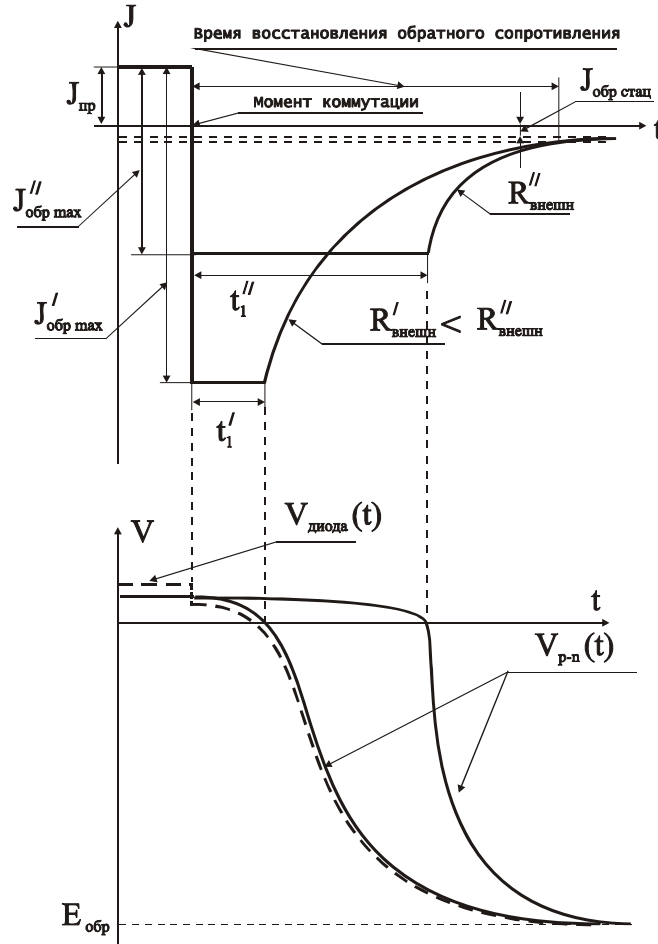


Рис.25. Влияние внешнего сопротивления на характер переходного процесса в диоде

С этого момента часть внешнего напряжения ($E_{обр}$) начинает падать на $p-n$ -переходе и ток в цепи быстро уменьшается (см. рис.25). Начинается II-я фаза переключения. Уже при незначительных отрицательных напряжениях на переходе концентрация неосновных носителей заряда на границе ОПЗ практически спадает до нуля (35), (36). Поэтому дальнейшее рассасывание неосновных носителей заряда будет приводить к уменьшению градиента их концентрации вблизи перехода (как это показано кривыми 6÷7 на рис.24), и,

следовательно, к уменьшению обратного тока. Спад тока при этом происходит за время порядка времени жизни неосновных носителей заряда, так как на этом этапе диффузионные потоки уменьшаются, и дальнейший спад избыточной концентрации происходит главным образом за счет рекомбинации. Ток через переход при этом стремится к стационарному обратному току. Полное время, за которое диод из проводящего состояния (при прямом смещении) переходит в запертое (при подаче обратного смещения), называется временем восстановления обратного сопротивления $t_{\text{восст}}$. Поскольку процесс релаксации обратного тока носит асимптотический характер, то $t_{\text{восст}}$ определяется по моменту, когда обратный ток достигает определенного значения, которое оговорено в технических условиях на прибор.

Примечательно, что величина обратного тока через переход в течение I фазы переключения может быть гораздо больше, чем стационарный прямой ток (см. рис.25). Длительность "полочки" t_1 обратного тока определяется временем, которое необходимо на рассасывание избыточной концентрации неосновных носителей заряда вблизи перехода. Поэтому чем больше величина максимального обратного тока, тем быстрее неосновные носители заряда стекают обратно через переход и короче будет длительность "полочки" обратного тока.

Как видно из формулы (91), чем больше $R_{\text{внеш}}$, тем меньше $J_{\text{обр max}}$, и процесс рассасывания избыточных концентраций неосновных носителей заряда замедляется. Длительность "полочки" увеличивается (как это изображено на рис.25).

Таким образом, характер рассматриваемого переходного процесса (длительность и амплитуда "полочки" обратного тока) зависит от величины

накопленного количества неосновных носителей (которое определяется величиной стационарного прямого тока до переключения), от сопротивления внешней цепи и от величины обратного смещения.

В заключение следует отметить, что с точки зрения электротехники поведение диода при переключении носит емкостной характер. При этом соответствующая эквивалентная емкость $p-n$ -перехода может оказаться значительно больше (на порядки) барьерной емкости. Эта дополнительная емкость называется диффузионной емкостью $p-n$ -перехода ($C_{\text{диф}}$) и, как было показано, определяется количеством накопленных неравновесных носителей заряда в p - и n -областях перехода в течение фазы прямого смещения.

6. Пробой $p-n$ -перехода.

При увеличении обратного смещения рано или поздно будет наблюдаться резкое увеличение обратного тока.

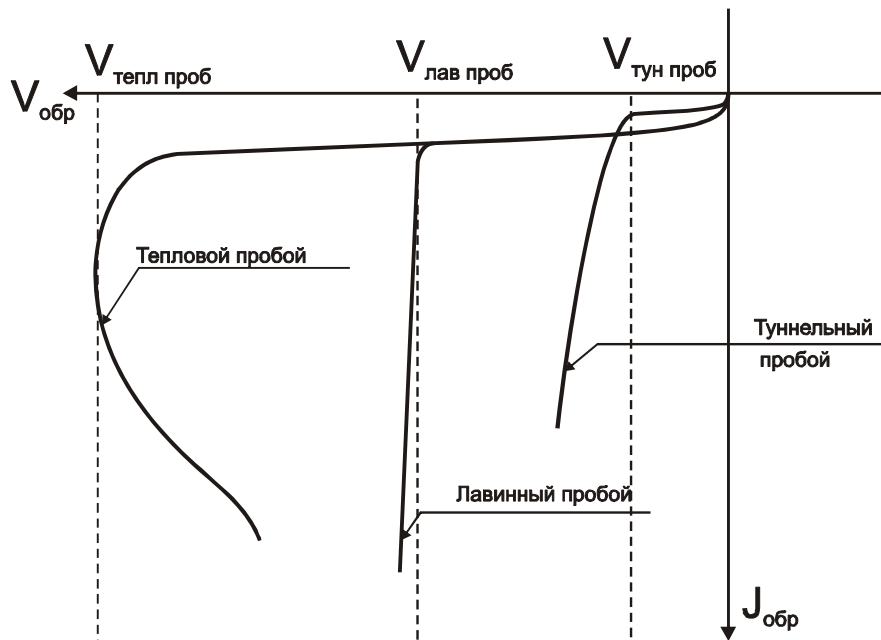


Рис.26. Вид обратной ветви ВАХ диода при различных механизмах пробоя

Это явление получило название пробоя *p-n*-перехода. При этом ВАХ диода в области пробоя (рис.26) может выглядеть по-разному в зависимости от механизма пробоя. Всего существует три механизма пробоя: тепловой, лавинный и туннельный.

6.1. Тепловой пробой *p-n*-перехода

При протекании тока через переход (в том числе и обратного) происходит саморазогрев структуры согласно закону Джоуля – Ленца, т.е. происходит выделение тепловой мощности, равной произведению тока на напряжение

$$P_{\text{выдел}} = V_{p-n} J_{\text{обр}}(T_{p-n}). \quad (92)$$

Поскольку при обратном смещении все внешнее напряжение падает на объемном заряде, то именно в этом слое происходит выделение всей мощности. Вследствие этого область пространственного заряда начнет нагреваться, а за счет теплопроводности будут нагреваться и примыкающие к ОПЗ области перехода. Повышение температуры приведет к росту скорости тепловой генерации, т.е. к росту обратного тока. Рост тока – к еще большему разогреву структуры. Таким образом, в системе возникает положительная обратная связь по температуре. Однако по мере роста перепада температуры между *p-n*-переходом и окружающей средой растет отводимая мощность, пропорциональная разности температур и обратно пропорционально тепловому сопротивлению структуры R_T

$$P_{\text{отвод}} = \frac{T_{p-n} - T_0}{R_T}, \quad (93)$$

где T_0 - температура окружающей среды.

Решая систему уравнений (92 – 93) можно определить значения температур p - n -перехода, при которых $P_{отвод} = P_{выдел}$.

Решение данной системы проще всего анализировать графически. На рис. 27 изображены семейства уравнений (92), где в качестве параметра взято значение обратного смещения, и уравнение (93) для фиксированного значения теплового сопротивления.

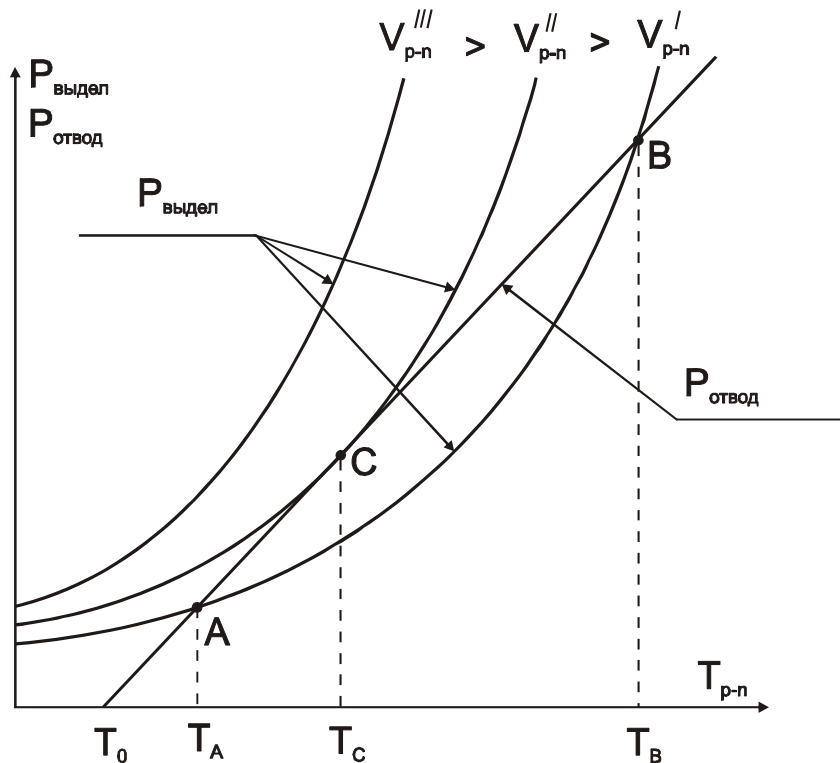


Рис.27. Графическое решение системы уравнений (93-94).

Видно, что рассматриваемая система в зависимости от параметра $V_{обр}$ может иметь либо два корня (два решения T_A и T_B), либо один (T_C), либо не одного. При этом, если решение устойчиво (в данном случае относительно малых флуктуаций температуры), то будет иметь место стационарное состояние, т.е. температура перехода стабилизируется.

Проверим на устойчивость решение типа А. Для этого надо к температуре T_A добавить или вычесть малые изменения температуры ΔT . Из рис.27 видно, что если температура перехода станет равна $(T_A - \Delta T)$, то выделяемая мощность будет больше отводимой и температура опять вернется в точку А. Если температура перехода станет равна $(T_A + \Delta T)$, то выделяемая мощность будет меньше отводимой, переход начнет остывать и температура опять вернется в точку А. Следовательно решение T_A - устойчиво. Проверив аналогичным образом точки В и С легко убедиться, что T_B и T_C неустойчивые решения. Таким образом, из рис.26 видно, что пока обратное напряжение на переходе меньше V_{p-n}'' всегда будет существовать устойчивое решение типа А. Напряжение V_{p-n}'' и есть напряжение теплового пробоя, при котором обратный ток перехода начнет нарастать со временем из-за саморазогрева структуры.

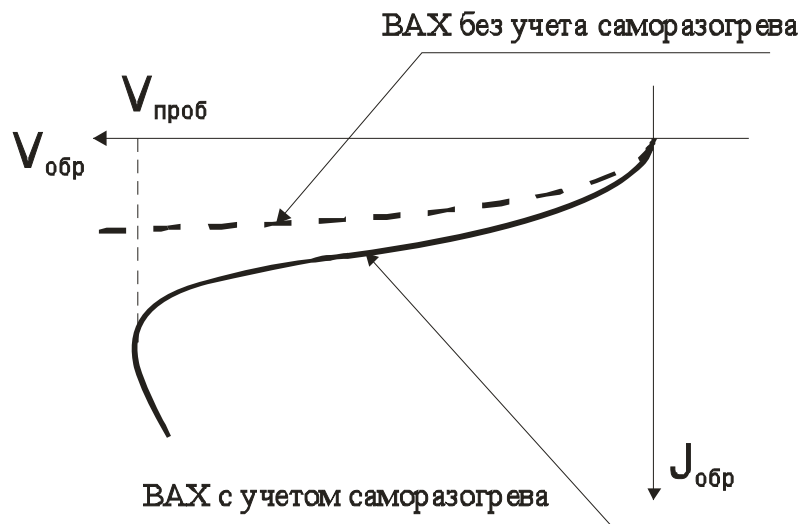


Рис. 28. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики p-n-перехода без учета и с учетом саморазогрева.

Температура перехода будет расти до расплавления кристалла. В этом и есть негативная суть теплового пробоя. Вид обратной ветви вольт-амперной характеристики с учетом (и без) саморазогрева, включая область теплового пробоя, изображен на рис. 28.

Поскольку тепловой пробой всегда приводит к разрушению *p-n*-перехода его надо избегать. Т.е. надо, чтобы лавинный или туннельный пробой наступали раньше теплового. Повлиять на величину напряжения теплового пробоя можно, изменяя либо величину теплового сопротивления (например, используя радиатор), либо изменяя температуру окружающей среды (например, применяя охлаждение). Влияние теплового сопротивления иллюстрируется рис.29, а влияние охлаждения – рис.30.

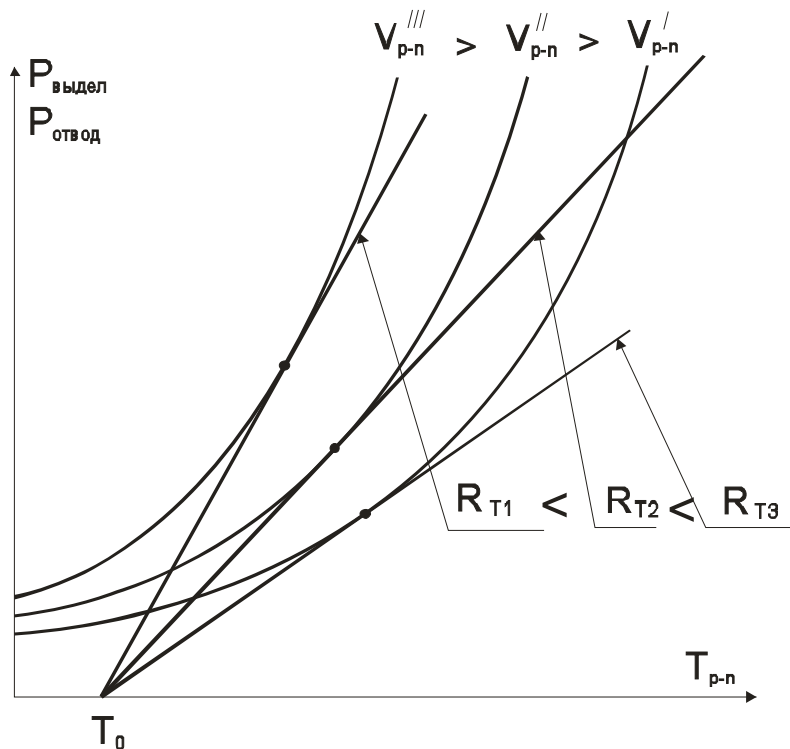


Рис. 29. Влияние теплового сопротивления на величину напряжения теплового пробоя.

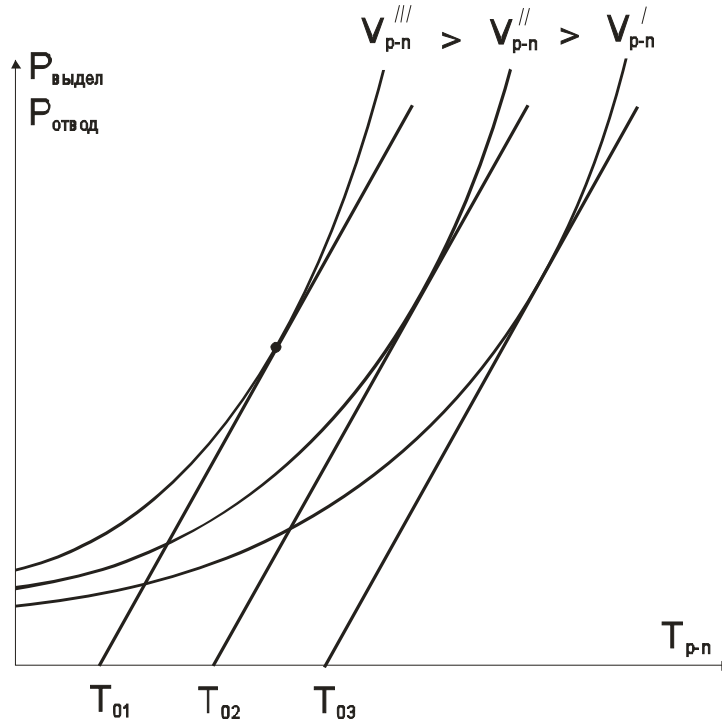


Рис. 30. Влияние температуры окружающей среды на величину напряжения теплового пробоя.

6.2 Лавинный пробой $p-n$ -перехода

При обратном смещении $p-n$ -перехода через него протекает ток, обусловленный тепловой генерацией неосновных носителей заряда в базе диода и тепловой генерацией электронно-дырочных пар в слое объемного заряда перехода. Энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода при обратном смещении и схема изменения энергии электрона в процессе его перехода из p - в n -область изображена на рис.31. Электронная составляющая тока насыщения такого перехода будет обусловлена тепловой генерацией электронов из валентной зоны в зону проводимости в p -области (в пределах диффузионной длины от границы области пространственного заряда) и их последующей диффузией к $p-n$ -переходу, где они подхватываются электрическим полем перехода и перебрасываются в n -область.

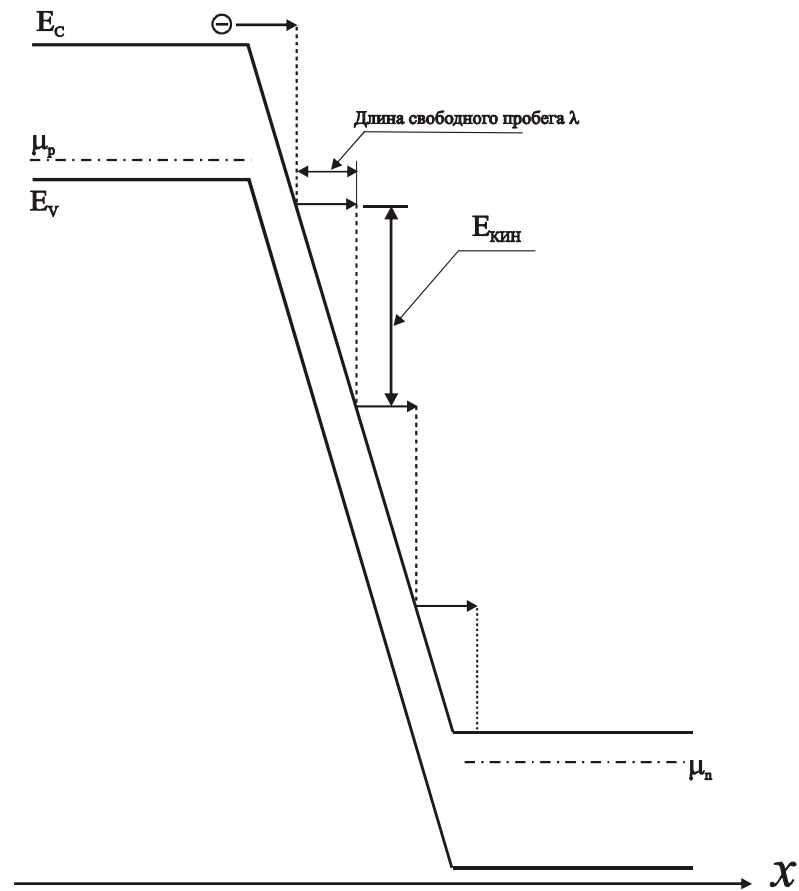


Рис.31. Энергетическая диаграмма p-n-перехода при обратном смещении и схема перемещения электрона из p- в n-область

Двигаясь в поле перехода, электроны разгоняются (за счет кулоновской силы) на длине свободного пробега и их кинетическая энергия в конце пробега равна

$$E_{кин} = q \mathcal{E} \lambda, \quad (94)$$

где \mathcal{E} - электрическое поле перехода, которое, вообще говоря, зависит от координаты x , λ - длина свободного пробега, зависящая от количества структурных дефектов и температуры (т.е. от концентрации фононов и ионов примеси). В конце свободного пробега электрон рассеивается и набранную кинетическую энергию теряет, т.е. опускается на дно зоны проводимости (см.

рис.31). Естественно, возникает вопрос: куда девается потерянная электронами энергия. Оказывается, это зависит от того, как велика эта энергия. Если величина теряемой энергии невелика, то она идет на увеличение интенсивности тепловых колебаний кристаллической решетки (т.е. на генерацию фононов). Если же кинетическая энергия электрона превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, то возможна передача этой энергии электрону валентной зоны, в результате чего происходит генерация электронно-дырочной пары. Такой механизм образования пар называется ударным. А сам процесс называется ударной ионизацией вещества. В результате ударной ионизации растет число свободных носителей заряда в полупроводнике, так как после каждого акта ударной ионизации к первичным электронам (которые все равно остаются в зоне проводимости) добавляется еще два носителя - электрон, возбужденный из валентной зоны, и дырка.

Рассмотрим процесс ударной ионизации несколько подробнее. Электрон (или дырка) с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны E_g может в принципе создать новую пару. Однако для образования новой пары необходимы определенные условия. Дело в том, что при образовании электроном с энергией E новой пары при условии, что

$$E_g < E < \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} E_g, \quad (95)$$

где m_n и m_p - эффективные массы проводимости электронов и дырок соответственно, закон сохранения энергии и импульса выполняется лишь при участии фонона или примесного центра, так как сумма импульсов медленных электрона и дырки и порождающего их электрона после ионизации оказывается меньше первоначального импульса быстрого электрона. Поэтому

ионизация не очень быстрыми электронами может происходить только с одновременной отдачей импульса фонону или примесному центру и лишь для электронов с энергией, превышающей

$$E > \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} E_g \approx \frac{3}{2} E_g \quad (96)$$

закон сохранения энергии и импульса может выполняться без участия фононов. Поэтому для не очень быстрых электронов или дырок вероятность ионизации оказывается меньшей, чем вероятность столкновения с фононом без ионизации.

Обычно, толщина слоя объемного заряда существенно больше средней длины свободного пробега. Поэтому электроны и дырки, двигаясь через объемный заряд, многократно ускоряются и рассеиваются. Если электрическое поле в переходе достаточно сильное (а оно зависит от величины обратного смещения) и выполняется условие (96) то можно считать, что на протяжении слоя пространственного заряда один электрон (или дырка) вызовет генерацию нескольких электронно-дырочных пар, например, N - пар. Каждый из вновь рожденных N электронов и дырок в свою очередь будут ускоряться полем и также вызывать ударную ионизацию. В результате число свободных носителей начнет лавинообразно нарастать в M раз, где

$$M = 1 + N + N^2 + \dots \quad (97)$$

Соответственно, в M раз будет увеличиваться и обратный ток p - n -перехода, что и трактуется как лавинный пробой перехода

$$J_{обр} = (J_S + J_{ген в ОЗ}) M. \quad (98)$$

M - называется коэффициентом лавинного размножения.

Строго говоря, число N соответствует усредненному количеству электронно-дырочных пар, создаваемых одним свободным носителем заряда

при прохождении им слоя объемного заряда перехода. Поэтому, если электрическое поле недостаточно сильно, то вследствие дисперсии значений λ не для всех электронов выполняется критерий (96) и N может быть меньше 1. Тогда ряд (97) сходится, и коэффициент размножения определяется соотношением

$$M = \frac{1}{1 - N}. \quad (99)$$

Таким образом, если к p - n -переходу прикладывать все большее обратное напряжение, электрическое поле в переходе будет увеличиваться и, соответственно, будет увеличиваться N . Когда N станет равно 1 (т.е. каждый свободный носитель заряда, проходя через область пространственного заряда, в среднем рождает одну электронно-дырочную пару), коэффициент размножения обратится в бесконечность, что будет соответствовать резкому увеличению обратного тока через диод. Это условие ($N = 1$) и является критерием возникновения в p - n -переходе лавинного пробоя. Остается выяснить, при каком обратном напряжении будет выполняться этот критерий.

Если воспользоваться понятием скорости ударной ионизации α , которая показывает число электронно-дырочных пар, рождаемых одним носителем заряда при прохождении им единицы длины в электрическом поле \mathcal{E} , то при прохождении слоя объемного заряда электроном (или дыркой) будет ионизовано электронно-дырочных пар в количестве:

$$N = \int_0^d \alpha dx \quad (100)$$

где d - толщина слоя объемного заряда. Следует иметь в виду, что α является крайне резкой функцией электрического поля (приближенно можно считать,

что $\alpha \sim \mathcal{E}^7$), а само электрическое поле в переходе есть функция координаты x . Для резкого p^+n -перехода зависимости $\mathcal{E}(x)$ и $\alpha(x)$ изображены на рис.32 для разных обратных напряжений на переходе.

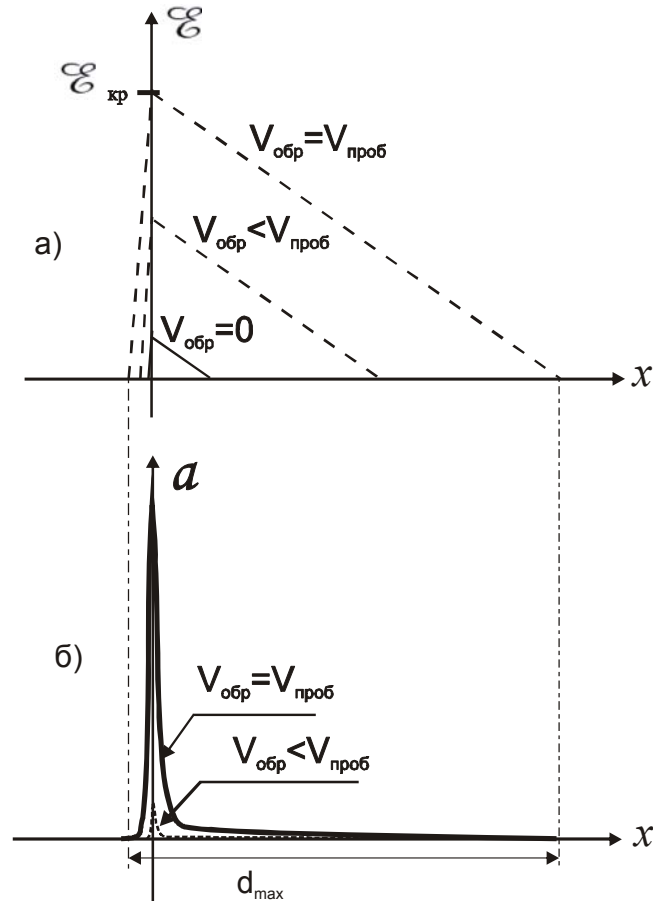


Рис.32. Распределение электрического поля в резком и не симметричном p - n -переходе при разных обратных напряжениях (а) и зависимость скорости ударной ионизации при пробивном напряжении (б) от координаты в слое объемного заряда

Поскольку при $M \rightarrow \infty$ максимальное поле в ОПЗ больше расти не может, а значит и напряжение на переходе не может быть больше, чем $V_{проб}$ (напряжение же на диоде тем не менее будет расти с ростом тока из-за

увеличения падения напряжения на сопротивлении базы диода). При этом толщина объемного заряда достигает максимально возможного значения d_{max} для данного перехода.

С учетом сказанного критерий возникновения лавинного пробоя примет вид:

$$N = \int_0^{d_{max}} \alpha [\mathcal{E}(x)] dx = 1. \quad (101)$$

Таким образом, для возникновения лавинного пробоя ($M \rightarrow \infty$) необходимо и достаточно, чтобы в среднем каждый носитель при дрейфе через слой объемного заряда рождал за счет ударной ионизации одну электронно-дырочную пару.

Может возникнуть вопрос – как с точки зрения физики понять, почему, если носитель генерирует всего одну электронно-дырочную пару, ток через переход стремится к бесконечности? Представим ситуацию, когда в объемный заряд влетает со стороны p -области всего один электрон. Тогда если не происходит ударной ионизации, то ток через переход будет носить характер одиночного импульса длительностью, определяемой временем пролета этого электрона через ОПЗ ($\tau_{прол}$) и амплитудой, равной ($q/\tau_{прол}$). Если же этот электрон по пути через ОПЗ рождает одну электронно-дырочную пару, то из объемного заряда в n -область вылетит два электрона, т.е. ток через диод увеличится всего в два раза. Но в ОПЗ осталась дырка, которая, дрейфуя в сторону p -области, так же рождает электронно-дырочную пару и т.д. Таким образом, процесс заклинивается и ток через переход не кончается никогда, а его величина будет равна ($2q/\tau_{прол}$). Следовательно, попадание в ОПЗ перехода всего одного свободного носителя заряда

вызывает бесконечный по длительности ток. Но реально в ОПЗ перехода из p -области постоянно залетают новые электроны, а из n -области новые дырки и от каждого носителя возникает постоянный по амплитуде и бесконечный по длительности ток. С течением времени эти токи суммируются и результирующий ток по величине стремится к бесконечности. Реально же ток не достигает бесконечно больших величин, т.к. он ограничивается сопротивлением, включенным последовательно с ОПЗ перехода (сопротивлением базы, внешним сопротивлением, внутренним сопротивлением источника питания и т. п.).

Из рис.32 видно, что основной вклад в интеграл (101) дает область перехода вблизи максимума электрического поля. Вклад же остальной части ОПЗ в этот интеграл незначителен, и в первом приближении им можно пренебречь. При этом можно полагать, что должно существовать критическое электрическое поле ($\mathcal{E}_{кр}$), при котором интеграл в (101) обращается в 1 и, следовательно, начинается пробой. Теперь нетрудно подсчитать, при каком обратном напряжении максимальное поле в переходе достигнет критического значения. Напряжение на переходе равно

$$V_{p-n} = \int_0^d \mathcal{E}(x) dx \quad (102)$$

В случае резкого p^+-n -перехода интеграл (102) приближенно равен площади прямоугольного треугольника (см. рис.32а):

$$V_{p-n} = \frac{d}{2} \mathcal{E}_{max}. \quad (103)$$

Если учесть, что d и \mathcal{E}_{max} связаны соотношением:

$$d \cong d_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{qN_D} \mathcal{E}_{max} \quad (104)$$

то при $\mathcal{E}_{max} = \mathcal{E}_{кр}$. $d = d_{max}$:

$$d_{max} \cong \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{qN_D} \mathcal{E}_{кр} \quad (105)$$

С учетом (105) выражение (103) примет вид:

$$V_{лав проб} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2qN_D} (\mathcal{E}_{кр})^2 \quad (107)$$

Таким образом, напряжение лавинного пробоя в первом приближении обратно пропорционально степени легирования базовой области резкого *p-n*-перехода.

Для более строгого анализа необходимо учесть, что величина критического поля для лавинного пробоя должна зависеть от уровня легирования. Качественно эта зависимость приведена на рис.33. Дело в том, что длина свободного пробега носителей заряда определяется не только рассеянием на фонах (при комнатной температуре это основной механизм рассеяния), но и рассеянием на ионах примеси. Увеличение легирования базовой области перехода добавляет центры рассеяния, что приводит к сокращению средней длины свободного пробега носителей заряда и, как следствие, к увеличению критического поля, при котором начинается лавинный пробой.

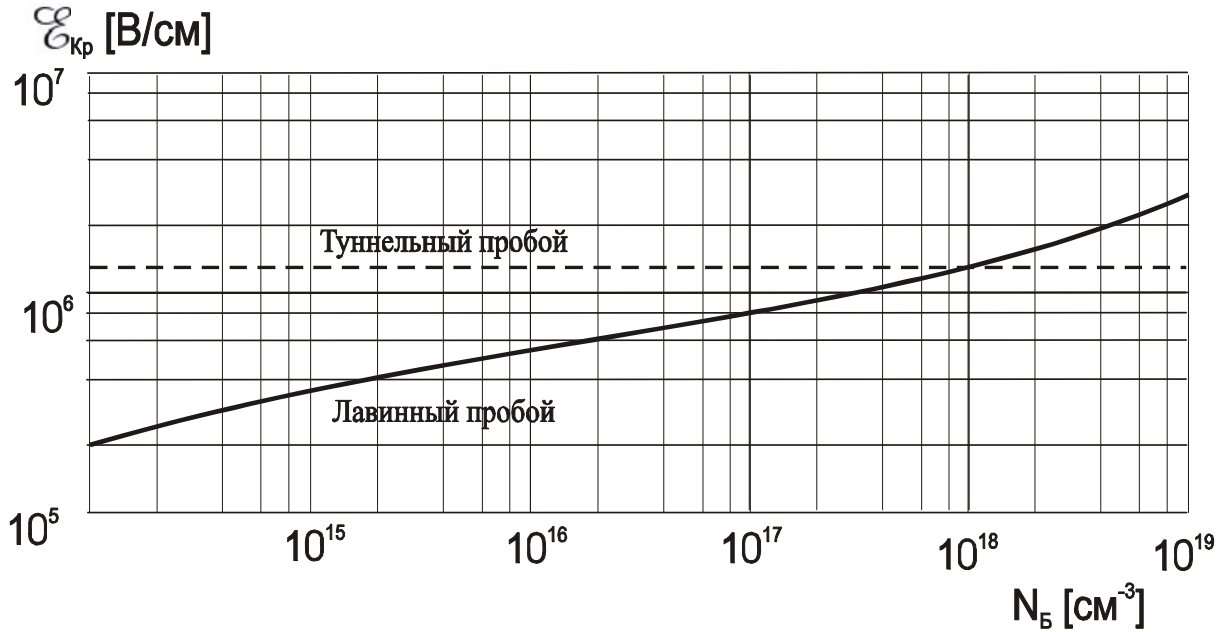


Рис.33. Зависимость критического поля лавинного пробоя от концентрации примеси в базе диода; пунктиром показано критическое поле для туннельного пробоя

На практике напряжение лавинного пробоя определяют по приближенным эмпирическим формулам или номограммам. Так, для резкого несимметричного перехода при $T = 300\text{K}$ имеем:

$$V_{\text{лав.проб}} \cong 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (107)$$

где N_B - концентрация примеси в базе диода в см⁻³.

В планарных *p-n*-переходах необходимо учитывать очень сильное влияние кривизны перехода. Поскольку напряженность электрического поля на цилиндрических или сферических областях перехода выше, то напряжения пробоя определяется именно этими областями. На рис.34 приведена номограмма для расчета напряжения пробоя таких переходов Для плоских

переходов с линейным распределением примеси напряжение лавинного пробоя определяется по следующей эмпирической формуле:

$$V_{\text{лав.проб}} \cong 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{\frac{6}{5}} \left(\frac{a}{3} \cdot 10^{-20} \right)^{-\frac{2}{5}}, \quad (108)$$

где a – градиент концентрации примеси в см^{-4} .

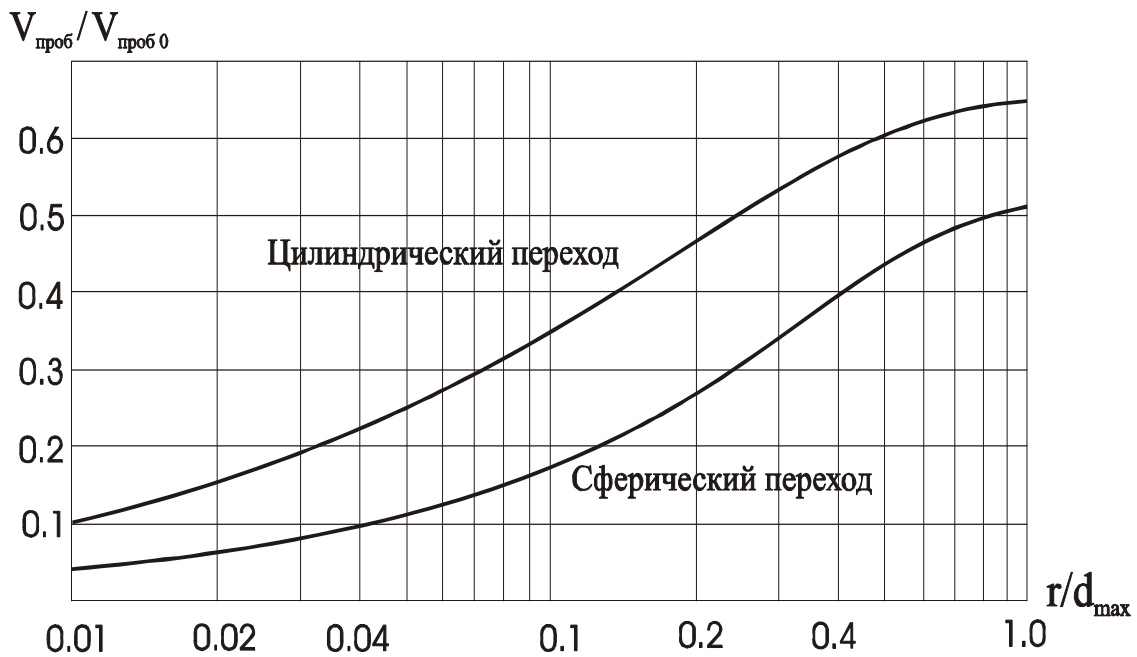


Рис.34. Зависимость отношения напряжения пробоя цилиндрического или сферического перехода к напряжению пробоя плоского перехода в зависимости от отношения радиуса закругления к максимальной толщине объемного заряда

Что касается пробоя планарных переходов с линейным распределением примеси, то из результатов вычислений следует сравнительно слабая зависимость напряжения пробоя от кривизны перехода.

Изменение коэффициента размножения M при приближении напряжения к значению $V_{\text{лав.проб}}$ рассчитывается по эмпирической формуле:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{лав.проб}}} \right)^b} \quad (109)$$

где b – эмпирический коэффициент, равный 3 для кремниевых переходов.

С ростом температуры концентрация фононов растет, длина свободного пробега уменьшается. Соответственно для набора нужной энергии (96) на меньшей длине необходимо большее критическое поле. Следовательно, напряжение лавинного пробоя при нагревании диода растет.

6.3. Туннельный пробой p - n -перехода

Как видно из рис. 33, напряженность электрического поля в переходе, необходимая для развития лавинного пробоя, увеличивается с ростом концентрации примеси в базе диода. Однако когда напряженность поля в полупроводнике (необязательно в p - n -переходе) достигает $\sim 10^6$ В/см, становится существенной вероятность квантовомеханического туннелирования электронов из валентной зоны в зону проводимости. Этот процесс показан на рис.35 на примере обратно смещенного p - n -перехода, где электроны из валентной зоны p -области туннелируют в зону проводимости n -области. При этом можно считать, что на пути электронов стоит потенциальный барьер треугольной формы (на рис.35 он затушеван). Высота этого барьера равна ширине запрещенной зоны E_g , а его ширина зависит от

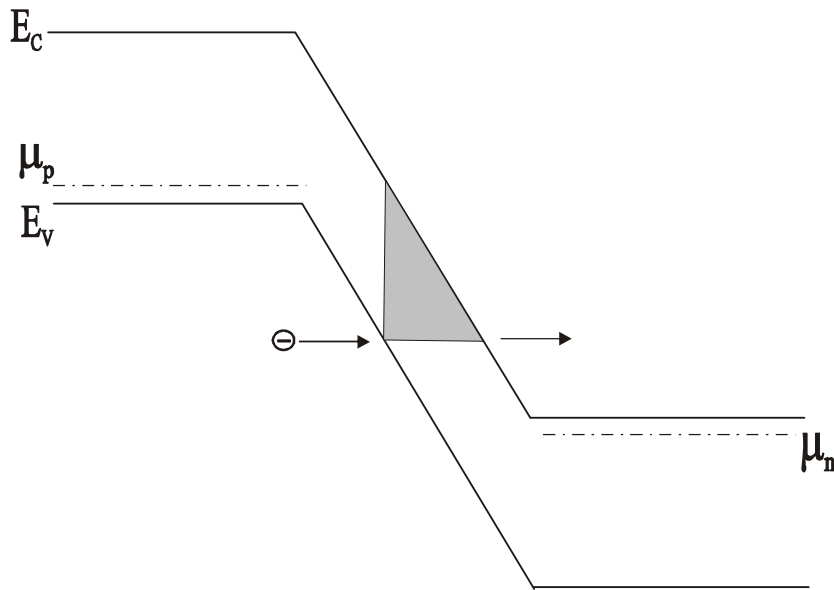


Рис.35. Туннелирование электрона из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области

максимальной напряженности поля в переходе. Квантовомеханический расчет показывает, что вероятность туннелирования электронов через такой барьер:

$$P_{\text{тун}} \sim \exp\left[\frac{-4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{\mathcal{E}}\right]. \quad (110)$$

Поскольку максимальная напряженность поля в резком p - n -переходе пропорциональна корню квадратному из приложенного обратного напряжения, то начиная с определенного напряжения (которое называется напряжением туннельного пробоя), когда напряженность поля в переходе достигает $\mathcal{E}_{\text{кр}} \sim 10^6$ В/см, через переход наряду с обычными генерационными компонентами начинает протекать заметная туннельная компонента тока, которая с ростом обратного смещения будет резко возрастать (но не так резко, как при лавинном пробое):

$$J_{обр} \sim \exp\left(-\frac{AE_g^{3/2}}{V_{обр}^{1/2}}\right) \quad (111)$$

Из рис.33 видно, что если концентрация примеси в базе диода меньше, чем $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то раньше в переходе возникают условия для ударной ионизации и лавинного пробоя. Практически это означает, что напряжение лавинного пробоя должно быть больше, чем $\frac{6E_g}{q}$. Если же напряжение пробоя меньше, чем $\frac{4E_g}{q}$, то раньше создаются благоприятные условия для развития туннельного пробоя. В промежутке работают оба механизма.

Величину напряжения, при котором начинается туннельный пробой, можно подсчитать, зная критическую напряженность поля ($\sim 10^6 \text{ В/см}$).

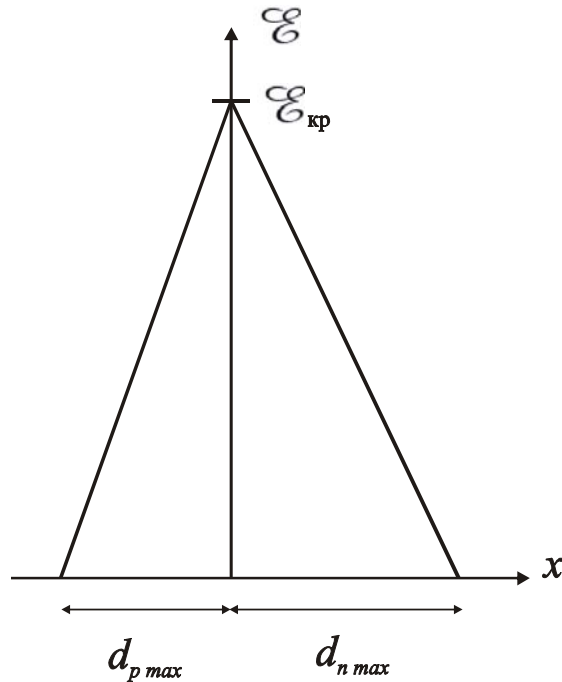


Рис.36. К расчету напряжения туннельного пробоя

На рис.35 изображена зависимость напряженности электрического поля от координаты в резком p - n -переходе, в котором пробой происходит по туннельному механизму. Площадь под зависимостью $\mathcal{E}(x)$ будет равна

$$\int_{d_{p \max}}^{d_{n \max}} \mathcal{E}(x) dx = V_{\text{тун.проб}} + V_{k0} \quad (112)$$

Интеграл (112) можно представить как площадь двух прямоугольных треугольника. Тогда, по аналогии с (106)

$$V_{\text{тун.проб}} = \mathcal{E}_{\text{кр}}^2 \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) - V_{k0} \quad (113)$$

где N_A и N_D - концентрации акцепторов и доноров в p - и n -областях перехода соответственно.

С ростом температуры ширина запрещенной зоны полупроводника уменьшается и та же вероятность туннелирования, при которой туннельный ток начинает превышать генерационные компоненты будет реализовываться при меньшем обратном напряжении. Иначе говоря, напряжение туннельного пробоя будет уменьшаться с ростом температуры диода.

Библиографический список:

1. В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин, А.Д. Полупроводниковые приборы. СПб.: Лань, 2003.
2. Р. Маллер, Т. Кейминс. Элементы интегральных схем. М.: Мир, 1989.
3. Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984

Используемые обозначения

q	— заряд электрона
k	— константа Больцмана
T	— абсолютная температура
E_g	— ширина запрещенной зоны полупроводника
N_D	— концентрация доноров
N_A	— концентрация акцепторов
n_{n0}, p_{p0}	— равновесные концентрации основных носителей заряда, электронов и дырок соответственно
n_{p0}, p_{n0}	— равновесная концентрация неосновных носителей заряда, электронов и дырок соответственно
n_i	— равновесная концентрация собственных носителей заряда
V_k	— контактная разность потенциалов
V_{k0}	— равновесная контактная разность потенциалов
E	— полная энергия электрона,
E_p	— полная энергия дырки
E_c	— энергия дна зоны проводимости полупроводника
E_v	— энергия потолка валентной зоны полупроводника
$E_{кин}$	- кинетическая энергия электрона
E_t	- энергия уровня ловушки
E_i	- энергия середины запрещенной зоны
E_{np}	— э.д.с. источника прямого смещения
$E_{обр}$	— э.д.с. источника обратного смещения
$\langle v_n \rangle$	— средняя тепловая скорость электрона
S	— площадь p - n -перехода
φ_0	— равновесная контактная разность потенциальных энергий в p - n -переходе
μ_n, μ_p	— уровни Ферми в n - и p -областях соответственно
ρ	— плотность объемного заряда,
d_n	— глубина проникновения контактного поля перехода в n -область
d_p	— глубина проникновения контактного поля перехода в p -область
\mathcal{E}	— напряженность электрического поля
\mathcal{E}_{max}	- максимальная напряженность электрического поля в p - n -переходе
$\mathcal{E}_{кр.}$	- критическая напряженность электрического поля в p - n -переходе

d	– толщина слоя объемного заряда в $p-n$ -переходе
d_0	– равновесная толщина слоя объемного заряда в $p-n$ -переходе
d_{max}	- максимально возможная для конкретного $p-n$ -перехода толщина ОПЗ
V_{p-n}	– доля внешнего смещения, падающая на объемном заряде $p-n$ -перехода
$R_{опз}$	- сопротивление пространственного заряда $p-n$ -перехода
$R_{эмиттера}$	– сопротивление эмиттерной области $p-n$ -перехода
R_b	- сопротивление базовой области $p-n$ -перехода
$R_{внеш}$	- сопротивление внешней цепи
$C_{бар}$	- барьерная емкость $p-n$ -перехода
$C_{дифф}$	- диффузионная емкость $p-n$ -перехода
I_{n1}	- диффузионный поток электронов из n -области $p-n$ -перехода в p -область
I_{n2}	- диффузионный поток электронов из p -области $p-n$ -перехода в n -область
I_{n2}'	- диффузионный поток, состоящий из электронов, пришедших до этого из n -области и вернувшихся обратно.
I_{n2}''	- диффузионный поток, состоящий из электронов, сгенерированных теплом в p -области.
D_p и τ_p	- коэффициент диффузии и время жизни дырок в n -области
D_n и τ_n	- коэффициент диффузии и время жизни электронов p -области
W_n и W_p	- расстояние от объемного заряда до омического контакта в n - и p -областях соответственно.
L_p	– диффузионная длина дырок
L_n	– диффузионная длина электронов
$p_n(0)$	- концентрация дырок на границе ОПЗ с n -областью
$n_n(0)$	- концентрация электронов на границе ОПЗ с p -областью
$J_{n дрейф}$	- дрейфовый ток электронов
$J_{p дрейф}$	- дрейфовый ток дырок
$J_{n дифф}$	- диффузионный ток электронов
$J_{p дифф}$	- диффузионный ток дырок

g_{p0}	- скорость тепловой генерации дырок в n -области
g_{n0}	- скорость тепловой генерации электронов в p -области
G_0	- скорость тепловой генерации в объемном заряде
τ_{p0} и τ_{n0}	- параметры модели рекомбинации Холла-Шокли-Рида,
$J_{n \text{ инже}}$	- составляющая прямого тока, связанная с надбарьерной инжекцией электронов в p -область
$J_{p \text{ инже}}$	- составляющая тока, связанная с надбарьерной инжекцией дырок в n -область
$J_{\text{рек в ОЗ}}$	- ток рекомбинации в ОПЗ
$J_{\text{ген в ОЗ}}$	- ток генерации в ОПЗ
$J_{\text{ут}}$	- поверхностный ток утечки p - n перехода.
$J_{\text{обр}}$	- ток через p - n - переход при обратном смещении
$J_{\text{пр}}$	- ток через p - n - переход при прямом смещении
J_S	- ток насыщения p - n - перехода
V_D	- напряжение, падающее на диоде в целом
$V_{=}$	- постоянная составляющая прямого смещения, поданного на переход
V_{\square}	- переменная составляющая прямого смещения с амплитудой V_L ,
ω	- частота переменного сигнала
$J_{=}, J_{\square}$	- постоянная и переменная составляющая прямого тока через переход
Y	- комплексная проводимость p - n - перехода
$p_{=}, p_{\square}$	- постоянная и переменная составляющие неравновесной концентрации дырок в n -области перехода
p_1	- амплитуда переменной составляющей неравновесной концентрации дырок в n -области перехода
$t_{\text{восст}}$	- время восстановления обратного сопротивления
$P_{\text{выдел}}$	- выделяемая в p - n -переходе тепловая мощность
$P_{\text{отвод}}$	- отводимая от p - n -перехода тепловая мощность

R_T	- тепловое сопротивление диода
λ	- длина свободного пробега электрона
m_n и m_p	- эффективные массы проводимости электронов и дырок соответственно
M	- коэффициент лавинного размножения.
N	- число электронно-дырочных пар, создаваемых одним свободным носителем заряда при прохождении им слоя ОПЗ
α	- скорость ударной ионизации
$V_{\text{проб}}$	- напряжения пробоя
$\tau_{\text{прол}}$	- время пролета электроном объемного заряда <i>p-n</i> -перехода
$P_{\text{тун}}$	- вероятность туннелирования электрона через <i>p-n</i> -переход

Таблица 1

параметр	Si	Ge	GaAs
Кристаллическая структура типа	алмаза	алмаза	цинковой обманки
Атомный номер	14	32	31/33
Постоянная решетки (нм)	0,54307	0,56575	0,54505
Плотность (г/см ³)	2,328	5,323	5,316
Ширина запрещенной зоны (эВ) При 300 К При 0 К	1,124 1,17	0,67 0,744	1,42 1,52
Температурная зависимость ширины запрещенной зоны (10 ⁻⁴ эВ/град)	-2,7	-3,7	-5,0
Относительная диэлектрическая проницаемость	11,7	16,0	13,1
Показатель преломления	3,44	3,97	3,3
Температура плавления (°С)	1412	937	1237
Удельная теплоемкость (Дж/г К)	0,70	0,32	0,35
Теплопроводность (Вт/см К)	1,412	0,606	0,455
Коэффициент линейного теплового расширения (К ⁻¹)	2,5·10 ⁻⁶	5,7·10 ⁻⁶	5,9·10 ⁻⁶
концентрация собственных носителей при 300К (см ⁻³)	1,45·10 ¹⁰	2,4·10 ¹³	9·10 ⁶
Решеточная подвижность при 300К (см ² /В с) Электронов Дырок	1417 471	3900 1900	8800 400
Эффективная плотность состояний при 300К (см ⁻³) В зоне проводимости В валентной зоне	2,8·10 ¹⁹ 1,04·10 ¹⁹	1,04·10 ¹⁹ 6,04·10 ¹⁸	4,7·10 ¹⁷ 7,0·10 ¹⁸
Электрическое поле при пробое (В/см)	3·10 ⁵	8·10 ⁴	3,5·10 ⁵
Эффективная масса проводимости (m*/m ₀) Электронов Дырок	0,26 0,38	0,12 0,3	0,072 0,5
Эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости (m*/m ₀)	1,06	0,55	0,072
Сродство к электрону (эВ)	4,05	4,00	4,07

Таблица 2

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Скорость света в вакууме	$c=2,998 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$
Число Авогадро	$A=6,025 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k=1,38 \cdot 10^{23} \text{ Дж/К} =$ $=8,617 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$
Масса электрона	$m_0=9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Заряд электрона	$q=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Постоянная Планка	$h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} =$ $=4,135 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$
Редуцированная постоянная Планка	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05458 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Магнитная проницаемость вакуума	$\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г/м}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$
Универсальная газовая постоянная	$R=8,314 \text{ Дж/(К} \cdot \text{моль)}$