

так что дырки из p -области не могут переходить в n -область, а электроны из n -области не могут переходить в p -область (рис. 8.2).

Напротив, для неосновных носителей барьера нет, и поэтому все электроны, генерируемые в p -области и доходящие без рекомбинации до плоскости $-x_1$, будут затянuty в n -область, а дырки из n -области, достигающие плоскости x_2 , будут затянuty в p -область. Так как длина диффузии есть среднее расстояние, проходимое носителем заряда без рекомбинации, то число электронов, переходящих через единицу поверхности перехода в единицу времени, равно числу электронов, генерируемых в единицу времени в объеме цилиндра с единичной площадью основания и длиной образующей L_n . То же относится и к дыркам в n -области. Плотность образованного ими тока есть

$$j_s = e(L_n g_{nT} + L_p g_{pT}),$$

где g_{nT} и g_{pT} — темпы тепловой генерации электронов в p -области и, соответственно, дырок в n -области. Подставляя сюда

$$g_{nT} = \frac{n_p}{\tau_n}, \quad g_{pT} = \frac{p_n}{\tau_p}$$

(ср. (VII.2.4)) и учитывая, что $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, мы получаем формулу (1.5). Мы видим, что ток насыщения в тонком $p-n$ -переходе есть ток, обусловленный тепловой генерацией неосновных носителей заряда в p - и n -областях.

Если уровень инжекции нельзя считать малым или если ток от рекомбинации внутри перехода j_r не мал по сравнению с током насыщения j_s , то приведенные выше формулы становятся неприменимыми и должны быть заменены другими [1].

§ 2. $p - n$ -переход при переменном напряжении

Положим, что к $p-n$ -переходу приложено переменное напряжение $u(t)$, и найдем плотность тока, текущего через переход. Расчет проведем в тех же предположениях, что и в § 1. Для упрощения будем еще считать, что p -область сильно легирована ($p_p \gg n_n$), так что полный ток определяется только инжекцией дырок в n -область.

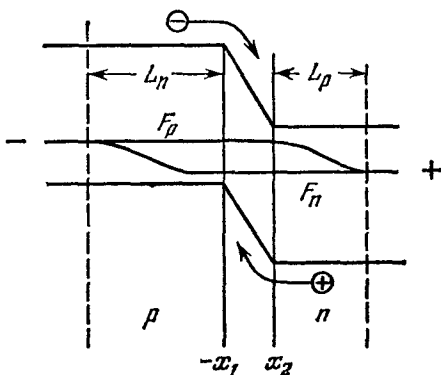


Рис. 8.2. $p - n$ -переход при обратном напряжении.

Концентрация избыточных дырок на границе n -области $x = x_2$ устанавливается за время порядка времени пролета дырок через переходный слой $t_{np} = d/v$, которое мало. Так, если $d \sim 10^{-4}$ см и $v \sim 10^7$ см/с (тепловая скорость при 300 К), то $t_{np} \sim 10^{-11}$ с. Поэтому, если частота переменного напряжения $\omega < 1/t_{np}$, то можно считать, что концентрация дырок на границе следует за изменением напряжения и по-прежнему выражается формулой (VII.6.1). Следовательно,

$$\text{при } x = x_2: \quad \delta p = p_n (\exp \alpha u(t) - 1) = f(t). \quad (2.1)$$

Это соотношение дает первое граничное условие задачи. Второе граничное условие есть

$$x \rightarrow \infty: \quad \delta p \rightarrow 0. \quad (2.2)$$

Однако концентрация в глубине n -области устанавливается посредством гораздо более медленного процесса диффузии, и поэтому колебания концентрации δp , а следовательно, и плотности тока j_p отличаются от колебаний напряжения $u(t)$. Если даже $u(t)$ изменяется по чисто синусоидальному закону, то плотность тока, вообще говоря, содержит высшие гармоники.

Плотность тока при произвольной форме напряжения $u(t)$ (но при ограничениях, указанных в § 1) можно найти следующим образом. Концентрация избыточных дырок $\delta p(x, t)$, как и раньше, определяется уравнением непрерывности (VII.3.3), которое для нашего случая ($j_{др} \ll j_{диф}$) имеет вид

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (2.3)$$

Его решение удобно искать в виде ряда Фурье

$$\delta p = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k(x) e^{ik\omega t}. \quad (2.4)$$

Подставляя это в (2.3), мы получаем для определения c_k уравнения

$$\frac{d^2 c_k}{dx^2} - \frac{1 + ik\omega\tau_p}{L_p^2} c_k = 0. \quad (2.5)$$

Их решения, удовлетворяющие граничному условию (2.2), суть

$$c_k = A_k \exp\left(-\frac{x-x_2}{l_k}\right), \quad (2.6)$$

где A_k — постоянные, а

$$\frac{1}{l_k} = \frac{1}{L_p} (1 + ik\omega\tau_p)^{1/2}. \quad (2.7)$$

Постоянные A_k определяются из граничного условия (2.1):

$$\sum_{-\infty}^{\infty} A_k e^{ik\omega t} = p_n (\exp \alpha u(t) - 1) = f(t).$$

Отсюда видно, что A_k суть коэффициенты разложения функции $f(t)$ в ряд Фурье:

$$A_k = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{+\pi/\omega} f(\zeta) e^{-ik\omega\zeta} d\zeta. \quad (2.8)$$

Зная $\delta p(x, t)$, плотность тока можно найти по формуле

$$j = j_p = -eD_p \left(\frac{\partial \delta p}{\partial x} \right)_{x=x_2} = eD_p \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{A_k}{l_k} e^{ik\omega t}. \quad (2.9)$$

Если бы инжекция электронов в p -область играла тоже заметную роль, то формула (2.9) давала бы только дырочную составляющую тока. Совершенно аналогичную формулу мы получили бы и для электронной составляющей. Полная плотность тока была бы равна сумме обеих составляющих.

Из сказанного видно, что вычисление тока сводится к нахождению коэффициентов Фурье A_k для функции $f(t)$. При этом член с $k = 0$ в сумме (2.9) дает постоянную составляющую тока

$$j_0 = \frac{eD_p}{L_p} A_0. \quad (2.10)$$

Рассмотрим теперь специальный важный случай, когда приложенное напряжение имеет постоянную составляющую u_0 и переменную составляющую \tilde{u} , изменяющуюся по чисто гармоническому закону

$$u(t) = u_0 + u_1 e^{i\omega t}.$$

Амплитуду u_1 будем считать малой, так что $\alpha u_1 \ll 1$. Тогда $f(t)$ можно разложить в ряд по степеням \tilde{u} и ограничиться первыми двумя членами разложения:

$$f(t) = p_n [e^{\alpha u_0} (1 + \alpha u_1 e^{i\omega t} + \dots) - 1] = p_n (e^{\alpha u_0} - 1) + p_n \alpha e^{\alpha u_0} u_1 e^{i\omega t}.$$

Подставляя это выражение в формулу (2.8), находим коэффициенты Фурье:

$$A_0 = p_n (e^{\alpha u_0} - 1), \quad A_1 = p_n \alpha e^{\alpha u_0} u_1, \quad A_k = 0 \quad (k \neq 0, 1).$$

После этого формулы (2.9), (2.4) и (2.7) дают для плотности тока

$$j = \frac{eD_p p_n}{L_p} (e^{\alpha u_0} - 1) + \frac{eD_p p_n}{L_p} e^{\alpha u_0} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} u_1 \alpha e^{i\omega t}. \quad (2.11)$$

Первое слагаемое в этом выражении совпадает с формулой (1.4) и дает постоянную составляющую плотности тока j_0 , вызываемого постоянным смещением u_0 . Второе слагаемое выражает переменную составляющую плотности тока \tilde{j} . В рассматриваемом случае

малых u_1 составляющая \tilde{j} изменяется гармонически с частотой ω , а высшие гармоники в первом приближении не возникают.

Полная проводимость $p-n$ -перехода для малого переменного напряжения \tilde{u} равна

$$A \equiv \frac{1}{Z} = S \frac{\tilde{j}}{\tilde{u}} = S j_s \alpha e^{\alpha u_0} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2}. \quad (2.12)$$

Здесь Z — импеданс перехода, S — площадь $p-n$ -перехода, а $j_s = eD_p p_n / L_p$ есть плотность тока насыщения обратной ветви статической характеристики. Это выражение можно представить в более удобном виде, если воспользоваться тождеством

$$(1 + i\omega\tau_p)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{\rho + 1} + i\sqrt{\rho - 1}), \quad \rho = \sqrt{1 + \omega^2\tau_p^2}.$$

Тогда

$$A = \frac{S}{\sqrt{2}} j_s \alpha e^{\alpha u_0} (\sqrt{\rho + 1} + i\sqrt{\rho - 1}). \quad (2.12a)$$

Так как мнимая часть проводимости $\text{Im } A > 0$, то колебания \tilde{j} опережают колебания \tilde{u} и, следовательно, проводимость $p-n$ -перехода имеет емкостный характер.

Из формулы (2.12a) следует, что $p-n$ -переход при малом переменном напряжении представляет собой активное сопротивление R_D (называемое иногда «диффузионным» сопротивлением) и включенную параллельно ему емкость C_D («диффузионная» емкость) (рис. 8.3, а), равные

$$\frac{1}{R_D} = \text{Re } A = \frac{S}{\sqrt{2}} j_s \alpha e^{\alpha u_0} \sqrt{\rho + 1}, \quad (2.13a)$$

$$C_D = \frac{1}{\omega} \text{Im } A = \frac{S}{\sqrt{2}\omega} j_s \alpha e^{\alpha u_0} \sqrt{\rho - 1}. \quad (2.13b)$$

Физическая причина возникновения емкости C_D заключается в том, что при инжекции в n -области содержатся дополнительные (по сравнению с равновесием) дырки, а в p -области — дополнительные электроны, количество которых зависит от приложенного напряжения. Поэтому для всякого изменения напряжения Δu необходим переход определенного заряда Δq , что и обозначает наличие емкости. Аналогично, диффузионное сопротивление появляется потому, что для перераспределения носителей заряда при инжекции всегда необходимо дополнительное внешнее напряжение. При $\omega\tau_p \gg 1$ инжекция вообще не успевает осуществляться и, в соответствии с (2.13a), $C_D, R_D \rightarrow 0$.

Во всех предыдущих рассуждениях мы не учитывали нескольких важных обстоятельств. Во-первых, мы везде пренебрегали током смещения по сравнению с конвекционным током. Однако на очень

высоких частотах им пренебрегать не всегда возможно. Наличие тока смещения можно учесть, если приписать $p-n$ -переходу дополнительную, «зарядную» емкость, уже рассмотренную нами в § VI.11. Во-вторых, мы не учитывали обычное сопротивление p - и n -областей (базы диода), обусловленное соударениями электронов и дырок с решеткой. Поэтому эквивалентная схема реального диода с $p-n$ -переходом имеет вид, показанный на рис. 8.3, б. Здесь C — зарядная емкость, а r — активное сопротивление базы.

В-третьих, мы считали, что толщины p - и n -областей d_p и d_n достаточно велики: $d_p > L_n$, $d_n > L_p$, так что все избыточные носители заряда успевают рекомбинировать, не достигая электродов. Если это не так, то полученные формулы уже неприменимы. В этом

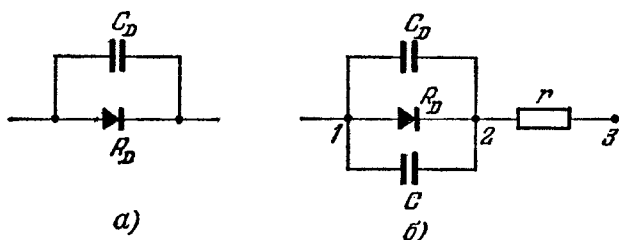


Рис. 8.3. Эквивалентная схема идеального (а) и реального (б) $p-n$ -перехода при малом переменном напряжении.

случае статическая характеристика и полная проводимость на переменном токе существенно зависят от свойств электродов (от темпа рекомбинации на границе база — металлический электрод).

Наконец, в-четвертых, полученные результаты теряют силу, если амплитуда переменного напряжения не мала (нарушается неравенство $\alpha u_1 \ll 1$). Мы не будем останавливаться на этих случаях (см., например, [1]), а только отметим один интересный результат. При большом уровне инжекции, $\delta p / (n_n + p_n) \gtrsim 1$, сопротивление базы уже не остается постоянным, а существенно модулируется заливающими ее инжектированными носителями. Этот эффект может привести к тому, что колебания напряжения будут не отставать от колебаний тока (как при малых напряжениях), а их опережать. Иначе говоря, $p-n$ -переход будет вести себя как некоторая индуктивность.

Вследствие сильной нелинейности вольтамперной характеристики $p-n$ -переходы широко применяются для выпрямления технических переменных токов и для детектирования и преобразования частоты сигналов высокой и сверхвысокой частот в радиоприемных устройствах. Формулы (2.8) и (2.9) позволяют исследовать зависимость величины выпрямленного тока от параметров материала,

а также определить предельную рабочую частоту диода. Однако изложение этих вопросов относится уже к теории полупроводниковых приборов и выходит за рамки этой книги. Отметим лишь, что в высокочастотных диодах площадь контакта следует делать по возможности малой и уменьшать сопротивление базы.

Напротив, в мощных выпрямителях переменного тока низкой частоты площадь $p-n$ -перехода должна быть большой для увеличения силы тока. Такие выпрямители должны еще выдерживать большие обратные напряжения без наступления явлений пробоя. Для этого оказывается выгодным увеличивать толщину переходного слоя (разумеется, до известного предела). Это реализуется, например, в структурах p -область — собственный полупроводник — n -область ($p-i-n$ -структуры). Для создания мощных выпрямителей широко применяют также более сложные системы, содержащие несколько $p-n$ -переходов.

§ 3. Туннельный эффект в $p-n$ -переходах. Туннельные диоды

Если в p - и n -областях $p-n$ -перехода увеличивать концентрацию мелких примесей, то при концентрациях электронов и, соответственно, дырок $\sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ возникают новые явления. А именно, начальная часть прямой ветви вольтамперной характеристики становится немонотонной и на ней возникает падающий участок (ток уменьшается при увеличении напряжения). В этой области напряжений дифференциальная проводимость перехода $\sigma_d = di/du$ отрицательна. Причина такой зависимости тока от напряжения заключается в том, что при увеличении концентрации носителей толщина потенциального барьера в $p-n$ -переходе уменьшается (ср. § VI.9) и при указанных концентрациях становится сравнимой с длиной волны де Бройля ($\sim 10^{-6} \text{ см}$ при комнатной температуре). Вместе с тем возрастает напряженность электрического поля в переходе. В результате становится заметной вероятность туннельных переходов электронов и дырок из одной зоны в другую (§ IV.6). Соответственно диоды с $p-n$ -переходами рассматриваемого типа называют *туннельными*.

Происходящие в них явления качественно поясняет рис. 8.4, на котором изображены энергетические диаграммы сильно легированного $p-n$ -перехода при различных напряжениях; p - и n -области вырождены, так что уровень Ферми в n -области $F_{(n)}$ лежит внутри зоны проводимости и удален от ее края на некоторую величину Δ_n , а уровень Ферми в p -области $F_{(p)}$ — внутри валентной зоны, ниже ее края на Δ_p (рис. 8.4, а). В отсутствие внешнего напряжения $F_{(n)} = F_{(p)}$ и результирующий ток равен нулю. При отрицательном внешнем напряжении (рис. 8.4, б, «+» на n -области) все энергии в n -области понижаются относительно p -области и электроны