С учетом (8.48) выражение (8.47) можно переписать в виде *)

$$I=\left(1+\frac{V}{V_{\text{к}}}\right)^{1/2}\left(1-e^{\pm\frac{eV}{kT}}\right)\frac{kT}{e\rho_0}. \qquad (8.49)$$

Согласно (8.48) дифференциальное сопротивление при больших обратных напряжениях

$$\rho=\frac{\partial V}{\partial I}=\left(1+\frac{V}{V_{\text{к}}}\right)^{1/2}2\rho_0\frac{eV}{kT}. \qquad (8.50)$$

Как видно из (8.49), ρ растет с ростом напряжения, в то время как для химического запорного слоя сопротивление стремилось к постоянному значению; объясняется это различие тем, что с ростом напряжения растет толщина физического запорного слоя, что обусловливает дополнительный рост сопротивления.

8.6. ТЕОРИЯ *p-n* ПЕРЕХОДА

УРАВНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОСТИ

Основным уравнением для решения многих задач, касающихся движения электронов в полупроводнике, является уравнение непрерывности, которое выражает закон сохранения материи по отношению к потоку частиц, число которых в некотором объеме может меняться за счет разности входящего и выходящего потоков, а также за счет каких-либо реакций, происходящих в этом объеме. В случае электронов и дырок такими реакциями может быть их генерация и рекомбинация.

Для электронов это уравнение будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{n-n_0}{\tau}+\frac{1}{e}\operatorname{div} j_n+g_n', \qquad (8.51)$$

где n_0 — равновесная для данной температуры концентрация носителей;

$\operatorname{div} j_n$ — разность входящего и выходящего из данного объема тока;

*) В этой главе все расчеты проводятся для 1 *см*² контакта; поэтому мы не делаем различия между током и плотностью тока ($I=j$).

$(n - n_0)/\tau$ — разность скоростей тепловой генерации и рекомбинации (которая обращается в нуль при $n = n_0$);

g'_n — скорость генерации электронов в рассматриваемом объеме за счет сторонних факторов (фотонов, ионизующих поток частиц, или других причин).

Точно такой же вид имеет уравнение непрерывности для дырок:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p - p_0}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p + g'_p; \tag{8.52}$$

j_n в (8.51) и j_p в (8.52) — это полные токи дырок и электронов, возникающие за счет дрейфа в электрическом поле и диффузии:

$$j_n = eu_n E + eD_n \nabla n \tag{8.53}$$

и

$$j_p = eu_p E - eD_p \nabla p. \tag{8.54}$$

p-n ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСИИ

На рис. 1.21, *б*, *в*, *г* и *д* был представлен контакт электронного и дырочного полупроводника в равновесии (т. е. после того, как электроны перешли в дырочную область в таком количестве, что уровни химического потенциала сравнялись).

В соответствии с этим рисунком ход потенциала в p-n переходе определяется дифференциальными уравнениями

$$x < 0 \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 N_d}{\varkappa}, \tag{8.55}$$

$$x > 0 \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 N_a}{\varkappa}. \tag{8.56}$$

Решив уравнения (8.55) и (8.56) при граничных условиях $\left(\text{при } x = l_n, \ \varphi = 0 \text{ и } \frac{d\varphi}{dx} = 0 \text{ и при } x = -l_p, \ \varphi = \varphi_0 \text{ и } \frac{d\varphi}{dx} = 0\right)$, получим

$$0 < x < l_n, \quad \varphi_n = \frac{2\pi e^2 N_d}{\varkappa} (l_n - x)^2, \tag{8.57}$$

$$-l_p < x < 0, \quad \varphi_p = \frac{2\pi e^2 N_a}{\varkappa} (l_p + x)^2. \tag{8.58}$$

Полный заряд справа и слева от p-n перехода должен быть одинаков, поэтому

$$\frac{l_n}{l_p}=\frac{N_a}{N_d}=\frac{p_p}{n_n}\,. \tag{8.59}$$

Уравнения (8.57), и (8.58) (8.59) позволяют определить полную толщину слоя объемного заряда l; действительно:

$$l=l_n+l_p, \tag{8.60}$$

$$\varphi_0=\varphi_n+\varphi_p=W_2-W_1=eV_{\text{к}}. \tag{8.61}$$

Подставив (8.57) и (8.58) в (8.61) и выразив согласно (8.60) и (8.59) l_n и l_p через l:

$$l_n=\frac{p_p}{p_p+n_n}\,l \ \text{ и } \ l_p=\frac{n_n}{n_n+p_p}\,, \tag{8.62}$$

найдем

$$l=\left(\frac{\varkappa V_{\text{к}}}{2\pi e^2}\,\frac{n_n+p_p}{n_n p_p}\right)^{1/2}. \tag{8.63}$$

ИНЖЕКЦИЯ И ЭКСТРАКЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ

Рассмотрим теперь p-n переход в неравновесных условиях, т. е. когда к нему приложено внешнее напряжение V. Начнем с пропускного направления. В этом случае (см. гл. 1) число электронов в n-области, энергии которых достаточно, чтобы преодолеть потенциальный барьер (который уменьшился на величину eV, см. рис. 1.23) и перейти в p-область, будет

$$n_1=\frac{2\,(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}\,\mathrm{e}^{-\frac{\mu-eV}{kT}}=n_p\mathrm{e}^{\frac{eV}{kT}}. \tag{8.64}$$

Предположим, что рекомбинацией носителей в слое объемного заряда можно пренебречь, и поэтому толщина его не играет существенной роли в работе p-n перехода; в соответствии с этим слой объемного заряда на рис. 1.22 сокращен до минимума и ход потенциала в нем изображен почти вертикальными линиями. При этих предположениях концентрацию носителей в слое объемного заряда можно считать постоянной и равной n_1, т. е. на величину

$$\Delta n_p=n_1-n_p=n_p\,(\mathrm{e}^{\frac{eV}{kT}}-1) \tag{8.65}$$

больше равновесной концентрации электронов в p-области n_p.

Эти избыточные носители будут диффундировать в p-область и постепенно рекомбинировать с подходящими дырками, таким образом, концентрация избыточных электронов в p-области будет спадать по экспоненциальному закону:

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_{p0} e^{-\frac{x}{L_n}}, \tag{8.66}$$

где L_n — так называемая диффузионная длина, выражающаяся через коэффициент диффузии и время жизни носителей, и x — расстояние от слоя объемного заряда. Это увеличение концентрации неосновных носителей носит название инжекции (впрыскивания) неосновных носителей через p-n переход.

При нарушении нейтральности любого проводника возникают чрезвычайно большие электростатические силы, которые притягивают заряды противоположного знака и восстанавливают нейтральность. Поэтому на величину концентрации неосновных носителей Δn_p возрастет и концентрация основных

$$\Delta p_p = \Delta n_p. \tag{8.67}$$

Однако $p_p \gg \Delta n_p$, и поэтому изменением p_p мы можем пренебречь.

Если ограничиться тем случаем, когда падение напряжения на p-n переходе мало по сравнению с контактной разностью потенциалов $V_к$ между p- и n-областью *), то

$$n_p \ll n_1 \ll p_p. \tag{8.68}$$

Следовательно, убыль концентрации дырок за счет рекомбинации с избыточными электронами будет также ничтожной, поэтому p_p во всей p-области будет выражаться соотношением

$$p_p = \frac{2\,(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3}\, e^{\frac{\mu}{kT}}, \tag{8.69}$$

где μ' — расстояние от уровня химического потенциала до валентной зоны.

---

*) С другой стороны, мы будем всегда считать, что $eV \gg kT \approx 0{,}04$ *эв* и, следовательно, $n_1 \gg n_p$.

С другой стороны, концентрация электронов в p-области согласно (8.68) будет во много раз больше равновесной:

$$n_1 \gg n_p = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{\mu}{kT}}, \qquad (8.70)$$

где μ — расстояние от того же уровня Ферми до дна свободной зоны.

Таким образом, условие равновесия $n_p n_n = n_i^2$ в данном случае будет нарушено, так как концентрация неосновных носителей стала много больше равновесной.

В тех случаях (как, например, в рассматриваемом здесь), когда концентрация носителей отступает от равновесной, оказывается чрезвычайно полезным ввести новое понятие — так называемый квазиуровень Ферми $\mu_к^n$, через который неравновесная концентрация выражается так же, как равновесная — через нормальный уровень Ферми:

$$n_1 = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{\mu_к^n}{kT}}. \qquad (8.71)$$

Выражение (8.71) и является определением величины $\mu_к^n$; из (8.71) находим

$$\mu_к^n = kT \ln \frac{n_1}{N_c}, \qquad (8.72)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в интервале энергий kT зоны проводимости, равная

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}. \qquad (8.73)$$

Согласно (8.71) и (8.65) в точке O (см. рис. 8.4,a)

$$\mu_к^n = \mu + eV; \qquad (8.74)$$

на диффузионной длине согласно (8.66) $n_1(x)$ спадает экспоненциально, приближаясь к n_p. Следовательно, квазиуровень Ферми понижается примерно линейно, приближаясь к нормальному уровню Ферми.

Все сказанное об электронах в p-области можно без изменений отнести к дыркам в n-области, поэтому мы не будем повторять здесь этих рассуждений.

На рис. 8.4,*а* представлен ход квазиуровней Ферми для дырок и электронов при пропускном направлении приложенного напряжения. Во всех случаях, когда концентрация носителей превышает равновесную, квазиуро-

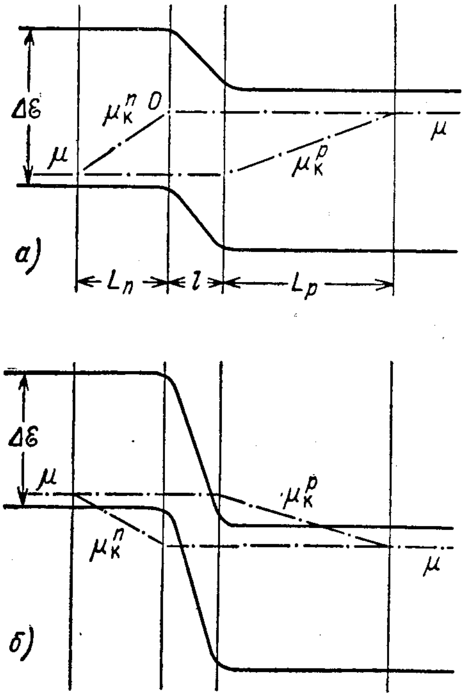

Рис. *8.4.* Ход квазиуровней Ферми при напряжении, приложенном в пропускном (*а*) и запорном (*б*) направлениях:

l — область объемного заряда, L_n и L_p — диффузионные длины электронов и дырок.

вень Ферми подходит ближе к соответствующей зоне, чем нормальный уровень Ферми; выражение (8.74) может быть также переписано в форме

$$\mu_к^n = \mu + \ln\frac{n_1}{n_p}\,. \qquad (8.75)$$

Как мы уже упоминали, рассмотренный выше случай, когда концентрация неосновных носителей повышается за счет их диффузии через p-n переход, называется инжекцией. Существует целый ряд других возможностей повышения концентрации (основных и неосновных) носителей: фотоионизация (см. гл. 9), ударная и электростатическая ионизация; почти во всех случаях для количественного анализа оказывается полезным ввести квазиуровни Ферми.

На рис. 8.4,*б* представлен случай, когда к p-n переходу приложено напряжение в запорном направлении. В этом случае концентрация носителей в n-области, имеющих энергию, достаточную для перехода в p-область, падает:

$$n_1 = n_p e^{-\frac{eV}{kT}}. \tag{8.76}$$

Для того чтобы понять, как это отражается на концентрации электронов в p-области, восстановим картину для равновесия и пропускного направления тока.

В случае равновесия ($V = 0$) $n_1 = n_p$, т. е. потоки слева направо и справа налево одинаковы; убыль числа электронов в любой точке p-области за счет рекомбинации и диффузии в n-область компенсируется генерацией и встречной диффузией. При пропускном направлении диффузия электронов из n-области значительно превышает встречную диффузию, концентрация электронов в p-области растет и соответственно растет скорость рекомбинации. За счет увеличившейся скорости рекомбинации неравновесная концентрация падает на диффузионной длине по экспоненциальному закону, постепенно приближаясь к равновесию.

В случае запорного направления приложенного напряжения и при $eV \gg kT$ (а для запорного направления это неравенство практически всегда соблюдается) потоком электронов из n-области в p-область в первом приближении можно пренебречь и поток электронов из p-области в n-область ничем не компенсируется. Поэтому концентрация электронов на диффузионной длине в p-области падает по экспоненциальному закону. Так как в сечении, находящемся на расстоянии диффузионной длины L от p-n перехода, электроны из n-области благодаря рекомбинации не доходят в любом случае, то здесь концентрация носителей во всех случаях, а следовательно, и в рассматриваемом, должна остаться приблизительно равновесной; в соответствии с этим на диффузионной длине она будет убывать по закону

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_{p0} e^{-\frac{x}{L_n}},$$

где

$$\Delta n_{p0} = n_p \left(e^{-\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.77)$$

Это явление (т. е. убывание концентрации неосновных носителей за счет диффузии через p-n переход) называется экстракцией.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ ПРИ ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ

Полученные выражения (8.65) и (8.77) позволяют нам воспроизвести картину выпрямления на p-n переходе.

Рассмотрим сначала пропускное направление тока. В этом случае электроны инжектируются в n-область и движутся в ней, постепенно рекомбинируя с дырками; для того чтобы вычислить электронный ток согласно (8.65), мы должны учесть их диффузию и дрейф в электрическом поле. То же самое можно сказать о дырках в p-области: они движутся, постепенно рекомбинируя с электронами, а оставшиеся инжектируются в n-область.

Однако и на дырки и на электроны действует одно и то же поле, но концентрация электронов в p-области во много раз меньше, чем концентрация дырок, поэтому омическим электронным током в p-области можно пренебречь.

С другой стороны, мы предположили, что $V \ll V_к$, и, следовательно, концентрация инжектированных электронов много меньше концентрации дырок:

$$n_1 \ll p_p. \qquad (8.78)$$

Поэтому изменением концентрации дырок за счет рекомбинации с электронами можно пренебречь. Это значит, что градиент концентрации и диффузионный ток дырок ничтожно малы, т. е. дырочный в p-области ток — чисто омический. Таким образом, вырисовывается следующая картина прохождения тока через контакты. Справа вдали от перехода течет практически чисто дырочный ток (так как $n_p \ll p_p$). В области p-n перехода этот ток можно разбить на два:

$$I_p = I_p' + I_p'', \qquad (8.79)$$

где I_p' — это та часть дырок, которая рекомбинирует с инжектированными в p-область электронами, и I_p'' — другая часть, которая инжектируется в n-область и там рекомбинирует с электронами. Ток I_p' мы можем определить, вычислив диффузионный поток электронов, инжектированных в p-область:

$$I'_p = eD_n \frac{\partial \Delta n(x)}{\partial x}\bigg|_{x=0} = \frac{eD_n n}{L_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.80)$$

Выражение для числа дырок, инжектированных в p-область, можно написать по аналогии с (8.66):

$$\text{при } 0 < x < L_p \quad \Delta p(x) = p_n e^{-\frac{x}{L_p}}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.81)$$

Следовательно,

$$I''_p = eD_p \frac{\partial \Delta p(x)}{\partial x} = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.82)$$

Таким образом, полный ток через p-n переход

$$I = I'_p + I''_p = e\left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.83)$$

Рассмотрим теперь работу p-n перехода в запорном направлении. В случае пропускного направления внешнее напряжение было направлено таким образом, что тянуло носители через p-n переход и инжектировало их в область с противоположным знаком проводимости.

Теперь мы имеем обратную картину, рассмотрим ее на примере электронов и дырок в p-области, а потом перенесем сделанные выводы на n-область. По-прежнему в p-области вдали от p-n перехода течет практически чисто дырочный ток (так как концентрация дырок p_p много больше концентрации электронов n_p), только ток этот теперь течет в направлении от перехода. Точно так же в глубине n-области течет чисто электронный ток и тоже в направлении от перехода. Как уже упоминалось, при тепловом равновесии ($V = 0$) генерация компенсирует рекомбинацию и диффузия носителей слева направо и справа налево также компенсируют друг друга. При запорном направлении этот баланс нарушается: почти все неосновные носители (в данном случае электроны), генерированные в p-область на расстояние диффузионной длины, уходят в n-область. Согласно (8.77) этот диффузионный ток равен

$$I_n = eD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} = \frac{eD_n n_p}{L_n}\left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right). \qquad (8.84)$$

Точно так же почти все дырки, созданные в n-области, переходят в p-область; по аналогии с (8.84)

$$I_p = eD_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} = \mathrm{e}\frac{D_p p_n}{L_p}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{eV}{kT}}\right). \tag{8.85}$$

Таким образом, полный ток через p-n переход в этом случае будет

$$I = I_p + I_n = \mathrm{e}\left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_p}{L_p}\right)\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{eV}{kT}}\right). \tag{8.86}$$

Формулы (8.83) и (8.86) можно объединить, если току и напряжению для пропускного направления приписать знак плюс, а для запорного — минус. При неограниченном возрастании запорного напряжения ток согласно (8.85) стремится к насыщению:

$$I_s = e\left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p}\right). \tag{8.87}$$

Подставив в выражения для L_p и L_n

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \text{и} \quad L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \tag{8.88}$$

и избавившись от иррациональности в знаменателе, получим

$$I_s = e\left(\frac{n_p}{\tau_n} L_n + \frac{p_n}{\tau_p} L_p\right), \tag{8.89}$$

т. е. ток насыщения равен полному числу пар, создаваемых на диффузионных длинах в n- и p-области.

С учетом всего сказанного выше работу p-n перехода в запорном направлении можно обрисовать следующим образом.

На диффузионной длине в p-области создается в одну секунду следующее число пар электронов:

$$I_{sn} = \frac{n_p}{\tau_n} L_n; \tag{8.90*}$$

большая часть созданных электронов

$$I_{sn}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{eV}{kT}}\right) \tag{8.91}$$

---

*) $n_p/\tau_n = p_p/\tau_p^p$, где τ_p^p — время жизни дырки в p-области, точно так же $p_n/\tau_p = n_n/\tau_n^n$, где τ_n^n — время жизни электрона в n-области.

переходит в n-область и там превращается в омический ток, меньшая —

$$I_{sp}\,e^{-\frac{eV}{kT}} \tag{8.92}$$

рекомбинирует с дырками в p-области.

Точно так же на диффузионной длине в n-области создается в секунду

$$I_{sp}=\frac{p_n}{\tau_p}L_p \tag{8.93}$$

пар, причем $I_{sp}\left(1-e^{\frac{-eV}{kT}}\right)$ дырок диффундирует в p-область и превращается в омический ток, а остальные рекомбинируют.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА p-n ПЕРЕХОДЕ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ НАПРЯЖЕНИИ

Предположим, что напряжение V в (8.84) на p-n переходе состоит из двух частей, отвечающих постоянному и переменному току:

$$V=V_0+v_1\,e^{i\omega t}, \tag{8.94}$$

где сигнал переменного тока v_1 мы будем считать настолько малым, что можно при разложении экспоненты в (8.94) в ряд воспользоваться линейным приближением (т. е. $ev_1 \ll kT$). Тогда согласно (8.64)

$$n_1=n_p\,e^{\frac{eV_0}{kT}}\left(1+\frac{ev_1}{kT}\,e^{i\omega t}\right). \tag{8.95}$$

Представим эту концентрацию в виде трех слагаемых:

$$n_1=n_p+n_0+n_\sim\,e^{i\omega t}, \tag{8.96}$$

где

$$n_0=n_p\left(e^{\frac{eV_0}{kT}}-1\right) \tag{8.97}$$

и

$$n_\sim=\frac{en_pv_1}{kT}\,e^{\frac{eV_0}{kT}}. \tag{8.98}$$

До тех пор пока $n_1 \ll p_p$, мы можем считать время жизни τ_n и коэффициент диффузии электронов D_n

в p-области не зависящими от V и рассматривать их в уравнении непрерывности как постоянные величины *).

Напишем уравнение непрерывности для электронов в p-области. Подставляя в уравнение непрерывности (8.51) выражение для тока (8.53) и пренебрегая в соответствии с сказанным выше омическим членом, получим

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{n_p-n(x)}{\tau_n}-D_n\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \tag{8.99}$$

Решение этого уравнения при учете граничных условий: при $x=0$ $n=n_0$ и при $x=L_n$ $n=n_p$, имеет вид

$$n=n_p+n_0\,\mathrm{e}^{-\frac{x}{L_n}}+n_{\sim}\exp\left[i\omega t-\frac{x(1+i\omega\tau_n)^{\frac{1}{2}}}{L_n}\right]. \tag{8.100}$$

Выражение (8.100) позволяет вычислить диффузионный ток электронов в n-области:

$$I_n=eD_n\frac{\partial n}{\partial x}=\frac{en_0D_n}{L_n}+\frac{en_{\sim}D_n\,\mathrm{e}^{i\omega t}\,(1+i\omega\tau_n^{\frac{1}{2}})}{L_n}. \tag{8.101}$$

Подставляя n_0 из (8.97) в (8.101), получаем прежнее выражение (8.84) для компоненты I, отвечающей постоянному току:

$$I_{n0}=\frac{en_pD_n}{L_n}\left(\mathrm{e}^{\frac{eV_0}{kT}}-1\right). \tag{8.102}$$

Подставляя в (8.101) выражение для $n_{\sim}$, получаем выражение для переменной компоненты

$$I_{n\sim}=\frac{en_pu_n}{L_n}\,\mathrm{e}^{\frac{eV_0}{kT}}\,(1+i\omega\tau_n)^{\frac{1}{2}}\,v_1\,\mathrm{e}^{i\omega t} \tag{8.103}$$

или

$$I_{n\sim}=(G_{\text{дин}}+iS_{\text{дин}})\,v_1\,\mathrm{e}^{i\omega t}=A_nv_1\,\mathrm{e}^{i\omega t}, \tag{8.104}$$

где A_n — полная электронная проводимость, состоящая из вещественной части $G_{\text{дин}}$ и мнимой $S_{\text{дин}}$.

Полученное выражение позволяет сделать два важных вывода:

1. Несмотря на то, что мы не учитывали обычную электростатическую емкость, в выражении (8.104) появилась

*) До сих пор мы молчаливо пользовались этим предположением.

емкостная составляющая тока (опережающая напряжение на 90°). Качественно ее происхождение можно объяснить следующим образом. Согласно (8.57) и (8.58) заряд на *p-n* переходе зависит от приложенного к нему напряжения (т. е. заряд будет меняться с изменением напряжения); по отношению к внешней цепи это изменение заряда будет проявляться как дополнительная (по сравнению с электростатической) емкость. Эта емкость называется диффузионной емкостью *p-n* перехода, которая наряду с электростатической ограничивает применение *p-n* переходов на высоких частотах, но, с другой стороны, открывает целый ряд важных применений, связанных с ее зависимостью от напряжения.

2. Если частота приложенного напряжения мала и

$$\omega\tau_n \ll 1,$$

то вещественная составляющая проводимости

$$G_{n0} = en_p\, e^{\frac{eV_0}{kT}} \frac{u}{L_p} = \frac{e\,(n_p + n_0)}{L} \tag{8.105}$$

и при $V \to 0$

$$G_{n0} = \frac{en_p u_n}{L_p} = \frac{\sigma_n^p}{L_n}, \tag{8.106}$$

где σ_n^p — электронная проводимость в *p*-области, т. е. сопротивление на 1 *см*² *p-n* перехода будет равно сопротивлению электрическому току, вызванному малой n_p концентрацией электронов в *p*-области.

Точно так же дырочная проводимость (мы проводим ее здесь по аналогии без вывода)

$$G_{0p} = \frac{ep_n u_p}{L_n} = \frac{\sigma_p^n}{L_n} \tag{8.107}$$

будет определяться дырочной электропроводностью в *n*-области.

Приведенные выше выражения (8.106) и (8.107) позволяют сделать важный вывод: дифференциальное (динамическое) сопротивление *p-n* перехода намного больше, чем сопротивление собственного полупроводника (так как n_p и $p_n \ll n_i$).

Нетрудно выразить активную электропроводность G_{n0} *p-n* перехода через ток насыщения I_{ns}. Разлагая выражение (8.102) в ряд, получаем

$$I = I_{ns} \frac{eV_0}{kT}. \tag{8.108}$$

Сопоставив (8.105) и (8.108), находим

$$G_{0n}=I_{ns}\frac{e}{kT}$$

и точно также

$$G_{0p}=I_{ps}\frac{e}{kT}. \tag{8.109}$$

Нетрудно также получить выражение для емкостной составляющей проводимости. Согласно (8.104)

$$A_n=G_n+iS_n=(1+i\omega\tau_n)^{1/2}G_{n0}e^{\frac{eV_0}{kT}} \tag{8.110}$$

при низких частотах, когда $\omega \ll 1/\tau_n$; разлагая выражения в скобках в (8.110) в ряд, получаем

$$G_n+iS_n=G_{n0}e^{\frac{eV_0}{kT}}+i\omega\frac{\tau_n}{2}g_n e^{\frac{eV_0}{kT}}. \tag{8.111}$$

Таким образом, емкость на единицу площади

$$C_n=\frac{\tau_n}{2}G_{n0}e^{\frac{eV_0}{kT}}. \tag{8.112}$$

При $V_0=0$, подставляя в (8.112) выражения G_{n0} и τ_p и воспользовавшись соотношением Эйнштейна

$$u_n=\frac{eD_n}{kT}, \tag{8.113}$$

получим

$$C_n=\frac{e^2 n_p L_n}{2kT}. \tag{8.114}$$

Полученное выражение имеет простой физический смысл. При небольшом приложенном напряжении Δv изменение электронного заряда перехода будет

$$\Delta Q=\frac{1}{2}en_p\left(e^{\frac{e\Delta V}{kT}}-1\right)L_n\approx\frac{e^2 n_p L_n}{2kT}\Delta V. \tag{8.115}$$

Поделив ΔQ на ΔV, получим точное выражение (8.114) для диффузионной емкости *p-n* перехода. Аналогичные выражения могут быть получены для дырочной активной проводимости и емкости. При низких частотах G_n и C_n ведут себя, таким образом, как проводимость и емкость, включенные параллельно друг другу. При высоких частотах, однако, *p-n* переход ведет себя совершенно иначе.

Как следует из (8.103), при $\omega\tau_n \gg 1$ и $V_0 = 0$

$$G_n = S_n = \sqrt{\frac{\tau_n}{2}}\,G_{n0}\sqrt{\omega} = \frac{en_p u_n \sqrt{\tau_n}}{\sqrt{D_n \tau_n}}\sqrt{\omega} = \frac{en_p u_n}{\sqrt{D_n}}\sqrt{\omega}. \tag{8.116}$$

Как видно из (8.116), и активная и реактивная составляющие перестают зависеть от времени жизни и определяются только диффузией электронов. Качественно это понятно: при $\tau_n \gg 1/\omega$ электрон совершит очень много колебаний, прежде чем будет захвачен, и процессы рекомбинации перестают играть существенную роль. При еще больших частотах, когда частота колебаний становится больше числа столкновений электрона, надо учитывать его инерцию (т. е. эффективную массу), что приводит к индуктивному сдвигу фазы — этот вопрос рассмотрен в следующей главе.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА ТОЛСТОМ *p-n* ПЕРЕХОДЕ

Развитые выше представления были основаны на предположении, что рекомбинацией в слое объемного заряда можно пренебречь; это действительно имеет место, когда толщина слоя много меньше диффузионной длины дырок и электронов. Такой *p-n* переход называется тонким.

Но тонкий *p-n* переход оказывается прозрачным для туннельного эффекта, поэтому, когда в запорном направлении прикладывается напряжение, большее

$$V_{\text{к}} = \mu_n + \mu_p', \tag{8.117}$$

где μ_n — расстояние от уровня химического потенциала до дна зоны проводимости в *n*-области и μ_p' — расстояние от уровня химического потенциала до верхнего края зоны в *p*-области, то становятся возможными туннельные переходы из валентной зоны *p*-проводника в свободную зону *n*-проводника; при этом запорный ток начинает экспоненциально возрастать.

Кроме этого, напряжение поля в тонком запорном слое при запорном напряжении настолько возрастает, что становится возможной ударная ионизация, которая при размножении пар ведет к пробою выпрямителя.

Для силовых выпрямителей одной из важнейших характеристик является высокое обратное напряжение, и эти явления недопустимы. Поэтому в данном случае применяются толстые p-n переходы, в которых уже нельзя пренебречь рекомбинацией в слое объемного заряда.

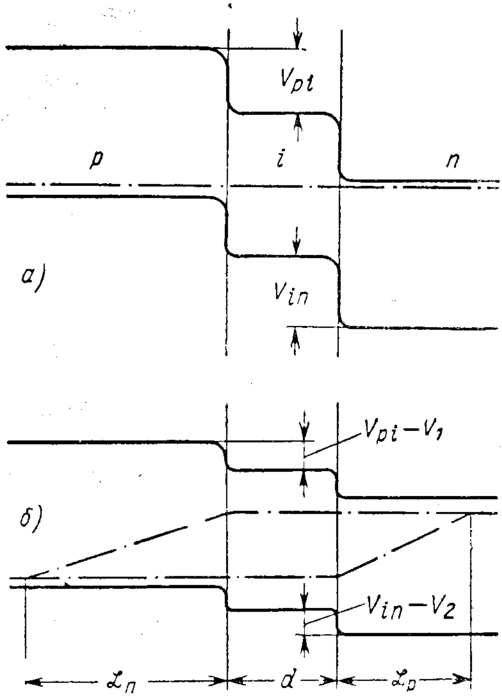

Рис. *8.5.* Ступенчатый (p-i-n) переход:
а — в состоянии равновесия; *б* — при напряжении, приложенном в пропускном направлении.

Мы рассмотрим теорию толстого перехода на простейшем примере ступенчатого p-i-n перехода, в котором p-и n-области разделены областью собственной проводимости (см. рис. 8.5, *а* и *б*). На рис. 8.5, *а* изображен такой переход в состоянии равновесия. На рис. 8.5, *б* представлена зонная диаграмма этого перехода, когда к нему приложено напряжение V в пропускном направлении, которое распределяется каким-то образом между p-i и i-n переходами *). При

*) Выше было показано, что сопротивление выпрямляющих переходов много больше, чем собственного полупроводника, поэтому падением напряжения в i-области мы в первом приближении можем пренебречь.

этом полный ток через p-n переход будет состоять из двух частей:

$$I = I_{\text{р}} + I_{\text{с}}, \tag{8.118}$$

где $I_{\text{р}}$—рекомбинационный ток, обусловленный рекомбинацией электронов и дырок в i-области; $I_{\text{с}}$ —«сквозной» ток, обусловленный рекомбинацией электронов, инжектируемых в p-область, и дырок, инжектируемых в n-область.

Как будет видно из дальнейшего, выражение для сквозного тока ничем не отличается от соответствующего выражения (8.118) для тонкого p-n перехода.

Мы начнем с вычисления рекомбинационного тока $I_{\text{р}}$. При приложении напряжения V_1 к первому переходу число электронов на границе n- и i-области возрастет на величину

$$\Delta n = (n_1 - n_i) = n_i \left(e^{\frac{eV_1}{kT}} - 1\right). \tag{8.119}$$

Аналогично можно вычислить увеличение концентрации дырок на границе p- и i-области:

$$\Delta p = (p_1 - n_i) = p_i \left(e^{\frac{eV_2}{kT}} - 1\right). \tag{8.120}$$

Если ограничиться рассмотрением того случая, когда толщина (d) области i много меньше диффузионной длины, то эта же концентрация избыточных электронов (и дырок) приблизительно сохранится во всей i-области; следовательно, общее число электронов, рекомбинирующих в 1 *сек* в i-области, будет

$$I_{\text{р}n} \approx \frac{\Delta n}{\tau_n^i} d \approx \frac{n_i}{\tau_n^i} d \left(e^{\frac{eV_1}{kT}} - 1\right). \tag{8.121}$$

Точно так же можно вычислить рекомбинационный ток дырок, инжектируемых из p-области в i-область:

$$I_{\text{р}p} = \frac{\Delta p}{\tau_p^i} d = \frac{p_i}{\tau_p^i} d \left(e^{\frac{eV_2}{kT}} - 1\right). \tag{8.122}$$

Из условия стационарности $I_{\text{р}n} = I_{\text{р}p} = I_{\text{р}}$. Но $\Delta n = \Delta p$ — это следует из условия нейтральности; следовательно, из (8.121) получаем

$$\tau_n^i = \tau_p^i. \tag{8.123}$$

Мы поэтому в дальнейшем индексы p и n будем опускать. Учитывая что $n_i = p_i$ (что также следует из условия нейтральности в состоянии равновесия), из (8.121) и (8.122) получаем

$$V_1 = V_2, \qquad (8.124)$$

и так как $V_1 + V_2 = V$ равно приложенному напряжению, то

$$V_1 = V_2 = \frac{V}{2}.$$

Таким образом, мы получаем окончательное выражение для рекомбинационного тока:

$$I_{\text{р}} = \frac{en_i d}{\tau_i}\left(e^{\frac{eV}{2kT}} - 1\right). \qquad (8.125)$$

Вычислим теперь «сквозной» ток. Если бы число электронов i-области сохранилось равновесным, но к i-p переходу было приложено напряжение V_2, то за счет инжекции из i-области число электронов в p-области на границе с i-областью возросло бы до величины

$$n_2 = n_p e^{\frac{eV_2}{kT}} = n_i e^{-\frac{e(V_{pi} - V_2)}{kT}}, \qquad (8.126)$$

где V_{pi} — контактная разность потенциалов между i- и p-областью. Но число электронов в i-области возрастает благодаря инжекции из n-области:

$$n_i = n_i^{\circ} e^{\frac{eV_1}{kT}}. \qquad (8.127)$$

Следовательно, соответственно должно возрасти число электронов, инжектируемых в p-область:

$$n_2 = n_p e^{\frac{e(V_1 + V_2)}{kT}} = n_p e^{\frac{eV}{kT}}. \qquad (8.128)$$

По мере удаления от i-p перехода число избыточных электронов в p-области $\Delta n_2(x)$ убывает по экспоненциальному закону

$$\Delta n_2(x) = n_p\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \qquad (8.129)$$

Следовательно, диффузионный ток электронов в p-области

$$I_{\text{сп}} = eD_n \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{eD_n n_p}{L_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.130)$$

Точно так же можно получить выражение для сквозного дырочного тока:

$$I_{cp} = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.131)$$

Таким образом, согласно (8.125), (8.130) и (8.131) полный ток через p-n переход будет

$$I = I_{\text{р}} + I_{\text{с}} = I_{\text{р}} + I_{cn} + I_{cp} = \frac{en_i d}{\tau_i} \left(e^{\frac{eV}{2kT}} - 1\right) + \left(\frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p p_n}{L_p}\right) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (8.132)$$

Нетрудно показать, что выражение (8.132) сохраняет силу и для запорного направления тока. Можно показать, что при большой толщине перехода, в мощных выпрямителях, основную роль играет рекомбинационный ток.

ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Нам остается рассмотреть противоположный случай — очень тонкого запорного слоя, прозрачного для туннельного эффекта. На рис. 8.6, *а*,*б* и *в* изображена серия таких p-n переходов (с постепенно возрастающей концентрацией основных носителей).

В последнем случае (рис. 8.6, *в*) и дырки и электроны находятся в вырожденном состоянии, уровень химического потенциала проходит внутри соответствующей зоны. На рис. 8, *г*, *д*, *е* изображены вольтамперные характеристики тех же p-n переходов.

Остановимся сначала на рис. 8.6, *а*, *б*, *г*, *д*. Как видно из этих рисунков, при увеличении концентрации примесей и носителей *) уменьшается критическое напряжение V_0, при котором запорный ток благодаря туннельному эффекту начинает резко возрастать. В случае *д* ток в запорном направлении начинает возрастать более резко и при меньших напряжениях, чем в пропускном направлении, т. е. по существу запорное направление становится пропускным, а пропускное — запорным.

---

*) Т. е. по мере приближения уровня химического потенциала ко дну зоны проводимости в n-области и ко дну валентной зоны в p-области.

Диоды, основанные на этом явлении, называются обращенными. По сравнению с обычным, обращенный диод обладает тремя преимуществами:

1) возможностью применения для детектирования малых сигналов, поскольку обратный ток начинает возрастать при очень малых напряжениях;

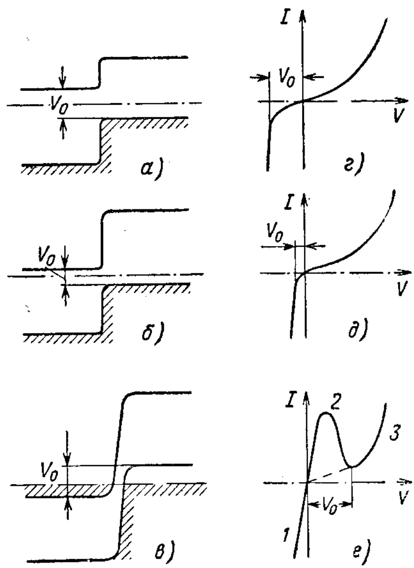

Рис. *8.6.* Зонные диаграммы и вольтамперные характеристики тонких *p-n* переходов (прозрачных для туннельного эффекта).

2) возможностью применения его в ключевых схемах, так как обратный ток возрастает очень резко;

3) возможностью работы на высоких частотах, так как для туннельного эффекта требуется ничтожное время, а частотные возможности обычных диодов ограничены инерционностью рекомбинации и диффузии носителей.

Еще более своеобразный вид имеет характеристика *p-n* перехода, изображенная на рис. 8.6, *в*; здесь носители по обе стороны от перехода находятся в вырожденном состоянии. Такие диоды называются туннельными. На рис. 8.6, *в* напряжение, приложенное к переходу, равно нулю; несмотря на то, что переход и при этом прозрачен для туннельного эффекта, результирующий ток в этом случае равен нулю; это обусловлено следующими причинами.

Переходить и справа налево, и слева направо могут только электроны, находящиеся выше уровня Ферми слева, и дырки, находящиеся ниже уровня Ферми справа; число и тех и других (относительно) очень мало, поэтому каждый из этих токов очень мал. Кроме того, эти токи равны друг другу, поэтому результирующий ток равен нулю.

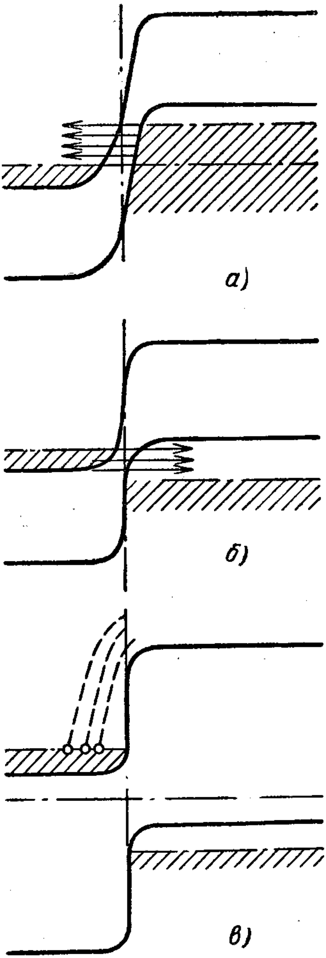

Рис. 8.7. Зонная диаграмма туннельного диода при напряжении, различном по величине и направлению.

Картина резко меняется, когда к переходу приложено напряжение. На рис. 8.7, *а* представлена зонная схема перехода, когда к нему приложено напряжение в запорном направлении. В этом случае в *n*-область могут переходить все электроны из *p*-области, энергия которых выше уровня Ферми в *n*-области, и ток очень резко возрастает. Участок характеристики туннельного диода *1* (на рис. 8.6,*е*) подобен характеристике обращенного с той лишь разницей, что возрастание тока начинается сразу же с напряжения, равного нулю.

Чем больше запорное напряжение, тем больше число электронов, которые могут переходить благодаря туннельному эффекту из *p*-области в *n*-область, и тем больше обращенный ток. Совершенно по-иному обстоит дело при противоположной полярности напряжения. На рис. 8.7, *б* и *в* изображен *p*-*n* переход при двух напряжениях, приложенных в пропускном направлении. Как видно из рис. 8.7, *б*, в этом случае в валентную зону *p*-области могут переходить все электроны из свободной зоны n-области, и туннельный ток в этом случае максимален (участок *2* на рис. 8.6, *е*).

Напротив на участке *3* (рис. 8.6, *е*) свободная зона поднялась настолько высоко, что напротив нее в p-области находится запрещенная зона и туннельный ток в этом случае отсутствует. Однако при этом потенциальный барьер уже значительно упал и начинает возрастать обычный диффузионный ток через p-n переход. Поэтому вольтамперная характеристика туннельного диода имеет вид, представленный на рис. 8.6, *е*.

Чрезвычайно большое значение имеет в данном случае наличие участка с отрицательным сопротивлением ($dV/dT < 0$), позволяющим очень широко использовать туннельные диоды для усиления, генерации и в схемах переключения. Благодаря своей малой инерционности туннельные диоды с успехом используются в СВЧ диапазоне. Меняя степень легирования по обе стороны от p-n перехода, можно в широких пределах менять вольтамперную характеристику и частотные параметры туннельных диодов.