

цателен и имеет наибольшее абсолютное значение при $x=0$; поэтому показатель экспоненты в интеграле (7.21a) отрицателен и при возрастании ξ быстро возрастает по абсолютной величине. В силу этого при вычислении интеграла можно разложить $\varphi(\xi)$ в ряд по ξ и ограничиться линейным приближением:

$$\varphi(\xi) = \varphi(0) + \left(\frac{d\varphi}{d\xi}\right)_0 \xi = \varphi(0) + \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_0 \xi. \quad (7.22)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \exp \left\{ \frac{e}{k_0 T} [\varphi(0) - \varphi(\xi)] \right\} d\xi &\approx \\ &\approx \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{e}{k_0 T} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_0 \xi \right] d\xi = \frac{k_0 T}{e} \frac{1}{\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_0}. \end{aligned} \quad (7.23)$$

Подставляя (7.23) в (7.21a), получим

$$j_0 = en_0 \mu \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_0 \quad (7.24)$$

— полевой ток на границе полупроводника. В (7.21) можно не учитывать слабую зависимость $\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_0$ от U по сравнению с экспоненциальным членом, тогда выражение (7.21) аналогично (7.15).

Таким образом, и в случае диффузионной теории выпрямления вольтамперная характеристика имеет вид, изображенный на рис. VI.6 однако при той же высоте барьера φ_0 ток j_0 значительно меньше.

Образование запирающего слоя вблизи поверхности полупроводника не всегда связано с разностью работ выхода металла и полупроводника. Нередки случаи, когда запирающий слой образуется в результате заряжения поверхности полупроводника электронами, локализованными на поверхностных уровнях (гл. V, § 2, п. 3). В этом случае поверхностный барьер V_0 не зависит от природы металлического контакта (Бардин, 1947).

В ряде технически важных случаев запирающий слой химического происхождения (пленки окислов, шеллак, лак и др.). Теория выпрямления для этого случая (Мотт) сходна с изложенной выше.

§ 8. Свойства $p-n$ -переходов

1. В предыдущем параграфе мы исследовали электрические свойства контакта полупроводника с металлом. Представляется естественным рассмотреть теперь контакт между двумя полупроводниками, например с разным типом проводимости — электронным и дырочным. В наиболее чистом виде контакт полупроводников n - и p -типа может быть осуществлен, если внутри одного и

того же вещества (кристалла) создать две граничащие друг с другом области: одну—с электронной, другую—с дырочной проводимостью. Такая граница p и n областей внутри полупроводника называется p — n -переходом (или *электронно-дырочным переходом*).

В большинстве полупроводниковых радиотехнических приборов используются p — n -переходы в германии или кремнии; поэтому технология изготовления p — n -переходов в них, на которой мы останавливаться не будем, достигла высокого совершенства.

Рассмотрим идеализированный p — n -переход в Ge: слева от плоскости $x=0$ концентрация акцепторов (например, атомов индия) постоянна и равна n_A , справа от $x=0$ имеется постоянная концентрация доноров (например, атомов сурьмы), равная n_D . При не слишком низких температурах все рассматриваемые примеси ионизованы, так что в глубине левой p -области концентрация дырок $p_p \approx n_A$, а в глубине правой n -области концентрация электронов проводимости $n_n \approx n_D$. Подвижные дырки будут диффундировать из левой p -области в правую n -область; наоборот, электроны проводимости будут переходить сквозь плоскость $x=0$ справа налево. В результате слева от $x=0$ образуется диффузный слой отрицательного заряда, справа от $x=0$ —слой положительного заряда. Образовавшийся двойной слой создает скачок потенциала, препятствующий дальнейшему переходу дырок слева направо и электронов справа налево.

Наряду с примесной проводимостью в германии имеется и некоторая собственная проводимость. Пусть n_p и p_n —соответственно равновесные концентрации электронов в глубине p -области и дырок в глубине n -области. В любой точке рассматриваемого нами p — n -перехода концентрация электронов n и дырок p удовлетворяет соотношению (2.20):

$$np = n_i^2, \quad (8.1)$$

где n_i —концентрация носителей тока собственной проводимости. Из (8.1)

$$\lg p - \lg n_i = \lg n_i - \lg n. \quad (8.1a)$$

На рис. VI.7 представлены в логарифмическом масштабе концентрации электронов и дырок в p — n -переходе. Мы видим, что кривые $\lg p(x)$ и $\lg n(x)$ симметричны относительно прямой $\lg n_i$, что непосредственно следует из (8.1a). Плоскости x_p и x_n определяют границы двойного слоя или быстрого изменения потенциала в p — n -переходе. Во всех практических случаях $n_p \ll p_p$ и $p_n \ll n_n$ ¹⁾. Если, например²⁾, $n_A = p_p = 10^{16}$ и $n_D = n_n = 10^{14}$,

¹⁾ Поэтому мы выше положили $p_p = n_A$ и $n_n = n_D$.

²⁾ Здесь и дальше концентрации даются в см^{-3} .

то из (8.1)

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \approx 10^{10}, \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \approx 10^{12},$$

так как в германии при комнатной температуре $n_i \approx 10^{13}$. Для *p-n*-перехода, аналогично запиорному слою, может быть написано соответствующее уравнение Пуассона (7.2), которое может быть решено в ряде предельных случаев. Обозначая опять электростатический потенциал через $\varphi(x)$ и полагая в глубине *n*-области $\varphi(+\infty) = 0$, получим по Больцману

$$p(x) = p_n \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{k_0T}\right), \tag{8.2}$$

$$n(x) = n_n \exp\left(+\frac{e\varphi(x)}{k_0T}\right). \tag{8.2a}$$

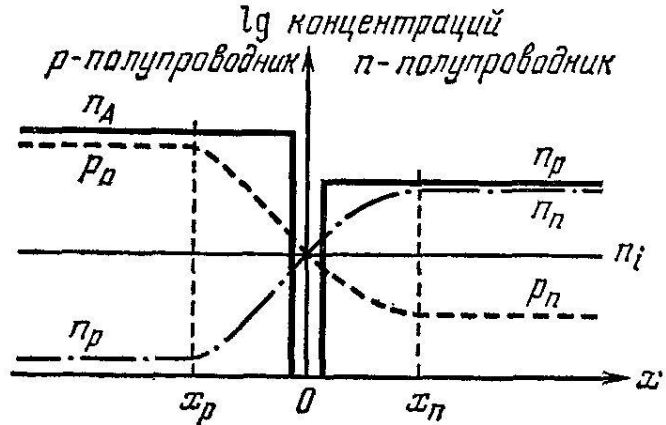


Рис. VI. 7.

Если $\varphi(-\infty) \equiv \varphi_0$, то скачок потенциала на *p-n*-переходе будет равен

$$\varphi_0 = -\frac{k_0T}{e} \lg \frac{p_p}{p_n} = \frac{k_0T}{e} \lg \frac{n_p}{n_n}. \tag{8.3}$$

При комнатной температуре и приведенных выше концентрациях

$$\varphi_0 = -0,026 \cdot \lg 10^4 = -0,24 \text{ в.} \tag{8.3a}$$

Поскольку мы рассматривали *p-n*-переход в состоянии статистического равновесия, химический потенциал ζ должен

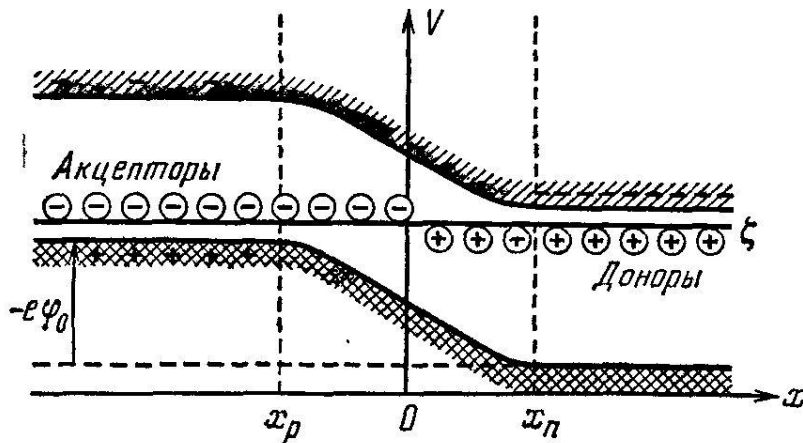


Рис. VI. 8.

проходить на одном уровне как в *p*, так и в *n*-области. На рис. VI.8 изображена потенциальная энергия электрона $V(x) = -e\varphi(x)$

вдоль p — n -перехода. Область существенного изменения потенциала (x_n — x_p) порядка дебаевской длины l_D .

2. Рассмотрим теперь прохождение тока через p — n -переход и покажем, что он обладает выпрямляющими свойствами¹⁾. Удерживая потенциал n -области равным нулю (например, заземлив ее), приложим к p -области положительный электростатический потенциал U . Так как сопротивление самого p — n -перехода относительно велико, будем считать, что вся разность потенциалов U падает на область (x_n — x_p). Положительный потенциал U уменьшает скачок отрицательного потенциала φ_0 (8.3) и вызывает дополнительный поток дырок из p -области, который, проникая в n -область, постепенно рекомбинирует с электронами, так что концентрация дырок падает до равновесного значения p_n . Аналогичная картина наблюдается для электронов, движущихся в n -области навстречу дыркам и проникающим в p -область. В результате чисто дырочный ток j_p в p -области сменяется чисто электронным током j_n в n -области. В стационарном случае сумма обоих токов $j_p + j_n$ должна быть постоянна во всех точках p — n -перехода. Такое проникновение неосновных носителей тока в полупроводник (дырок в n -область и обратно) называется *инжекцией*. Работа большинства полупроводниковых приборов основана на явлении инжекции.

В рассматриваемом нами случае, когда дырки в p -области и электроны в n -области движутся навстречу друг другу, сопротивление p — n -перехода уменьшается аналогично тому, как это имело место при движении электронов из полупроводника в металл (§ 7). Таким образом, ток будет возрастать быстрее, чем по линейному закону Ома, т. е. мы имеем случай прямого направления $U > 0$.

Мы рассмотрим прохождение тока в прямом направлении в случае малой скорости рекомбинации неосновных носителей, т. е. их глубокого проникновения в полупроводник (Шокли). Точнее, переходная область, в которой ток j_p сменяется током j_n , много больше «толщины» p — n -перехода x_n — x_p . Это значит, что в точках x_p и x_n составляющие токов $j_n(x_p) = j_n(x_n)$ и $j_p(x_p) = j_p(x_n)$. При $n_n = p_p$, $j_n = j_p$. При $U = 0$ в состоянии равновесия

$$n(x_p) = n_p = n_n \exp \frac{e\varphi_0}{k_0 T} \quad (\varphi_0 < 0), \quad (8.4)$$

так как плотность электронов подчиняется закону Больцмана (8.2а). При $U > 0$ поток электронов из n - в p -область больше встречного потока электронов, но разность между этими потоками, т. е. результирующий поток, мала по сравнению с каждым из них; поэтому распределение плотности и в этом случае

¹⁾ Для простоты мы рассматриваем симметричный случай, когда $n_A = n_D$ и, следовательно, $x_n = |x_p|$.

приближенно описывается законом Больцмана:

$$n(x_p) = n_n \exp \frac{e\Phi_0 + eU}{k_0T} = n_p \exp \frac{eU}{k_0T}. \quad (8.4a)$$

Таким образом, если напряжение $U > 0$, т. е. приложено в прямом направлении, то, согласно (8.4a), концентрация электронов на границе x_p возрастет и они будут диффундировать в глубь p -области, постепенно рекомбинируя с дырками.

Токи электронов в сечениях x_p и x_n , согласно (7.7), равны

$$j_n(x_p) = e \left[\mu_n n(x_p) E_x + D_n \frac{dn}{dx} \right], \quad (8.5)$$

$$j_n(x_n) = e \left[\mu_n n(x_n) E_x + D_n \frac{dn}{dx} \right], \quad (8.5a)$$

где все величины в правых частях (8.5) и (8.5a) относятся соответственно к сечениям x_p и x_n .

В n -области, где концентрация электронов велика, даже слабое электрическое поле E_x вызовет большой омический ток, так что можно будет пренебречь диффузионным током и практически:

$j_n(x_n) \approx e\mu_n n_n E_x$. С другой стороны, если $\exp \left[\frac{e(\Phi_0 + V)}{k_0T} \right] \ll 1$, то $\frac{n(x_p)}{n_n} \ll 1$ и, следовательно, омический ток в $j_n(x_p)$ мал по сравнению с $e\mu_n n_n E_x = j_n(x_n)$. Так, $j_n(x_p) \approx j_n(x_n)$ и ток $j_n(x_p)$ практически весь диффузионный.

Вычислим диффузионный ток электронов в сечении x_p . Для этого мы рассмотрим вначале баланс электронов в слое dx на рис. VI.9. Поток электронов, втекающих в слой dx через сечение $x + dx$, равен $D_n \frac{dn(x+dx)}{dx}$, где D_n — коэффициент диффузии, а поток электронов, вытекающих через сечение x , равен $D_n \frac{dn(x)}{dx}$; поэтому в стационарном случае

$$D_n \frac{dn(x+dx)}{dx} - D_n \frac{dn(x)}{dx} = (\gamma n p - g) dx, \quad (*)$$

где g — число электронов (дырок), образующихся в 1 см^3 в 1 сек в результате действия теплового возбуждения, а $\gamma n p$ — число электронов, исчезающих в 1 см^3 в 1 сек в результате рекомбинации их с дырками (γ — коэффициент объемной рекомбинации); g одинаково во всех точках p - n -перехода; в глубине p -области генерация и рекомбинация полностью компенсируют друг друга;

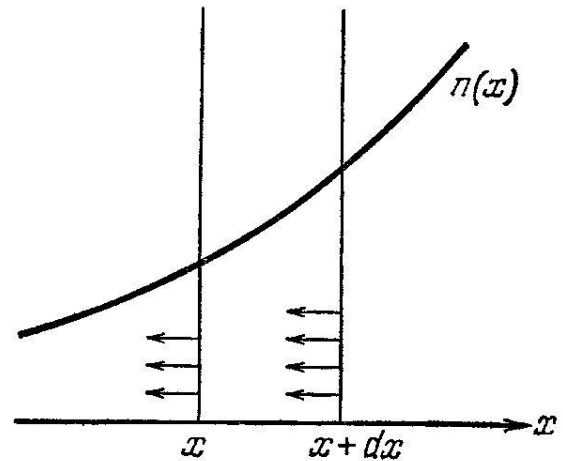


Рис. VI. 9.

поэтому

$$g = \gamma n_p p_p.$$

В $x \approx x_p$ концентрация дырок $p \approx p_p$. Так как

$$\frac{dn(x+dx)}{dx} = \frac{dn(x)}{dx} + \frac{d^2n(x)}{dx^2} dx,$$

то из (*) следует

$$D_n \frac{d^2n(x)}{dx^2} = \gamma p_p [n(x) - n_p]$$

или

$$\frac{d^2n(x)}{dx^2} = \frac{1}{\mathcal{L}_n^2} [n(x) - n_p], \quad (8.6)$$

где

$$\mathcal{L}_n = \sqrt{\frac{D_n}{\gamma p_p}} \quad (8.6a)$$

— диффузионная длина для электронов в p -области.

В нестационарном случае в отсутствие тока скорость исчезновения электронов — $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)$ пропорциональна отклонению концентрации n от ее равновесного значения¹⁾

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_n}, \quad (8.7)$$

где τ_n — время жизни электронов в p -области.

С другой стороны,

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \gamma n p_n - g = \gamma p_p (n - n_p). \quad (8.8)$$

Из сравнения (8.7) с (8.8) следует, что

$$\tau_n = 1/\gamma p_p, \quad (8.9)$$

но тогда

$$\mathcal{L}_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (8.10)$$

Теперь мы можем точнее сформулировать используемое нами условие малой рекомбинации или глубокой инжекции:

$$\mathcal{L}_n \gg |x_p|. \quad (8.11)$$

Решение уравнения (8.6), удовлетворяющее граничному условию $n(-\infty) = n_p$, имеет вид

$$n(x) = n_p + C \exp \frac{x}{\mathcal{L}_n}, \quad (8.12)$$

где C — константа интегрирования.

Поток электронов в сечении x_p справа налево равен

$$D_n \frac{dn(x)}{dx} \Big|_{x=x_p} = \frac{D_n}{\mathcal{L}_n} C e^{x/\mathcal{L}_n} = \frac{D_n}{\mathcal{L}_n} [n(x_p) - n_p], \quad (8.13)$$

¹⁾ Во всяком случае, при малых отступлениях концентраций от равновесного значения n_p .

поэтому ток

$$j_n(x_p) = \frac{eD_n}{\mathcal{L}_n} [n(x_p) - n_p]. \quad (8.14)$$

В статистическом равновесии $n(x_p) = n_p$ и ток $j_n = 0$. Если повысить электростатический потенциал в точке x_p на U , то потенциальная энергия электрона понизится на $-eU$ и концентрация электронов повысится в соответствии с (8.4а). Из (8.14) и (8.4а) следует

$$j_n(x_p) \approx \frac{eD_n n_p}{\mathcal{L}_n} \left[\exp \frac{eU}{k_0 T} - 1 \right]. \quad (8.15)$$

Рассуждая аналогично, получим

$$j_p(x_n) \approx \frac{eD_p p_n}{\mathcal{L}_p} \left[\exp \frac{eU}{k_0 T} - 1 \right]. \quad (8.16)$$

Как мы отмечали, $j_p(x_n) \approx j_p(x_p)$, поэтому полный ток в прямом направлении

$$j = j_n(x_p) + j_p(x_p) = j_0 \left[e^{\frac{eU}{k_0 T}} - 1 \right], \quad (8.17)$$

где

$$j_0 \equiv \frac{eD_n n_p}{\mathcal{L}_n} + \frac{eD_p p_n}{\mathcal{L}_p}. \quad (8.17a)$$

При $U < 0$ выражение (8.17) определяет величину тока в запертом направлении. Из (8.17) видно, что вольт-амперная характеристика в случае $p-n$ -перехода имеет тот же характер (см. рис. VI.6), что и в случае выпрямления на запертом слое.

Предпосылки теории выпрямления $p-n$ -перехода хорошо выполняются в случае германия, о чем свидетельствует совпадение теории с экспериментом, представленное на рис. VI.10.

Мы не можем останавливаться на описании многочисленных полупроводниковых приборов, действие которых основано на применении $p-n$ -перехода: транзисторах, туннельных диодах, фотоэлементах с $p-n$ -переходом, фототранзисторах, полупроводниковых лазерах и т. д. Эта обширная область полупроводниковой электроники выросла в самостоятельную дисциплину, и для ее изучения необходимо обратиться к специальным сочинениям¹⁾.

¹⁾ Хорошее изложение этих вопросов можно найти в книге Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов.— М.: Наука, 1965.

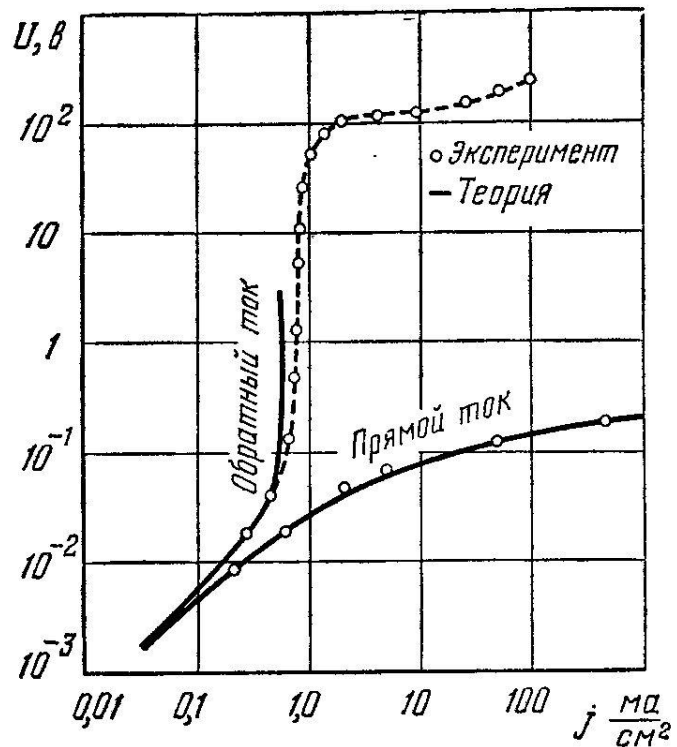


Рис. VI.10.