

ция электрона и дырки возможна только в тех случаях, когда от электрона может быть отведена освобождающаяся энергия ΔE и обеспечено изменение квазиимпульса Δp , определяемые законами сохранения (1.1) и (1.2).

Процессы, обеспечивающие выполнение законов сохранения, могут быть различны. Это может быть испускание кванта электромагнитного излучения — фотона определенной частоты ω , тогда *)

$$\Delta E = \hbar\omega, \quad |\Delta p| = \frac{\hbar\omega}{c}. \quad (1.3)$$

В этом случае мы говорим об *излучательной рекомбинации*. Избыточные энергия и квазиимпульс могут быть переданы колебаниям решетки, или фононам. Известны и процессы, при которых энергия и квазиимпульс, освобождаемые при рекомбинации, передаются третьей свободной частице — электрону (в электронных полупроводниках) или дырке (в дырочных полупроводниках). Процессы такого типа получили название *ударной рекомбинации* (или *Оже-рекомбинации*). Очевидно, что вероятность таких процессов возрастает при увеличении концентрации носителей заряда, и поэтому ударная рекомбинация проявляется обычно в сильно легированных полупроводниках. Принципиально возможны и другие типы элементарных актов рекомбинации (см. § XVII.9). В случаях, когда фотоны не участвуют в обмене энергией и квазиимпульсом, говорят о *безызлучательной рекомбинации*.

Вероятность различных типов элементарных актов зависит от энергетической структуры кристалла, а также от концентрации электронов и дырок. При этом процессы разного типа могут сосуществовать.

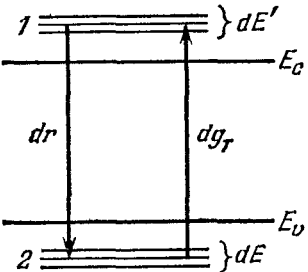
В настоящей главе мы будем рассматривать только статистику рекомбинации и получим соотношения, справедливые при любом механизме рекомбинации. Конкретная природа рекомбинационных процессов будет определять лишь значения фигурирующих в дальнейшем вероятностей электронных переходов (эффективных сечений рекомбинации).

§ 2. Темп рекомбинации зона — зона

Рассмотрим группу состояний 1 (рис. 9.1) в зоне проводимости с энергией в интервале $(E', E' + dE')$ и группу состояний 2 в валентной зоне с энергией $(E, E + dE)$. Число переходов $1 \rightarrow 2$, рассчитанное на единицу времени и единицу объема, должно быть пропорционально количеству электронов в состояниях 1, т. е.

*) Строго говоря, второе из соотношений (1.3) нуждается в дополнительном доказательстве, ибо $\hbar\omega/c$ есть импульс, а не квазиимпульс фотона (см. гл. XVIII).

$N_c(E') dE' f(E')$, и количеству незаполненных состояний в группе 2, которое есть $N_v(E) dE f_p(E)$. Поэтому число таких переходов в единице объема и в единицу времени можно записать в виде



$$dr = W(E', E) N_c(E') \times N_v(E) f(E') f_p(E) dE' dE. \quad (2.1)$$

Здесь $W(E', E)$ — вероятность перехода, отнесенная к единице времени. В принципе ее можно вычислить методами квантовой механики (см. § XVIII.4). Чтобы найти полный темп рекомбинации, нужно просуммировать выражение (2.1) по всем энергиям E' и E .

Рис. 9.1. Электронные переходы между двумя группами состояний.

Темп рекомбинации выражается особенно просто при выполнении двух условий: 1) существуют квазиуровни Ферми для электронов и дырок F_n и F_p и 2) полупроводник не вырожден. В этом случае (§ VII.5)

$$f(E') = \exp \frac{F_n - E'}{kT}, \quad f_p(E) = \exp \frac{E - F_p}{kT}, \quad np = n_0 p_0 \exp \frac{F_n - F_p}{kT},$$

где n и p — полные концентрации электронов и, соответственно, дырок, а n_0 и p_0 — их равновесные значения. Пользуясь еще соотношением (V.5.4), мы получаем

$$f(E') f_p(E) = \exp \frac{F_n - F_p}{kT} \cdot \exp \frac{E - E'}{kT} = \frac{np}{n_0 p_0} \exp \frac{E - E'}{kT} = \frac{np}{N_c N_v} \exp \left(- \frac{E' - E_c}{kT} \right) \cdot \exp \left(- \frac{E_v - E}{kT} \right). \quad (2.2)$$

Результат подстановки этого выражения в формулу (2.1) и последующего интегрирования по E' и E будет, очевидно, иметь вид

$$r = \alpha np, \quad (2.3)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{N_c N_v} \int_{E' = E_c}^{\infty} \int_{E = -\infty}^{E_v} W(E', E) N_c(E') N_v(E) \times \exp \left(- \frac{E' - E_c}{kT} \right) \cdot \exp \left(- \frac{E_v - E}{kT} \right) dE' dE. \quad (2.4)$$

Формула (2.3) показывает, что темп прямой рекомбинации зона — зона пропорционален произведению концентраций n и p , т. е. подчиняется тому же закону, что и скорость бимолекулярных химических реакций. Коэффициент α , по определению, есть коэффициент рекомбинации. Из формулы (2.4) видно, что он зависит

от вероятности элементарного акта рекомбинации $W(E', E)$ и распределения квантовых состояний в зонах $N_c(E')$ и $N_v(E)$, т. е. от структуры энергетических зон. Кроме того, он зависит от температуры.

В гл. VII мы определили суммарный темп рекомбинации как разность

$$R = r - g_T = \alpha n p - g_T,$$

где g_T есть темп тепловой генерации электронов и дырок в условиях равновесия. Так как в равновесии (при $n = n_0$ и $p = p_0$) $R = 0$, то

$$g_T = \alpha n_0 p_0 = \alpha n_i^2. \quad (2.5)$$

Поэтому мы получаем окончательно

$$R = \alpha (np - n_0 p_0). \quad (2.6)$$

Именно эта величина должна входить во введенные ранее уравнения непрерывности.

Вероятность элементарного акта рекомбинации часто выражают при помощи эффективного сечения рекомбинации. При этом, по аналогии с кинетической теорией газов, каждый акт рекомбинации электрона с дыркой чисто формально уподобляют акту соударения электрона и частицы с некоторым сечением S . Тогда число «соударений» электронов с одной дыркой за единицу времени будет равно, очевидно, числу электронов, заключенных внутри цилиндра с основанием S и длиной образующей, равной средней тепловой скорости электронов v_T (рис. 9.2), т. е. $Sv_T n$. Полное число искомых элементарных актов с учетом не одной, а всех имеющихся дырок будет в p раз больше, т. е. $Sv_T np$. Сравнивая это с выражением (2.3), мы имеем

$$\alpha = Sv_T, \quad (2.7)$$

где S , по определению, есть эффективное сечение рекомбинации. При этом в определении (2.7) под v_T обычно понимают скорость изолированного электрона (с массой m_0).

Обратимся теперь к времени жизни. Так как при переходах зона — зона каждое появление электрона в зоне проводимости сопровождается появлением одной дырки в валентной зоне, то $\delta n = \delta p$. Полагая, далее, $n = n_0 + \delta n$, $p = p_0 + \delta n$, мы имеем

$$R = \alpha (np - n_0 p_0) = \alpha (p_0 + n_0 + \delta n) \delta n.$$

Поэтому для времени жизни неравновесных пар, по определению, мы получаем

$$\tau = \frac{\delta n}{R} = \frac{1}{\alpha (n_0 + p_0 + \delta n)}. \quad (2.8)$$

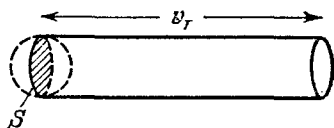


Рис. 9.2. К определению эффективного сечения рекомбинации.

Таким образом, время жизни пар зависит от концентрации равновесных носителей n_0 , p_0 и концентрации неравновесных пар δn . Поэтому время жизни пар не является характеристикой данного типа полупроводника, а отражает только свойства конкретного образца при определенном его состоянии. Напротив, коэффициент рекомбинации или, соответственно, сечение рекомбинации являются характеристиками данного типа полупроводника. Однако они, конечно, зависят от температуры (ср. формулу (2.4)).

Отметим, наконец, что зависимость τ от n_0 и p_0 имеет резкий максимум. Учитывая, что равновесные концентрации n_0 и p_0 связаны соотношением $n_0 p_0 = n_i^2$, и приравнивая производную от выражения (2.8) по n_0 (или p_0) нулю, мы находим, что τ достигает максимума при $n_0 = p_0$, т. е. в собственном полупроводнике. При малом уровне возбуждения ($\delta n < n_0 + p_0$) этот максимум равен

$$\tau_{\max} = \tau_i = \frac{1}{2\alpha n_i}. \quad (2.9)$$

§ 3. Время жизни при излучательной рекомбинации

Непосредственное вычисление коэффициента рекомбинации по формуле (2.4) трудно. Однако его величину можно найти, используя принцип детального равновесия (§ VII.1) и связывая α с другими известными, макроскопическими, величинами.

Рассмотрим полупроводник в состоянии термодинамического равновесия. В нем имеются электроны с равновесной концентрацией n_0 , дырки с концентрацией p_0 и равновесное (черное) излучение. Согласно принципу детального равновесия темп равновесной излучательной рекомбинации r должен быть равен темпу оптической генерации пар g_T , обусловленной поглощением равновесных фотонов в полупроводнике. Последняя величина выражается формулой (2.5). Поэтому, вычисляя g_T и зная собственную концентрацию носителей в данном полупроводнике n_i , можно найти α .

Равновесную оптическую генерацию g_T можно найти следующим образом. Пусть $\rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega)$ есть концентрация равновесных фотонов, энергия которых лежит в интервале $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$. Величина $\rho_0(\hbar\omega)$ выражается формулой Планка:

$$\rho_0(\hbar\omega) = \frac{\omega^2 n^3}{\pi^2 c^3 \hbar} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (3.1)$$

где n — показатель преломления среды.

Обозначим, далее, через $P(\hbar\omega)$ вероятность поглощения одного фотона с энергией $\hbar\omega$ в единицу времени, а через $\nu(\hbar\omega)$ — квантовый выход внутреннего фотоэффекта (число возникающих электронно-дырочных пар при поглощении одного фотона, § VII.4).