

дено спектральное распределение рекомбинационного излучения из германия, на котором отчетливо видны два максимума. Один из них ($\lambda \approx 1,75$ мкм) обусловлен излучательными переходами электронов (с участием фононов) из основного минимума в валентную зону. Другой максимум ($\lambda \approx 1,52$ мкм) соответствует переходам центральный минимум — валентная зона (без участия фононов). Каждый из этих максимумов размыт вследствие того, что рекомбинирующие электроны в зоне проводимости, так же как и дырки в валентной зоне, имеют не одну определенную энергию, а характеризуются определенным распределением энергии вследствие их теплового движения.

Рекомбинационное излучение возникает также в диодах с $p-n$ -переходами, где неравновесные электроны и дырки создаются с помощью инжекции. Это явление используют в полупроводниковых источниках света (светодиодах). Выбирая полупроводниковые материалы с различной шириной запрещенной зоны, оказывается возможным создавать источники света разного цвета.

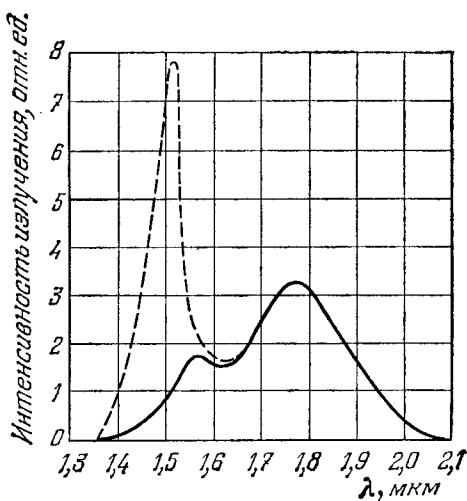


Рис. 9.5. Спектральное распределение рекомбинационного излучения из германия. Сплошная кривая — выходящее излучение. Пунктир — исправленное с учетом поглощения внутри образца.

§ 4. Рекомбинация через примеси и дефекты

Темп излучательной рекомбинации зона — зона велик в узкозонных полупроводниках. Она может быть преобладающей и в широкозонных полупроводниках с прямыми переходами (GaAs, CdS и др.). Однако очень часто в полупроводниках с широкой запрещенной зоной основную роль играют процессы рекомбинации с участием примесей и структурных дефектов. На это указывают многочисленные экспериментальные факты. Так, например, в § 3 мы видели, что если бы в кремнии излучательная рекомбинация была основным процессом, то время жизни пар должно было бы быть около 3 часов. Однако максимальные наблюдаемые времена жизни в кремнии при комнатных температурах не превышают нескольких миллисекунд. Опыт также показывает, что время

жизни чрезвычайно чувствительно даже к ничтожному содержанию некоторых примесей. Если, например, в чистейшие кристаллы германия n -типа с $\tau \sim 10^{-8}$ с ввести никель или золото (создающие глубокие локальные уровни энергии) с концентрацией $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ (т. е. всего 10^{-5} атомных %!), то время жизни электронов падает до $10^{-8} \div 10^{-9}$ с, т. е. уменьшается на шесть порядков.

Процесс рекомбинации с участием локальных уровней (ловушек) является двухступенчатым и состоит из захвата электрона из зоны проводимости на пустой центр рекомбинации (ловушку) и захвата дырки из валентной зоны на заполненный центр рекомбинации. При этом сами центры рекомбинации не изменяются и играют роль своеобразного катализатора процесса рекомбинации.

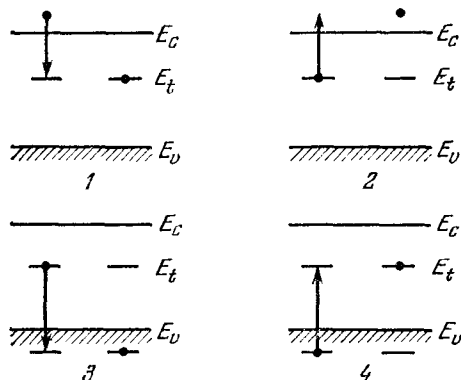


Рис. 9.6. Четыре типа элементарных процессов при рекомбинации электронов и дырок через локальные уровни.

Будем рассматривать сначала простые центры рекомбинации, которые могут захватывать или, соответственно, отдавать единственный электрон, а следовательно, находиться только в двух различных зарядных состояниях. Отвлекаясь от возбужденных состояний, такой центр можно охарактеризовать единственным локальным уровнем энергии для электронов E_t в запрещенной зоне (рис. 9.6). Если N_t есть полная концентрация ловушек (и равная ей концентрация локальных уровней), то в состоянии равновесия концентрация заполненных ловушек есть $N_t f_0$, а концентрация пустых равна $N_t (1 - f_0)$, где f_0 — функция Ферми. При нарушении равновесия концентрации заполненных и пустых ловушек изменяются и становятся $N_t f$ и $N_t (1 - f)$. Неравновесная вероятность заполнения ловушки f уже не выражается функцией Ферми и должна быть определена дополнительно (см. ниже).

В такой модели результирующая кинетика изменения концентрации электронов и дырок определяется четырьмя процессами: захватом электронов на ловушки (рис. 9.6, переходы 1), тепловой эмиссией электронов с ловушек в зону проводимости (переходы 2), захватом дырок на ловушки (переходы 3) и эмиссией дырок с ловушек в валентную зону (переходы 4). Найдем темпы каждого из этих переходов.

Рассмотрим группу электронов в зоне проводимости, энергия которых заключена в интервале $(E, E + dE)$. Число переходов

$(E, E + dE) \rightarrow E_t$ в единице объема и в единицу времени пропорционально, во-первых, концентрации рассматриваемых электронов $N_c(E) dE \cdot f(E)$ и, во-вторых, концентрации пустых ловушек $N_t [1 - f(E_t)]$. Поэтому темп захвата электронов из зоны проводимости на ловушки есть

$$r_n = N_t [1 - f(E_t)] \int_{E_c}^{\infty} c_n(E) N_c(E) f(E) dE. \quad (4.1)$$

Здесь коэффициент $c_n(E)$ пропорционален отнесенной к единице времени вероятности элементарного акта перехода электрона с уровня E на уровень E_t . Выражение (4.1) гораздо удобнее переписать в виде

$$r_n = \alpha_n N_t [1 - f(E_t)] n, \quad (4.2)$$

где n — полная концентрация электронов в зоне, а α_n есть, по определению, коэффициент захвата электронов на ловушки. Сравнивая оба выражения для r_n и учитывая еще, что

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f(E) dE,$$

мы видим, что

$$\alpha_n = \frac{\int_{E_c}^{\infty} c_n(E) N_c(E) f(E) dE}{\int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f(E) dE}. \quad (4.3)$$

Или, иначе,

$$\alpha_n = \langle c_n \rangle, \quad (4.3a)$$

где символ $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по всем состояниям в зоне проводимости.

Так же, как и в § 2, вместо коэффициента захвата α_n мы могли бы ввести понятие об эффективном сечении захвата электронов на ловушки S_n . Оно, по определению, связано с α_n соотношением

$$\alpha_n = S_n v_T. \quad (4.4)$$

Обратимся теперь к процессам 2 (рис. 9.6) — тепловой эмиссии электронов с ловушек в зону. Очевидно, что темп таких переходов g_{nT} пропорционален концентрации ловушек, заполненных электронами, $N_t f(E_t)$. Поэтому можно положить

$$g_{nT} = \beta_n N_t f(E_t), \quad (4.5)$$

где β_n есть некоторый коэффициент, зависящий от природы ловушек и температуры.

Коэффициент реэмиссии β_n просто связан с коэффициентом захвата α_n . Эту связь можно найти с помощью принципа детального равновесия. Действительно, в состоянии термодинамического равновесия должно быть $r_n = g_{nT}$. Это дает

$$\alpha_n N_t (1 - f_0) n_0 = \beta_n N_t f_0, \quad (4.6)$$

где f_0 — равновесная вероятность заполнения ловушек электронами. Последнюю для наших целей удобно выразить не обычной функцией Ферми, а по формуле (V.9.4) записать в виде

$$f_0 = \frac{n_0}{n_0 + n_1}.$$

Здесь n_1 зависит от энергии ионизации ловушки $E_c - E_t$ и температуры и выражается формулой (V.9.5). После этого соотношение (4.6) дает

$$\beta_n = \alpha_n \frac{1 - f_0}{f_0} n_0 = \alpha_n n_1.$$

Следовательно, коэффициент реэмиссии вполне определяется через коэффициент захвата, глубину залегания энергетического уровня ловушек и, естественно, зависит еще от температуры. Подставляя найденное выражение для β_n в формулу (4.5), получаем

$$g_{nT} = \alpha_n n_1 \cdot N_t f.$$

Суммарный темп захвата электронов на ловушки равен

$$R_n = r_n - g_{nT} = \alpha_n N_t [n(1 - f) - n_1 f]. \quad (4.7)$$

Рассуждения для дырок совершенно аналогичны. Отличие заключается в том, что темп захвата дырок из валентной зоны пропорционален концентрации ловушек, заполненных электронами (т. е. свободных от дырок), $N_t f$. Поэтому вместо выражения (4.2) мы будем иметь

$$r_p = \alpha_p N_t f p,$$

где α_p — коэффициент захвата для дырок. Соответственно темп тепловой реэмиссии дырок с ловушек будет

$$g_{pT} = \beta_p N_t (1 - f).$$

Приравнивая опять r_p и g_{pT} в случае равновесия, мы получим связь между β_p и α_p в виде

$$\beta_p = \alpha_p p_1,$$

где p_1 выражается формулой (V.9.13). Поэтому для суммарного темпа захвата дырок из валентной зоны на ловушки получаем

$$R_p = r_p - g_{pT} = \alpha_p N_t [p f - p_1 (1 - f)]. \quad (4.7a)$$

Именно эти величины, R_n и R_p , мы должны подставлять в уравнения непрерывности (VII.3.3) для учета рекомбинации. Если изменения концентраций вследствие движения частиц малы, то эти уравнения принимают вид

$$\frac{dn}{dt} = g_n - R_n = g_n - \alpha_n N_t [n(1-f) - n_1 f], \quad (4.8)$$

$$\frac{dp}{dt} = g_p - R_p = g_p - \alpha_p N_t [pf - p_1(1-f)]. \quad (4.9)$$

Здесь g_n и g_p — темпы внешней генерации электронов и, соответственно, дырок.

Так как при рекомбинации через ловушки каждый исчезающий свободный электрон оседает на ловушку (то же относится и к дыркам), то изменение концентрации заполненных ловушек $N_t f$ определяется уравнением

$$N_t \frac{df}{dt} = R_n - R_p + (g_p - g_n). \quad (4.10)$$

Кроме того, мы имеем еще уравнение квазинейтральности (ср. § VII.3)

$$p - p_0 = n - n_0 + N_t (f - f_0). \quad (4.11)$$

Уравнения (4.8) — (4.11) вполне определяют кинетику изменения концентрации неравновесных электронов и дырок вследствие рекомбинации.

Отметим, что одно из четырех указанных уравнений может быть получено как следствие из других. Так, например, дифференцируя уравнение квазинейтральности (4.11), мы имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} + N_t \frac{df}{dt}.$$

Подставляя сюда для каждого из слагаемых их выражения (4.8) — (4.10), мы получаем тождество. Остающиеся же три независимых уравнения определяют три искомые величины $n(t)$, $p(t)$ и $f(t)$.

Так как уравнения (4.8) и (4.9) нелинейны, то в общем случае закон изменения концентраций n и p не выражается экспонентой. Однако в специальных случаях существуют постоянные характерные времена процесса. Ниже приведены некоторые примеры.

§ 5. Нестационарные процессы

а. Монополярное возбуждение. Положим, что в полупроводнике генерируются неравновесные носители только одного знака, скажем только электроны (это имеет место, например, при примесном возбуждении фотопроводимости). Тогда мы имеем только одно дифференциальное уравнение (4.8). Полагая в нем

$$n = n_0 + \delta n, \quad f = f_0 + \delta f$$