

из валентной зоны в зону проводимости, можно непосредственно заключить, что темп этих переходов (тепловой генерации электронно-дырочных пар) равен темпу обратных выпадений электронов из зоны проводимости в валентную зону (или рекомбинации электронно-дырочных пар), что вытекает просто из условия постоянства концентраций электронов и дырок в зонах. Однако согласно принципу

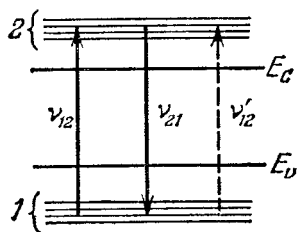


Рис. 7.2. К иллюстрации принципа детального равновесия. Тепловая генерация электронно-дырочных пар ($1 \rightarrow 2$) и обратный процесс рекомбинации электронов и дырок ($2 \rightarrow 1$).

детального равновесия можно утверждать гораздо больше, а именно что это равенство справедливо и для отдельных групп энергетических уровней в зонах (рис. 7.2).

При наличии внешних воздействий на полупроводник к тепловым переходам ν_{12} добавляются переходы ν'_{12} нетепловой природы, и при этом частота обратных переходов ν_{21} тоже изменяется. Состояние полупроводника в таких условиях мы будем называть *термодинамически неравновесным*. При этом принцип детального равновесия, вообще говоря, уже не выполняется.

При нарушении термодинамического равновесия концентрации электронов и дырок в зонах n и p изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т. е. в зонах появляются *неравновесные* носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$. При этом изменяются и концентрации связанных носителей n_t и p_t .

Сказанное справедливо, конечно, и для металлов. Однако концентрация электронов в металлах гораздо больше, чем в полупроводниках, и ее относительное изменение обычно ничтожно мало.

Отметим, что уже в гл. VI мы имели дело, по существу, с неравновесными состояниями, так как наличие тока нарушает термодинамическое равновесие (ср. § VI. 3). Однако там можно было считать, что по отношению к концентрации носителей заряда равновесие сохраняется. Это значит, что для данного полупроводника при заданной температуре установившаяся концентрация электронов определяется только значением электростатического потенциала (ср., например, § VI.12). Теперь мы рассмотрим явления, в которых нарушается равновесие и по концентрациям. Именно такие состояния мы будем называть в дальнейшем неравновесными.

§ 2. Время жизни неравновесных носителей заряда

В настоящей главе мы будем рассматривать поведение неравновесных носителей заряда только в объеме полупроводника, отвлекаясь от возможного влияния его поверхности. Это можно сделать, если

отношение поверхности к объему образца достаточно мало (строго говоря, для бесконечно протяженного полупроводника). Однако основные понятия и соотношения, вводимые в настоящей главе, сохраняются и в тех случаях, когда процессами генерации и рекомбинации на самой поверхности пренебрегать нельзя. Влияние поверхности на неравновесные состояния будет рассмотрено дополнительно в гл. X, где будут выяснены и условия, при которых этим влиянием можно пренебречь.

Положим, что под влиянием внешнего воздействия в каждой единице объема полупроводника в единицу времени возникает g_n электронов проводимости и, соответственно, g_p дырок в валентной зоне. Темпы генерации g_n и g_p будем считать сначала одинаковыми по всему объему, хотя и не обязательно равными друг другу. Пусть, далее, R_n есть темп обратного процесса исчезновения свободных электронов вследствие процессов рекомбинации с дырками (свободными и связанными на локальных уровнях энергии) и, соответственно, R_p — темп рекомбинации свободных дырок. Если в полупроводнике нет электрического тока, то изменение во времени неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется уравнениями

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - R_n, \quad \frac{d\delta p}{dt} = g_p - R_p. \quad (2.1)$$

Подчеркнем, что g_n и g_p обозначают генерацию, обусловленную только *внешними* воздействиями, и не включают переходы, вызванные тепловым движением. Последние мы учитываем в величинах R_n и R_p , которые поэтому представляют результирующие темпы рекомбинации, т. е. разности между темпом захвата носителей из соответствующей зоны и темпом обратной тепловой генерации носителей в зону:

$$R_n = r_n - g_n\tau, \quad R_p = r_p - g_p\tau. \quad (2.2)$$

Для количественного описания кинетики неравновесных электронных процессов широко применяют понятия *среднего времени жизни неравновесных электронов* в зоне проводимости τ_n и, соответственно, *дырок* в валентной зоне τ_p , которые определяются формулами

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}. \quad (2.3)$$

Или иначе: $1/\tau_n$ есть вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени вследствие рекомбинации (со свободными и связанными дырками). Аналогично, $1/\tau_p$ есть вероятность рекомбинации одной избыточной дырки, тоже за единицу времени.

Так как r_n и r_p в формулах (2.2) по физическому смыслу не могут иметь слагаемых, не зависящих от n и, соответственно, p , то из

сравнения формул (2.2) и (2.3) следует, что

$$g_{nT} = \frac{n_0}{\tau_n}, \quad g_{pT} = \frac{p_0}{\tau_p}. \quad (2.4)$$

Следовательно, времена τ_n и τ_p определяют не только темп суммарной рекомбинации, но и темп тепловой генерации электронов и дырок.

Пользуясь понятиями времен жизни, уравнения кинетики (2.2) для однородного образца без тока можно записать в виде

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}, \quad \frac{d\delta p}{dt} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (2.5)$$

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда, устанавливающиеся после длительного воздействия внешней генерации, равны

$$(\delta n)_s = g_n \tau_n, \quad (\delta p)_s = g_p \tau_p. \quad (2.6)$$

Величины τ_n и τ_p зависят от физических особенностей элементарных актов рекомбинации электронов и дырок. При этом τ_n и τ_p , вообще говоря, могут сами зависеть от неравновесных концентраций δn и δp , а также от температуры. Поэтому τ_n и τ_p не являются характеристиками данного полупроводника, но зависят еще от условий опыта. Эти вопросы будут подробнее рассмотрены в гл. IX (см. также § XVII.9). Сейчас же мы будем считать τ_n и τ_p заданными феноменологическими величинами, определяющими кинетику электронных процессов.

В простейшем случае, когда τ_n и τ_p не зависят от n и p , интегрирование уравнений (2.5) дает

$$\delta n = g_n \tau_n - C \exp(-t/\tau_n)$$

и такое же выражение для концентрации неравновесных дырок δp . Здесь C — постоянная интегрирования, определяемая начальными условиями. Так, если вначале полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени $t = 0$ было включено внешнее воздействие, мы имеем $t = 0$, $\delta n = 0$. Это дает

$$C = g_n \tau_n = (\delta n)_s, \quad \delta n = (\delta n)_s [1 - \exp(-t/\tau_n)]. \quad (2.7a)$$

Если в некоторый момент времени $t = t_1$ генерация выключается, то для $t \geq t_1$, $g_n = 0$, а начальное условие есть $t = t_1$, $\delta n = (\delta n)_1$. Тогда

$$C = -(\delta n)_1 \exp \frac{t_1}{\tau_n}, \quad \delta n = (\delta n)_1 \exp(-t/\tau_n) \exp \frac{t_1}{\tau_n}. \quad (2.7b)$$

При постоянном τ_n установление избыточной концентрации электронов и ее исчезновение описываются экспоненциальным законом, а среднее время жизни τ_n есть время, в течение которого концентрация неравновесных электронов изменяется в e раз. То же справедливо и для неравновесных дырок.

В общем случае τ_n и τ_p , изменяющихся вместе с n и p , соотношения (2.3) определяют *мгновенные* времена жизни. Величины $1/\tau_n$ и $1/\tau_p$ в этом случае дают вероятности рекомбинации одной частицы в единицу времени при данных значениях n и p , а τ_n и τ_p определяют времена, за которые неравновесные концентрации электронов или, соответственно, дырок изменились бы в e раз, если бы вероятность их рекомбинации сохранялась постоянной и равной данному мгновенному значению.

§ 3. Уравнения непрерывности

Если в полупроводнике имеются электрические токи, то изменение концентрации носителей определяется не только генерацией и рекомбинацией, но и движением частиц. Вклад последнего легко найти, рассматривая элементарный объем, например, в виде прямоугольного параллелепипеда с ребрами, параллельными прямоугольным осям координат, и вычисляя втекающие и вытекающие из него потоки частиц. Это дает

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{дв}} = -\frac{1}{e} \left(\frac{\partial j_{px}}{\partial x} + \frac{\partial j_{py}}{\partial y} + \frac{\partial j_{pz}}{\partial z} \right) = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_p,$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{дв}} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + \frac{\partial j_{ny}}{\partial y} + \frac{\partial j_{nz}}{\partial z} \right) = \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_n.$$

Здесь \mathbf{j}_p и \mathbf{j}_n — плотности конвекционного тока, обусловленного движением дырок и, соответственно, электронов:

$$\mathbf{j}_p = \sigma_p \mathbf{E} - eD_p \nabla p, \quad \sigma_p = ep\mu_p, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n, \quad \sigma_n = en\mu_n. \quad (3.2)$$

Поэтому полные темпы изменения концентраций в зонах выражаются уравнениями

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_p - \frac{\delta p}{\tau_p}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = g_n + \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_n - \frac{\delta n}{\tau_n}. \quad (3.3)$$

Уравнения (3.3) — это уравнения непрерывности, записанные порознь для дырок и электронов.

При нарушении термодинамического равновесия изменяются также концентрации связанных дырок p_t (т. е. концентрация положительно заряженных доноров) и связанных электронов n_t (концентрация отрицательно заряженных акцепторов). Поэтому в общем случае возникает объемный заряд с плотностью

$$\rho = e(p + p_t - n - n_t).$$

Электрическое поле \mathbf{E} , входящее в выражения для плотностей тока (3.1) и (3.2), определяется уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (p + p_t - n - n_t) \quad (3.4)$$