Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 2, стр. 95 – 98 *25 июля 1986 г.*

МОДЕЛЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

Б.И.Шкловский

Предложена модель безызлучательной рекомбинации в системах с непрерывным спектром локализованных состояний, например, на поверхности. С помощью представления о рекомбинационных каналах – лестницах из уровней близко расположенных состояний – оценены рекомбинационный поток насыщения и скорость поверхностной рекомбинации.

Рекомбинация неравновесных носителей в полупроводниках затруднена тем, что вероятность одновременного излучения большого числа фононов с суммарной энергией, равной ширине запрещенной зоны E, обычно очень мала. При низких температурах $kT \ll \hbar\omega$ частота переходов по порядку величины может быть записана в виде

$$\nu = \omega\gamma^{E/\hbar\omega} \simeq \omega e^{-E/\epsilon_0} , \qquad (1)$$

где ω – частота порядка дебаевской, $\gamma < 1$ – безразмерная константа связи электронов с фононами, $\epsilon_0 \simeq \hbar\omega/\ln\gamma^{-1}$. Если $E = 1$ эВ и $\epsilon_0 = 0{,}03$ эВ, то $\nu \ll 1$ Гц, что, конечно, никак не соответствует эксперименту. Рекомбинация облегчается за счет примесных состояний в запрещенной зоне, позволяющих уменьшить число фононов, сбрасываемых в одном акте. Особенно быстрая рекомбинация происходит на поверхности, где в запрещенной зоне существуют поверхностные состояния с конечной плотностью $g(\epsilon)$.

Цель статьи – оценить низкотемпературную скорость поверхностной рекомбинации как функционал от $g(\epsilon)$, считая, что все поверхностные состояния образованы короткодействующими и случайно расположенными на поверхности потенциальными ямами, каждая из которых может локализовать один электрон. Имея в виду большие концентрации носителей, эффектами изгиба зон у поверхности будем пренебрегать. Запишем частоту туннельного перехода электрона с испусканием энергии $\Delta\epsilon$ между двумя локализованными состояниями, отстоящими друг от друга на расстоянии r, в виде

$$\nu = \omega e^{-\Delta\epsilon/\epsilon_0} e^{-2r/a} , \qquad (2)$$

где a – длина локализации. Рассмотрим поверхность как совокупность параллельно включенных рекомбинационных каналов, каждый из которых представляет собой "лестницу" уровней, создаваемую близко расположенными по поверхности состояниями (см. рисунок). Каждый канал мы будем характеризовать числом M последовательных "ступеней" средней высоты E/M, разбросом высот ступеней $\delta\epsilon$ и типичным расстоянием R, на которое электрон прыгает вдоль поверхности. Вычислим сначала j_s – максимальное число пар, которое в секунду может рекомбинировать на квадратном сантиметре поверхности, или, иначе, плотность рекомбинационного потока насыщения. Запишем j_s в виде

$$j_s = \sum_i N_i \tau_i^{-1}, \tag{3}$$

где

$$N_i = \frac{1}{R^2}(gR^2\delta\epsilon)^M \tag{4}$$

– число каналов "сорта"

$$\tau_i^{-1} = \omega e^{-E/M\epsilon_0} e^{-\delta\epsilon/\epsilon_0} e^{-2R/a} \tag{5}$$

– обратное время спуска по таким каналам. Ввиду сильного разброса частот (2) τ_i определяется самым медленным прыжком лестницы. Величина $N_i\tau_i$ имеет острый максимум по M, R и $\delta\epsilon$ при

$$M_m = \left(\frac{E}{\epsilon_0} \Big/ \ln\frac{1}{gR_m^2\delta\epsilon_m}\right)^{1/2}, \; R_m = M_m a, \; \delta\epsilon_m = \epsilon_0 M_m, \tag{6}$$

Видно, что $\delta\epsilon_m \ll E/M_m$, т. е. уровни канала практически эквидистантны. Подставляя (6) в (4), (5) и (3), получим

$$j_s = \frac{\omega\epsilon_0 L}{a^2 E}\exp\left\{-2\sqrt{\frac{EL}{\epsilon_0}}\right\}, \quad L \equiv \ln\frac{\epsilon_0^{1/2}}{ga^2E^{3/2}}. \tag{7}$$

В этом выводе предполагалось, что g и a не зависят от энергии ϵ ($\epsilon = 0$ в середине запрещенной зоны). Нетрудно показать, что даже при экспоненциальной зависимости $g(\epsilon)$ уровни канала остаются практически эквидистантными и логарифм в (7) следует заменить на его среднее по запрещенной зоне значение,

$$\frac{1}{E}\int_{-E/2}^{E/2} d\epsilon \ln\frac{\epsilon_0^{1/2}}{g(\epsilon)a^2(\epsilon)E^{3/2}}. \tag{8}$$

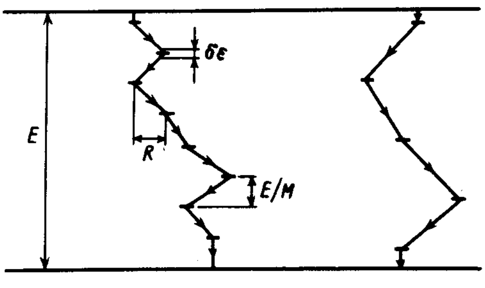
Предположим, например, что $g(\epsilon)$ при $-E/2 < \epsilon < E/2$ имеет вид

$$g(\epsilon) = g_0 e^{-(E/2\epsilon_1)}\mathrm{ch}(\epsilon/\epsilon_1), \tag{9}$$

причем $E \gg \epsilon_1 > \epsilon_0$. Тогда, подставляя (9) в (8) и (7) и считая, что $\ln(\epsilon_0^{1/2}/g_0a^2E^{3/2}) \ll \ll \sqrt{E/4\epsilon_1}$, приближенно получим

$$j_s \simeq \frac{\omega\epsilon_0}{a^2\epsilon_1}\exp\left\{-\frac{E}{\sqrt{\epsilon_0\epsilon_1}}\right\}. \tag{10}$$

Видно, что при $\epsilon_1 > \epsilon_0$ экспонента в (10) значительно больше, чем в (1). Используя для оценок $\omega = 10^{13}$ с$^{-1}$, $a = 15$ Å, $E = 1$ эВ, $\epsilon_0 = 0,03$ эВ и $\epsilon_1 = 0,15$ эВ, получим $j_s = 3\cdot10^{19}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Изложенный расчет имеет много общего с теорией прыжковой электропроводности поперек тонкой пленки [1, 2].



Запрещенная зона полупроводника на поверхности. Показаны два канала рекомбинации, левый канал – более быстрый

Рассмотрим теперь задачу о вычислении стационарной концентрации пар носителей n вблизи поверхности, если в образце рождается G пар на квадратный сантиметр поверхности в секунду и почти все пары рекомбинируют на ней. Концентрация может измеряться, например, с помощью слабой излучательной рекомбинации. В теории n находится из равенства $j(n) = G$, где $j(n) = sn$ — плотность рекомбинационного потока, s — скорость поверхностной рекомбинации, которую обычно считают не зависящей от n. Мы увидим ниже, что, благодаря "забиванию" каналов в нашей модели, s сильно зависит от n. Для вычисления $j(n)$ нужно выражение для частоты захвата свободных носителей в канал:

$$\nu_c = n\sigma_c v = n\sigma v \frac{\tau_f}{\tau_c} = \frac{n\sigma^{3/2}}{\tau_c} \equiv \frac{n}{n_0\tau_c} . \tag{11}$$

Здесь σ_c — сечение захвата, v — скорость электрона, $\sigma \equiv n_0^{2/3}$ — сечение области, в которой электрон может захватиться, испустив фононы, τ_f — время пролета через эту область, τ_c — время захвата из нее. Для $j(n)$ имеем

$$j(n) = \sum_i N_i \left(\tau_i + \frac{\tau_{ci} n_0}{n}\right)^{-1} . \tag{12}$$

Если считать, что для всех каналов $\tau_{ci} = \tau_i$, то $j(n) = j_s n/(n_0 + n)$. В действительности у многих каналов с не слишком малой вероятностью первая ступень может быть ниже остальных, обеспечивая быстрый захват в канал $(\tau_{ci} \ll \tau_i)$. Поэтому будем считать, что все каналы обладают одинаковым значением $\tau_{ci} = \tau_c$, меньшим времени спуска τ_m по каналу с параметрами (6). Тогда при $n > n_s \equiv n_0\tau_c/\tau_m$ из (12) следует, что $j(n) = j_s$. При $n \ll n_s$ в сумму (12) основной вклад дают каналы с $\tau_i \simeq \tau_c n_0/n \gg \tau_m$, т. е. согласно (5), с

$$M \simeq M_0(n) \equiv \frac{E}{\epsilon_0}\left(\ln\frac{\omega\tau_c n_0}{n}\right)^{-1} . \tag{13}$$

Эти каналы заполнены, грубо говоря, наполовину и отделяют забитые медленные каналы от пустых быстрых каналов. После оценки характерных R и $\delta\epsilon$ подсчет числа работающих каналов дает, что

$$j(n) = \frac{1}{a^2 M_1^2}(M_1^3 g a^2\epsilon_0)^{M_0}\frac{n}{n_0\tau_c} \qquad \left(M_1 \equiv \frac{\ln(\omega\tau_c n_0/n)}{\ln(M_1^3 g a^2\epsilon_0)^{-1}}\right) \tag{14}$$

— сублинейная функция n. Соответственно $s(n)$ падает с ростом n. Происходит это благодаря постепенному забиванию сравнительно часто встречающихся, но медленных каналов. Как следует из подстановки (6) в (4), в режиме насыщения работает только доля $\exp\{-\sqrt{EL/\epsilon_0}\}$ всех каналов. Следовательно, при увеличении n до n_s величина s уменьшается в $\exp\{\sqrt{EL/\epsilon_0}\} = 10^3$ раз (для оценки использовались приведенные выше значения параметров). Если принять, что $n_0 \approx R_m^{-3} \approx 3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, и положить для определенности $\tau_c = \tau_m$, то получим, что с ростом n до n_s скорость s падает от 10^4 до 10 см/с. Эти оценки согласуются с наблюдавшимся в германии уменьшением s при переходе от рекомбинации экситонов к рекомбинации электронно-дырочных капель [3].

Решив уравнение $j(n) = G$ для $n(G)$ при $G \ll j_s$, получим:

$$n = n_0\sqrt{\omega G}\,\tau_c a M_1 \exp\left\{\sqrt{\frac{1}{4}\ln^2(Ga^2M_1^2/\omega) - \frac{E}{\epsilon_0}\ln(ga^2\epsilon_0 M_1^3)^{-1}}\right\} . \tag{15}$$

При $G > j_s$ стационарного решения не существует. В этом случае j_s можно измерить с помощью зависимости $n(t)$ после импульса возбуждения, создавшего концентрацию $n_1 \gg n_s$. Эта зависимость должна иметь вид $n(t) = n_1 - j_s t/d$, где d — толщина образца.

Хотя выше шла речь о поверхности, ясно, что аналогичным образом можно оценивать скорость безызлучательной рекомбинации и в трехмерных системах с конечной плотностью состояний в квазизапрещенной зоне, например, в аморфных полупроводниках.

Я благодарен за полезные обсуждения В.М.Аснину, Д.З.Гарбузову, Е.Л.Ивченко, О.В.Константинову, В.И.Перелю, Д.Г.Полякову, М.Э.Райху, А.А.Рогачеву, И.М.Рузину и И.М.Фишману.

Литература

1. *Pollak M., Hauser J.J.* Phys. Rev. Lett., 1973, **31**, 1304.
2. *Райх М.Э., Рузин И.М.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 437; *Тартаковский А.В., Фистуль М.В. Райх М.Э., Рузин И.М.* ФТП, в печати.
3. *Аснин В.М., Бельков В.В., Рогачев А.А., Степанов В.М., Фишман И.М.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 2129.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июня 1986 г.