НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Абдукадыров А. Г., Барановский С. Д., Ивченко Е. Л.

Построена количественная теория междупарной излучательной рекомбинации носителей в аморфном полупроводнике при низких температурах. Наряду с процессами электронно-дырочной рекомбинации учитываются процессы прыжковой энергетической релаксации электронов и дырок по локализованным состояниям хвостов зон.

Выведена система нелинейных интегральных уравнений, позволяющая рассчитать функцию распределения неравновесных носителей по локализованным состояниям в условиях стационарной генерации. Эта система уравнений решена численно на ЭВМ, и получены спектры фотолюминесценции. обусловленной туннельной излучательной рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в хвостах зон. Рассчитана фотопроводимость, связанная с прыжковым движением электронов в процессе энергетической релаксации. Результаты расчета неплохо согласуются с экспериментальными данными для гидрированного аморфного кремния.

В настоящей работе в рамках единого подхода рассчитаны низкотемпературные спектр фотолюминесценции и фотопроводимость нелегированного аморфного полупроводника при стационарном оптическом возбуждении. Рассмотрение проводится для режима междупарной рекомбинации (см. [1]), когда среднее расстояние между близнецовыми электроном и дыркой превышает среднее расстояние между ближайшими локализованными фотоносителями, рожденными в разных актах поглощения света. Другой предельный случай, в котором фотолюминесценция происходит преимущественно за счет близнецовой рекомбинации, исследовался отдельно [2].

Теория строится на основе картины стационарного заселения фотоносителями локализованных состояний, аналогичной той, которая рассматривалась в [1]: рожденные светом делокализованные электроны и дырки быстро релаксируют по энергии и захватываются на локализованные состояния; основным каналом рекомбинации локализованных фотоносителей является их туннельная излучательная рекомбинация. В отличие от [1] мы учитываем здесь наряду с процессами электронно-дырочной рекомбинации внутризонные туннельные прыжки локализованных носителей между центрами локализации. Анализ задачи в такой постановке, проведенный в [3], носит лишь качественный характер и не позволяет найти распределение неравновесных носителей по энергии и рассчитать форму спектра фотолюминесценции.

Основное внимание при построении теории уделяется учету экспоненциальной зависимости времени внутризонного туннельного прыжка $t_l(r)$ и времени электронно-дырочной туннельной рекомбинации $\tau(R)$:

$$\begin{aligned} t_l(r) &= \omega_l^{-1} \exp(2r/a_l), \\ \tau(R) &= \tau_0 \exp(2R/a_0). \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь r — расстояние между центрами локализации, R — расстояние между электроном и дыркой, сорт носителей различается индексом l, принимающим одно из двух значений: e для электронов и h для дырок, a_l — радиус локализации носителей сорта l, $a_0 = \max(a_e, a_h)$, ω_l^{-1}, τ_0 — предэкспоненциальные множители ($\omega_l \tau_0 \gg 1$). Величины a_l, ω_l и τ_0 рассматриваются как параметры теории, т. е. пренебрегается их возможной энергетической зависимостью. Мы также не учитываем зависимость сечения захвата делокализованного носителя на центр локализации от энергии связи. В этом приближении скорость генерации частиц сорта l, захватываемых из делокализованных состояний на состояния с энергией связи ε_l, определяется простым выражением

$$G_l^{(0)}(\varepsilon_l) = G\tilde{g}_l(\varepsilon_l)/\tilde{\rho}_l(0). \tag{2}$$

Здесь G — скорость генерации электронов (или дырок) в единице объема, пропорциональная интенсивности возбуждающего света, $\tilde{g}(\varepsilon)$ — энергетическая плотность незаполненных состояний, $\tilde{\rho}(\varepsilon)$ — концентрация незанятых локализованных состояний с энергией связи, превышающей ε,

$$\tilde{\rho}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \tilde{g}(\varepsilon')\, d\varepsilon', \tag{3}$$

где с учетом быстрого убывания функции $\tilde{g}(\varepsilon)$ с ростом ε верхний предел интегрирования продлен до $+\infty$. Для краткости записи в (3) и в тех случаях, в которых это не приводит к ущербу для изложения, индекс l опускается. Условие низкой температуры позволяет пренебречь прыжками вверх по энергии, так что вероятность прыжка в единицу времени связана с временем $t(r)$ соотношением $w(r)=t^{-1}(r)\,\theta(\varepsilon'-\varepsilon)$, где ε и ε' — энергии связи носителя в начальном и конечном состояниях, $\theta(x)=1$ при $x \geqslant 0$, $\theta(x)=0$ при $x < 0$.

Состояние локализованного электрона или дырки характеризуется тремя параметрами: ε, R и r, где ε — энергия связи (отсчитанная от соответствующей границы подвижности), R — расстояние до ближайшего локализованного носителя другого сорта, r — расстояние до ближайшего незаполненного локализованного состояния с большей энергией связи $\varepsilon' > \varepsilon$. Это означает, что мы пренебрегаем пространственной корреляцией между цепочкой локализованных состояний, последовательно занимаемых одним и тем же носителем при его релаксации по энергии, т. е. рассматриваем релаксацию как марковский процесс. В этом приближении уравнение кинетики для стационарной степени заселенности f состояния (ε, R, r) имеет следующий вид:

$$\frac{f(\varepsilon, R, r)}{\tau(R, r)} = \Gamma(\varepsilon)\,[1 - f(\varepsilon, R, r)], \tag{4}$$

где $\tau(R, r)$ — время жизни. Функцию $\Gamma(\varepsilon)$ в приходном члене удобно представить в виде отношения

$$\Gamma(\varepsilon) = G(\varepsilon)/\tilde{g}(\varepsilon), \tag{5}$$

выделив в знаменателе энергетическую плотность незаполненных состояний $\tilde{g}(\varepsilon)=g(\varepsilon)-n(\varepsilon)$, где $g(\varepsilon)$ — энергетическая плотность любых состояний, $n(\varepsilon)$ — функция распределения частиц по энергии, связанная с $f(\varepsilon, R, r)$ интегральным соотношением

$$n(\varepsilon) = \iint g(\varepsilon, R, r)\, f(\varepsilon, R, r)\, dR dr. \tag{6}$$

Здесь $g(\varepsilon, R, r)$ — плотность состояний в пространстве переменных ε, R и r:

$$g(\varepsilon, R, r) = g(\varepsilon)\, P_N(R)\, P_\varepsilon(r). \tag{7}$$

По определению, $P_N(R)\,dR$ есть вероятность найти вновь рождаемой частице ближайшего соседа другого сорта на расстоянии от R до $R+dR$, а $P_\varepsilon(r)\,dr$ — вероятность найти незаполненное состояние с энергией связи ε на расстоянии от r до $r+dr$. В предположении о случайном распределении в пространстве носителей одного сорта и незаполненных центров локализации имеем

$$\begin{aligned} P_N(R) &= 4\pi R^2 N \exp[-V(R)\, N], \\ P_\varepsilon(r) &= 4\pi r^2 \tilde{\rho}(\varepsilon) \exp[-V(r)\, \tilde{\rho}(\varepsilon)], \end{aligned} \tag{8}$$

где $V(R)=4\pi R^3/3$, N — стационарная концентрация носителей одного сорта.

Функция $G(\varepsilon)$ в (5) есть энергетическая плотность скорости генерации частиц в состояния ε при произвольном числе предшествующих прыжков. Для определения этой функции нужно вывести еще одно уравнение. Заметим, что с учетом внутризонного туннелирования $G(\varepsilon)$ не совпадает со скоростью генерации $G^{(0)}(\varepsilon)$ частиц, захватываемых из делокализованных состояний: величина $Q=G^{-1}\int G(\varepsilon)\,d\varepsilon-1$ определяет среднее число туннельных прыжков, совершаемых фотоносителем за время жизни.

Для вывода еще одного соотношения, связывающего $n(\varepsilon)$ и $G(\varepsilon)$ [или $\Gamma(\varepsilon)$], необходимо учесть пространственную корреляцию в относительном расположении частиц разного сорта в условиях стационарного освещения. Как и в [1], учет этой корреляции осуществляется введением эффективного радиуса реакции R_N: в области $R\simeq R_N$ стационарная функция распределения по расстоянию между ближайшими электроном и дыркой должна резко возрастать, а функция распределения по расстоянию между рекомбинирующими носителями разного сорта должна резко обрываться. Введение величины R_N позволяет разделить частицы, приходящие в состояние с энергией связи ε, на те, которые в процессе туннельной релаксации оказались на расстоянии $R<R_N$ от ранее рожденной частицы другого сорта и успевают рекомбинировать с нею, те, которые прыгают вниз по энергии, и те, которые попали в полость относительно ранее рожденных частиц другого сорта ($R>R_N$), живут сравнительно долго и рекомбинируют лишь после рождения в их окрестности новых частиц. С экспоненциальной точностью время жизни $\tau(R, r)$ в (4) в каждом из этих трех случаев можно записать соответственно в виде

$$\tau_l(R, r)=\begin{cases}\tau(R) & \text{при } R,\ r\in\Omega^l_{-1},\\ t_l(r) & \text{при } R,\ r\in\Omega^l_0,\\ T_l & \text{при } R,\ r\in\Omega^l_1.\end{cases}\tag{9}$$

Здесь T_l — среднее время прихода в сферу радиуса R_N частицы, рекомбинирующей с расположенной в центре сферы частицей сорта l. По определению величины R_N, время $\tau(R_N)$ связано с T_e, T_h соотношением

$$\frac{1}{\tau(R_N)}=\frac{1}{T_e}+\frac{1}{T_h}.\tag{10}$$

Области Ω^l_s в (9) задаются неравенствами $R<R_N$, $r>r^l_R$ $(s=-1)$; $R<R_N$, $r<r^l_R$ или $R>R_N$, $r<r^l_N$ $(s=0)$; $R>R_N$, $r>r^l_N$ $(s=1)$, где

$$r^l_R=\frac{a_l}{a_0}\left(R+\frac{a_0}{2}\ln\omega_l\tau_0\right),\quad r^l_N=\frac{a_l}{2}\ln\omega_l T_l.\tag{11}$$

Заметим, что значения индекса $s=\pm1.0$ указывают, на сколько изменится число долгоживущих частиц (с $R>R_N$, $r>r_N$) после прихода в состояние ε еще одной частицы. Умножив правую часть (4) на $g(\varepsilon, R, r)$, проинтегрировав ее по области Ω_s переменных R, r и разделив на скорость генерации G, находим вероятности $w_s(\varepsilon)$ того, что частица в состоянии ε прорекомбинирует с ранее рожденной частицей ($s=-1$), прыгнет вниз по энергии ($s=0$) или попадет в полость Ω_1 и прорекомбинирует с позже рожденной частицей:

$$w_s(\varepsilon)=\tilde{g}^{-1}(\varepsilon)\left[g(\varepsilon)\,w^{(0)}_s(\varepsilon)-n_s(\varepsilon)\right].\tag{12}$$

Здесь

$$w^{(0)}_s(\varepsilon)=\iint\limits_{\Omega_s}P_N(R)\,P_\varepsilon(r)\,dR\,dr,\tag{13}$$

а $n_s(\varepsilon)$ получается из (6) интегрированием по области Ω_s.

Приведем самосогласованную систему нелинейных интегральных уравнений для нахождения функций $G(\varepsilon)$ и $n(\varepsilon)$:

$$G(\varepsilon)=G\frac{\tilde{g}(\varepsilon)}{\tilde{\rho}(0)}\exp\left[\int_0^{\varepsilon} w_0(\varepsilon')\frac{\tilde{g}(\varepsilon')}{\tilde{\rho}(\varepsilon')}\,d\varepsilon'\right], \tag{14}$$

$$w_0(\varepsilon)=\tilde{g}^{-1}(\varepsilon)\left[g(\varepsilon)\,w_0^{(0)}(\varepsilon)-n_0(\varepsilon)\right], \tag{15}$$

$$n(\varepsilon)=\sum_s n_s(\varepsilon), \tag{16}$$

$$n_s(\varepsilon)=g(\varepsilon)\iint_{\Omega_s} P_N(R)\,P_\varepsilon(r)\,f(\varepsilon,\ R,\ r)\,dR\,dr, \tag{17}$$

$$f(\varepsilon,\ R,\ r)=\frac{\Gamma(\varepsilon)\,\tau(R,\ r)}{1+\Gamma(\varepsilon)\,\tau(R,\ r)},\quad \Gamma(\varepsilon)=\frac{G(\varepsilon)}{\tilde{g}(\varepsilon)}. \tag{18}$$

Уравнение (15) получается из (12) при $s=0$, уравнения (17), (18) — из (4), (6), (9). Для вывода уравнения (14) нужно учесть, что скорости генерации $G^{(m)}(\varepsilon)$, $G^{(m+1)}(\varepsilon)$ в состояния ε частиц, совершивших до этого соответственно m и $m+1$ прыжков, связаны интегральным соотношением

$$G^{(m+1)}(\varepsilon)=\int_0^{\varepsilon} G^{(m)}(\varepsilon')\,w_0(\varepsilon')\frac{\tilde{g}(\varepsilon')}{\tilde{\rho}(\varepsilon')}\,d\varepsilon'. \tag{19}$$

Суммируя левую и правую части этого соотношения по m и учитывая, что $G^{(0)}(\varepsilon)=G\tilde{g}(\varepsilon)/\tilde{\rho}(0)$, получаем уравнение

$$G(\varepsilon)=\tilde{g}(\varepsilon)\left[\frac{G}{\tilde{\rho}(0)}+\int_0^{\varepsilon} G(\varepsilon')\,w_0(\varepsilon')\frac{d\varepsilon'}{\rho(\varepsilon')}\right], \tag{20}$$

решение которого при заданной функции $w_0(\varepsilon)$ приведено в (14). Можно проверить, что выражение (14) для $G(\varepsilon)$ удовлетворяет закону сохранения числа частиц

$$G^l_{-1}+G^l_1=G, \tag{21}$$

где

$$G^l_s=\int G^l(\varepsilon_l)\,w^l_s(\varepsilon_l)\,d\varepsilon_l. \tag{22}$$

При проверке удобно воспользоваться тождествами

$$\sum_s w_s(\varepsilon)=1,\quad \int_0^{\varepsilon}\frac{\tilde{g}(\varepsilon')}{\tilde{\rho}(\varepsilon')}\,d\varepsilon'=\ln\frac{\tilde{\rho}(0)}{\tilde{\rho}(\varepsilon)}. \tag{23}$$

В рассматриваемой картине заселения локализованных состояний фотоносителями интегральные скорости генерации маложивущих частиц одного сорта и долгоживущих частиц другого сорта должны совпадать:

$$G^s_s=G^h_{-s},\quad (s=1\ \text{или}\ -1). \tag{24}$$

С учетом закона сохранения (21) любое из этих двух соотношений (например, при $s=1$) является следствием другого. Оно служит условием для нахождения радиуса реакции R_N при заданном значении скорости генерации G.

Умножая G^l_1 на время T_l, получим концентрацию долгоживущих частиц

$$N\equiv\int n_1(\varepsilon)\,d\varepsilon=G^l_1T_l, \tag{25}$$

откуда, используя (10), (21) и (24), получаем

$$N/\tau(R_N)=G, \tag{26}$$

$$T_l=\tau(R_N)\,G/G^l_1. \tag{27}$$

Заметим, что процедура расчета функции $G(\varepsilon)$, согласно (19), (20), и пренебрежение дисперсией времени жизни частиц, попадающих в полости $R>R_N$,

$r > r_N$, эквивалентны приближению «среднего поля», часто используемому при решении физических задач.

Приведем теперь формулы для фотопроводимости и интенсивности фотолюминесценции, полученные в рамках развитой выше теории. Согласно (9), фотолюминесценция обусловлена рекомбинацией носителей, оказавшихся в процессе энергетической релаксации на расстоянии $R < R_N$ от долгоживущего носителя другого сорта и не успевающих за время $\tau(R)$ совершить туннельный прыжок вниз по энергии ($r > r_R$). Поэтому спектральная зависимость интенсивности фотолюминесценции описывается выражением

$$J(\hbar\omega) \propto \int\limits_0^{E_0-\hbar\omega} d\varepsilon_e \left[n_1^h(\varepsilon_h)\, G^e(\varepsilon_e)\, w_{-1}^e(\varepsilon_e) + n_1^e(\varepsilon_e)\, G^h(\varepsilon_h)\, w_{-1}^h(\varepsilon_h)\right], \tag{28}$$

где $w_{-1}^e(\varepsilon_e)$ — вероятность частице сорта l в состоянии ε_l рекомбинировать с долгоживущей частицей другого сорта, $n_1^e(\varepsilon_e)$ — функция распределения по энергии долгоживущих носителей сорта l, E_0 — щель подвижности, $\varepsilon_h = E_0 - \hbar\omega - \varepsilon_e$. Функции $w_{-1}(\varepsilon)$ и $n_1(\varepsilon)$ можно представить в виде

$$w_{-1}(\varepsilon) = \frac{g(\varepsilon)}{\tilde{g}(\varepsilon)} \int\limits_0^{R_N} \frac{P_N(R)\exp\left[-V(r_R)\,\tilde{\rho}(\varepsilon)\right]}{1 + \Gamma(\varepsilon)\,\tau(R)}\, dR, \tag{29}$$

$$n_1(\varepsilon) = g(\varepsilon)\exp\left[-V(R_N)\,N - V(r_N)\,\tilde{\rho}(\varepsilon)\right] f_1(\varepsilon), \tag{30}$$

где

$$f_1^l(\varepsilon_l) = \{1 + [\Gamma^l(\varepsilon_l)\, T_l]^{-1}\}^{-1}.$$

При низкой температуре фотопроводимость связана с туннельными прыжками носителей вниз по энергии в электрическом поле $\mathbf{E}$. Так как при прыжке на вектор $\mathbf{r}$ из состояния с энергией связи ε в состояние ε' энергия частицы меняется на величину $\varepsilon - \varepsilon' - q\mathbf{E}\mathbf{r}$ (q — заряд электрона или дырки) и эта величина должна быть отрицательна, для плотности тока электронов или дырок получаем

$$j = q\int d\varepsilon' \int\limits_0^{\infty} dR \int\limits_0^{\tilde{r}_R} dr \int (d\Omega_r/4\pi)\, r \int\limits_0^{\varepsilon'+q\mathbf{E}\mathbf{r}} d\varepsilon\, g(\varepsilon, R, r)\,\Gamma(\varepsilon)\,[1 - f(\varepsilon, R, r)]\,\tilde{g}(\varepsilon')/\tilde{\rho}(\varepsilon), \tag{31}$$

где $d\Omega_r$ — элемент телесного угла в r-пространстве, $\tilde{r}_R = r_R$ при $R < R_N$ и r_N при $R > R_N$, функция $g(\varepsilon, R, r)$ определена согласно (7). Здесь учтено, что носитель, находящийся в состоянии (ε, R, r), не рекомбинирует, а прыгает вниз по энергии при условии $(R, r) \in \Omega_0$. В линейном по электрическому полю приближении получаем

$$j = E\int \left[\sigma^e_{\text{ФП}}(\varepsilon) + \sigma^h_{\text{ФП}}(\varepsilon)\right] d\varepsilon,$$

$$\sigma^l_{\text{ФП}}(\varepsilon) = \frac{q^2}{3}\,\frac{g^l(\varepsilon)}{\tilde{\rho}^l(\varepsilon)}\, G^l(\varepsilon) \int\limits_0^{\infty} dR \int\limits_0^{\tilde{r}_R} dr\, r^2\, \frac{P_N(R)\, P_e(r)}{1 + \Gamma^l(\varepsilon)\, t_l(r)}. \tag{32}$$

Величина $\sigma^l_{\text{ФП}}(\varepsilon)$ описывает парциальный вклад в фотопроводимость носителей сорта l, совершающих туннельный прыжок из состояний с энергией связи ε.

Система уравнений (14)—(18) решалась численно методом итераций. Расчет проводился при значениях параметров, характерных для электронов в аморфном гидрогенизированном кремнии: $a_0 = a_e = 12$ Å, $\omega_e = 10^{12}$ с$^{-1}$, $\tau_0 = 10^{-8}$ с. Для простоты использовались одни и те же значения a_l, ω_l для электронов и дырок. В этом случае $T_e = T_h = 2\tau(R_N)$, $G^e_s = G^h_s$, $G^l_{\pm 1} = G/2$. Предполагалось симметричное экспоненциальное спадание плотности локализованных состояний для электронов и дырок в глубь щели подвижности:

$$g^l(\varepsilon_l) = g_0\exp(-\varepsilon_l/\varepsilon_0), \tag{33}$$

где ε_0 удовлетворяет неравенству $\varepsilon_0 \ll E_0$. Для определенности мы положили $g_0\varepsilon_0 = 7.5\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Заметим, что при расчете удобно перейти к безразмерным переменным $\varepsilon/\varepsilon_0$, $G\tau_0/g_0\varepsilon_0$, $n(\varepsilon)/g_0$, $\tilde{\rho}(\varepsilon)/g_0'\varepsilon_0$.

На рис. 1 представлены результаты расчета функции распределения электронов для трех различных значений скорости генерации G. В области $\varepsilon > \varepsilon_м$, где $\varepsilon_м$ — точка максимума функции $n(\varepsilon)$, локализованные состояния почти полностью заполнены: $n(\varepsilon) \simeq g(\varepsilon)$. Штриховыми стрелками указаны значения, которые рассчитаны по приближенной формуле [3]

$$\varepsilon'_м = \varepsilon_0 \ln (g_0 \varepsilon_0 / N), \tag{34}$$

найденной в предположении $n(\varepsilon) = g(\varepsilon)$ при $\varepsilon > \varepsilon'_м$ и $n(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon < \varepsilon'_м$. В [4] для нахождения функции $n(\varepsilon)$ время жизни носителей τ фиксировалось и использовалась формула

$$n^l(\varepsilon) = c^l g^l(\varepsilon) \exp[-V(\tau)\, \tilde{\rho}_l(\varepsilon)], \tag{35}$$

где коэффициент c^l не зависит от ε, $V(\tau) = 4\pi r_l^3(\tau)/3$, $r_l(\tau) = (a_l/2) \ln \omega_l \tau$. При этом время τ теоретически не рассчитывалось, а оценивалось из дополнительных экспериментальных данных. Функция (35) отличается от $n_1(\varepsilon)$ в (30) лишь мно-

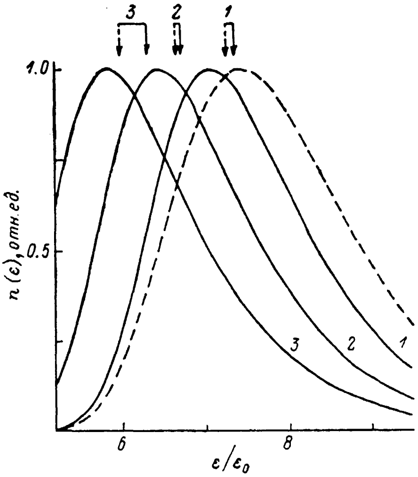

Рис. 1. Энергетическая функция распределения локализованных фотоэлектронов, рассчитанная для трех значений скорости генерации. G, см$^{-3}$·с$^{-1}$: 1 — $2.2 \cdot 10^{17}$, 2 — $2.4 \cdot 10^{19}$, 3 — $1.1 \cdot 10^{21}$, при которых $N = 5 \cdot 10^{16}$, 10^{17}, 2×10^{17} см$^{-3}$ соответственно.

Штрихами показано распределение, полученное при $G = 2.2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$·с$^{-1}$ в пренебрежении заселенностью состояний. Штриховыми и сплошными стрелками указаны приближенные значения $\varepsilon''_м$ и $\varepsilon'_м$ [см. (35), (37)].

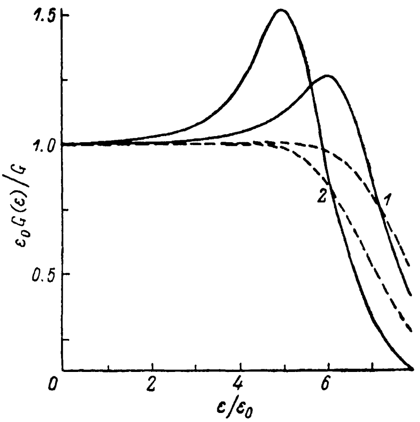

Рис. 2. Скорость генерации частиц $G(\varepsilon)$ в состояния с энергией связи ε, рассчитанная при разных G.

G, см$^{-3}$·с$^{-1}$: 1 — $2.2 \cdot 10^{17}$, 2 — $1.1 \cdot 10^{21}$. Сплошные линии — точный расчет, штриховые — расчет в пренебрежении заселенностью локализованных состояний.

жителем $f_1(\varepsilon)$. Оценки показывают, что в актуальной области значений ε степень заселенности $f_1(\varepsilon)$ меняется не очень сильно и приближение (35) применимо, если положить $\tau = T_l$. Сплошными стрелками на рис. 1 указано значение

$$\varepsilon''_м = \varepsilon_0 \ln [g_0 \varepsilon_0 V(r_N)], \tag{36}$$

при котором достигает максимума функция $g(\varepsilon) \exp[-V(r_N) \rho(\varepsilon)]$. По сравнению с (30) у этой функции отсутствует множитель $f_1(\varepsilon)$, и произведена замена $\tilde{\rho}(\varepsilon) \to \rho(\varepsilon)$. Заметим, что при построении теории изначально было заложено предположение N_0, $N_{-1} \ll N_1 \equiv N$, где $N_s = \int n_s(\varepsilon)\, d\varepsilon$. Численные оценки показывают, что действительно величина N превышает N_0, N_{-1} примерно на порядок.

На рис. 2 изображена энергетическая плотность скорости генерации $G(\varepsilon)$. Согласно (14), $G(0) = G\tilde{g}(0)/\tilde{\rho}(0) \simeq G/\varepsilon_0$, поэтому удобно изображать эту функцию в безразмерных единицах $\varepsilon_0 G(\varepsilon)/G$. В области малых значений ε, при которых $w_0(\varepsilon) \simeq 1$, имеем, согласно (14), (23),

$$G(\varepsilon) \simeq G\tilde{g}(\varepsilon)/\tilde{\rho}(\varepsilon). \tag{37}$$

Функция $G(\varepsilon)$, рассчитанная в пренебрежении заселенностью локализованных состояний, монотонно убывает (рис. 2, штриховые кривые). Учет заселенности приводит к тому, что вначале функция $G(\varepsilon)$ возрастает [так как $\tilde{g}(\varepsilon)/\tilde{\rho}(\varepsilon) > g(\varepsilon)/\rho(\varepsilon) = \varepsilon_0^{-1}$], достигает максимума в области, примыкающей к $\varepsilon_м$ слева, и затем резко убывает. Для трех значений скорости генерации, при которых рассчитывались кривые на рис. 1, среднее число туннельных прыжков Q составляет 7.4, 7.1 и 6.8 соответственно.

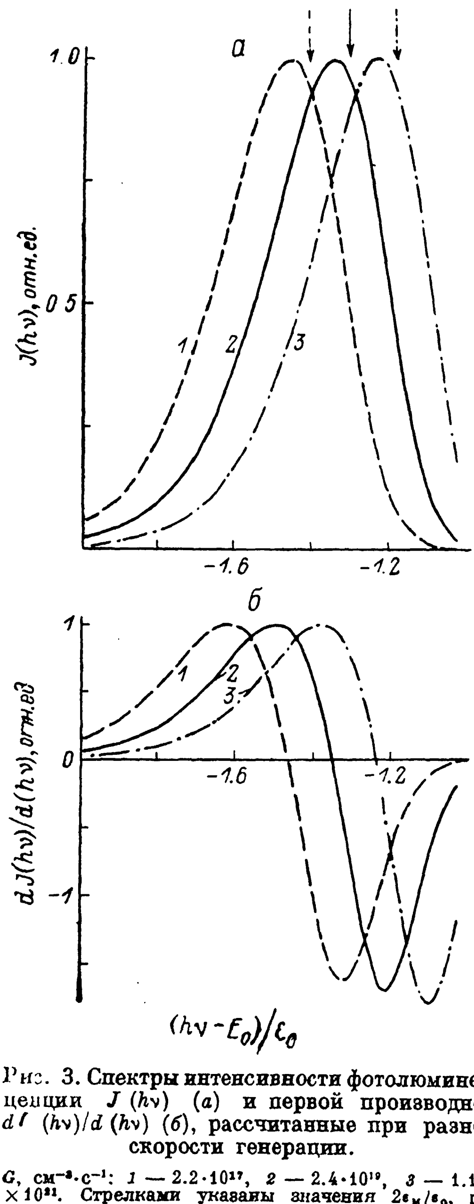

Рис. 3. Спектры интенсивности фотолюминесценции $J(h\nu)$ (*а*) и первой производной $dJ(h\nu)/d(h\nu)$ (*б*), рассчитанные при разной скорости генерации.

G, см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$: *1* — $2.2\cdot10^{17}$, *2* — $2.4\cdot10^{19}$, *3* — $1.1\times\times10^{21}$. Стрелками указаны значения $2\varepsilon_м/\varepsilon_0$, где $\varepsilon_м$ — положение максимума функции $n(\varepsilon)$.

Спектральные зависимости интенсивности люминесценции $J(h\nu)$ и первой производной $dJ(h\nu)/d(h\nu)$ изображены на рис. 3. Полоса люминесценции асимметрична, на коротковолновом участке интенсивность спадает круче. Расчет показывает, что функция $G(\varepsilon)w_{-1}(\varepsilon)$ в (28) хорошо аппроксимируется функцией $cn_1(\varepsilon)$. Поэтому положение максимума интенсивности, для которого $dJ(h\nu)/d(h\nu) = 0$, близко к значению $E_0 - 2\varepsilon_м$, указанному на рис. 3 вертикальной стрелкой.

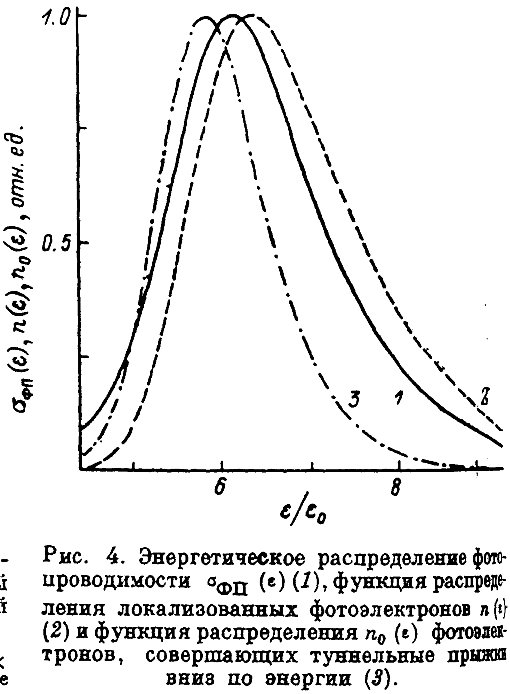

Рис. 4. Энергетическое распределение фотопроводимости $\sigma_{ФП}(\varepsilon)$ (*1*), функция распределения локализованных фотоэлектронов $n(\varepsilon)$ (*2*) и функция распределения $n_0(\varepsilon)$ фотоэлектронов, совершающих туннельные прыжки вниз по энергии (*3*).

Расчет проведен для скорости генерации $G=2.4\times\times10^{19}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$.

При сравнении теоретических спектров, рассчитанных по формуле (28), с экспериментальными необходимо убедиться в том, что в условиях эксперимента реализуется режим междупарной рекомбинации. С ростом скорости генерации максимум медленно сдвигается в коротковолновую область в соответствии с двойной логарифмической зависимостью величины сдвига от G [3].

Расчет показывает, что для выбранных значений параметров зависимость фототока (32) от G может быть аппроксимирована степенным законом $j \propto G^{\gamma}$, где $\gamma \simeq 0.95$. При значениях $G = 2.2\cdot10^{17}$, $2.4\cdot10^{19}$ и $1.1\cdot10^{21}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ величина $j/(eEG)$ составляет $10.7\cdot10^{-11}$, $8.45\cdot10^{-11}$ и $7.05\cdot10^{-11}$ см^2/В соответственно. На рис. 4 изображено энергетическое распределение фотопроводимости $\sigma_{ФП}(\varepsilon)$, определенное согласно (32).

В [5] величина $j/(eEG)$ измерялась экспериментально при $G=3\cdot10^{20}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ и для нелегированного образца a-Si : H были получены значения порядка $5\times\times10^{-11}$ см^2/В. Для показателя степени γ эксперимент дает значение 0.97 ± 0.03. Видно, что результаты нашего расчета неплохо согласуются с экспериментальными данными.

В заключение заметим, что развитый здесь теоретический подход может быть использован для расчета низкотемпературной высокочастотной фотопроводимости, изменения фотопроводимости под действием инфракрасной подсветки, а также временнóй кинетики фотолюминесценции и фотопроводимости после выключения стационарного освещения.

Список литературы

[1] Барановский С. Д., Ивченко Е. Л., Шкловский Б. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 6. С. 2234—2244.
[2] Барановский С. Д., Фрицше Х., Левин Е. И., Рузин И. М., Шкловский Б. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 10. С. 1362—1381. Shklovskii B. I., Fritzsche H., Baranovskii S. D. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 25. P. 2989—2992.
[3] Барановский С. Д., Шкловский Б. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 146—151.
[4] Dunstan D. J., Boulitrop F. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 10. P. 5945—5957.
[5] Hoheisel M., Carius R., Fuhs W. // J. Non-Cryst. Sol. 1984. V. 63. N 3. P. 313—319.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 15.08.1989
Принята к печати 6.09.1989