

Прыжковая энергетическая релаксация с учетом всевозможных межцентровых переходов

© А.А. Киселев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 сентября 1997 г. Принята к печати 26 ноября 1997 г.)

Прыжковая релаксация локализованных экситонов рассмотрена в модели, позволяющей преодолеть недостатки приближения прыжков на ближайший центр, что снимает ограничение на предельную концентрацию локализованных состояний. Общие результаты проиллюстрированы на примере расчета формы линии низкотемпературной экситонной люминесценции хвоста локализованных состояний.

1. Введение

В самых разных задачах физики неупорядоченных систем возникает необходимость микроскопического описания кинетики локализованных частиц. Например, флуктуации состава слоев и (или) несовершенства интерфейсов являются причиной структурного беспорядка в полупроводниковых гетеросистемах, в значительной степени определяющего свойства таких приборов, как лазеры, фотодетекторы, быстродействующие транзисторы и т.д. [1]. Поскольку излучательная рекомбинация локализованных экситонов определяет низкотемпературную люминесценцию нелегированных структур с квантовыми ямами, наличие беспорядка в системе прямо отражается на неоднородной ширине линии экситонной люминесценции и ее стоксовом сдвиге относительно пика экситонного поглощения [2,3]. Это делает спектроскопические измерения одним из наиболее удобных методов диагностики качества наноструктур.

В ряде работ [4–8] при описании спектров люминесценции авторы сводят данную задачу к расчету некоторой "эффективной" плотности состояний локализованных экситонов. При этом явно предполагается, что экситон в процессе энергетической релаксации быстро (по сравнению с временами излучательной и безызлучательной рекомбинации) достигает состояния, дальнейший уход из которого невозможен. Именно такие состояния и дают вклад в эффективную плотность состояний. Различие спектров поглощения и люминесценции связывается, таким образом, с различием обычной и эффективной плотности экситонных состояний.

В спектроскопических измерениях с временным разрешением в пикосекундном диапазоне оказывается возможным проследить динамику экситонной энергетической релаксации по локализованным состояниям [9–11]. Адекватный этим экспериментам последовательный теоретический подход требует аккуратного описания кинетики экситонов (или носителей) на микроскопическом уровне, т.е. учета конкуренции процессов экситонной рекомбинации и переходов между состояниями [12–15]. Разработанные схемы расчета применимы только в случае малой концентрации центров локализации и учитывают возможность прыжков лишь на ближайший центр. В

этом приближении совокупность возможных цепочек последовательных прыжков экситона по распределенным в пространстве центрам локализации в процессе энергетической релаксации при низкой температуре может быть представлена в виде дерева, постепенно ветвящегося по мере уменьшения энергии локализации экситонных состояний. Действительно, для каждого центра локализации в приближении прыжков на ближайший центр определена ровно одна цепочка последовательных релаксационных прыжков. Однако при высокой концентрации локализованных состояний оказывается необходимым учитывать переходы на все центры ближайшего окружения частицы (см., например, работу [16], посвященную донорно-акцепторной рекомбинации в полупроводниках).

В данной работе разработана последовательная микроскопическая теория экситонной релаксации в системах с беспорядком, одинаково применимая как при низкой, так и при высокой концентрации центров локализации. Результат получен в модели, приближенно учитывающей возможность переходов локализованной частицы на все центры ее локального окружения, а не только на ближайший доступный центр. Общее уравнение баланса выведено для случая конечной температуры и не связано с конкретными механизмами межцентровых переходов или функцией распределения локализованных состояний по энергиям. Методика расчета проиллюстрирована на примере низкотемпературной релаксации экситонов по экспоненциальному (урбаховскому) хвосту локализованных состояний. Рассчитанная функция распределения экситонов по энергиям в условиях стационарного возбуждения сопоставлена с аналогичными результатами, полученными в приближении прыжков на ближайший центр.

2. Функция распределения локализованных частиц и кинетическое уравнение

Пусть распределение центров по энергиям задается функцией $q(\varepsilon)$, где ε — энергия локализации состояния на центре. Мы предполагаем пространственное распре-

деление центров локализации случайным и некоррелированным. Каждый центр с определенной энергией ε характеризуется локальной конфигурацией соседей — набором $\infty\{\varepsilon_i, r_i\}$ энергий состояний соседних центров и расстояний до них (пространство предполагается изотропным). Введем в нашу теорию фиктивный "радиус чувствительности" R , такой, что если $r_j > R$, то прыжки локализованной частицы между такими центрами заведомо могут быть исключены из рассмотрения. Пусть темп переходов частицы с центра с энергией ε на центра с энергией ε' определяется функцией $\omega(\varepsilon, \varepsilon', r')$, зависящей лишь от энергий этих центров и расстояния между ними r' . Если эта функция достаточно быстро убывает с расстоянием, то введение радиуса чувствительности R оправданно. Для туннельного механизма переходов между центрами ω оказывается экспоненциальной функцией расстояния r' , при диполь-дипольном взаимодействии экситонных состояний $\omega \sim r'^{-6}$ (см. [13]). Итак, удаленные центры ($r_j > R$) мы исключаем из полного набора $\infty\{\varepsilon_i, r_i\}$, что позволяет оперировать с конечными последовательностями $\{\varepsilon_i, r_i\}$. Среднее заполнение состояния с энергией ε , имеющего n соседей ${}^n\{\varepsilon_i, r_i\}$ (в радиусе чувствительности R), обозначим через $f_\varepsilon^n\{\varepsilon_i, r_i\}$.

Плотность вероятности найти состояние с набором соседей ${}^n\{\varepsilon_i, r_i\}$ среди состояний с энергией ε определяется, в соответствии с формулой Пуассона, выражением

$$P_\varepsilon^n\{\varepsilon_i, r_i\} = \frac{e^{-\rho V(R)}}{n!} \prod_{i=1}^n g(\varepsilon_i) S(r_i), \quad (1)$$

если распределение центров, как мы и условились, случайно. Здесь $\rho = \int g(\varepsilon) d\varepsilon$ — полная концентрация центров локализации, $V(r)$ и $S(r)$ — объем и площадь поверхности шара радиуса r в пространстве размерности системы, появление в выражении $n!$ является следствием неупорядоченности набора соседних центров ${}^n\{\varepsilon_i, r_i\}$. Отметим, что плотность вероятности найти в ε состоянии с $m + 1$ соседом, где первый сосед (ε', r') (заведомо) есть просто $P_\varepsilon^m\{\varepsilon_i, r_i\}$.

При непрерывной генерации частиц $\Gamma^{(0)}(\varepsilon)$ после окончания всех переходных процессов устанавливается стационарный режим с функцией заполнения состояний, зависящей от локальной конфигурации центров. Заселенность $f_\varepsilon^n\{\varepsilon_i, r_i\}$ в условиях стационарного возбуждения задается балансом прихода частиц в эти состояния и ухода из них.

Приход определяется генерацией частиц $\Gamma^{(0)}(\varepsilon)$ на центре и их прыжками с соседних центров (прыжковые каналы прихода). Приход локализованных частиц по одному прыжковому каналу может быть представлен в виде $\omega(\varepsilon', \varepsilon, r) f_{\varepsilon'}^{m+1}\{\varepsilon, r; \varepsilon_i, r_i\}$, всего таких каналов n . Среди соседей центра с энергией ε' заведомо есть исходный центр с энергией ε , это пара выделена явно в обозначении заселенности $f_{\varepsilon'}^{m+1}\{\varepsilon, r; \varepsilon_i, r_i\}$. Здесь и далее предполагается, что средние заселенности состояний малы, т. е. состояние, на которое происходит прыжок, можно считать пустым.

Строго говоря, заселенности двух соседних центров связаны между собой не только прямыми и обратными прыжками локализованной частицы между этими центрами, но и благодаря цепочкам прыжков по расположенным вблизи центрам. Отказ от учета связи между заселенностями двух соседних центров через двойные, тройные и т.д. прыжки эквивалентен отказу от учета корреляции конфигураций локального окружения $\{\varepsilon_i, r_i\}$ этих центров. Такое упрощение модели позволяет вывести замкнутое кинетическое уравнение для средней заселенности $F(\varepsilon, \varepsilon', r')$ состояния с энергией ε , заведомо имеющего соседа с энергией ε' удаленного на расстояние r' . Действительно, отказ от учета корреляции дает возможность в выражении для прихода по одному прыжковому каналу провести независимое усреднение по конфигурации локального окружения соседнего центра. Выполнение процедуры усреднения формально сводится к замене $f_{\varepsilon'}^{m+1}\{\varepsilon, r; \varepsilon_i, r_i\}$ на $F(\varepsilon', \varepsilon, r)$. В соответствии с обычными правилами усреднения

$$F(\varepsilon, \varepsilon', r') = \sum_{m=0}^{\infty} \int f_\varepsilon^{m+1}\{\varepsilon', r'; \varepsilon_i, r_i\} P^m\{\varepsilon_i, r_i\} \times \prod_{i=1}^m d\varepsilon_i dr_i, \quad (2)$$

где интегрирование проведено по всем энергиям и расстояниям до соседних центров $r_i < R$.

Полный уход определяется обратными прыжками ${}^n\{\omega(\varepsilon, \varepsilon_i, r_i) f_\varepsilon^m\{\varepsilon_i, r_i\}\}$ и уходом частиц из системы $\omega_0(\varepsilon)$ (например, излучательная и/или безызлучательная рекомбинация для экситонов). Там, где это не может вызвать неоднозначности, мы будем далее в формулах опускать набор $\{\varepsilon_i, r_i\}$.

Полный темп ухода из состояния с энергией ε и набором соседей ${}^n\{\varepsilon_i, r_i\}$ запишем формально как функцию $\Omega[\alpha]$ темпа ухода частиц из системы $\alpha \equiv \omega_0(\varepsilon)$:

$$\Omega[\alpha] = \alpha + \sum_{i=1}^n \omega(\varepsilon, \varepsilon_i, r_i). \quad (3)$$

Уравнение баланса прихода и ухода с учетом введенных обозначений сводится к

$$\Omega[\omega_0(\varepsilon)] f_\varepsilon^n = \Gamma^{(0)}(\varepsilon) + \sum_{i=1}^n \omega(\varepsilon_i, \varepsilon, r_i) F(\varepsilon_i, \varepsilon, r_i). \quad (4)$$

Разделим правую и левую части соотношения (4) на $\Omega[\omega_0(\varepsilon)]$, выражение для заселенности состояния f_ε^n подставим в определение (2). В результате получим замкнутое уравнение кинетики для средней заселенности

состояния с фиксированным соседним центром

$$\begin{aligned}
 F(\varepsilon, \varepsilon'', r'') &= T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon) + \omega(\varepsilon, \varepsilon'', r'')] \\
 &\times \{ \Gamma^{(0)}(\varepsilon) + \omega(\varepsilon'', \varepsilon, r'') F(\varepsilon'', \varepsilon, r'') \} \\
 &+ \int d\varepsilon' dr' g(\varepsilon') S(r') \omega(\varepsilon', \varepsilon, r') \\
 &\times F(\varepsilon', \varepsilon, r') T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon) + \omega(\varepsilon, \varepsilon'', r'')] \\
 &+ \omega(\varepsilon, \varepsilon', r')], \quad (5)
 \end{aligned}$$

где среднее время жизни состояния с энергией ε введено как функция $T_\varepsilon[\alpha]$ параметра α аналогично определению (3)

$$T_\varepsilon[\alpha] = \sum_{m=0}^{\infty} \int \frac{P^m}{\Omega[\alpha]} \prod_{i=1}^m d\varepsilon_i dr_i. \quad (6)$$

Заметим, что среднее время жизни состояния с энергией ε есть $T_\varepsilon[\omega_0(\varepsilon)]$, для такого же состояния, но заведомо имеющего соседа (ε', r') , среднее время жизни будет другим, а именно $T_\varepsilon[\omega_0(\varepsilon) + \omega(\varepsilon, \varepsilon', r')]$.

Домножив правую и левую части равенства (6) на α , вынесем одно из интегрирований по паре немых переменных (ε', r') за пределы суммы и переобозначим оставшееся через $T_\varepsilon[\alpha + \omega(\varepsilon, \varepsilon', r')]$. В результате получим интегральное уравнение для $T_\varepsilon[\alpha]$:

$$\begin{aligned}
 \alpha T_\varepsilon[\alpha] &= 1 - \int d\varepsilon' dr' g(\varepsilon') S(r') \omega(\varepsilon, \varepsilon', r') \\
 &\times T_\varepsilon[\alpha + \omega(\varepsilon, \varepsilon', r')]. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Отметим, что в интегральных уравнениях (2), (7) может быть выполнен предельный переход $R \rightarrow \infty$, вследствие чего зависимость от фиктивного радиуса чувствительности исчезает.

Интегральное уравнение (7) значительно проще для анализа, чем бесконечная сумма многомерных интегралов в определении (6). Его решение $T_\varepsilon[\alpha]$ оказывается возможным выписать в квадратурах с помощью обратного преобразования Лапласа. Получим, что

$$\begin{aligned}
 T_\varepsilon[\alpha] &= \int_0^\infty dt \exp \left\{ -\alpha t \right. \\
 &\left. - \int d\varepsilon' dr' g(\varepsilon') S(r') (1 - e^{-\omega(\varepsilon, \varepsilon', r')t}) \right\}.
 \end{aligned}$$

Обычно экспериментальные методики не чувствительны к локальной конфигурации центров и позволяют фиксировать лишь распределение частиц в системе по энергиям

$$N(\varepsilon) = g(\varepsilon) \sum_{n=0}^{\infty} \int f_\varepsilon^n P^n \prod_{i=1}^n d\varepsilon_i dr_i.$$

Например, если мы пренебрежем безызлучательным каналом рекомбинации экситонов в гетероструктурах, то

наблюдаемая форма линии стационарной экситонной люминесценции $L(\varepsilon) \propto \omega_0(\varepsilon) N(\varepsilon)$.

Заметим, что

$$\begin{aligned}
 \omega_0(\varepsilon) N(\varepsilon) &= g(\varepsilon) \left(\Gamma^{(0)}(\varepsilon) + \int d\varepsilon' dr' g(\varepsilon') S(r') \right. \\
 &\times \left. \left\{ \omega(\varepsilon', \varepsilon, r') F(\varepsilon', \varepsilon, r') \right. \right. \\
 &\left. \left. - \omega(\varepsilon, \varepsilon', r') F(\varepsilon, \varepsilon', r') \right\} \right) \quad (8)
 \end{aligned}$$

и закон сохранения полного числа частиц в системе очевиден,

$$\int d\varepsilon \omega_0(\varepsilon) N(\varepsilon) = \int d\varepsilon g(\varepsilon) \Gamma^{(0)}(\varepsilon).$$

Итак, результатом аналитических выкладок явилось интегральное уравнение (5), решение которого в ряде частных случаев может быть записано в явном виде, иначе его следует решать численно. При анализе процессов прыжковой релаксации в данной формулировке модели не требуются методы численного моделирования типа метода Монте-Карло.

3. Релаксация при низкой температуре

При низкой температуре в системе возможны лишь прыжки частиц на центры с большей энергией локализации. Таким образом, $\omega(\varepsilon, \varepsilon', r') \equiv 0$ при $\varepsilon > \varepsilon'$, что приводит к существенному упрощению кинетического уравнения (5). Оно сводится к паре уравнений

$$\begin{aligned}
 F(\varepsilon, \varepsilon'', r'') &= T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon) + \omega(\varepsilon, \varepsilon'', r'')] \\
 &\times \left[\Gamma^{(0)}(\varepsilon) + \int^\varepsilon d\varepsilon' g(\varepsilon') \right. \\
 &\left. \times \int dr' S(r') \omega(\varepsilon', \varepsilon, r') F(\varepsilon', \varepsilon, r') \right] \quad (9)
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 F(\varepsilon, \varepsilon'', r'') &= T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon)] \left[\Gamma^{(0)}(\varepsilon) \right. \\
 &+ \omega(\varepsilon'', \varepsilon, r'') F(\varepsilon'', \varepsilon, r'') + \int^\varepsilon d\varepsilon' g(\varepsilon') \\
 &\left. \times \int dr' S(r') \omega(\varepsilon', \varepsilon, r') F(\varepsilon', \varepsilon, r') \right] \quad (10)
 \end{aligned}$$

для состояний с $\varepsilon < \varepsilon''$ и $\varepsilon > \varepsilon''$ соответственно. Нижний предел интегрирования по энергии определяется границей подвижности экситонов. Обозначая средний приход частиц на уровень ε через

$$\Gamma(\varepsilon) = \frac{F(\varepsilon, \varepsilon'', r'')}{T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon) + \omega(\varepsilon, \varepsilon'', r'')]} ,$$

получим из (9), что

$$\Gamma(\varepsilon) = \Gamma^{(0)}(\varepsilon) + \int^\varepsilon d\varepsilon' g(\varepsilon') \int dr' S(r') \omega(\varepsilon', \varepsilon, r') \times T_{\varepsilon'} [\omega_0(\varepsilon') + \omega(\varepsilon', \varepsilon, r')] \Gamma(\varepsilon') \quad (11)$$

с распределением частиц по энергиям

$$N(\varepsilon) = g(\varepsilon) \Gamma(\varepsilon) T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon)]. \quad (12)$$

Это последнее соотношение допускает очень простую интерпретацию, поскольку $T_\varepsilon [\omega_0(\varepsilon)]$ есть среднее время жизни состояния с энергией ε .

В приближении $\omega(\varepsilon, \varepsilon', r') = \theta(\varepsilon' - \varepsilon) \omega(r')$, где через $\theta(x)$ обозначена функция Хэвисайда, аналитическое решение уравнения (9) может быть выписано в квадратурах. Итак.

$$\Gamma(\varepsilon) = \Gamma^{(0)} \exp \left(\int^\varepsilon d\varepsilon' \frac{g(\varepsilon')}{\rho(\varepsilon')} \left\{ 1 - \omega_0 T_{\varepsilon'} [\omega_0] \right\} \right), \quad (13)$$

при этом

$$T_{\varepsilon[\alpha]} = \int_0^\infty dt \exp \left(-\alpha t - \rho(\varepsilon) \times \int dr' S(r') \left\{ 1 - e^{-\omega(r')t} \right\} \right). \quad (14)$$

Для компактности выражений мы использовали простейшие зависимости темпа генерации $\Gamma^{(0)}$ и темпа ухода ω_0 от энергии состояния: $\Gamma^{(0)}(\varepsilon) = \text{const}$, $\omega_0(\varepsilon) = \text{const}$, концентрация состояний с энергией $\varepsilon' > \varepsilon$

$$\rho(\varepsilon) = \int_\varepsilon^\infty d\varepsilon' g(\varepsilon').$$

Исследуем в рамках данной модели стационарное распределение экситонов в хвосте локализованных состояний с плотностью $g(\varepsilon) = g_0 e^{-\varepsilon/\varepsilon_0}$ в двумерной (2D) системе ($S = 2\pi r$). Пусть для определенности переходы $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ обусловлены туннельным механизмом $\omega(r) = \omega(0) e^{-r/a}$. На рис. 1 сплошной линией представлена зависимость среднего времени жизни T_ε локализованного состояния от энергии локализации ε (формула (14), $\alpha = \omega_0$). При расчетах использованы следующие значения безразмерных параметров: $g_0 \varepsilon_0 a^2 = 1$ и $\omega_0/\omega(0) = 0.1$. Сразу отметим, что выбор туннельного механизма прыжков накладывает жесткое ограничение на полную концентрацию центров локализации, поскольку этот же механизм определяет возможность формирования самих локализованных состояний в случайном потенциале системы. Так, при увеличении полной концентрации центров $g_0 \varepsilon_0 a^2 \gtrsim 1$ имеет место делокализация состояний. При иных механизмах межцентровых переходов столь жесткого ограничения на концентрацию локализованных состояний нет. Имея это в виду, обратим внимание на возможность анализа в рамках данной модели систем с $\rho a^2 > 1$.

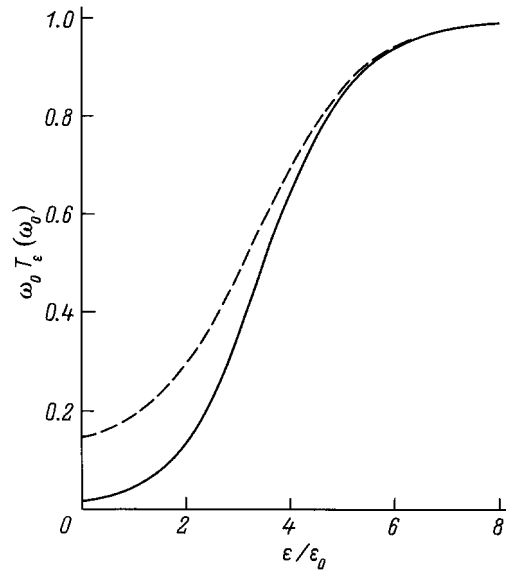


Рис. 1. Зависимость среднего времени жизни локализованной частицы от энергии ε , рассчитанная в рамках предложенной модели (сплошная линия) и в приближении прыжков на ближайший центр (штриховая линия). $g_0 \varepsilon_0 a^2 = 1$, $\omega_0/\omega(0) = 0.1$.

При малых энергиях ε , когда концентрация доступных для прыжков $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ центров локализации $\rho(\varepsilon)$ велика, среднее время жизни состояния определяется прыжками (формально $T_\varepsilon \rightarrow 0$ при $\rho(\varepsilon) a^2 \rightarrow \infty$), при больших энергиях локализации концентрация $\rho(\varepsilon)$ мала, межцентровые переходы практически невозможны и T_ε определяется темпом ухода из системы ω_0 . Для сравнения на этом же графике представлено среднее время жизни D_ε в приближении прыжков на ближайший центр [14]:

$$D_\varepsilon[\omega_0] = \int dr' \frac{P_\varepsilon(r')}{\omega_0 + \omega(r')},$$

где

$$P_\varepsilon(r') = \rho(\varepsilon) S(r') e^{-\rho(\varepsilon) V(r')}.$$

Заметим, что $D_\varepsilon[\omega_0] \rightarrow [\omega_0 + \omega(0)]^{-1}$ при $\rho(\varepsilon) a^2 \rightarrow \infty$, когда приближение прыжков на ближайший центр не должно работать. Очевидно, что для выбранного набора параметров область малых энергий локализации находится на границе применимости приближения прыжков на ближайший центр. Здесь значения T_ε и D_ε существенно отличаются.

Форма линии люминесценции $L(\varepsilon) = \omega_0 N(\varepsilon)$ хвоста локализованных состояний показана на рис. 2. Расчет выполнен в рамках разработанной методики (сплошная линия) и в приближении прыжков на ближайший центр (штриховая линия). Результаты непосредственного компьютерного моделирования процессов прыжковой релаксации в 2D системе центров локализации с указанными выше зависимостями $\omega(r)$ и $g(\varepsilon)$ представлены ступенчатой линией. Штриховая линия значительно расходится со

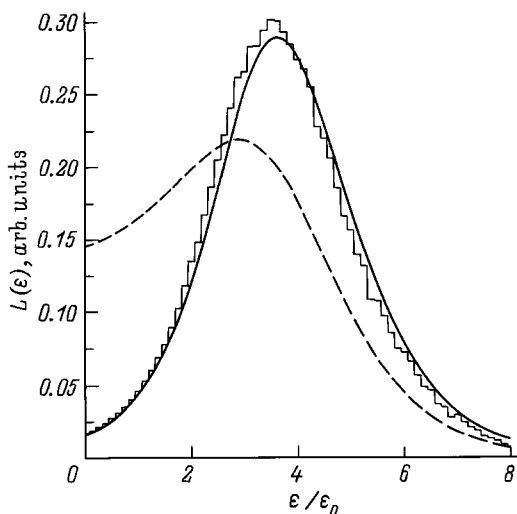


Рис. 2. Спектры низкотемпературной стационарной люминесценции хвоста локализованных состояний. Сплошная линия — расчет с учетом всевозможных межцентровых переходов, штриховая линия получена в приближении прыжков на ближайший центр. Ступенчатая кривая — результат компьютерного моделирования системы случайным образом расположенных в пространстве центров локализации. $g_0\varepsilon_0 a^2 = 1$, $\omega_0/\omega(0) = 0.1$.

сплошной и ступенчатой линиями в области малых энергий локализации, что отражает быстрый рост функции плотности состояний $g(\varepsilon)$ и выход, как уже упоминалось, параметров за пределы применимости приближенного подхода. Напротив, развитая в работе аналитическая модель дает правильный результат как при высоких, так и при низких концентрациях центров локализации.

4. Заключение

При выводе уравнений баланса предполагалось, что после очередного прыжка частица полностью забывает о локальной конфигурации соседних центров, за исключением центра, с которого произошел прыжок (см. (4)). Такое упрощение при анализе процессов релаксации локализованной частицы позволяет провести все рассмотрение в терминах средней заселенности состояния, для которого имеется фиксированный соседний центр. В данной работе мы оставляем в стороне вопрос о поправках к заселенности $N(\varepsilon)$, связанных с немарковостью последовательных прыжков локализационной частицы с одного центра на другой. Подробно данная проблема исследовалась в работе [15]. В приближении прыжков на ближайший центр было показано, что корреляционные эффекты возрастают при понижении размерности системы, но в целом невелики. В качестве оценки эффектов корреляции локальных центров можно принять величину сдвига максимума ступенчатой кривой (компьютерное моделирование) относительно максимума сплошной линии (модельный расчет).

При конечной температуре Θ оказываются возможными переходы $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ с $\varepsilon' < \varepsilon$ и пик линии люминесценции будет смещаться в область меньших ε . Пусть, например, зависимость темпа прыжков от энергии начального и конечного состояний может быть аппроксимирована функцией $\theta_{\Theta}(\varepsilon' - \varepsilon) = \{1 + e^{(\varepsilon - \varepsilon')/\Theta}\}^{-1}$, превращающейся в обычную хэвисайдовскую ступеньку при $\Theta = 0$. Тогда при $\Theta > \varepsilon_0$ полный темп ухода в состояния $\varepsilon' < \varepsilon$ расходится, что свидетельствует об эффективной делокализации частицы при высокой (по сравнению с ε_0) температуре. В этом режиме частица захватывается на центр, возбуждается в континуум делокализованных состояний, снова захватывается на центр и т. д. (один из двух механизмов термализации носителей в работе [12]). Предложенный здесь подход, снимая ограничение на предельную плотность экситонных состояний, допускает анализ различных режимов в рамках единой модели.

Автор выражает искреннюю признательность Л.А. Бакалейникову и Л.Е. Голубу за полезные обсуждения.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17849а). Фондом Фольксвагена (Volkswagen Foundation) и грантом "The Japan-Former Soviet Union Scientists Collaboration Program of Japan Society for the Promotion of Science (JSPS)".

Список литературы

- [1] J. Christen. In: *Advances in Solid State Physics*, ed. by P. Grosse (Pergamon, Braunschweig, 1990) v. 30, p. 239.
- [2] C. Weisbuch, R.C. Miller, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Sol. St. Commun.*, **37**, 219 (1981).
- [3] П.С. Копьев, В.Я. Мельцер, И.Н. Уральцев, Ал.Л. Эфрос, Д.Р. Яковлев. *Письма ЖЭТФ*, **42**, 327 (1985).
- [4] G. Bastard, C. Delalande, M.H. Meynadier, P.M. Frijlink, M. Voos. *Phys. Rev. B*, **29**, 7042 (1984).
- [5] П.С. Копьев, И.Н. Уральцев, Ал.Л. Эфрос, Д.Р. Яковлев, А.В. Винокурова. *ФТП*, **22**, 424 (1988).
- [6] M. Wilkinson, Frang Yang, E.J. Austin, K.P. O'Donnell. *J. Phys.: Condens. Matter*, **4**, 8863 (1992).
- [7] S.D. Baranovskii, U. Doerr, P. Thomas, A. Naumov, W. Gebhardt. *Phys. Rev. B*, **48**, 17149 (1993).
- [8] S. Glutsch, F. Bechstedt. *Superlatt. Microstruct.*, **15**, 5 (1994).
- [9] Y. Masumoto, S. Shionoya, H. Okamoto. *Proc 17th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, ed. by J.D. Chadi and W.A. Harrison (Springer, N. Y., 1985) p. 349.
- [10] H. Kalt, J. Collet, S.D. Baranovskii, Rosari Saleh, P. Thomas, Le Si Dang. *J. Cibert. Phys. Rev. B*, **45**, 4253 (1992).
- [11] J.F. Donegan, R.P. Stanley, J.P. Doran, J. Hegarty. *J. Luminesc.*, **58**, 216 (1994).
- [12] Don Monroe. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 146 (1985).
- [13] T. Takagahara. *J. Luminesc.*, **44**, 347 (1989).
- [14] А.Г. Абдукадыров, С.Д. Барановский, С.Ю. Вербин, Е.Л. Ивченко, А.Ю. Наумов, А.Н. Резницкий. *ЖЭТФ*, **98**, 2056 (1990).
- [15] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, A.A. Kiselev. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **13**, 1199 (1996).
- [16] Е.Л. Ивченко, Л.В. Такунов. *ФТП*, **10**, 1334 (1976).

Редактор Л.В. Шаронова

Hopping energy relaxation with allowance for all possible intersite transitions

A.A. Kiselev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Hopping relaxation of localized excitons is considered in the model, that permits to overcome drawbacks of the nearest-neighbor approximation, avoiding in this way limitations for the maximal concentration of localized states. General results are applied to the calculation of the low-temperature luminescence spectra of the exciton-band tail.