

Роль процессов переноса неравновесных носителей заряда в излучательных свойствах массивов InAs/GaAs-квантовых точек

© А.С. Школьник[¶], А.В. Савельев*, Л.Я. Карачинский, Н.Ю. Гордеев, Р.П. Сейсян, Г.Г. Зегря, S. Pellegrini[†], G.S. Buller[†], В.П. Евтихийев

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

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

[†] School of Engineering and Physical Sciences, Heriot-Watt University, Riccarton, Edinburgh EH14 4AS, United Kingdom

(Получена 21 июня 2007 г. Принята к печати 25 июля 2007 г.)

Представлены результаты фотолюминесцентных исследований с временным разрешением гетероструктур, содержащих однослойные массивы InAs/GaAs-квантовых точек. Исследована двухкомпонентная временная зависимость интенсивности фотолюминесценции из основного состояния квантовых точек с характерными временами „медленной“ компоненты до сотен наносекунд и „быстрой“ в единицы наносекунд. Показано, что „медленная“ компонента обусловлена процессами переноса неравновесных носителей заряда между квантовыми точками. При низких температурах время „медленной“ составляющей определяется процессом туннелирования, а при высоких — процессом термического выброса неравновесных носителей заряда. Соотношение вкладов туннелирования и термического выброса определяется степенью изолированности квантовых точек. Построена теоретическая модель, описывающая влияние динамики переноса носителей на возникновение и затухание „медленной“ компоненты фотолюминесценции.

PACS: 73.21.La, 73.63.-b

1. Введение

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) уже на протяжении многих лет вызывают сильнейший интерес у исследователей вследствие ряда новых свойств, обусловленных δ -образной функцией плотности энергетических состояний [1–3]. Несмотря на большой прогресс в исследовании и изготовлении гетероструктур с КТ и приборов на их основе, некоторые их фундаментальные физические свойства до сих пор продолжают оставаться неисследованными [4]. Одним из важнейших параметров КТ является время жизни неравновесных носителей заряда. Ранее нами было проведено исследование времени жизни неравновесных носителей заряда в КТ в зависимости от размера, степени заселенности и температуры [5–7], притом было показано, что временная зависимость интенсивности люминесценции из основного состояния КТ носит двухкомпонентный характер, где характерное время „медленной“ компоненты составляет десятки и даже сотни наносекунд. Авторы работы [8] независимо при исследовании 1.3 мкм InAs/InGaAs/GaAs-КТ методом время-разрешенной *pump-probe* спектроскопии обнаружили заряженные состояния массива КТ с характерными временами релаксации более 100 нс. Позднее этот эффект был использован некоторыми группами для создания прототипов элементов памяти на КТ [9,10]. Цель данной работы — проведение комплексного анализа полученных экспериментальных данных, а также развитие теоретической модели процессов переноса носителей заряда

в массивах КТ, ответственных за наличие „медленной“ компоненты.

2. Эксперимент

Для проведения исследований методом молекулярно-пучковой эпитаксии была выращена серия из четырех образцов гетероструктур с КТ InAs с эквивалентной толщиной слоя InAs 2.9 монослоя. Все четыре исследуемых образца выращивались в едином процессе молекулярно-пучковой эпитаксии. Единственное отличие между образцами заключалось в том, что один из образцов был выращен на точно ориентированной подложке GaAs (001) (образец А), а остальные — на слабо разориентированных в направлении [010]. Угол разориентации составил 2, 4 и 6° (образцы В, С и D соответственно). Как правило, для изготовления массивов КТ, отличающихся по своему среднему размеру, необходимо изменение ростовых режимов [11], что в свою очередь может повлечь за собой изменение кристаллического качества образцов и критическим образом сказаться на фотолюминесцентных характеристиках массивов КТ. Нами ранее было показано, что применение разориентированных подложек позволяет выращивать массивы КТ с различным средним размером в едином процессе молекулярно-пучковой эпитаксии [12,13]. В этом случае все ключевые параметры, определяющие кристаллическое совершенство образцов, такие как, например, средний состав или количество дефектов, одинаковы для всех образцов. Единственное существенное различие, которое важно подчеркнуть, заключается в том, что смачивающий слой для разориентированных образцов оказывается разорванным

[¶] E-mail: alex@mbep.ioffe.ru

на границе ростовых террас [5]. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) снимались при возбуждении аргоновым лазером ($\lambda = 488$ нм). Измерения проводились в широком диапазоне температур (77–300 К) и уровней фотовозбуждения ($0.1\text{--}10$ кВт·см $^{-2}$).

Для проведения детальных исследований времени жизни неравновесных носителей заряда использовалась установка фотолюминесценции с временным разрешением, позволяющая проводить измерения в большом временном интервале (150 нс) [14]. В установке использовалась техника коррелированного во времени счета одиночных фотонов [15]. В качестве детектора фотонов использовался кремниевый лавинный диод. Измерения излучения из основного состояния КТ с помощью метода ФЛ с временным разрешением были выполнены в широком диапазоне плотности мощности излучения ($0.5\text{--}3500$ кВт·см $^{-2}$) в диапазоне температур 77–300 К. Оптическое возбуждение осуществлялось с помощью пикосекундного AlGaAs лазерного диода ($\lambda = 746$ нм) [16], работающего в режиме модуляции добротности, излучение которого фокусировалось в пятно диаметром 50 мкм. Частота повторения импульсов составляла 4 МГц. Для спектрального разделения сигнала люминесценции использовались узкополосные оптические фильтры (полоса пропускания $\Delta\lambda$ составляла несколько нанометров).

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Все ФЛ исследования с временным разрешением проводились на длине волны, соответствующей излучению из основного состояния КТ измеряемого образца [17,6].

Изучение временной зависимости интенсивности ФЛ в широком временном интервале (~ 150 нс) в температурном диапазоне 77–300 К показало, что во всех исследуемых образцах зависимости имеют ярко выраженный двухкомпонентный характер [6,7]. На рис. 1 представлены типичные зависимости интенсивности ФЛ от времени для образцов А, В, С и D при температуре измерения 300 К. Помимо „быстрой“ составляющей с временами, характерными для излучательных рекомбинационных процессов в прямозонных полупроводниках $\tau_R \approx 2\text{--}10$ нс, присутствует „медленная“ составляющая с характерным временем $\tau_S \approx 10\text{--}100$ нс.

На рис. 2 представлены температурные зависимости времени „медленной“ составляющей для образцов А, В, С и D в диапазоне температур 77–300 К при плотности мощности накачивающего излучения 300 Вт/см 2 . При уменьшении температуры от 300 до 120 К характерное время „медленной“ составляющей увеличивается с 35 до 170 нс для образца В и с 27 до 300 нс для образцов С и D. При температуре ниже 120 К наблюдается насыщение значения времени „медленной“ составляющей для разориентированных образцов В, С и D. В то же время для образца А такой зависимости не наблюдается — значение времени „медленной“ составляющей остается

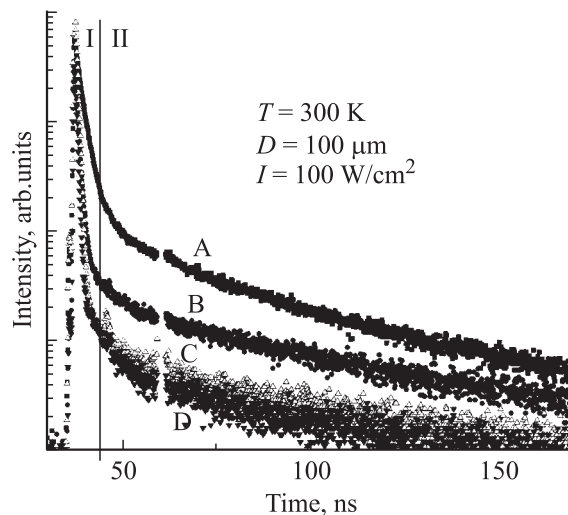


Рис. 1. Зависимости интенсивности фотолюминесценции от времени для образцов А, В, С и D (0, 2, 4 и 6° разориентации соответственно) при температуре 77 К.

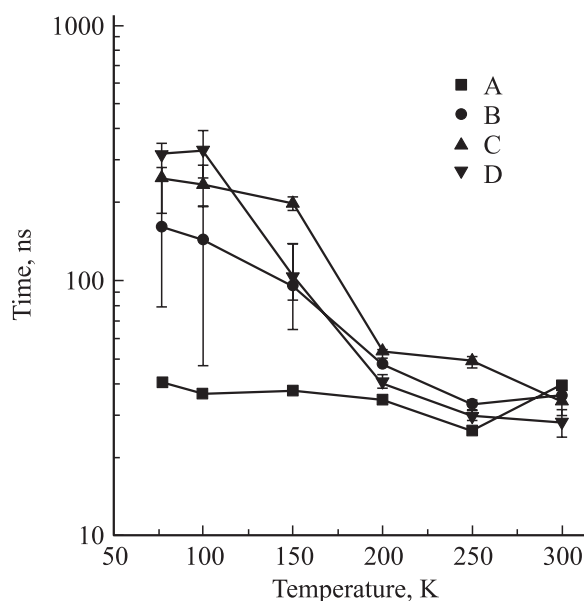


Рис. 2. Зависимость характерного времени долговременной составляющей от температуры для образцов А, В, С и D (0, 2, 4 и 6° разориентации соответственно).

постоянным на уровне 35 нс во всем диапазоне температур. Сравнение площадей под кривой на участках I и II (рис. 1) показывает, что суммарная доля носителей, участвующих в этих процессах, может составлять десятки процентов от общего количества инжектированных носителей.

Наблюдаемые значения τ_S в несколько раз выше времен, характерных для основных рекомбинационных процессов в прямозонных полупроводниках, таких как излучательная [18,19] и безызлучательная рекомбинационная [20].

Одной из причин наблюдаемого увеличения времени жизни носителей в массивах КТ при низких концентрациях инжектированных носителей может быть захват носителей заряда на глубокие примесные уровни. Поскольку все образцы выращивались в едином процессе молекулярно-пучковой эпитаксии, концентрация центров захвата и их энергетическое положение должны были бы быть одинаковыми. Из этого следует, что и температурная зависимость времени „медленной“ составляющей для всех образцов должна быть одинакова. Тем не менее температурные зависимости времен „медленной“ составляющей для разориентированных и точно ориентированных образцов имеют принципиально различный характер, что противоречит предположению о влиянии захвата неравновесных носителей заряда на глубокие уровни. Эти различия также позволило нам утверждать, что формирование заряженного экситона [21] не является причиной появления „медленной“ компоненты.

Формирование оптически запрещенного экситонного состояния в КТ также может увеличивать время жизни электронно-дырочной пары при низких температурах (10 К) вплоть до миллисекунд [22–24]. При увеличении температуры происходит заполнение более высоких, оптически активных состояний, что уменьшает время жизни неравновесных носителей заряда до единиц наносекунд и делает его зависимым от размера КТ. Таким образом, при температурах выше 100 К „темный экситон“ также не может оказывать влияния на время жизни неравновесных носителей заряда.

Проведенные исследования зависимости интенсивности люминесценции от времени с различным диаметром пятна, в который фокусировалось излучение пикосекундного AlGaAs лазерного диода, позволили исключить из рассмотрения возможное влияние диффузии носителей заряда в слабо прокачанные области на время жизни неравновесных носителей заряда. Например, в зависимостях интенсивности люминесценции от времени для образца А при одинаковой плотности мощности падающего излучения (2 кВт/см^2) и температуре 77 К, но при двух различных диаметрах пятна 50 и 5 мкм не было обнаружено заметной разницы.

Проведенный анализ позволяет предположить, что процессом, ответственным за появление „медленной“ составляющей, является процесс переноса неравновесных носителей заряда, локализованных в различных изолированных КТ. В проведенном эксперименте импульс накачивающего излучения создает начальную плотность носителей заряда $N \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Такая плотность носителей заряда превосходит плотность КТ $N_{\text{qd}} \approx (2-7) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ как для образцов, выращенных на точно ориентированной поверхности, так и для образцов, выращенных на разориентированной поверхности. Поскольку время захвата носителей заряда τ_c много меньше времени излучательной рекомбинации τ_R [25], все основные энергетические состояния КТ оказываются полностью заполнены. В течение нескольких первых наносекунд (участок I, рис. 1) интенсивность люминесценции уменьшается примерно в сто раз, остаточная

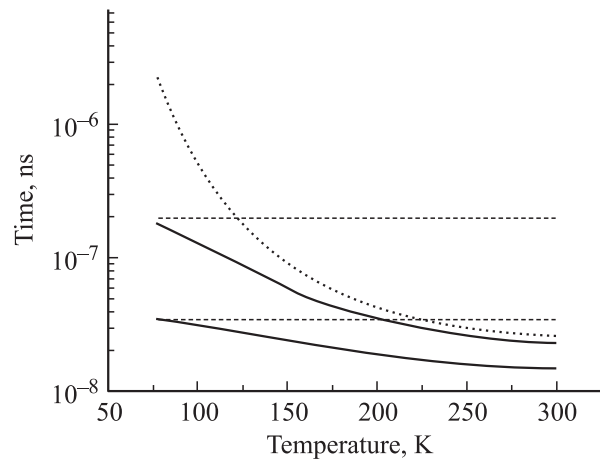


Рис. 3. Расчетные зависимости времени жизни пространственно разделенных неравновесных носителей заряда (сплошные линии) при учете процессов туннелирования с различными характерными временами (штриховые линии) и термического выброса (пунктир).

концентрация носителей заряда становится меньше либо сравнимой с концентрацией КТ (участок II, рис. 1). Поскольку заполнение КТ носителями происходит независимо, может возникнуть ситуация, когда изначально в некоторой КТ содержится разное количество электронов и дырок. При этом после „быстрой“ стадии излучательной рекомбинации в этой КТ останутся носители только одного знака — электроны или дырки. Таким образом, оставшиеся после „быстрой“ фазы носители заряда разного знака локализованы в различных КТ — пространственно разделены — и не могут рекомбинировать (этап 2). В этих условиях измеренные большие значения времен жизни обусловлены временем переноса пространственно разделенных неравновесных носителей с последующей прямой или непрямой излучательной рекомбинацией (этап 3).

Перенос неравновесных носителей заряда осуществляется посредством двух процессов с различными характерными временами — тепловым выбросом неравновесных носителей заряда из КТ в барьерную область с последующей релаксацией в другую КТ и туннелированием. Время процесса туннелирования не зависит от температуры. При этом время туннелирования для образца, выращенного на точно ориентированной подложке, должно быть меньше чем для образцов, выращенных на разориентированных подложках. Это вызвано тем, что для образца, выращенного на точно ориентированной поверхности, существует общий для всех точек смачивающий слой InAs, что увеличивает вероятность туннелирования неравновесных носителей заряда. Для образцов, выращенных на разориентированных в направлении [010] поверхностях, общего смачивающего слоя нет — смачивающий слой прерывается на границах террас, сформированных в результате пересечения ступеней роста. Увеличение τ_3 с уменьшением температуры свидетельствует о том, что для разориен-

тированных образцов перенос неравновесных носителей заряда происходит в основном за счет термического выброса электронов в область барьера и их последующего перезахвата другими КТ. Выполненные оценки показали, что температурная зависимость времени „медленной“ компоненты в диапазоне температур 100–250 К соответствует температурной зависимости времени термического выброса носителей из квантовой ямы (КЯ) с барьерами высотой 80–90 мэВ. Это значение соответствует разнице энергетического положения уровня основного состояния в КТ и смачивающего слоя, определенной по спектрам ФЛ и фотовозбуждения. При температурах менее 100 К процесс термического выброса оказывается подавленным, и насыщение времени медленной компоненты может быть объяснено сравнительным увеличением вклада процесса туннелирования носителей заряда в процесс перераспределения неравновесных носителей заряда. Расчетная зависимость времени перераспределения носителей заряда в массиве КТ при учете процессов туннелирования с различной постоянной скоростью туннелирования и термического выброса для барьера 90 мэВ [26–28] представлена на рис. 3.

4. Теоретическая модель

В этом разделе представлена модель, разработанная для описания медленной компоненты затухания ФЛ для случая, когда доминирующим процессом переноса является тепловой выброс носителей из КТ в матрицу с последующим захватом другой КТ. Как было описано выше, после того как большая часть носителей прорекомбинировала, в КТ возникает антикоррелированное распределение электронов и дырок между КТ — носители разных знаков расположены в пространственно разделенных КТ. Такое состояние ансамбля КТ невозможно описывать с помощью средних чисел заполнения одночастичных уровней в КТ f_n, f_p , так как при этом не учитывается корреляция между электронами и дырками.

Для проведения вычислений был использован метод детальной статистики [29]. В общем случае динамическими величинами в данном подходе является количество N_λ КТ, находящихся в определенном состоянии λ . Набор состояний $\{\lambda\}$ охватывает все физические важные для конкретной задачи состояния отдельной КТ. Например, состояние КТ можно описывать количеством электронов c_i и дырок v_i (0 или 1) на каждом i -м одночастичном энергетическом уровне, в этом случае каждое λ есть набор чисел $\{c_1, c_2, c_3, \dots, v_1, v_2, v_3, \dots\}$. Однако для описания медленной стадии затухания ФЛ можно использовать менее детальное рассмотрение. В-первых, релаксация носителей внутри КТ, на нижние, доступные в соответствии с принципом запрета Паули, энергетические уровни происходит за времена, много меньшие, чем характерное время спада ФЛ [25] и время излучательной рекомбинации. Это позволяет считать все носители локализованными на нижних энергетических уровнях КТ, и положить $\lambda = \{\alpha, \beta\}$, где α — количество

электронов в КТ, а β — количество дырок. Во-вторых, характерное время процессов переноса носителей между КТ [30] порядка медленного времени спада ФЛ и много больше времени излучательной рекомбинации, т.е. большую часть времени КТ содержит носители только одного знака. Следовательно, достаточно рассматривать количество КТ, содержащих электроны N_α ($\alpha > 0$) и содержащих дырки P_β ($\beta \geq 0$). В-третьих, время захвата носителя заряда из матрицы в КТ при достаточно низких температурах много меньше времени термического выброса [25] — концентрация носителей в матрице во время второй стадии ФЛ мала, и можно считать, что все электроны и дырки локализованы в КТ. Кроме того, время термического выброса дырок много больше, чем для электронов [30], и в рассматриваемом приближении им можно пренебречь.

Рассмотрим более детально формирование раздельного распределения электронов и дырок по КТ. Предположим, что среднее число захваченных в КТ электронов и дырок равно v , тогда вероятность обнаружить в КТ q электронов или дырок определяется распределением Пуассона (в силу независимого захвата носителей) $w(q, v) = v^q \exp(-v)/q!$ В отсутствие кулоновского взаимодействия носителей между собой вероятность $\omega(R, v)$ того, что модуль заряда КТ (модуль разности количества электронов и дырок) будет равен R :

$$\begin{aligned} \omega(R, v) &= (2 - \delta_R) \sum_q w(q, v)w(q + R, v) \\ &= \exp(-2v)I_R(2v), \end{aligned} \tag{1}$$

где $I_R(x)$ — функция Бесселя. После быстрой фазы спада ФЛ в каждой из КТ могут находиться носители только одного знака и $v \approx 3-10$ (см. выше). Дальнейшая рекомбинация электронов и дырок возможна

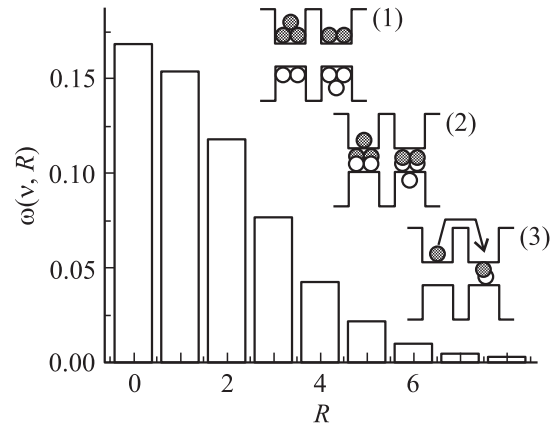


Рис. 4. Вероятность $\omega(v, R)$ найти квантовую точку с зарядом R после инжекции в среднем v носителей на одну КТ. На вставке схематически показано формирование пространственно разделенного распределения электронов и дырок и его релаксация посредством термического выброса. 1 — независимый захват электронов и дырок в КТ, 2 — „быстрая“ стадия затухания ФЛ, 3 — пространственно разделенное распределение электронов и дырок и его релаксация.

только в случае, когда носителя заряда покидают КТ и захватываются другими КТ, содержащими носитель противоположного знака, после чего происходит акт излучательной рекомбинации (рис. 4).

Запишем энергию локализации электрона в КТ как $\Delta E_{loc} = \Delta E_0 + \varepsilon$, где $\Delta E_0 > 0$ — среднее значение ΔE_{loc} . Введем функцию распределения КТ по энергии локализации электрона $g(\varepsilon) = dN/d\varepsilon$. Вначале распределение носителей по КТ не зависит от ε . В дальнейшем, так как скорость теплового выброса электронов зависит от энергии локализации, происходит перераспределение электронов между КТ. Для описания этого следует рассмотреть величины $n_\alpha(\varepsilon) - dN_\alpha/d\varepsilon$.

Так как носители сразу после теплового выброса из одной КТ захватываются в другую КТ, удобно считать, что есть некоторый интегрированный поток J электронов из КТ в матрицу, равный потоку электронов, захватываемых в КТ (безызлучательной рекомбинацией мы пренебрегаем). В этом случае вероятность захвата электрона в выбранную КТ в единицу времени r_c пропорциональна количеству электронов, выброшенных в матрицу, и обратно пропорциональна полному количеству КТ N :

$$r_c = J/N = \int d\varepsilon \sum_\alpha a n_\alpha(\varepsilon) / N \tau_\alpha(\varepsilon), \quad (2)$$

где $\tau_\alpha(\varepsilon)$ — время термического выброса электрона из КТ, содержащей α электронов. Тогда уравнения динамики для массива КТ можно записать в виде

$$\frac{dn_\alpha(\varepsilon)}{dt} = -a n_\alpha(\varepsilon) / \tau_\alpha(\varepsilon) + n_{\alpha-1} J / N, \quad (3)$$

$$\frac{dP_\beta}{dt} = -J(P_{\beta+1} - P_\beta) / N. \quad (4)$$

В начальный момент времени $n_\alpha(0, \varepsilon) = g(\varepsilon) \omega(\alpha, v) / 2$, $P_0(0) = \omega(0, v)$ и $P_\beta(0) = N \omega(\beta, v) / 2$. Интенсивность ФЛ равна скорости изменения полного количества дырок:

$$I_{PL}(t) = d/dt \sum_\beta \beta P_\beta. \quad (5)$$

Решение системы нелинейных уравнений (2)–(5) в общем случае возможно только численными методами, и его обсуждение выходит за рамки данной статьи. Однако оказывается, что возможно получить аналитическое решение в ряде физически важных случаев, когда зависимостью $\tau_\alpha(\varepsilon)$ от α можно пренебречь и считать $\tau(\varepsilon) = \tau_0(T) \exp(-\varepsilon/T)$ [30]. Решение для однородного массива КТ было получено ранее в [31], однако в описанных выше экспериментах разброс КТ по ΔE_{loc} порядка 100 мэВ, что много больше T , — т.е. использование однородного приближения невозможно. Тем не менее в данном случае можно применить приближение сильно неоднородного массива КТ — время выброса из „быстрых“ КТ с низкой ΔE_{loc} на порядки меньше времени выброса из „медленных“ КТ с большой ΔE_{loc} .

Это означает, что в процессе релаксации сначала „самые быстрые“ КТ становятся пустыми, затем включаются „менее быстрые“ КТ и т.д. далее, до тех пор пока электроны не станут покидать „самые медленные“ КТ (см. вставку на рис. 5). Можно ввести энергетический параметр, зависящий от времени $\mu(t)$: все КТ, у которых $\varepsilon > \mu(t)$, уже „включились“, выбросили электроны и стали пустыми, а все КТ с $\varepsilon < \mu(t)$ еще не успели выбросить электроны. Далее следует учесть, что выброшенные электроны могут захватываться как „быстрыми“, так и „медленными“ КТ, в первом случае они снова мгновенно выбрасываются, во втором случае остаются в „медленных“ КТ. Очевидно, такая динамическая классификация КТ на „быстрые“ и „медленные“ оправдана только в случае, когда доля промежуточных КТ мала, что и реализуется в приближении сильно неоднородного распределения.

С учетом сделанных замечаний решение уравнений (2)–(5) можно записать так:

$$t = \tau_0 \left(\exp(-\mu(t)/T) - \exp(-\mu(0)/T) \right), \quad (6a)$$

$$\Phi(\theta) = \exp(-\theta) \sum_{q>0, s \geq 0} \omega(|q-s|) \frac{q\theta^s}{s!}, \quad (6б)$$

$$\Omega(\theta) = \exp(-\theta) \sum_{q<0, s \geq 0} \omega(|q-s|) \frac{\theta^s}{s!}, \quad (6в)$$

$$S(\theta) = \int_0^\theta \frac{dx}{\Phi(x)}, \quad (6г)$$

$$\int_{-\infty}^{\mu(\theta)} g(\varepsilon) d\varepsilon = N_S (1 - S(\theta)), \quad (6д)$$

$$I_{PL}(\theta) = \frac{g(\mu) T \exp(\mu/T) N \Phi \Omega}{\tau_0 (1 - (1 - \Omega) S)}, \quad (6ж)$$

где τ_0 — время выброса электрона из КТ с энергией локализации электрона ΔE_0 , Φ — среднее количество электронов на одну КТ в тех КТ, которые „выбрасывают“ электроны в данный момент времени, Ω — доля КТ в ансамбле, содержащих хотя бы одну локализованную дырку, S — доля КТ, которые являются „быстрыми“ к данному моменту времени. Введено безразмерное время θ , которое однозначно связано с состоянием ансамбля посредством соотношения (6г). Соотношение (6а) при этом связывает реальное время с θ посредством μ . Характерный пример такого решения показан на рис. 5. Явно неэкспоненциальный характер „медленного“ затухания ФЛ определяется „включением“ все более медленных КТ.

Для сравнения с экспериментом рассмотрим массив КТ InAs/GaAs, выращенный на разориентированной подложке 4° [100] GaAs (образец С). Результаты эксперимента и моделирования зависимостей $I_{PL}(t)$ при различных температурах показаны на рис. 6. При моделировании „быстрая“ компонента рассчитывалась независимо

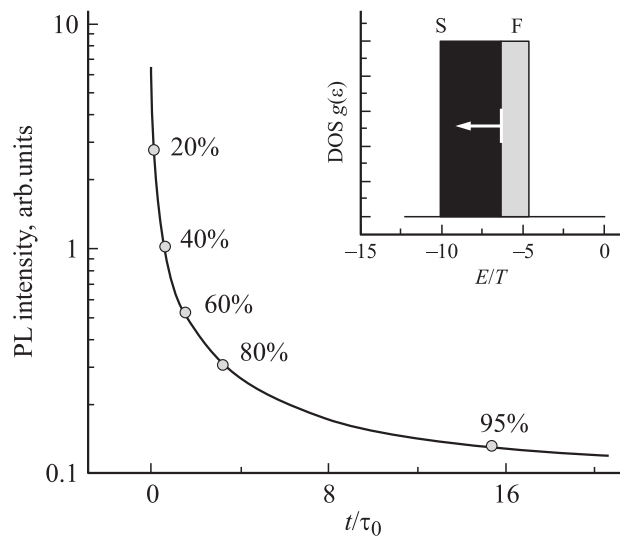


Рис. 5. Теоретический расчет зависимости интенсивности медленной компоненты затухания ФЛ от времени в сильно неоднородном массиве КТ. Точками на кривой показаны моменты времени, когда определенная часть КТ становится „быстрой“ и пустой. τ_0 — время выброса электрона из „средней“ КТ. На вставке — плотность распределения КТ по энергии локализации электронов и положение уровня $\mu(t)$ в некоторый момент времени (см. текст). S — „медленные“ КТ, еще содержащие электроны, F — „быстрые“ КТ, которые уже пусты к данному моменту.

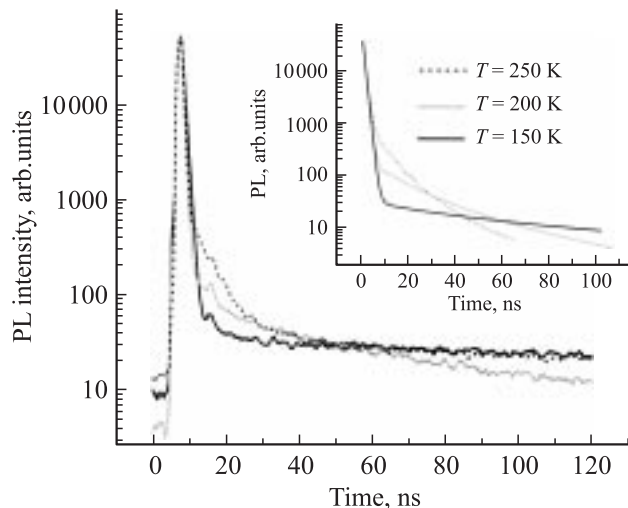


Рис. 6. Зависимость интенсивности люминесценции от времени для образца С при различных температурах. На вставке — результаты моделирования.

от „медленной“, ее характерное время получено из [6]. При моделировании распределение КТ по ΔE_{loc} считалось гауссовым, с дисперсией 40 мэВ и $\Delta E_0 = 90$ мэВ, эти данные были оценены из спектров равновесной ФЛ [7]. Характерное время выброса электрона из КТ рассчитывалось в соответствии с [30], при $T = 150$ К было положено $\tau_0 = 67$ нс, также считалось $v = 3$. Сравнение

с экспериментом показало, что предложенная модель качественно правильно описывает экспериментальные зависимости интенсивности люминесценции от времени при различных температурах. Одной из особенностей медленной компоненты спада является ее неэкспоненциальный характер, описанный выше. Динамика затухания ФЛ одинакова для всех длин волн в пределах основного состояния КТ. Данный результат экспериментов подтверждает правильность выбранной модели. Действительно, энергия испущенного фотона определяется параметрами той КТ, в которой расположена дырка и где нет электронов. В то же время динамика электронов определяется КТ, где нет дырок — спектр излучения и динамика носителей независимы.

5. Заключение

В представленной работе детально рассмотрена явная двухкомпонентная временная зависимость интенсивности люминесценции из основного состояния КТ InAs. Помимо „быстрой“ составляющей с временами, характерными для рекомбинационных процессов в прямозонных полупроводниках ($\sim 2-10$ нс), присутствует „медленная“ составляющая с временами жизни неравновесных носителей заряда, составляющими десятки и сотни наносекунд. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования показали, что обнаруженная „медленная“ компонента обусловлена процессами переноса пространственно разделенных неравновесных носителей заряда. При низких температурах время „медленной“ составляющей определяется временем туннелирования, а при высокой — временем термического выброса. Соотношение вкладов процессов туннелирования и термического выброса определяется степенью изолированности КТ. Показано, что количество носителей, участвующих в процессах переноса пространственно разделенных неравновесных носителей заряда, может составлять десятки процентов от общего количества инжектированных носителей.

В исследованных структурах барьеры, окружающие КТ, были изготовлены из GaAs, поэтому обнаруженные нами большие времена напрямую связаны с процессами термического выброса и последующего перераспределения неравновесных носителей заряда. Последующее использование в качестве барьеров более широкозонных твердых растворов AlGaAs откроет широкие возможности для управления излучательным временем жизни в полупроводниковых КТ и, в частности, откроет широкие перспективы для создания устройств памяти, работающих при комнатной температуре и основанных на хранении заряда в КТ.

Данная работа поддержана в разных частях проектами Санкт-Петербургского научного центра РАН и грантами РФФИ № 07-02-00875 и 06-02-17318. Л.Я. Карачинский выражает благодарность финансовой поддержке в рамках гранта президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых (МК-4232.2007.2) и гранта правительства Санкт-Петербурга (PD07-1.2-60).

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [2] G. Yusa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **70**, 345 (1997).
- [3] C. Reese, C. Becher, A. Imamoglu, E. Hu, B.D. Gerardot, P.M. Petroff. Appl. Phys. Lett., **78**, 2279 (2001).
- [4] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Z.I. Alferov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3**, 196 (1997).
- [5] A.S. Shkolnik, L.Ya. Karachinsky, N. Yu. Gordeev, G.G. Zegrya, V.P. Evtikhiev, S. Pellegrini, G.S. Buller. Appl. Phys. Lett., **86**, N 211, 112 (2005).
- [6] L.Ya. Karachinsky, S. Pellegrini, G.S. Buller, A.S. Shkolnik, N.Yu. Gordeev, V.P. Evtikhiev, V.B. Novikov. Appl. Phys. Lett., **84**, 7 (2004).
- [7] S. Pellegrini, G.S. Buller, L.Ya. Karachinsky, A.S. Shkolnik, N.Yu. Gordeev, G.G. Zegrya, V.P. Evtikhiev, I.R. Sellers, M.S. Skolnik, H.Y. Liu, M. Hopkinson. SPIE Photonics West 2005 Int. Symp. (January 2005, San Jose, California, USA). [Proc. SPIE, **5725**, 309 (2005)].
- [8] A.V. Savelyev, A.I. Tartakovskii, M.S. Skolnik, D.J. Mowbray, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, R.P. Seisyan. Appl. Phys. Lett., **88** (11), 1104 (2006).
- [9] K.S. Gill, N. Moskovitz, L.-C. Wang, M.S. Sherwin, A. Bado-lato, B. Gerardot, P. Petroff. Appl. Phys. Lett., **87** (16), 2101 (2005).
- [10] A. Marent, M. Geller, D. Bimberg, A.P. Vasil'ev, E.S. Semeno-va, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov. Appl. Phys. Lett., **89** (07), 2103 (2006).
- [11] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C.M. Reaves, S.P. Denbaars, P.M. Petroff. Appl. Phys. Lett., **63**, 3203 (1993).
- [12] V.P. Evtikhiev, V.E. Tokranov, A.K. Kryganovskii, A.M. Boiko, R.A. Suris, A.N. Titkov. J. Cryst. Growth, **201/202**, 1154 (1999).
- [13] В.П. Евтихийев, И.В. Кудряшов, Е.Ю. Котельников, В.Е. Токранов, А.Н. Титков, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 1482 (1998).
- [14] J.M. Smith, P.A. Hiskett, I. Gontijo, L. Purves, G.S. Buller. Rev. Sci. Instrum., **72**, 2325 (2001).
- [15] D.V. O'Connor, D. Phillips. *Time-Correlated Single Photon Counting* (Academic, London, 1984).
- [16] Ж.И. Алфёров, А.Б. Журавлев, Е.Л. Портной, Н.М. Стельма-х. Письма ЖТФ, **12**, 452 (1996).
- [17] A.S. Shkol'nik, V.P. Evtikhiev, I.V. Kudryashov, E.Yu. Kotelnikov, E.B. Dogonkin, V.G. Talalaev, B.V. Novikov, J.W. Tomm, G. Gobsch. Nanotechnology, **12**, 512 (2001).
- [18] P.D. Buckle, P. Dawson, S.A. Hall, X. Chen, M.L. Steer, D.J. Mowbray, M.S. Skolnik, M. Hopkinson. J. Appl. Phys., **86**, 2555 (1999).
- [19] R. Heitz, M. Veit, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **56**, 10435 (1997).
- [20] D.Z. Garbuzov, V.P. Evtikhiev, N.I. Katcavets, A.B. Komissarov, T.E. Kudrik, I.V. Kudrayshov, V.B. Khalfin, R.K. Bauer, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. J. Appl. Phys. **75**, 4152 (1994).
- [21] A. Javier, D. Magana, T. Jennings, G.F. Strose. Appl. Phys. Lett., **83**, 1483 (2003).
- [22] M. Niirmal, D.J. Norris, M. Kuno, M.G. Bawedi, A.L. Efros, M. Rosen. Phys. Rev. Lett., **75**, 3728 (1995).
- [23] M. Niirmal, C.B. Murray, M.G. Bawedi. Phys. Rev. B, **50**, 2293 (1994).
- [24] M.G. Bawedi, P.J. Carroll, W.L. Wilson, L.E. Brus. J. Chem. Phys., **96**, 946 (1992).
- [25] E.B. Dogonkine, V.N. Golovatch, A.S. Polkovnikov, A.V. Pozdnyakov, G.G. Zegrya. *Prog. 8th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St.Petersburg, Russia, June 2000) p. 399.
- [26] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М.: Мир, 1983).
- [27] S. Sanguinetti, M. Henini, M. Grassi Alessi, M. Gapizzi, P. Frigeri, S. Franchi. Phys. Rev. B, **60**, 8276 (1999).
- [28] P.N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P.C. Main, Yu.G. Musikhin, B.V. Volovik, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, S.G. Konnikov. Phys. Rev. B, **65**, 085 326 (2002).
- [29] A.V. Savelyev, L.Ya. Karashinsky, A.S. Shkolnik, S. Pellegrini, N.Yu. Gordeev, A.I. Tartakovskii, V.P. Evtikhiev, G.G. Zegrya, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, R.P. Seisyan, G.S. Buller, M.S. Skolnick. *Int. Conf. Physics of Semiconductors (ICPS 2006)* (Vienna, Austria, July 2006). [AIP Conf. Proc., **893**, 987 (2007)].
- [30] С.М.А. Каптеин, М. Лион, Р. Хейтц, Д. Бимберг, П.Н. Брун-ков, В.В. Воловик, С.Г. Конников, А.Р. Ковш, В.М. Устинов. Appl. Phys. Lett., **76**, 1573 (2000).
- [31] A.V. Savelyev, A.S. Shkolnik, S. Pellegrini, L.Ya. Karachinsky, A.I. Tartakovskii, R.P. Seisyan. *Prog. 13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St.Petersburg, Russia, 2005) p. 6.

Редактор Л.В. Беляков

The role of the non-equilibrium carrier transfer processes in radiative characteristics of the InAs/GaAs quantum dot arrays

A.S. Shkolnik, A.V. Savelyev*, L.Ya. Karachinsky, N.Yu. Gordeev, R.P. Seisyan, G.G. Zegrya, S. Pellegrini†, G.S. Buller†, V.P. Evtikhiev

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Saint-Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

† School of Engineering and Physical Sciences,
Heriot-Watt University, Riccarton,
Edinburgh EH14 4AS, United Kingdom

Abstract In this work the results of the time-resolved photoluminescence measurements of single layer InAs/GaAs quantum dot heterostructures are presented. A two-component time dependence of the photoluminescence intensity was observed from the ground state of quantum dots. Typically, the characteristic time constant of the „slow“ component was up to hundreds of nanoseconds and the time constant of the „fast“ component was a few ns. It was shown that the „slow“ component is conditioned by transport processes of non-equilibrium carriers between quantum dots. At low temperatures the time of the „slow“ component results from a tunneling process and at high temperatures by thermal escape process. Contributions from tunneling and thermal escape processes are defined by the degree of quantum dot separation. A theoretical model explaining the influence of the carrier transport dynamics on the appearance and attenuation of the „slow“ photoluminescence component has been developed.