

Численное моделирование температурной зависимости спектров фотолюминесценции квантовых точек InAs/GaAs

© М.Б. Смирнов, В.Г. Талалаев, Б.В. Новиков, С.В. Сарангов, Г.Э. Цырлин*, Н.Д. Захаров**

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, 198504 Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

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

** Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, 06120 Halle/Saale, Germany

E-mail: smirnomb@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 18 октября 2006 г.)

Разработана математическая модель, описывающая температурную зависимость спектров фотолюминесценции самоупорядоченных массивов квантовых точек и учитывающая электрон-фононное взаимодействие и различные процессы переноса в системе квантовые точки–смачивающий слой–барьер. Применение модели к анализу экспериментальных спектров квантовых точек InAs, выращенных на вицинальных подложках GaAs, позволило выделить проявления в спектрах фотолюминесценции различных механизмов переноса возбуждения и связать наблюдаемые температурные зависимости спектров с особенностями строения массива квантовых точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-17780).

PACS: 78.67.Hc, 73.20.Mf

1. Введение

Самоорганизованные массивы квантовых точек (КТ) привлекают значительный интерес исследователей как потенциальные объекты для создания различных оптоэлектронных устройств, включая полупроводниковые лазеры [1]. Весьма перспективными в этом направлении считаются метастабильные массивы КТ состава InAs, выращенные на вицинальных (слегка разориентированных относительно симметричных кристаллографических направлений) подложках GaAs. Вицинальная поверхность характеризуется сетью террас, кромки которых создают систему структурных барьеров (рис. 1). Это означает, что латеральные размеры КТ, выросших на такой подложке (например, в процессе низкотемпературной субмонослойной эпитаксии), ограничены размерами террас. На реальной вицинальной поверхности из-за эффекта складирования моноатомных ступеней размеры террас достигают десятков нанометров. Благодаря этому можно получать более плотные массивы мелких и более однородных по размерам метастабильных КТ, в отличие от массивов стабильных КТ, выращенных на сингулярных (неразориентированных) подложках.

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) метастабильных КТ были обнаружены полосы, некоторые из которых проявляют специфические свойства, нетипичные для обычных КТ [2–4]. Исследование спектров ФЛ таких КТ в зависимости от условий роста позволило получить данные об их строении и оптических свойствах. Дополнительная информация об этих объектах была получена из экспериментов, в которых изучалась температурная зависимость спектров ФЛ. Однако эффективность таких

исследований в значительной степени зависит от возможностей теоретической интерпретации экспериментального материала. В данной работе предпринята попытка построения математической модели для описания наблюдаемых температурных изменений в спектрах ФЛ.

В спектрах ФЛ, изученных в работах [2–4], были обнаружены две группы линий, проявляющих качественно разное температурное поведение: одни линии с ростом температуры однородно уширяются, в то время как другие сужаются, а их пик смещается в низкоэнергетическую (красную) область быстрее, чем уменьшается ширина запрещенной зоны. При малых углах разориентации (и следовательно, при наличии широких террас) в

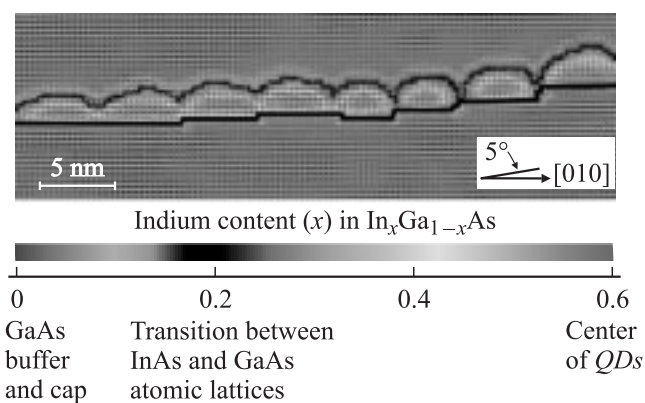


Рис. 1. Изображение поперечного сечения массива КТ InAs на вицинальной поверхности GaAs, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Анализ контраста проведен по содержанию индия в системе InGaAs от полос решетки (200) и (020).

спектре ФЛ преобладают линии второго типа, а линии первого типа проявляются при углах разориентации больше 5° (т.е. при наличии более узких террас с более высокими ступеньками). Это обстоятельство привело к предположению о том, что в общем случае на vicinalной поверхности метастабильный массив состоит из двух групп КТ. На террасах, ограниченных низкими ступеньками (незначительное складирование моноатомных ступеней), растут обычные КТ (СКТ), связанные „смачивающим“ слоем (СС). На узких террасах, имеющих обычно высокие ступеньки из-за значительной степени складирования, образуются изолированные КТ (ИКТ). На ступеньках таких террас (рис. 1) СС очень тонок (разорван) и не способен участвовать в переносе носителей [2–4]. Именно наличие СС, связывающего между собой электронные подсистемы КТ, определяет различие в температурном поведении соответствующих линий ФЛ.

Прежде чем приступить к изложению математической модели, перечислим обсуждаемые в литературе основные проявления температурного поведения спектров ФЛ и привлекаемые для их объяснения механизмы, влияющие на кинетику возбуждения в системе КТ–СС–барьер.

Тепловое гашение. Резкое понижение излучения в определенном интервале температур (так называемое тепловое гашение люминесценции) есть общее свойство всех систем с наноструктурами. Это гашение обыкновенно объясняют индуцированным температурой выбросом носителей из КТ в барьер (или в СС). Исследования спектров ФЛ квантовых ям [5,6] показали, что если это предположение выполняется, то зависимость интегральной интенсивности линий ФЛ от температуры хорошо описывается формулой Аррениуса

$$I(T) = C / [1 + \alpha \exp(-E_a/kT)], \quad (1)$$

с параметром E_a (так называемой энергией активации), близким по величине к разности $E_b - E_p$, где E_b — ширина запрещенной зоны в материале барьера, а E_p — энергия максимума линии ФЛ. Аналогично в работе [7] было показано, что для массивов КТ, связанных СС энергия активации определяется разностью $E_{WL} - E_p$, где E_{WL} — ширина запрещенной зоны в смачивающем слое.

Однако в обсуждаемых нами спектрах тепловое гашение начинается при температуре значительно более низкой, чем это следовало бы из (1) с $E_a = E_{WL} - E_p$ или $E_a = E_b - E_p$. Более того, температурная зависимость интегральной интенсивности не описывается законом (1), а имеет более сложный характер. В работе [2] была предложена модификация формулы (1), состоящая в использовании разных значений параметра E_a для разных температурных интервалов. Другая возможность, использованная в работе [3], связана с предположением существования двух (или нескольких) каналов гашения с разными энергиями активации. Математически это означает использование двух (или нескольких) слагаемых в знаменателе (1).

Похожий эффект наблюдался ранее в спектрах ФЛ КТ InAs/GaAs [8] и ZnSe/ZnS [9]. Авторы этих работ объяснили аномально низкое значение энергии активации при низких температурах выбросом носителей из КТ в дефектные состояния, образующиеся в области интерфейса КТ–СС или КТ–барьер. Можно предположить, что роль этого механизма наиболее существенна для более крупных КТ, имеющих большую площадь интерфейса. Весьма затруднительно описать связь между энергией активации такого выброса и величиной E_p (и соответственно размером КТ) аналитически. Можно, однако, ввести величину ΔE_d — эффективную энергию активации выброса в дефектные состояния, одинаковую для всех КТ.

Изменение формы линии. Индуцированный тепловыми флуктуациями выброс экситоров из КТ с СС и барьер может проявляться и в изменении формы спектральной линии. Именно этим механизмом принято объяснять наблюдаемое в некоторых случаях сужение линии, сопровождающееся „красным“ смещением максимума. О таком эффекте сообщалось в работе [10], в которой исследовались КТ состава AlInAs в барьере AlGaAs. Было установлено, что при нагревании до температуры, при которой начинается описанное выше тепловое гашение, в спектре ФЛ начинают проявляться следующие изменения: максимум линии сдвигается в красную область быстрее, чем уменьшается ширина запрещенной зоны, а ширина линий сначала уменьшается, а затем начинает увеличиваться. Такое поведение было приписано проявлению теплового выброса носителей в барьер и их перераспределением между мелкими и крупными КТ [6]. Действительно, вероятность такого выброса для электронного состояния с энергией E пропорциональна бoльцмановскому фактору $\exp[-(E_b - E)/kT]$; следовательно, выброс носителей будет более вероятен из состояний с относительно более высокой энергией. Влияние этого механизма на функцию $n(E, T)$, описывающую распределение плотности экситонов в ансамбле КТ, дается выражением

$$n(E, T) = n(E, 0) / (1 + \alpha \exp[-(E_b - E)/kT]). \quad (2)$$

Использование формулы (2) позволило авторам работы [10] качественно объяснить и аномально сильный красный сдвиг максимума, и немонотонный характер температурной зависимости полуширины линии. Однако точность соответствия теории и эксперимента оказалась довольно низкой. В работе [11] было предложено развитие модели термоионного излучения, учитывающее различные механизмы переноса возбуждений в трехфазной системе КТ–СС–барьер. В такой обобщенной модели предполагается, что основным фактором, определяющим температурную зависимость спектров ФЛ, является индуцированный тепловыми флуктуациями тепловой выброс возбуждений из КТ в СС. Кроме этого, в модели учитывается и обратный процесс — захват носителей из СС в КТ, а также их перенос из СС в барьер и процессы рекомбинации (как излучательной, так и безызлучательной).

Тепловое уширение. Одним из основных факторов, определяющих ширину линии ФЛ, является разброс КТ по размерам, т.е. статическое разупорядочение в ансамбле КТ. Обозначим эту величину Γ_{st} . Другим механизмом, влияющим на ширину линии ФЛ, является электрон-фононное взаимодействие. С ростом температуры увеличиваются амплитуды атомных осцилляций и соответственно динамический разброс параметров деформационных потенциалов, что должно приводить к однородному уширению всех линий экситонного спектра. Роль электрон-фононного взаимодействия можно учесть, добавив к величине Γ_{st} слагаемое Γ_{ph} , отражающее вклад динамического разупорядочения, величина которого пропорциональна квадрату тепловых флуктуаций. Таким образом, мы приходим к следующему выражению для полной ширины спектральной линии:

$$\Gamma = \Gamma_{st}(T) + \Gamma_{ph}(0) \left[\exp\left(\frac{\theta}{T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (3)$$

Туннельные процессы. Туннелирование носителей между КТ конкурирует с термическим выбросом носителей из КТ во всем температурном диапазоне. Вероятность туннелирования увеличивается с ростом температуры. Результатом может быть переход к термостимулированному туннелированию с образованием промежуточного уровня в квантовой яме [12]. Таким образом, процессы туннелирования могут заметно повлиять на высокотемпературную кинетическую составляющую в массиве КТ.

2. Описание модели и вывод уравнений

Все изложенное выше позволяет заключить, что модель способная описать разные типы спектров ФЛ, должна учитывать следующие процессы: оптическую накачку носителей в барьер; релаксацию возбуждения из барьера в СС; захват носителей из СС в КТ; тепловой выброс носителей из КТ в СС и в барьер; тепловой выброс носителей из КТ в дефектные и/или интерфейсные состояния; захват носителей из СС в центры безызлучательной рекомбинации; туннелирование носителей между КТ; тепловое уширение линии за счет электрон-фононного взаимодействия; излучательную рекомбинацию.

Введем необходимые обозначения. Спектр экситонов в ансамбле КТ описывается функцией распределения плотности возбуждений $n_d(E)$. Это распределение отражает разброс КТ по размерам и форме. В зависимости от температуры некоторые экситонные состояния могут быть заселены (т.е. соответствующие возбуждения активированы), а другие не заселены. Функции распределения занятых и незанятых экситонных состояний обозначают соответственно как $n_f(E)$ и $n_e(E)$. Соотношение между n_f и n_e меняется при изменении температуры, но при любой температуре выполняется соотношение

$$n_d(E) = n_f(E, T) + n_e(E, T). \quad (4)$$

Полное число экситонных состояний

$$N_d = \int n_d(E) dE \quad (5)$$

есть сумма $N_d = N_f + N_e$, где

$$N_f = \int n_f(E, T) dE \quad \text{и} \quad N_e = \int n_e(E, T) dE. \quad (6)$$

Интенсивность ФЛ пропорциональна числу заселенных возбужденных состояний. Поэтому функция $n_f(E, T)$ содержит информацию о форме спектральной кривой при любой заданной температуре.

Теперь займемся выводом уравнений переноса. Экситонные состояния в КТ возбуждаются путем захвата возбуждений из СС. Предполагается, что вероятность этого процесса не зависит от энергии экситона, но пропорциональна числу возбуждений в СС и числу свободных состояний в КТ. Экситоны КТ могут выбрасываться в СС. Выброс вызван тепловыми флуктуациями, и вероятность этого процесса для экситона с энергией E пропорциональна бальцмановскому фактору

$$\gamma = \exp((E - E_{WL})/kT). \quad (7)$$

Те же тепловые флуктуации индуцируют выброс экситонов и в дефектные структуры. Если обозначить эффективную энергию активации такого выброса как ΔE_d , то вероятность этого процесса будет пропорциональна бальцмановскому фактору

$$\delta = \exp(-\Delta E_d/kT). \quad (8)$$

Наконец, экситоны могут излучательно рекомбинировать.

Если обозначить число экситонных состояний в СС как N_r , а число занятых состояний как n_r , то стационарное решение уравнения, описывающего кинетику процессов переноса и рекомбинации возбуждений в КТ, можно записать в виде

$$n_f k_r + n_f N_r k_c \gamma + n_f k_d \delta = n_r n_e k_c, \quad (9)$$

где k_r — скорость излучательной рекомбинации, k_c — скорость обмена возбуждениями между СС и КТ, а k_d — скорость захвата экситонов дефектными структурами.

Спектр ФЛ формируется вследствие излучательной рекомбинации занятых экситонных состояний, поэтому описание температурной зависимости спектра ФЛ состоит в определении функции $n_f(E, T)$. Из (4) и (9) следует выражение

$$n_f(E, T) = \frac{n_r n_d(E) k_c}{k_r + n_r(T) k_c + N_r k_c \gamma(E, T) + k_d \delta(T)}, \quad (10)$$

которое решало бы поставленную задачу, если бы была известна температурная зависимость числа заня-

тых экситонных состояний в СС, описываемых функцией $n_r(T)$. Для определения этой зависимости необходимо совместно с уравнением (9) решить уравнение, описывающее кинетику возбуждений в СС. При выводе такого уравнения учитывают, помимо обмена возбуждениями между КТ и СС, перенос возбуждений из барьера в СС с постоянной скоростью накачки g и выброс носителей из СС в барьер со скоростью k_e , а также безызлучательную рекомбинацию со скоростью k_r . Учет всех этих механизмов приводит к следующему уравнению, описывающему стационарное состояние в СС:

$$n_r k_t + n_r k_e \beta + n_r N_e k_c = g + N_r k_c [N_f \gamma], \quad (11)$$

где использованы обозначения

$$\beta = \exp((E_{WL} - E_B)/kT),$$

$$[N_f \gamma] = \int n_f(E) \gamma(E) dE. \quad (12)$$

Уравнения (10) и (11) исчерпывающим образом описывают кинетику возбуждений в системе ансамбль КТ–СС–барьер. Однако использование (11) в численных расчетах неудобно, поскольку связано с вычислением интеграла (12). Если проинтегрировать по энергии обе части уравнения (9) и сложить полученный результат с уравнением (11), то получим уравнение

$$n_r(T)(k_t + k_e \beta(T)) + N_f(T)(k_r + k_d \delta(T)) = g, \quad (13)$$

которое не содержит интегрального члена. Уравнение (13) можно использовать вместо уравнения (11). Оно значительно удобнее и для численных расчетов, и для качественного анализа. В дальнейшем для описания кинетики возбуждений в системе КТ–СС–барьер будем использовать уравнения (10) и (13). Если ввести безразмерные переменные

$$x(E, T) = n_f(E, T)/n_d(E),$$

$$y(T) = n_r(T)/N_d,$$

$$z(E) = n_d(E)/N_d$$

и безразмерные параметры

$$a = g/N_d k_t, \quad b = k_r/N_d k_c,$$

$$c = k_r/k_t, \quad h = k_d/k_t,$$

$$e = k_e/k_t, \quad f = N_r/N_d, \quad (14)$$

то уравнения (10) и (13) примут вид

$$x(E, T) = \frac{y(T)z(E)}{y(T) + b(1 + h\delta(T)/c) + f\gamma(E, T)}, \quad (15)$$

$$y(T)(1 + e\beta(T)) + (c + h\delta(T)) \int x(E, T) dE = a. \quad (16)$$

Численное решение задачи можно получить, заменяя непрерывные распределения $n_d(E)$ и $n_f(E, 0)$ дискретными суммами

$$n_d(E) = \sum_i N_i \delta(E - E_i), \quad (17)$$

$$n_f(E, T) = \sum_i n_i(T) \delta(E - E_i). \quad (18)$$

Если ввести обозначения $x_i = n_i/N_d$ и $z_i = N_i/N_d$, то получим систему алгебраических уравнений

$$x_i = \frac{y z_i}{b_i + y}, \quad (19)$$

$$y d + c \sum_i x_i = a, \quad (20)$$

где $b_i = b(1 + h\delta/c) + f\gamma_i$ и $d = 1 + e\beta$. Уравнения (19) и (20) образуют систему уравнений, позволяющих найти x_i и y при любом значении температуры. Подставляя (19) в (20), получим уравнение относительно y , численное решение которого можно получить используя итерационную формулу

$$y_{n+1} = a \left(d + c \sum_i \frac{z_i}{b_i + y_n} \right)^{-1}, \quad (21)$$

начиная с $y_0 = 0$, а величины x_i определять с помощью формулы (19).

3. Результаты численных расчетов

В качестве исходного приближения мы использовали значения параметров, приведенные в работе [11],

$$g/N_d k_r = 0.001, \quad k_r = 10^9 \text{ Hz}, \quad N_d k_c = 0.3 \cdot 10^{11} \text{ Hz},$$

$$k_t = 10^{12} \text{ Hz}, \quad N_r = 10^{17}, \quad k_e = 10^{14} \text{ Hz}.$$

В численных расчетах использованы значения энергий, характерные для объектов, изученных в работах [2–4],

$$E_p = 1.26\text{--}1.37 \text{ eV}, \quad E_{WL} = 1.45\text{--}1.46 \text{ eV},$$

$$E_b = 1.52 \text{ eV} \text{ и } \Delta E_d = 10\text{--}30 \text{ meV}.$$

Мы провели численное моделирование двух линий спектра ФЛ, наблюдаемых при $E_p = 1.37$ и 1.26 eV , которые отвечают рекомбинации основных экситонных состояний в ИКТ и СКТ соответственно. На рис. 2 и 3 символами показаны экспериментальные данные, характеризующие две линии ФЛ, обнаруживающие качественно различное температурное поведение.

Рис. 2 показывает, что линия спектра ИКТ, расположенная при $E_p = 1.37 \text{ eV}$, с температурой монотонно уширяется, а максимум этой линии сдвигается в область низких энергий, следуя температурному изменению E_b — ширины запрещенной зоны в GaAs.

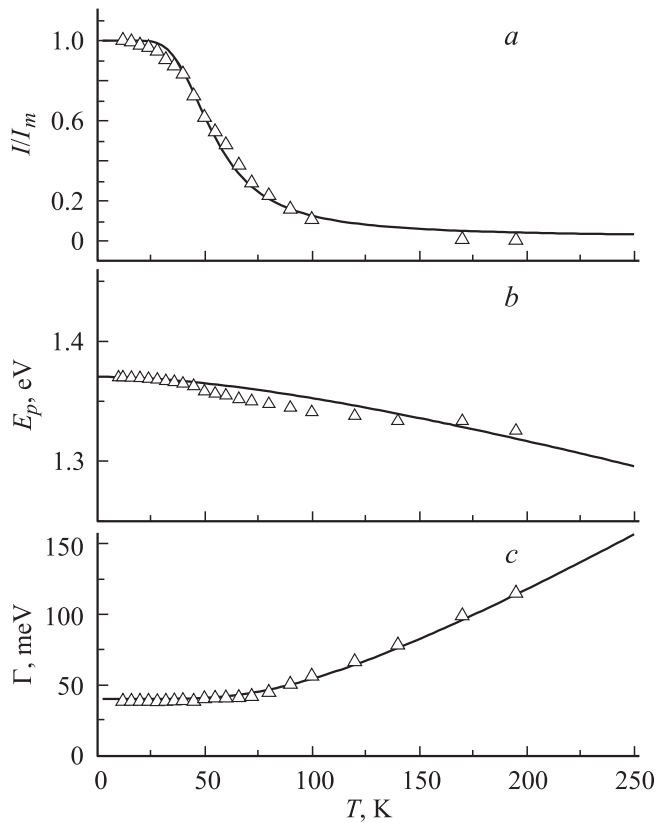


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности (а), положения максимума (b) и ширины (c) линии ИКТ с $E_p = 1.37$ eV. Треугольники — экспериментальные данные. Кривая на части а построена по формуле Аррениуса с $E_a = 21$ meV. Кривая на части b — температурная зависимость ширины запрещенной зоны в InAs. Кривая на части c построена по формуле (3) с $\Gamma_{st} = \text{const}$.

Отсутствие аномального сдвига и сужения линии указывают на то, что при интерпретации спектра ФЛ ИКТ можно пренебречь механизмом теплового выброса и перераспределения носителей. Этот вывод согласуется с предположением о строении излучающих эту линию КТ как об изолированных объектах, между которыми СС не образуется [2]. Возможный выброс возбуждений из ИКТ в барьер характеризуется энергией активации $E_b - E_p = 150$ meV и очень незначительной скоростью переноса. Гашение интегральной интенсивности этой линии хорошо описывается законом Аррениуса с $\Delta E_d = 21$ meV. Это означает, что, наряду с прямым выбросом носителей из ИКТ в барьер, имеется конкурирующий процесс захвата носителей интерфейсными дефектными состояниями.

Об относительной мощности этих двух каналов свидетельствует температурная зависимость ширины линии ФЛ ИКТ, которая, как это показано на рис. 2, c, допускает хорошую аппроксимацию с использованием лишь второго члена в формуле (3), который описывает уширение, связанное с электрон-фононным взаимодействием. Полученная оценка параметра $\theta = 300$ К соот-

ветствует энергии $k\theta = 26$ meV, что хорошо согласуется с энергией интерфейсного LO-фонона $\hbar\omega_{LO} = 30$ meV. Следовательно, канал термоиндуцированного выброса носителей из ИКТ в барьер гораздо менее эффективен, чем захват носителей на интерфейсные состояния.

На рис. 3 показаны экспериментальные данные, характеризующие температурную эволюцию другой линии спектра с $E_p = 1.26$ eV. Тепловое гашение, связанное с захватом носителей дефектными состояниями, начинается при $T \sim 30$ К. Зависимость $I(T)$ в области низких температур хорошо описывается законом Аррениуса с $\Delta E_d = 25$ meV. В области более высоких температур проявляется иной механизм гашения, связанный с выбросом носителей в СС и характеризуемый энергией активации, оцененной по формуле Аррениуса как 50 meV. Этот же механизм проявляется и в температурном изменении контура данной линии, в котором реализуются основные особенности, характерные для массивов СКТ — аномально большой красный сдвиг

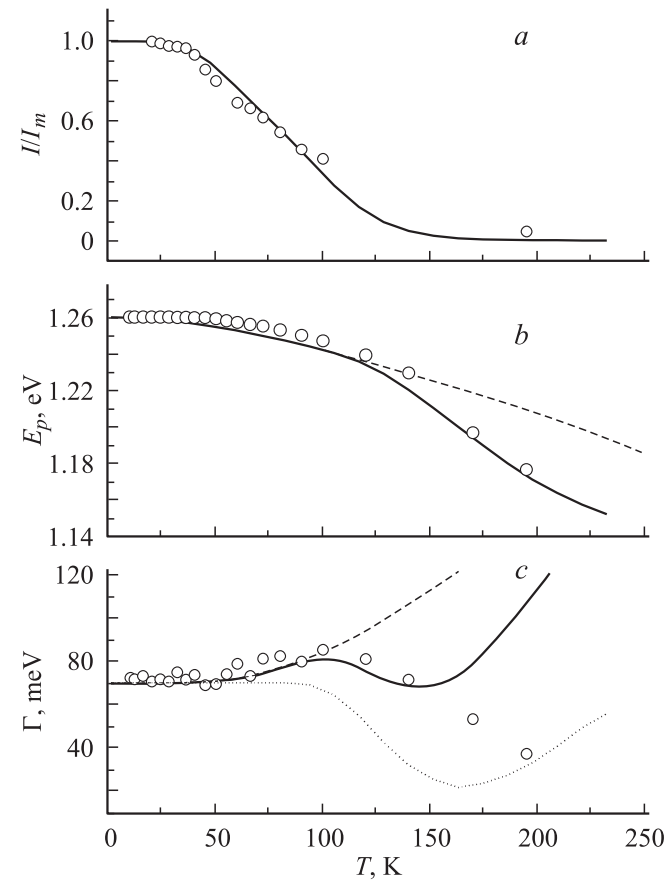


Рис. 3. Температурные зависимости интегральной интенсивности (а), положения максимума (b) и ширины (c) линии СКТ с $E_p = 1.26$ eV. Кружки — экспериментальные данные. Сплошные линии — результаты расчета. Штриховая линия на части b — температурная зависимость ширины запрещенной зоны в InAs. Штриховая линия на части c — фононный вклад, соответствующий второму члену в формуле (3). Пунктирная линия на части c — температурная зависимость ширины линии, рассчитанная с применением уравнений (19), (20).

максимума и сужение контура линии в температурном интервале теплового гашения. На рис. 3, *b* пунктирной линией представлены результаты расчетов с применением модели теплового выброса в СС. Штриховой линией показан вклад электрон-фононного взаимодействия, вычисленный с тем же значением параметра $\theta = 300$ К. Мы видим, что эти два вклада имеют конкурирующий характер. При температуре ниже 100 К преобладает вклад электрон-фононного взаимодействия, что приводит к незначительному, но явно выраженному уширению линии. При более высоких температурах начинает нарастать выброс носителей в СС, что приводит к асимметричному сужению контура линии и сдвигу максимума в область более низких энергий (рис. 3, *c*).

Результаты расчета с использованием модели, включающей все обсуждаемые выше механизмы, показаны на рис. 3 сплошными линиями. Единственным заметным расхождением между теорией и экспериментом является поведение ширины линии при высоких температурах: эксперимент показывает монотонное сужение, в то время как теория предсказывает уширение, связанное с преобладанием вклада электрон-фононного взаимодействия. Следует отметить, что экспериментальные данные при $T > 150$ К получены путем обработки спектров с очень слабыми линиями, интегральная интенсивность которых уже угасла более чем на 99% (рис. 3, *a*). Это обстоятельство может вызвать значительные численные погрешности в результатах спектрального анализа. В рамках рассмотренной модели представляется затруднительным предложить разумное объяснение устойчивому и монотонному сужению спектральной линии СКТ при повышении температуры в области $T > 150$ К. Можно предположить, что этот эффект связан с прямым термостимулированным туннелированием носителей между квантовыми ямами подсистемы плотных СКТ и формированием в них общего промежуточного уровня, аналогичного минизоне [13]. Этот механизм будет учтен при дальнейшем развитии модели.

4. Заключение

В зависимости от условий эпитаксиального роста на вицинальной поверхности образуются разные типы КТ — как изолированные (ИКТ), так и связанные между собой смачивающим слоем (СКТ). Различия в процессах обмена возбуждениями между этими КТ, СС и барьером проявляются в спектрах ФЛ, которые имеют разные температурные зависимости для ИКТ и СКТ. Это позволило в настоящей работе использовать спектроскопию ФЛ для определения электронной структуры КТ на вицинальной поверхности. Предложена модель, учитывающая основные механизмы теплового обмена носителями в массиве КТ. Варьированием параметров модели получено наилучшее совпадение результатов расчета и эксперимента. Полученные таким способом численные значения параметров содержат ценную ин-

формацию о характере и относительной роли различных процессов, определяющих кинетику возбуждений в системе КТ–СС–барьер. Обсуждение физического смысла этих параметров и их влияния на результаты расчета явилось основной задачей данного исследования. Показано, что электрон-фононное взаимодействие, захват носителей дефектными центрами, образующимися на границе КТ–барьер, и индуцированный тепловыми флуктуациями выброс носителей в СС и барьер по-разному проявляются в спектрах ФЛ. Электрон-фононное взаимодействие приводит к однородному по энергии уширению спектральных линий, захват носителей дефектными центрами — к ускоренному гашению люминесценции, а выброс носителей в СС и барьер проявляется в изменении формы линии — смещении максимума и сужении контура. Математическая модель, основанная на кинетических уравнениях, в которых учтены все эти факторы, позволяет описать температурные зависимости спектров ФЛ КТ и объяснить различия в поведении отдельных спектральных линий отличиями в электронной и пространственной структуре соответствующих КТ.

Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov. ФТП **33**, 1039 (1999).
- [2] В.Г. Талалаев, Б.В. Новиков, С.Ю. Вербин, А.Б. Новиков, Д.Ш. Тхак, Г. Гобш, Р. Гольдхан, Н. Штейн, А. Голомбек, Г.Э. Цырлин, В.Н. Петров, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров. ФТП **34**, 467 (2000).
- [3] V.G. Talalaev, B.V. Novikov, G. Gobsch, R. Goldhahn, N. Stein, J.W. Tomm, A. Maassdorf, G.E. Cirlin, V.N. Petrov, V.M. Ustinov. Phys. Stat. Sol. (b) **224**, 101 (2001).
- [4] A.S. Shkolnik, E.B. Dogonkin, V.P. Evtikhiev, E.Y. Kotelnikov, I.V. Kudryashov, V.G. Talalaev, B.V. Novikov, J.W. Tomm, G. Gobsch. Nanotechnology **12**, 512 (2001).
- [5] P. Michler, A. Hangleiter, M. Moser, M. Geiger, F. Scholz. Phys. Rev. B **46**, 7280 (1992).
- [6] G. Bacher, C. Hartmann, H. Schweizer. Phys. Rev. B **47**, 9545 (1993).
- [7] Z.Y. Xu, Z.D. Lu, Z.L. Yuan, X.P. Yang, B.Z. Zheng, J.Z. Xu, W.K. Ge, Y. Wang, J. Wang, L.L. Chang. Superlatt. Microstruct. **23**, 381 (1998).
- [8] B. Ilahi, L. Sfaxi, F. Hassen, L. Bouzaïene, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond, O. Marty. Phys. Stat. Sol. (a) **199**, 457 (2003).
- [9] Y. Wu, K. Arai, T. Yao. Phys. Rev. B **53**, R10485 (1996).
- [10] S. Fafard, S. Raymond, G. Wang, R. Leon, D. Leonard, S. Charbonneau, J.L. Merz, P.M. Petroff, L.E. Bowers. Surf. Sci. **361/362**, 778 (1996).
- [11] S. Sanguineti, M. Henini, M. Grassi Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri, S. Franchi. Phys. Rev. B **60**, 8276 (1999).
- [12] M. Gonschorek, H. Schmidt, J. Bauer, G. Benndorf, G. Wagner, G.E. Cirlin, M. Grundmann. Phys. Rev., B **74**, 115312 (2006).
- [13] S. Lan, K. Akahane, K.Y. Jang, T. Kawamura, Y. Okada, M. Kawabe, T. Nishimura, O. Wada. Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 2934 (1999).