

09,12

## Температурная зависимость фотолюминесценции полупроводниковых квантовых точек при непрямом возбуждении в диэлектрической матрице SiO<sub>2</sub>

© А.Ф. Зацепин, Д.Ю. Бирюков

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: a.f.zatsepin@urfu.ru, bir-70@list.ru

(Поступила в Редакцию 26 июня 2014 г.

В окончательной редакции 4 марта 2015 г.)

Рассмотрены процессы возбуждения—релаксации размерно-ограниченных экситонов в полупроводниковых квантовых точках при непрямом высокоэнергетическом возбуждении. Для описания температурного поведения фотолюминесценции квантовых точек в диэлектрической матрице SiO<sub>2</sub> использована модель, учитывающая процесс заселения триплетных состояний квантовых точек при переносе возбуждения подвижными экситонами матрицы.

Получены аналитические выражения, учитывающие двухстадийную и трехстадийную схемы релаксационных переходов. Применимость уравнений для анализа люминесцентных свойств полупроводниковых квантовых точек продемонстрирована на примере наночастиц кремния и углерода в тонкопленочной матрице SiO<sub>2</sub>. Показано, что сложный характер температурных зависимостей при непрямом возбуждении люминесценции может служить признаком многоэтапного процесса релаксации с участием возбужденных состояний матрицы и квантовой точки. Разработанные в настоящей работе модельные представления позволяют прогнозировать вид температурных зависимостей фотолюминесценции для различных схем непрямого возбуждения квантовых точек.

Результаты работы были получены в рамках выполнения государственного задания Министерства науки и образования РФ (№ 3.2016.2014К) при поддержке РФФИ (проекты № 13-08-00568, 13-02-91333).

### 1. Введение

Оптические свойства систем пониженной размерности вызывают высокий интерес в связи с созданием нового поколения приборов и устройств фотоники, микро- и оптоэлектроники [1–4]. В частности, к таким системам относятся полупроводниковые квантовые точки (quantum dots — QDs), представляющие собой нанокластеры, распределенные в диэлектрической матрице [1–3]. Хорошо известно, что размерный фактор существенно влияет на электронный энергетический спектр квантовых точек и, соответственно, на весь комплекс физических свойств материала, включая спектрально-люминесцентные свойства [2,3]. В то же время эффективность фотолюминесценции (photoluminescence — PL) квантовых точек в диэлектрической среде во многом зависит не только от эффектов квантово-размерного ограничения (confinement), но и от конкретного механизма возбуждения PL.

Фотолюминесценция многих диэлектрических и полупроводниковых наноструктур часто характеризуется существенно различающимися по форме и виду температурными зависимостями. Как показывают экспериментальные [5–13] и аналитические [9–14] исследования, температурная зависимость  $I_T(T)$  фотолюминесценции QDs часто имеет вид убывающей или возрастающей функции, либо кривой с максимумом. Указанная люминесценция наблюдается как при прямом возбуждении размерно-ограниченных экситонов [10–13], так и

при передаче энергии излучающим наночастицам через промежуточные электронные состояния матрицы [5–9]. Таким образом, многообразие возможных механизмов возбуждения фотолюминесценции наночастиц требует детального анализа в каждом конкретном случае с учетом реализации различных схем переноса поглощаемой энергии и типа электронных переходов [5–13].

В нашей предыдущей работе [11] рассмотрена модель прямого синглет-синглетного возбуждения экситонной люминесценции нанокластеров. Для случая трехуровневой энергетической схемы получено аналитическое выражение, хорошо описывающее экстремальный вид температурной зависимости PL размерно-ограниченных экситонов в кремниевых нанокластерах. Использование модели позволило объяснить наблюдаемый эффект температурного разгорания фотолюминесценции Si-QDs в тонкопленочной матрице SiO<sub>2</sub> увеличением плотности триплетных возбуждений, выступающих в качестве излучательных состояний. Вместе с тем очевидно, что процессы непрямого возбуждения и релаксации квантовых точек протекают по другим механизмам и не могут быть адекватно описаны в рамках предложенной модели [11]. Более того, многие закономерности температурного поведения люминесценции квантовых точек при непрямом возбуждении до сих пор не имеют однозначной интерпретации [5–9]. В частности, невыясненной остается роль промежуточных стадий процесса переноса возбуждения с участием высокоэнергетических состояний диэлектрической матрицы

и квантовой точки. Понимание физической природы и закономерностей указанных процессов создает научную основу для целенаправленного регулирования спектрально-люминесцентных характеристик подобных систем.

В связи с этим основной целью настоящей работы стал анализ закономерностей непрямого оптического возбуждения и излучательной релаксации размерно-ограниченных экситонов. В работе проанализированы возможные схемы электронных переходов в квантовых точках, рассмотрены стадии переноса энергии возбуждения, получены соответствующие уравнения и показана их применимость для интерпретации механизмов указанных процессов.

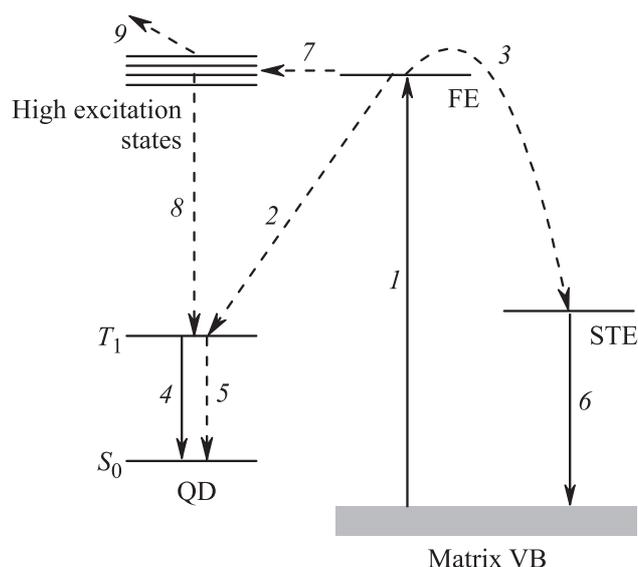
## 2. Модели непрямого возбуждения люминесценции

Фотолюминесценция при непрямом возбуждении квантовых точек, как правило, характеризуется сложной убывающей температурной зависимостью [5,6,9]. Так, в работах [5,6] для удовлетворительного описания экспериментальных кривых рассмотрена возможность существования двух каналов тушения люминесценции, один из которых подчиняется закону Стрита [15], а второй — закону Мотта [16]. Иначе говоря, интерпретация [5,6] температурных зависимостей PL сложного вида предполагает существование излучательных состояний близкой природы, подчиняющихся различным законам тушения. В этой связи следует заметить, что обоснование подобной ситуации, вообще говоря, требует дополнительных аргументов. Вместе с тем, подход, использованный в работе [11], позволяет предложить многостадийный одноканальный механизм непрямого возбуждения PL квантовых точек, альтернативный двухканальному процессу [5,6].

2.1. Схемы электронных переходов. Для получения аналитического выражения, описывающего экспериментальные температурные зависимости люминесценции квантовых точек, нами рассмотрены различные варианты энергетических переходов при передаче возбуждения через экситонные состояния матрицы (рис. 1).

При генерации свободных экситонов (free exciton — FE) матрицы (рис. 1, переход 1), поглощенная энергия может быть передана состояниям квантовой точки, что подтверждается экспериментально [5,6]. При этом для квантовых точек одной природы регистрируется только одна полоса люминесценции, спектральные характеристики которой соответствуют триплет-синглетным излучательным переходам [5,6,11]. В связи с этим можно полагать, что за счет передачи энергии от FE матрицы осуществляется непосредственное заселение триплетных экситонных уровней в люминесцирующей квантовой точке.

Простейшая схема непрямого возбуждения люминесценции QDs (рис. 1) включает стадию передачи энергии FE квантовым точкам с заселением триплетного



**Рис. 1.** Схема оптического возбуждения и релаксации размерно-ограниченного экситона в полупроводниковой квантовой точке при передаче энергии от свободного экситона матрицы. Сплошные стрелки — оптические переходы, штриховые — безызлучательные переходы.  $S_0$  — основное синглетное состояние,  $T_1$  — возбужденное триплетное состояние экситона квантовой точки, FE — уровень свободного экситона матрицы, STE — уровень автолокализованного экситона матрицы. Matrix VB — валентная зона матрицы.

состояния  $T_1$  (переход 2) и стадию излучательной релаксации экситона (переход 4). Температурную зависимость интенсивности люминесценции  $I_T(T)$  в этом случае можно представить следующим образом:

$$I_T(T) = I_0 \eta_2(T) \eta_4(T), \quad (1)$$

Здесь  $\eta_2$  и  $\eta_4$  — квантовые эффективности переходов 2 и 4,  $I_0$  — максимальная интенсивность люминесценции, достигаемая при единичных значениях параметров  $\eta_2$  и  $\eta_4$ .

Квантовая эффективность любого фотостимулированного процесса определяется отношением скорости его протекания к сумме скоростей всех возможных в данном состоянии системы процессов [5,6,11,16]. В нашем случае имеем

$$\eta_2(T) = \frac{P_2}{P_2 + P_3(T)} = \frac{1}{1 + P_3(T)/P_2},$$

$$\eta_4(T) = \frac{1}{1 + P_5(T)/P_4}, \quad (2)$$

где  $P_2, P_3, P_4, P_5$  — скорости соответствующих переходов на рис. 1.

Считая переходы 2 и 4 безбарьерными, а переходы 3 и 5 термоактивационными, получаем выражение для

интенсивности триплетной люминесценции ( $T_1 \rightarrow S_0$ )

$$I_T(T) = I_0 \left\{ \left[ 1 + \frac{p_{03}}{P_2} \exp\left(-\frac{E_3}{kT}\right) \right] \times \left[ 1 + \frac{p_{05}}{P_4} \exp\left(-\frac{E_5}{kT}\right) \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где  $P_2$  — скорость передачи возбуждения с уровня свободного экситона FE на триплетное состояние экситона квантовой точки;  $E_5$  и  $p_{05}$  — соответственно энергия активации и частотный фактор тушения триплетной PL;  $E_3$  и  $p_{03}$  — соответственно барьер активации и частотный фактор локализации FE матрицы с образованием автолокализованного экситона (self-trapped exciton — STE).

В соответствии с рассмотренной схемой электронных переходов (рис. 1) при высокоэнергетическом возбуждении наряду с излучением QDs (переход 4) может возникать также люминесценция STE матрицы (переход 6), которая в SiO<sub>2</sub> соответствует спектральной области 2.5–3 eV [17,18].

Следует отметить, что выражение (3) описывает упрощенную схему люминесценции, тогда как в действительности переход 2 является неэлементарным. Учитывая разницу в уровнях энергии размерно-ограниченного экситона полупроводниковой наночастицы (1–3 eV) и свободного экситона диэлектрической матрицы (6–12 eV), логично предположить, что передача энергии осуществляется на высоковозбужденные энергетические состояния (high-energy states — HES) квантовой точки (рис. 1, переход 7), и затем посредством последовательных термических переходов заселяется нижайшее триплетное состояние  $T_1$ . В этом случае процесс передачи энергии возбуждения не является безбарьерным, а триплетная люминесценция QDs описывается многостадийной релаксационной моделью.

Рассмотрим приближение, в котором последовательность термических переходов HES → ... →  $T_1$ , может быть представлена неким обобщенным переходом  $\delta$  с эффективными параметрами: энергией активации  $E_8$  и частотным фактором  $p_{08}$ . Конкурирующим процессом (рис. 1, переход 9 с эффективными параметрами  $E_9$  и  $p_{09}$ ) может быть перенос носителей заряда на безызлучательные центры рекомбинации [9]. Передачу энергии на высоковозбужденные состояния HES квантовой точки будем считать безбарьерной, а скорость процесса передачи  $P_7$  независимой от температуры. В итоге триплетную люминесценцию QDs можно описать в рамках трехстадийной модели (рис. 1), учитывающей релаксационные переходы 7, 8 и 4, а также конкурирующие переходы 3, 9 и 5

$$I'_T(T) = I_0 \left\{ \left[ 1 + \frac{p_{03}}{P_7} \exp\left(-\frac{E_3}{kT}\right) \right] \times \left[ 1 + \frac{p_{09}}{p_{08}} \exp\left(\frac{E_8 - E_9}{kT}\right) \right] \left[ 1 + \frac{p_{05}}{P_4} \exp\left(-\frac{E_5}{kT}\right) \right] \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Для удобства представления результатов аппроксимации экспериментальных зависимостей  $I_T(T)$  функциями (3) и (4) введем следующие дополнительные обозначения:  $(E_8 - E_9)$  — энергетический фактор заселения излучательных экситонных состояний  $T_1$  квантовой точки;  $p_{09}/p_{08}$  — кинетический фактор заселения излучательных состояний  $T_1$ ;  $p_{03}/P_{2(7)}$  — кинетический фактор автолокализации свободных экситонов FE матрицы;  $p_{05}/P_4$  — кинетический фактор тушения PL квантовых точек.

Заметим, что теоретически передача возбуждения от экситонов матрицы может осуществляться и на синглетные состояния квантовой точки. В этом случае должна регистрироваться триплетная люминесценция, протекающая по механизму, рассмотренному в работе [11]. Однако в настоящий момент реализация указанных переходов не имеет экспериментального подтверждения. Сравнение экспериментальных зависимостей  $I_T(T)$  для кремниевых нанокластеров в SiO<sub>2</sub> при прямых [11] и непрямых [5,6] способах возбуждения, позволяет предполагать, что передача энергии от диэлектрической матрицы осуществляется непосредственно на триплетные уровни QDs (рис. 1, переход 2). В противном случае схема переходов должна учитывать стадию интеркомбинаторной конверсии (intersystem crossing), а температурная зависимость PL при непрямом возбуждении QDs имела бы возрастающий участок.

2.2. Аналитическое описание температурной зависимости PL. Согласно уравнению (3) вид кривой  $I_T(T)$  зависит от термоактивационных и кинетических параметров центров свечения. В рамках двухстадийной модели температурная зависимость триплетной PL  $I_T(T)$  в соответствии с выражением (1) определяется произведением квантового выхода люминесценции  $\eta_4(T)$  и квантовой эффективности  $\eta_2(T)$  процесса передачи энергии возбуждения от диэлектрической матрицы. Поскольку оба температурно-зависимых множителя в выражении (1) уменьшаются с ростом температуры, теоретическая кривая  $I_T(T)$  должна принимать убывающий вид. Иными словами, функция (3) неприменима для описания немонотонных температурных зависимостей PL [11–13]. Указанная функция способна возрасти лишь при отрицательных значениях барьеров активации  $E_3$  или  $E_5$ , что является физически невозможным. Такое ограничение свойств двухстадийной модели обусловлено предположением о безбарьерном характере передачи энергии квантовым точкам от свободных экситонов матрицы. По этой причине скорость данного процесса не будет зависеть от температуры и эффективность заселения состояний  $T_1$  может лишь убывать с ростом эффективности автолокализации экситонов матрицы (рис. 1, переход 3).

В этой связи следует заметить, что наряду с люминесценцией QDs может возникать и люминесценция STE (рис. 1, переход 6). Активационный характер перехода 3 на рис. 1 допускает возможность температурного разгорания PL STE. Указанный процесс описывается

выражением, аналогичным для случая прямого возбуждения QD [11]. Отсюда следует, что температурное поведение люминесценции STE матрицы может существенно отличаться от таковой для QDs при непрямом возбуждении.

Анализ уравнения (4), определяющего температурную зависимость триплетной люминесценции QDs в рамках трехстадийной схемы (рис. 1, переходы 7, 8 и 4), может быть выполнен аналогичным образом. При этом, если упрощенная двухстадийная схема соответствует безусловно убывающей функции (3), то трехстадийная модель при различных соотношениях активационных барьеров  $E_3, E_5, E_8$  и  $E_9$  может описывать как возрастающую, так и убывающую зависимости  $I_T(T)$ .

С физической точки зрения трехстадийная модель учитывает более широкий спектр процессов, способных повлиять на вид температурных зависимостей люминесценции QDs. В частности, варьирование интенсивности возбуждения квантовых точек может существенно влиять на эффективность процессов, конкурирующих с заселением излучательных уровней. Подобные эффекты наблюдались экспериментально при непрямом возбуждении квантовых точек CdTe в матрице ZnTe [9]. Поскольку двухстадийная модель пренебрегает промежуточными стадиями заселения излучательных состояний (см. рис. 1, переходы 8 и 9), она не учитывает эффекты, возникающие на указанных стадиях. В этом смысле трехстадийная модель является более гибкой, что позволяет использовать ее для описания немонотонных температурных кривых PL при непрямом возбуждении QDs, если таковые будут зафиксированы в эксперименте.

Основным условием температурного разгорания PL является следующее соотношение активационных барьеров:  $E_8 > E_9$ . В противном случае PL будет испытывать тушение уже при самых низких температурах. Если выполняется условие  $E_8 \approx E_9$ , то соответствующая экспонента в выражении (4) обращается в единицу, что физически соответствует незначительной роли переходов 8 и 9 в общей схеме процесса заселения излучательных уровней  $T_1$ .

Таким образом, двухстадийная модель релаксации при непрямом оптическом возбуждении QDs соответствует исключительно монотонно убывающей температурной зависимости PL. В то же время трехстадийная модель способна описывать немонотонные температурные кривые более сложной формы, включающие стадии разгорания PL.

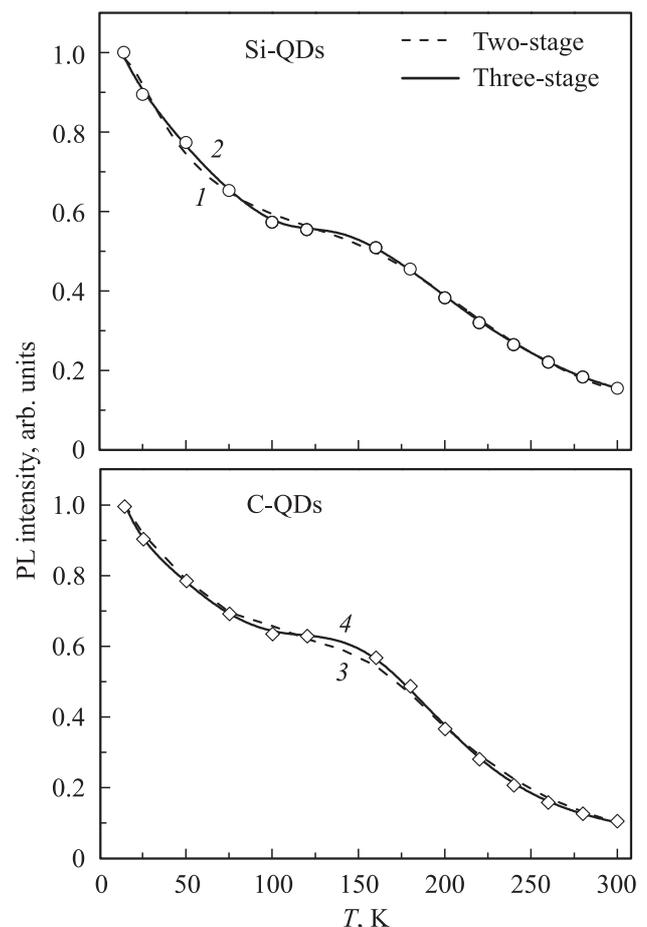
### 3. Апроксимация моделей непрямого возбуждения

Для проверки выражений (3) и (4), характеризующих процессы люминесценции квантовых точек при непрямом возбуждении, была выполнена обработка экспериментальных температурных зависимостей (рис. 2), полученных в предыдущей работе [5] при исследовании пленок  $\text{SiO}_2$ , имплантированных ионами кремния и

углерода. Возбуждение осуществлялось синхротронным излучением (11.6 eV), регистрация PL производилась в максимумах полос люминесценции Si-QDs (1.8 eV) и C-QDs (2.4 eV) в диапазоне температур 10–300 K [5,6].

Экспериментальные кривые  $I_T(T)$  (рис. 2) свидетельствуют о том, что для обоих типов квантовых точек имеет место тушение люминесценции, начиная уже с температур жидкого гелия. При этом форма температурных кривых  $I_T(T)$  для кремниевых и углеродных QDs качественно не отличается.

Убывающий вид зависимостей  $I_T(T)$  с характерным плато в температурном диапазоне 100–160 K подтверждает неэлементарный механизм процесса и вполне согласуется с рассмотренными выше моделями непрямого возбуждения. В рамках двухстадийной схемы переходов (уравнение (3)), форма экспериментальных кривых подтверждает безбарьерный ( $E_2 = 0$ ) характер передачи возбуждения кремниевым и углеродным QDs в матрице  $\text{SiO}_2$ . В случае трехстадийной схемы (уравнение (4)) убывающий вид зависимостей  $I_T(T)$  свидетельствует не только о безбарьерной передаче возбуждений ( $E_7 = 0$ ), но и об отрицательном значении энергетического фактора заселения  $T_1$  ( $E_8 - E_9 < 0$ ).



**Рис. 2.** Аппроксимация температурных зависимостей PL полос Si и C квантовых точек в пленке  $\text{SiO}_2$ . Штриховые линии 1, 3 — уравнение двухстадийного процесса, сплошные линии 2, 4 — уравнение трехстадийного процесса.

Параметры непрямого возбуждения кремниевых и углеродных квантовых точек

Параметры	Si-QDs		C-QDs	
	2 стадии	3 стадии	2 стадии	3 стадии
Максимум PL, $h\nu_{emis}$ , eV	1.8	1.8	2.4	2.4
Барьер автолокализации FE, $E_3$ , eV	0.104	0.110	0.102	0.110
Энергетический фактор заселения $T_1$ , $E_8 - E_9$ , eV	—	−0.002	—	−0.003
Барьер тушения PL, $E_5$ , eV	0.006	0.009	0.068	0.077
Кинетический фактор автолокализации FE, $p_{03}/P_{2(7)}$ *	125.51	153.07	125.48	153.02
Кинетический фактор заселения $T_1$ , $p_{09}/p_{08}$	—	0.36	—	0.92
Кинетический фактор тушения PL, $p_{05}/P_4$	1.36	1.09	33.03	25.5

Примечание. \* Параметр  $p_{03}/P_2$  приведен для двухстадийного процесса, а  $p_{03}/P_7$  — для трехстадийного.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных с использованием выражений (3) и (4) представлены в таблице. Процедура аппроксимации и расчет погрешностей параметров модели выполнены в приложении OriginPro 9.0. На рис. 2 сплошными линиями показаны расчетные зависимости  $I_T(T)$  для трехстадийного процесса, пунктирными — для двухстадийного. Ошибка аппроксимации (0.3–0.8%) в обоих случаях не превышает погрешность измерений ( $\sim 2\%$ ). Другими словами, обе модели достаточно хорошо согласуются с экспериментом в рассматриваемом диапазоне температур. Поэтому для выбора наиболее предпочтительной из них требуется учитывать экспериментальные условия фотовозбуждения и особенности энергетической структуры вмещающей матрицы и люминесцирующих наночастиц.

В конкретном случае тонкопленочной матрицы  $\text{SiO}_2$ , имплантированной ионами кремния и углерода, приемлемая точность двухстадийной модели позволяет заключить, что переходами 8 и 9 (рис. 1) в общей схеме процесса заселения излучательных уровней  $T_1$  можно пренебречь. Действительно, как видно из таблицы, соответствующие активационные барьеры  $E_8$  и  $E_9$  различаются по величине не более чем на 2–3 meV. Как было отмечено выше, условие  $E_8 \approx E_9$  устраняет вклад высоковозбужденных состояний в тепловую кинетику релаксации экситонов. Следовательно, для описания температурных зависимостей люминесценции Si-QDs и C-QDs при непрямом возбуждении матрицы  $\text{SiO}_2$  приемлемым приближением является двухстадийная модель.

Из таблицы также видно, что энергетические ( $E_3$ ) и кинетические ( $p_{03}/P_{2(7)}$ ) факторы автолокализации FE с точностью до погрешности аппроксимации не зависят от состава QDs. Исходя из этого, можно предположить, что люминесцирующие частицы типа Si-QDs и C-QDs получают энергию непрямого возбуждения одинаковым путем с участием одних и тех же промежуточных состояний диэлектрической матрицы. Вместе с тем барьер тушения триплетной люминесценции  $E_5$  (рис. 1) для кремниевых наночастиц почти на порядок ниже, чем для углеродных. Указанная особенность определяет для Si-QDs более слабую зависимость интенсивности PL от температуры в диапазоне 200–300 К. Относительно низкая интенсивность люминесценции C-QDs при

комнатной температуре объясняется высоким значением кинетического фактора тушения ( $p_{05}/P_4$ ). Другими словами, для углеродных квантовых точек скорость тушения люминесценции переходов превышает скорость излучательных переходов в 25–30 раз (см. таблицу).

Следует также отметить, что в соответствии с величиной кинетического фактора ( $p_{03}/P_{2(7)}$ ) процесс передачи энергии квантовым точкам протекает относительно медленно. Его скорость примерно в 125–150 раз ниже частотного фактора ( $p_{03}$ ) автолокализации экситонов. В этой связи достаточно эффективная передача возбуждений FE→QDs возможна лишь при низких температурах благодаря безбарьерному характеру переходов 2 и 7, а также относительно высокому активационному барьеру (101–110 meV) автолокализации матричных экситонов (см. таблицу). С увеличением температуры эффективность генерации STE возрастает и, как следствие, фотолюминесценция QDs испытывает дополнительное тушение, которое становится заметным при  $T > 150$  К (рис. 2).

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что сложный характер температурных зависимостей люминесценции QDs при непрямом оптическом возбуждении может быть обусловлен многостадийностью процесса релаксации возбужденных состояний. При анализе механизма непрямого возбуждения для Si-QDs и C-QDs в матрице  $\text{SiO}_2$  [5] достаточно ограничиться двумя релаксационными стадиями, пренебрегая участием высоковозбужденных состояний размерно-ограниченных экситонов. Для детального выяснения их роли в люминесценции полупроводниковых квантовых точек необходима постановка специальных экспериментов.

#### 4. Заключение

На основе рассмотрения последовательности электронных переходов в системе „квантовая точка–диэлектрическая матрица“ получены аналитические уравнения для описания температурного поведения фотолюминесценции при непрямом возбуждении, учитывающие двух- и трехстадийные схемы релаксационных процессов. Показано, что трехстадийная модель, включающая

промежуточные стадии заполнения излучательных состояний, обладает более широким спектром описательных возможностей по сравнению с двухстадийной. Физический смысл энергетических и кинетических факторов в аналитическом описании рассмотренных моделей определен, соответственно, как разность активационных барьеров и отношение скоростей конкурирующих релаксационных процессов.

Применимость полученных уравнений для анализа люминесцентных свойств полупроводниковых квантовых точек продемонстрирована на примере наночастиц кремния и углерода в тонкопленочной матрице SiO<sub>2</sub>. Сложный характер температурных зависимостей люминесценции Si-QDs и C-QDs при непрямом возбуждении может быть интерпретирован в рамках единого многостадийного процесса, учитывающего передачу энергии через экситонные состояния диэлектрической матрицы.

## Список литературы

- [1] Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. Техносфера, М. (2007). 368 с.
- [2] J.Zn. Zhang. Optical properties and spectroscopy of nanomaterials. World Scientific Publ. Co Pte. Ltd (2009). 383 p.
- [3] Н. Герасименко, Ю. Пархоменко. Кремний — материал нанозлектроники. Техносфера, М. (2007). 352 с.
- [4] А.Ф. Кравченко, В.Н. Овсяк. Электронные процессы в твердотельных системах пониженной размерности. Изд-во Новосибирского ун-та, Новосибирск (2000). 448 с.
- [5] A.F. Zatsepin, E.A. Buntov, V.S. Kortov, D.I. Tetelbaum, A.N. Mikhaylov, A.I. Belov. *J. Phys.: Cond. Matter.* **24**, 045 301 (2012).
- [6] A.F.Zatsepin, E.A.Buntov. In: Silicon-based nanomaterials. Chapter 5. Synchrotron-Excited Photoluminescence Spectroscopy of Silicon- and Carbon-Containing Quantum Dots in Low Dimensional SiO<sub>2</sub> Matrices. Springer Ser. Mater. Sci. **187**, 89 (2013).
- [7] Zh. Pan, A. Ueda, H. Xu, S.K. Hark, S.H. Morgan, R. Mu. *J. Nanophotonics.* **12**, 063 508 (2012).
- [8] L.T. Canham. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1046 (1990).
- [9] А.Н. Резницкий, А.А. Ключихин, С.А. Пермогоров. *ФТТ* **54**, 115 (2012).
- [10] M.N. Nordin, J. Li, S.K. Clowes, R.J. Curry. *Nanotechnology* **23**, 275 701 (2012).
- [11] Д.Ю. Бирюков, А.Ф. Зацепин. *ФТТ* **56**, 611 (2014).
- [12] J. Wang, M. Righini, A. Gnoli, S. Foss, T. Finstad, U. Serincan, R. Turan. *Solid State Commun.* **147**, 461 (2008).
- [13] С.Н. Нагорных, В.И. Павленков, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, Д.И. Тетельбаум. *ЖТФ* **82**, 12, 63 (2012).
- [14] M. Kapoor, V.A. Singh, G.K. Johri. *Phys. Rev. B* **61**, 1941 (2000).
- [15] R.A. Street. *Adv. Phys.* **25**, 397 (1976).
- [16] N.F. Mott, E.A. Davis. *Electronic Processes in Non-crystalline Materials.* Oxford University Press, Oxford (1979). 604 p.
- [17] Yu.D. Glinka, Sh-H. Lin, Yit-T. Chen. *Phys. Rev. B* **66**, 035 404 (2002).
- [18] Yu.D. Glinka, Sh-H. Lin, L-P. Hwang, Yit-T. Chen, N.H. Tolk. *Phys. Rev. B* **64**, 085 421 (2001).