

ЗАХВАТ И РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnSe

В. С. Днепровский, Е. А. Жуков**, О. А. Шалыгина*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

В. П. Евтихийев, В. П. Кочерешко

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

Поступила в редакцию 11 апреля 2003 г.

Измерены развернутые во времени спектры фотolumинесценции самоорганизованных квантовых точек CdSe/ZnSe. Возбуждение образцов осуществлялось за счет поглощения фемтосекундных и мощных наносекундных импульсов лазеров в барьерных слоях. Особенности кинетики люминесценции квантовых точек и барьера объяснены эффективной диффузией и захватом носителей из барьера в квантовые точки, быстрой релаксацией по подуровням энергии размерного квантования, зависимостью времени захвата носителей и рекомбинации от размера квантовой точки. Зарегистрированное изменение формы спектров люминесценции образцов квантовых точек (возрастание интенсивности люминесценции высокочастотной части спектров) и нелинейная зависимость интенсивности люминесценции при высоких уровнях возбуждения объяснены насыщением состояний и/или уменьшением скорости захвата носителей в квантовую точку по мере ее заполнения носителями.

PACS: 78.47.+p

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы квантовые точки (КТ) из полупроводников группы A_2B_6 вызывают значительный интерес, связанный не только с их особыми физическими свойствами, но и с широкими перспективами применения при разработке быстродействующих оптоэлектронных устройств с малым энергопотреблением (прежде всего при создании светодиодов и лазеров [1–9], излучающих в зеленой и голубой областях спектра).

Настоящая работа посвящена изучению линейных и нелинейных оптических свойств самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Размерное квантование носителей в КТ приводит к зависимости энергии оптических переходов от их размеров. Поэтому дисперсия размеров самоорганизованных КТ вызывает значительное неоднородное уширение спектров

люминесценции. Использование оптической микроскопии ближнего поля [1], применение специальных способов пространственного разрешения (масок с отверстиями нанометровых размеров [10] или содержащих малое число КТ-островков, полученных литографическими методами [11]) позволяют изучать свойства отдельной (одиночной) КТ. Однако в первой части настоящей работы обработка зарегистрированных спектров люминесценции ансамбля КТ (неоднородно уширенных спектров люминесценции), развернутых во времени, позволила определить особенности процессов захвата носителей из барьера в КТ и процессов рекомбинации в зависимости от размеров КТ без использования методов пространственного разрешения излучения одиночной КТ. Это удается осуществить путем анализа кинетических свойств разных частей неоднородно уширенного спектра люминесценции ансамбля КТ, так как при относительно низких уровнях возбуждения люминесценция КТ обусловлена рекомбина-

*E-mail: scon281@phys.msu.ru

**E-mail: zhukov@qwires.phys.msu.ru

цией электронно-дырочных пар (экситонов¹⁾), находящихся в основном состоянии, а однородное уширение спектра люминесценции отдельной КТ при гелиевой температуре мало — не превышает 1 мэВ [12] (измеренная в [11] полуширина спектра люминесценции отдельной КТ CdSe/ZnSe (5 К) около 0.07 мэВ).

Во второй части работы приводятся результаты измерения спектров люминесценции самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe при высоких уровнях возбуждения мощными наносекундными импульсами света. Анализируются возможные явления, ответственные за зарегистрированные изменения в спектрах люминесценции при увеличении интенсивности возбуждения (концентрации носителей в КТ).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для образования массива квантовых точек CdSe по механизму Странского–Крастанова на разориентированной в сторону [010] на 6° подложке GaAs (001) в двухкамерной установке для молекулярно-лучевой эпитаксии формировался буферный слой GaAs. Затем выращивался слой ZnSe толщиной 40 нм при температуре 260°C. На этот слой при повышенной температуре до 320°C осаждалось 2.8 монослоя CdSe, которые зарастались слоем ZnSe толщиной 40 нм при 280°C. Аналогичным образом создавались образцы из 10 слоев квантовых точек CdSe, разделенных барьерными слоями толщиной 12 нм. Используемая толщина CdSe превышала критическую толщину (2.3 монослоя), после которой происходит переход к трехмерному росту CdSe [9, 15–17]. Плотность КТ CdSe/ZnSe в слое около 10^{11} см⁻². Применение разориентированной подложки и указанных условий роста позволило подавить появление двумерных островков CdSe, достигнуть таких условий, при которых рост происходит через непосредственное встраивание адатомов в ступени на поверхности (step-flow механизм роста). В обычных условиях

¹⁾ Строго говоря, хотя для КТ (квазиульмерной системы) термин «экситон» широко употребляется в литературе для описания дискретных возбужденных состояний, электронно-дырочные пары, связанные кулоновским притяжением, не являются экситонами — квазичастицами, способными при диссоциации превращаться в свободные электроны и дырки [13, 14]. Энергия кулоновского взаимодействия в КТ равна примерно $e^2/\epsilon d$, где d — средний размер КТ, ϵ — диэлектрическая проницаемость, хотя и возрастает по сравнению с двумерными и одномерными наноструктурами, но все же остается меньше разности энергий дискретных квантовых уровней свободных электронов и дырок.

при использовании ориентированной подложки GaAs (001) недостаточная поверхностная диффузия, обусловленная низкой температурой роста CdSe, по-видимому, препятствует преобразованию двумерного роста в трехмерный — формированию КТ CdSe [18–21]. Для КТ CdSe/ZnSe, полученных аналогичным способом и излучающих в том же (2.26–2.38 эВ) спектральном диапазоне (см. ниже), измерения с помощью электронного и атомно-силового микроскопов [11] позволили установить, что они имеют в основном полусферическую форму с диаметром около 20 нм и высотой 2–3 нм.

Основной метод исследования линейных и нелинейных оптических свойств КТ CdSe/ZnSe, использованный в настоящей работе, — лазерная спектроскопия (в том числе лазерная спектроскопия с временным разрешением).

2.1. Люминесценция и кинетика люминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe при низких уровнях возбуждения

Для изучения развернутых во времени спектров люминесценции образцы самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe возбуждались сфокусированным излучением второй гармоники ($h\nu = 3.1$ эВ) накачиваемого аргоновым лазером Ti-сапфирового лазера (длительность импульса около 100 фс, частота повторения импульсов 82 МГц, плотность энергии возбуждения 0.2 мкДж/см²). При этом свет в основном поглощался и носители генерировались в барьерном слое ZnSe²⁾. Для регистрации спектров люминесценции, развернутых во времени, использовалась скрещенная с полихроматором скоростная фотоэлектронная система (streak-camera) Hamamatsu C1587, работающая в режиме синхронного сканирования. Временное разрешение регистрирующей системы не превышало 10 пс.

На рис. 1 приведены спектр люминесценции образца КТ (20 К), возбуждаемого фемтосекундными импульсами второй гармоники Ti-сапфирового лазера, и зависимость интенсивности люминесценции от времени как для барьерного слоя ZnSe, так и для спектрального интервала из высокочастотной части спектра люминесценции КТ CdSe/ZnSe. На этом рисунке представлен также импульс возбуждения, за-

²⁾ Такой способ возбуждения приводит к интенсивной люминесценции КТ. При возбуждении образцов излучением аргонового лазера (энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны барьера ZnSe) интенсивность люминесценции резко уменьшалась, так как излучение накачки слабо поглощается непосредственно в слое (слоях) КТ.

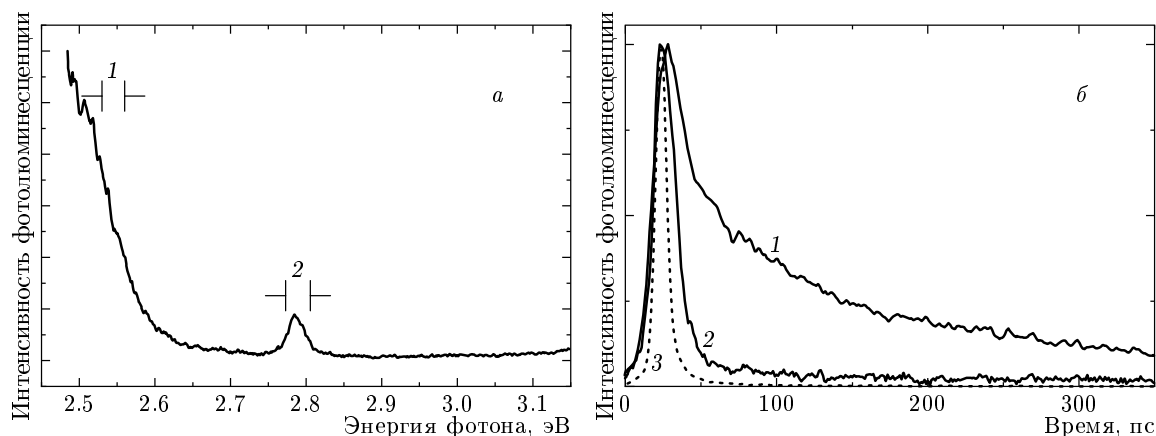


Рис. 1. а) Спектр фотолюминесценции образца CdSe/ZnSe (20 К). б) Зависимость интенсивности фотолюминесценции для квантовых точек CdSe/ZnSe (спектральный интервал 1 на рис. а) (1), матрицы ZnSe (интервал 2) (2), импульс возбуждения (3)

регистированный с помощью камеры Hamamatsu C1587, позволяющий определить и учесть временное разрешение всей измерительной системы. Результаты измерения развернутых во времени спектров люминесценции образца КТ (спектры люминесценции, зарегистрированные в различные интервалы времени после возбуждения, и временные профили различных спектральных частей) приведены на рис. 2.

Спектр люминесценции состоит из двух полос (интенсивной в диапазоне 2.3–2.5 эВ и слабой в окрестности 2.8 эВ), по-видимому, обусловленных люминесценцией КТ CdSe/ZnSe, и матрицы (барьера) ZnSe. Высокочастотный сдвиг (более 0.5 эВ) спектров люминесценции образцов (интенсивной полосы) в область больших энергий по сравнению с шириной запрещенной зоны (1.8 эВ) объемного полупроводника CdSe обусловлен квантовым размерным эффектом в КТ. Значительную полуширину этой полосы (около 80 мэВ) можно объяснить неоднородным уширением, связанным с дисперсией размеров ансамбля КТ. По нашим оценкам дисперсия размеров не превышает 10 %.

Обнаруженное малое время релаксации люминесценции барьера ZnSe (около 7 пс при температуре образцов наноструктур 20 К) по сравнению со временем рекомбинации объемного полупроводника, слабая интенсивность люминесценции барьера по сравнению с интенсивностью люминесценции КТ, малое время нарастания люминесценции от 8 до 24 пс в КТ разного размера (см. ниже) свидетельствуют об эффективных процессах диффузии возбужденных носителей в барьере и о захвате носителей из барьера в КТ, о малом времени релаксации носителей в

основное нижнее электронно-дырочное (экситонное) состояние КТ — об отсутствии «фононного бутылочного горла» [22] в исследуемых образцах.

Следует отметить следующие изменения спектров люминесценции КТ CdSe/ZnSe во времени (рис. 2а): форма спектров изменяется из-за того, что высокочастотная часть спектра затухает быстрее, чем низкочастотная; этот процесс сопровождается сдвигом максимума спектра люминесценции в область меньших энергий. При этом (рис. 2б) меняются времена нарастания и убывания для различных участков спектра. Они увеличиваются для длинноволновой части спектра.

Наблюдаемые особенности кинетики люминесценции ансамбля самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe можно объяснить, если учесть дисперсию их размеров (неоднородное уширение спектров люминесценции). Существуют различные каналы рекомбинации электронно-дырочных пар (экситонов) в КТ — излучательные и безызлучательные. Эффективность безызлучательной рекомбинации возрастает в КТ меньшего размера из-за большего влияния границы раздела между полупроводником CdSe и барьером ZnSe. Итак, уменьшением времени рекомбинации для КТ меньшего размера можно объяснить изменение формы спектра люминесценции ансамбля КТ с течением времени (рис. 2а), сопровождающееся сдвигом максимума спектра в область меньших энергий. Интенсивность возбуждающего излучения второй гармоники Ti-сапфирового лазера была слишком мала, чтобы связать наблюдаемые изменения спектров люминесценции КТ с каким-либо нелинейным процессом.

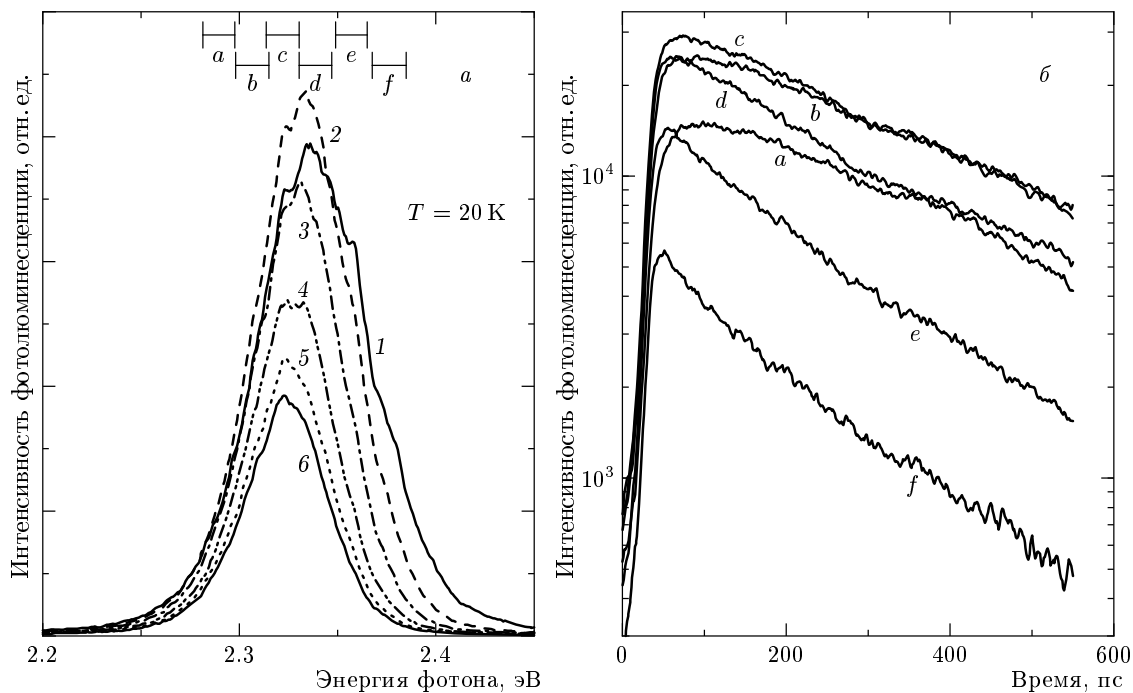


Рис. 2. а) Развернутые во времени спектры фотолюминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe (20 К). Спектры получены в различные интервалы времени после возбуждения: 1 — 0–23 пс; 2 — 23–47 пс; 3 — 48–72 пс; 4 — 87–110 пс; 5 — 122–145 пс; 6 — 145–169 пс. б) Зависимость интенсивности фотолюминесценции от времени для различных участков спектра, обозначенных на рис. а

При обработке временных профилей для различных интервалов спектра люминесценции КТ CdSe/ZnSe (для КТ разного размера) можно воспользоваться трехуровневой моделью [23]. При этом следует ввести времена τ_{Σ} и τ , где τ_{Σ} — суммарное время, которое состоит из времени диффузии возбужденных носителей в барьере ZnSe, времени захвата носителей в КТ и времени релаксации из возбужденного в основное электронно-дырочное (экситонное) состояние; τ — время рекомбинации электронно-дырочной пары (время жизни экситона). В этом случае изменение концентрации экситонов

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\tau_{\Sigma}} \left(n_0 \gamma e^{-t/\tau_{\Sigma}} \right) - \frac{n}{\tau}, \quad (1)$$

где n_0 — концентрация возбужденных носителей; концентрация экситонов $n = 0$ при $t = 0$; коэффициент γ характеризует эффективность процесса перехода носителей из барьера в КТ.

Таким образом, интенсивность люминесценции

$$I \propto n = \frac{e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_{\Sigma}}}{\tau - \tau_{\Sigma}} \gamma n_0 \tau. \quad (2)$$

Результаты обработки временных профилей интенсивности люминесценции КТ разного размера

Спектральный интервал	τ_{Σ} , пс	τ , пс	β
a	23 ± 2	410 ± 20	1
b	16 ± 1	418 ± 7	1
c	13 ± 1	357 ± 6	1
d	12 ± 1	244 ± 7	0.9 ± 0.1
e	11 ± 1	144 ± 8	0.7 ± 0.1
f	8 ± 1	112 ± 8	0.6 ± 0.1

(рис. 2б), полученные с учетом выражения (2) и временного разрешения регистрирующей системы, приведены в таблице. При этом уменьшение интенсивности люминесценции во времени для спектральных интервалов высокочастотной части спектров (рис. 2) удается аппроксимировать растянутой экспонентой $e^{-(t/\tau)^{\beta}}$, где $\beta < 1$. Для квантовых точек меньшего размера зависимость времени рекомбинации от размера более резкая, что может быть связано с доминирующим

влиянием процессов безызлучательной рекомбинации. По-видимому, даже в пределах выделенных спектральных интервалов, т.е. при небольшом изменении размеров КТ, использование растянутой экспоненты позволяет учесть зависимость времени τ от размера КТ. Значения времен τ_{Σ} , τ и параметра β приведены в таблице, откуда следует, что время τ рекомбинации КТ CdSe/ZnSe уменьшается для высокочастотных спектральных интервалов (с уменьшением размера КТ). Суммарное время диффузии, захвата и релаксации носителей из возбужденного в основное состояние, τ_{Σ} , возрастает с увеличением размера КТ. Последнее можно объяснить увеличением времени захвата носителей из барьера в КТ. В [24, 25] показано, что в квантовых ямах при захвате электронов из барьера в квантовую яму она может заряжаться отрицательно, а прилегающая область барьера — положительно. Возникает кулоновский барьер, по мере нарастания которого замедляется рост концентрации носителей в квантовой яме. Уменьшение скорости захвата носителей в квантовую яму по мере ее заполнения зарегистрировано в [26]. Можно предположить, что уменьшение скорости захвата носителей должно в первую очередь проявляться в КТ большего размера из-за большего времени жизни носителей. По-видимому, изменением времени релаксации носителей из возбужденного в основное состояние КТ (изменением времени релаксации по подуровням размерного квантования) зависимость τ_{Σ} от размера КТ объяснить нельзя. Скорее, можно ожидать, что это время увеличивается в КТ меньшего размера из-за менее «плотного» спектра уровней размерного квантования, если только отсутствуют резонансные переходы, когда расстояние между уровнями энергии размерного квантования совпадает с энергией соответствующих оптических фононов [27]. Кроме того, в ряде работ [9, 22, 28] показано, что в полупроводниковых КТ группы A_2B_6 время релаксации из возбужденного состояния в основное мало (около 1 пс и меньше) — отсутствует «фононное бутылочное горло». Вклад процесса диффузии в τ_{Σ} в нашем случае, по-видимому, незначителен из-за малой толщины барьеров ZnSe в исследуемых образцах.

2.2. Люминесценция квантовых точек CdSe/ZnSe при высоких уровнях возбуждения

Для изучения особенностей люминесценции самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe при больших

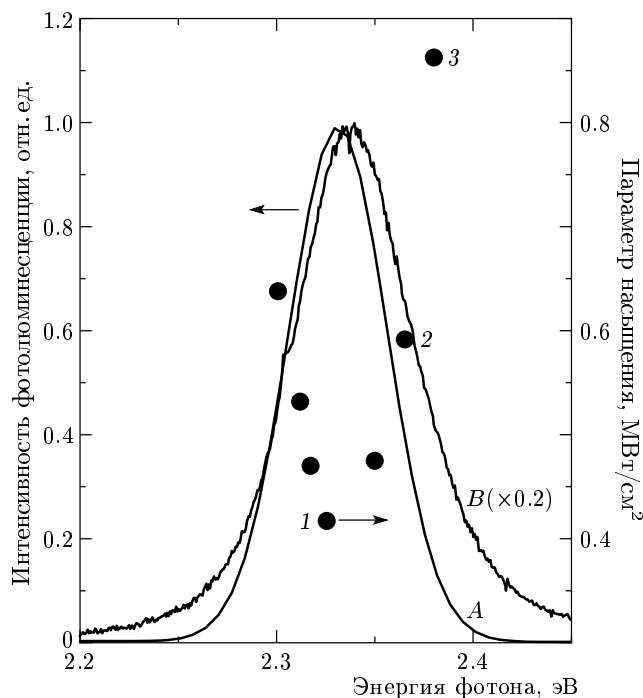


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe (80 K) при интенсивностях возбуждения 57 кВт/см^2 (A) и 1.5 МВт/см^2 (B). Точки — значения параметра насыщения для различных участков спектра

уровнях накачки образцы возбуждались излучением третьей гармоники ($h\nu = 3.45 \text{ эВ}$) большой мощности Nd:YAlO₄-лазера с модулированной добротностью (длительность импульса генерации 14 нс).

На рис. 3 приведены спектры люминесценции образца КТ CdSe/ZnSe (80 K) при разных уровнях возбуждения. Следует отметить асимметричное изменение спектров — с ростом уровня возбуждения в большей степени возрастает интенсивность высокочастотной части спектра, сопровождающаяся сдвигом максимума спектра люминесценции в область больших энергий. При этом зарегистрированы (рис. 4) нелинейные зависимости интенсивности фотолуминесценции КТ CdSe/ZnSe от уровня возбуждения для различных частот (для КТ разного размера), указанных на рис. 3. Нелинейную зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения (рис. 4) и изменение формы спектров (рис. 3) можно объяснить, анализируя роль различных процессов, которые могут возникать в КТ при большой концентрации возбужденных электронно-дырочных пар: заполнение состоя-

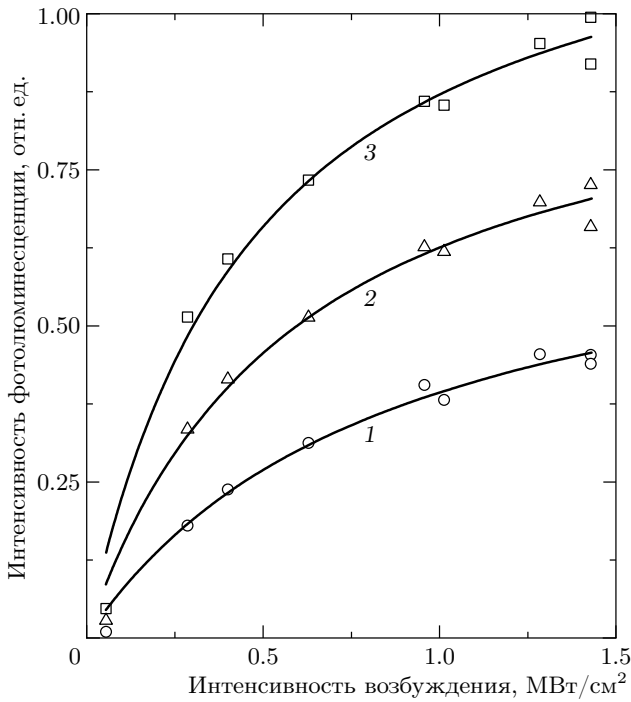


Рис. 4. Зависимость интенсивности фотолюминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe от уровня возбуждения для участков спектра 1–3 на рис. 3

ний [29, 30], штарк-эффект [31], изменение энергии перехода при нагреве образца. Для кривых 1–3 на рис. 4 (для высокочастотной части спектра люминесценции), по-видимому, доминирует эффект заполнения основного нижнего уровня размерного квантования в КТ в соответствии с принципом Паули. Измеренное нами время рекомбинации в КТ CdSe/ZnSe $\tau \ll \tau_p$, где τ_p — длительность возбуждающего импульса третьей гармоники Nd:YAlO₄-лазера. Таким образом, стационарная концентрация носителей, возбужденных в отдельной КТ, выражается формулой

$$n_{QD} \approx \chi \frac{(1 - R)(1 - e^{-\alpha L})W\tau}{\tau_p S h \gamma N}, \quad (3)$$

где коэффициент χ определяет эффективность инжекции носителей в КТ, R и α — коэффициенты отражения и поглощения образца, L — суммарная толщина барьерных слоев ZnSe, W — энергия возбуждающего импульса, S — площадь пятна возбуждения, N — плотность КТ. С учетом измеренных значений пропускания образцов $n_{QD} > 10$. Из этого следует, что стационарное число носителей, инжектированных в отдельную КТ, достаточно для заполнения уровней размерного квантования.

Нелинейную зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения, обнаруженную для разных участков спектра люминесценции (рис. 4), можно аппроксимировать, используя модель насыщения [30]:

$$I \approx \frac{n}{1 + n/n_s}, \quad (4)$$

где n — концентрация возбужденных носителей в КТ, а n_s — «насыщающая» концентрация носителей. Параметр $n_s \approx P_s$, где P_s — мощность насыщения (параметр насыщения). При $P = P_s$ интенсивность люминесценции уменьшается вдвое по сравнению с ее значением, которое могло бы быть в случае линейного роста. Увеличение P_s от 0.4 до 0.9 МВт/см² (рис. 3) с увеличением частоты (с уменьшением размера КТ) и уширение спектра фотолюминесценции в области высоких частот можно объяснить уменьшением времени рекомбинации в КТ меньшего размера. Увеличение параметра P_s для низкочастотной части спектра фотолюминесценции (рис. 3), по-видимому, может быть связано с существенным штарковским и тепловым сдвигами частоты основного перехода КТ в красную область спектра и с уменьшением скорости захвата носителей в КТ большего размера (по мере заполнения квантовой ямы носителями происходит возрастание кулоновского барьера на границе ямы, препятствующего нарастанию концентрации носителей). Последний эффект возникает в первую очередь в квантовых точках большего размера из-за большего времени жизни носителей. При штарковском и тепловом сдвигах частоты основного перехода в КТ интенсивность фотолюминесценции для фиксированного интервала частот в спектре, представленном на рис. 3, вероятно, изменяется (увеличивается) за счет дополнительной фотолюминесценции имеющих большую концентрацию соседних КТ меньшего размера.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зарегистрированные изменения спектров фотолюминесценции самоорганизованных квантовых точек CdSe/ZnSe во времени при возбуждении носителей в барьере ZnSe — уменьшение времени нарастания и убывание интенсивности люминесценции высокочастотной части спектра по сравнению с низкочастотной — объясняются уменьшением времен захвата носителей из барьера в квантовую точку и рекомбинации электронно-дырочных пар (экситонов) в квантовых точках меньшего размера.

Изменения спектров люминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe при высоких уровнях возбуждения и нелинейная зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения, по-видимому, связаны с доминирующим эффектом заполнения состояний, штарковским и тепловым красным сдвигами частоты основного электронно-дырочного перехода и с уменьшением скорости захвата носителей из барьера в квантовую точку по мере ее заполнения носителями.

Использованный в работе метод лазерной спектроскопии (измерение спектров люминесценции ансамбля квантовых точек, развернутых во времени) позволил нам определить зависимость процессов захвата носителей квантовой точкой и процессов рекомбинации от размера квантовой точки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 02-02-16167, 03-02-16762), а также в рамках программ «Физика твердотельных наноструктур» и «Интеграция».

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bimberg, M. Grudmann, and N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, John Wiley & Sons, Chichester (1999).
2. Ю. В. Вандышев, В. С. Днепровский, В. И. Климов, Д. К. Окорочков, Письма в ЖЭТФ **54**, 441 (1991).
3. V. S. Dneprovskii, V. I. Klimov, D. K. Okorokov, and Yu. V. Vandysh, *Sol. St. Comm.* **81**, 227 (1992).
4. N. N. Ledentsov, I. L. Krestnikov, M. V. Maximov, S. L. Ivanov, S. L. Sorokin, P. S. Kopiev, Zh. I. Alferov, D. Bimberg, and C. M. Sotomayor Torres, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1343 (1996).
5. S. Nakamura, R. Rinamura, H. Umeya, A. Jia, M. Kobayashi, A. Yoshikawa, V. Shimotomai, Y. Kato, and K. Takahashi, *Electron. Lett.* **34**, 2435 (1998).
6. M. Kobayashi, S. Nakamura, K. Wakao, and A. Yoshikawa, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 1316 (1998).
7. M. Kobayashi, S. Nakamura, K. Kitamura, H. Umeya, A. Jia, A. Yoshikawa, V. Shimotomai, and Y. Kato, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 2005 (1999).
8. N. Matsumura, H. Endo, and J. Saraie, *Phys. Stat. Sol. (b)* **229**, 1039 (2002).
9. D. Schikora, S. Schwedhelm, I. Kudryashov, K. Lischka, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, M. Strassburg, A. Hoffmann, and D. Bimberg, *J. Cryst. Growth* **214/215**, 699 (2000).
10. L. M. Robinson, H. Rho, J. C. Kim, Howard E. Jackson, and L. M. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2797 (1999).
11. A. Hundt, T. Flissikowski, M. Lowisch, M. Rabe, and F. Henneberger, *Phys. Stat. Sol. (b)* **224**, 159 (2001).
12. V. Turck, S. Rodt, R. Heitz, O. Stier, M. Strassburg, U. W. Pohl, and D. Bimberg, *Phys. Stat. Sol. (b)* **224**, 217 (2001).
13. L. Brus, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-22**, 1909 (1986).
14. L. V. Keldysh, *Phys. Stat. Sol. (a)* **164**, 3 (1997).
15. M. Strassburg, Th. Deniozou, A. Hoffmann, S. Rodt, V. Turck, R. Heitz, U. V. Pohl, D. Bimberg, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S. Schwedhelm, I. Kudryashov, K. Lischka, and D. Schikora, *J. Cryst. Growth* **214/215**, 756 (2000).
16. D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, and H. Preis, *Phys. Stat. Sol. (b)* **229**, 523 (2002).
17. V. G. Litvinov, V. I. Kozlovsky, and Yu. G. Sadofyev, *Phys. Stat. Sol. (b)* **229**, 513 (2002).
18. L. M. Robinson, H. Rho, H. E. Jackson, L. M. Smith, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdina, *Phys. Stat. Sol. (b)* **221**, 55 (2000).
19. D. Litvinov, D. Gerthsen, A. Rosenauer, H. Preis, E. Kurtz, and C. Klingshirm, *Phys. Stat. Sol. (b)* **224**, 147 (2001).
20. A. Reznitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov, I. Sedova, S. Sorokin, S. Ivanov, M. Schmidt, H. Kalt, and C. Klingshirm, *10th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»*, St. Petersburg, Russia (2002), p. 611.
21. H. Kirmse, R. Schneider, M. Rabe, and F. Henneberger, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1329 (1998).
22. A. L. Efros, V. A. Kharchenko, and M. Rosen, *Sol. St. Comm.* **93**, 281 (1995).
23. B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* **54**, 11532 (1996).
24. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, изд. «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН», С.-Петербург (1997).
25. С. А. Соловьев, И. Н. Ясиевич, В. М. Чистяков, *ФТТ* **29**, 1264 (1995).

26. K. Schmalz, I. N. Yassievich, H. Rucker, H. G. Grimmeiss, H. Frankenfeld, W. Mehr, H. J. Osten, P. Schley, and H. P. Zeindl, *Phys. Rev. B* **50**, 14287 (1994).
27. P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter, *Phys. Rev. B* **47**, 2072 (1993).
28. H. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov, *Phys. Rev. B* **56**, 10435 (1997).
29. Ю. В. Вандышев, В. С. Днепровский, В. И. Климов, *ЖЭТФ* **101**, 270 (1992).
30. *Nonlinear Photonics*, ed. by H. M. Gibbs, G. Khitrova, and N. Peyghambarian, Springer-Verlag, Berlin (1990).
31. D. J. Norris, A. Sacra, C. B. Murray, and M. G. Bawendi, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2612 (1994).