

Кинетика фотолюминесценции нанокластеров CdS, сформированных методом Ленгмюра–Блоджетт

© А.А. Зарубанов*[¶], К.С. Журавлев*⁺

* Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

⁺ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 4 августа 2014 г. Принята к печати 25 августа 2014 г.)

Исследована кинетика фотолюминесценции нанокристаллов CdS, полученных методом Ленгмюра–Блоджетт, при температуре 5 К. Кинетика фотолюминесценции описывается суммой двух экспонент, с характерными временами около 30 и 160 нс. Обнаружено, что быстрое и медленное времена затухания возрастают с увеличением размера нанокристаллов. Анализ данных показал, что быстрое время затухания определяется рекомбинацией трионов в нанокристаллах с дефектами, а медленное время затухания — рекомбинацией оптически неактивных экситонов в нанокристаллах без дефектов. Установлено, что с уменьшением размера нанокристаллов снижается доля дефектных нанокристаллов вследствие увеличения энергии образования дефектов.

1. Введение

На сегодняшний день исследование нанокристаллов (НК) представляет большой интерес из-за возможности создания на их основе эффективных полупроводниковых светодиодов и лазеров, логических элементов и средств памяти для нового поколения компьютеров. Малые размеры и возможность плотной упаковки матриц из НК дают перспективу использования их для средств памяти большей емкости. Лазеры, созданные на основе НК, смогут работать при меньших токах накачки, иметь большую температурную стабильность тока накачки и большую рабочую частоту [1]. Одним из перспективных направлений в этой области является использование НК на основе широкозонных материалов типа $A^{II}B^{VI}$ для создания светоизлучающих приборов на синюю область спектра [2].

Для использования НК в светоизлучающих приборах большое значение имеет определение механизмов и времени рекомбинации неравновесных носителей заряда. Время излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда в объемном CdS составляет от сотен пикосекунд до единиц наносекунд [3–5], а экспериментально наблюдаемые значения времени излучательной рекомбинации в НК CdS, полученных различными методами, лежат в диапазоне от десятка пикосекунд до десятка наносекунд [6–8]. Разброс получаемых значений обусловлен различными механизмами рекомбинации. Особенностью НК CdS является неэкспоненциальная кинетика люминесценции после импульсного возбуждения, которую описывают суммой двух экспонент [6–8]. Быстрое затухание люминесценции связывают с рекомбинацией между уровнями размерного квантования в НК, а медленное затухание — с влиянием поверхностных состояний [6,7]. Другим объяснением длительной кинетики люминесценции в НК может быть наличие двух

типов экситонов (синглетные и триплетные экситоны) с различными временами жизни [8].

НК CdS получают методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием эффектов самоорганизации [9], а также методами коллоидной химии и Ленгмюра–Блоджетт (ЛБ) [10,11]. Достоинством двух последних методов является простота их реализации и невысокая стоимость процессов получения НК. В то время как НК, полученные методами молекулярно-лучевой эпитаксии и коллоидной химии, исследовались активно, рекомбинационные свойства НК, синтезированных методом ЛБ, исследованы мало.

В данной работе исследована кинетика фотолюминесценции (ФЛ) CdS НК, сформированных методом ЛБ, и обнаружено, что кинетика ФЛ длится необычно долгое время, более 1 мкс, и затухание ФЛ идет по неэкспоненциальному закону. С целью изучения механизмов, приводящих к длительной микросекундной кинетике, в данной работе была исследована нестационарная ФЛ НК CdS различных размеров при гелиевых температурах.

Статья организована следующим образом. В первой части описывается методика приготовления образцов и их характеристики, во второй части приводится описание полученных экспериментальных данных, затем идет обсуждение полученных результатов и в заключение приводятся основные выводы.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы с НК CdS получали по методу ЛБ. В качестве подложек использовали кремниевые пластины ориентации (100), на которые наносили по 80 монослоев (240 нм) бегената кадмия. Сульфидирование пленок бегената кадмия проводили газообразным сероводородом при температуре 22°C, давлении H_2S 100 Торр в течение 2 ч. В результате взаимодействия

[¶] E-mail: alexsundr@mail.ru

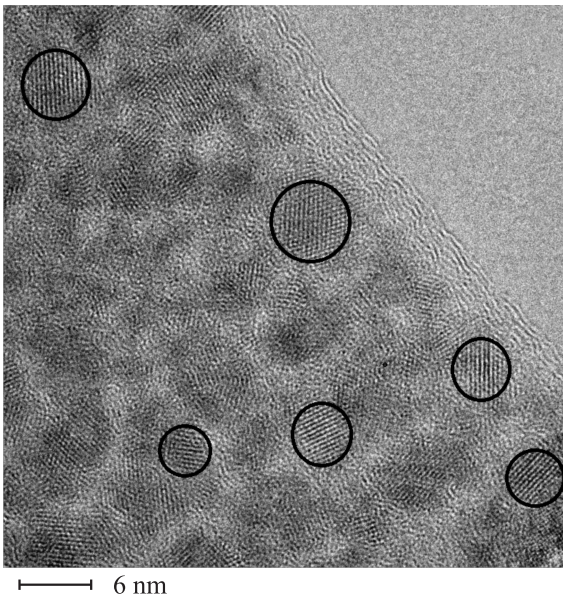


Рис. 1. Изображение НК CdS после отжига при 200°C в атмосфере аммиака, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии. Кругами обведены НК CdS с межплоскостными расстояниями.

бегената кадмия с сероводородом происходило образование НК CdS, распределенных в матрице бегеновой кислоты. Подробно методика получения образцов с НК описана в работе [12]. Матрицу ЛБ удаляли термодесорбцией бегеновой кислоты при температуре 200°C в вакууме и в атмосфере аммиака, а на поверхности подложек оставались НК. Согласно данным сканирующей туннельной микроскопии, средняя высота НК после отжига около 3 нм [13] и плотность НК равна 10^{11} см^{-2} [14]. Пассивированные и непассивированные НК собраны в кластеры. Оценить латеральные размеры точно не представляется возможным из-за перекрытия контуров НК (рис. 1).

Полученные образцы исследовались методом фотолюминесценции. Возбуждение стационарной ФЛ образцов осуществлялось He–Cd-лазером с длиной волны 325 нм и средней плотностью возбуждения около 0.5 Вт/см^2 . Для измерений ФЛ с временным разрешением применялся импульсный N₂-лазер с длиной волны 337.1 нм, частотой повторения 1 кГц, с плотностью энергии в импульсе $2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$. Лазерный луч на образце имеет диаметр около 3 мм. Луч лазера такого диаметра возбуждал ФЛ ансамбля из примерно $5 \cdot 10^9$ НК. Спектры ФЛ регистрировались спектрометром на основе двойного монохроматора СДЛ-1, оснащенного охлаждаемым фотоумножителем ФЭУ-79, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Для измерений ФЛ при 5 К использовался криостат типа „Утрекс А-255“.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены спектры ФЛ образцов с НК CdS после отжига 200°C в атмосфере NH₃ и в вакууме,

измеренные при $T = 5 \text{ К}$. В спектре ФЛ НК, отожженных при 200°C в атмосфере NH₃, доминирует коротковолновый пик ФЛ с максимумом около 460 нм (2.69 эВ) с шириной на полувысоте 0.15 эВ и присутствует широкое плечо слабой интенсивности в диапазоне длин волн 510–600 нм. В спектре ФЛ НК, отожженных при 200°C в вакууме, имеет место обратная картина: доминирует широкое плечо в диапазоне длин волн 450–600 нм, а полоса ФЛ с максимумом, смещенным в коротковолновую область и расположенным примерно на 410 нм (3.02 эВ), имеет меньшую интенсивность. Коротковолновый пик обусловлен электронными переходами между уровнями размерного квантования НК, а широкое плечо связано с рекомбинацией через уровни энергии, лежащие внутри запрещенной зоны НК. Эти уровни энергии могут быть связаны как со структурными дефектами внутри НК, так и с состояниями на поверхности НК [15–18]. Различное отношение интенсивностей коротковолновой и длинноволновой полос ФЛ образцов, отожженных в атмосфере аммиака и в вакууме, свидетельствует о пассивирующем воздействии аммиака. Далее приводятся и обсуждаются результаты для образца, пассивированного в атмосфере аммиака.

По положению коротковолнового пика ФЛ, используя модель квантовой ямы с бесконечно высокими стенками, можно оценить размеры НК. В этом случае энергетический спектр носителей заряда в НК определяется минимальным размером НК в соответствии с выражением

$$E = E_{g0} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}, \quad (1)$$

где E — энергия между уровнями размерного квантования электрона и дырки, $E_{g0} = 2.58 \text{ эВ}$ — ширина запрещенной зоны объемного CdS при $T = 5 \text{ К}$ [19], n — положительное целое число, $m^* = m_e m_h / (m_e + m_h)$

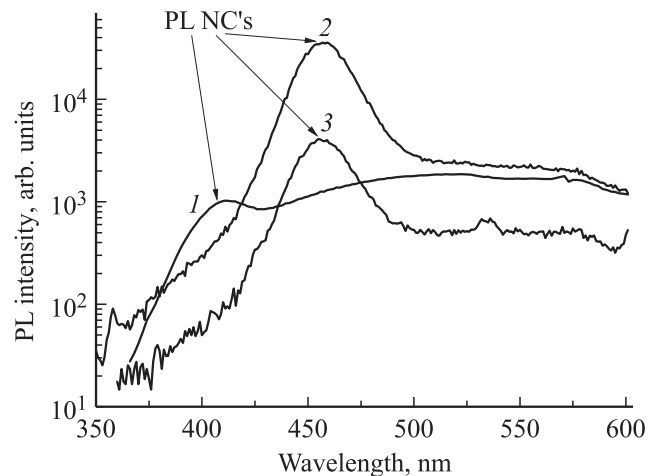


Рис. 2. Спектры ФЛ НК CdS: 1 — отожженных при 200°C в вакууме (мощность лазера 14 мВт/см^2), 2 — отожженных при 200°C в атмосфере NH₃ (мощность лазера 14 мВт/см^2), 3 — отожженных при 200°C в атмосфере NH₃ (мощность лазера 4 мВт/см^2). Температура измерения 5 К.

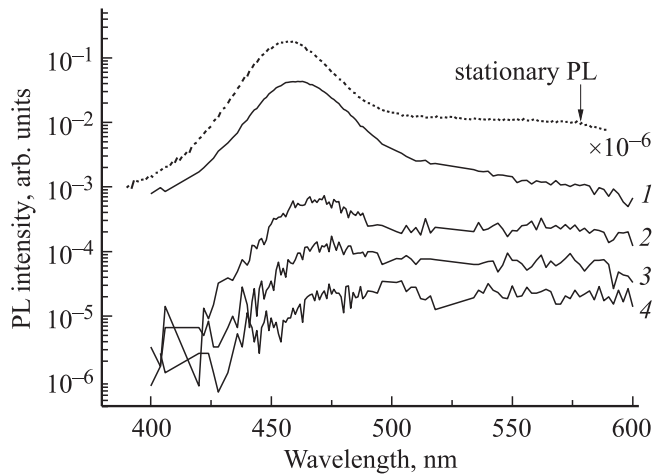


Рис. 3. Спектры нестационарной ФЛ НК, отожженных при 200°C в атмосфере NH₃, задержанные на различное время после импульса лазера, мкс: 1 — 0.1, 2 — 0.25, 3 — 0.4, 4 — 1.0. Пунктирной линией изображен спектр стационарной ФЛ. Температура 5 К.

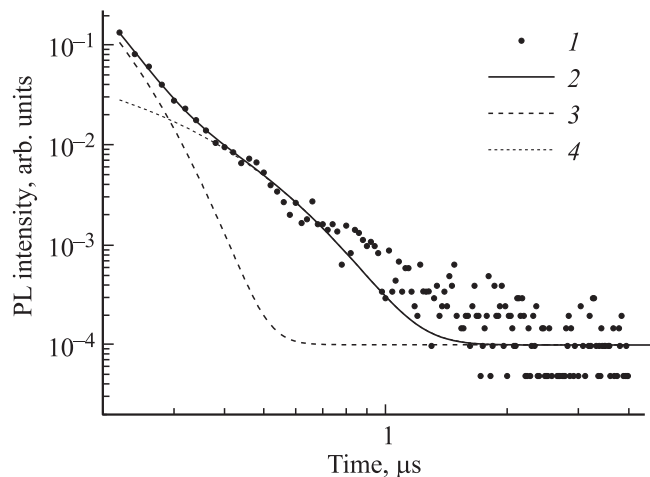


Рис. 4. Кинетика ФЛ НК, измеренная в пике ФЛ. 1 — экспериментальные данные, 2 — аппроксимация суммой двух экспонент, 3 — аппроксимация одной „быстрой“ экспонентой, 4 — аппроксимация одной „медленной“ экспонентой. Температура 5 К.

$= 0.154m_0$ ($m_e = 0.19m_0$ и $m_h = 0.8m_0$) — приведенная масса электрона (m_e) и дырки (m_h), d — высота НК. Исходя из этой формулы и полагая, что НК имеет сферическую форму, средний радиус НК получается равным 1.6 ± 0.5 нм.

На рис. 3 изображены спектры нестационарной ФЛ НК, измеренные при температуре 5 К, при различной временной задержке после возбуждающего импульса лазерного излучения. Видно, что при малом времени задержки (0.1 мкс) максимум интенсивности ФЛ лежит при 458 нм. При дальнейшем увеличении времени задержки до 1 мкс максимум интенсивности ФЛ смещается в длинноволновую область до 470 нм.

На рис. 4 представлена кинетика затухания ФЛ, измеренная в пике интенсивности ФЛ при 5 К. Кривая затухания интенсивности ФЛ не описывается простой экспоненциальной зависимостью от времени и содержит два участка. На первом участке интенсивность ФЛ быстро падает со временем. Быстрый спад интенсивности ФЛ имеет экспоненциальный характер и продолжается до 0.5 мкс, с характерным временем затухания около 30 нс. Второй участок кинетики характеризуется менее резким экспоненциальным спадом интенсивности ФЛ со временем. Время затухания кинетики ФЛ на втором (медленном) участке составляет примерно 140 нс. Таким образом, в целом зависимость интенсивности ФЛ от времени может быть описана суммой двух экспонент вида:

$$I(t) = I_0 + W_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + W_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \quad (2)$$

Параметр I_0 соответствует минимальной интенсивности ФЛ, неотличимой от шума, параметры W_1 и W_2 являются

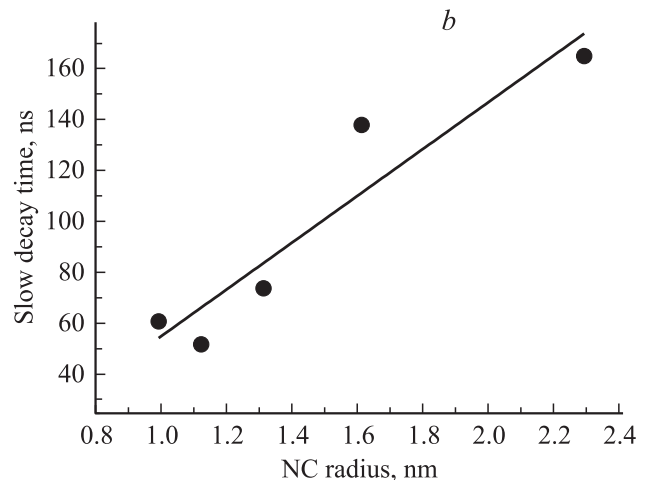
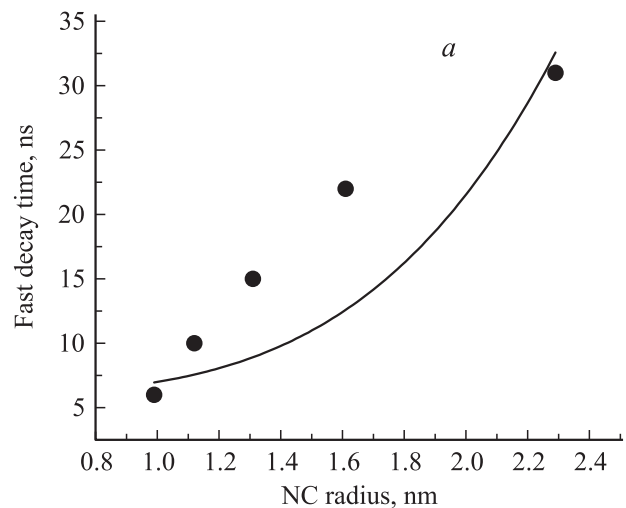


Рис. 5. Зависимость быстрого (а) и медленного (б) времен затухания от размера НК. Сплошные линии аппроксимации степенной и линейной функцией для быстрого и медленного времени соответственно. Температура измерений 5 К.

весовыми коэффициентами, а параметры τ_1 и τ_2 являются характерными временами быстрого и медленного участков кинетики соответственно.

На рис. 5, *a* и *b* показаны зависимости характерного времени затухания быстрого и медленного участков кинетики ФЛ от размера НК, измеренные в пределах полосы, связанной с рекомбинацией между уровнями размерного квантования НК (в диапазоне 430–470 нм). Расчет размера НК проводился по формуле (1). Из этих рисунков видно, что характерное время затухания быстрого и медленного участков кинетики увеличивается с увеличением размера НК.

4. Обсуждение результатов

ФЛ может быть обусловлена рекомбинацией экситонов, биэкситонов или трионов в НК. Энергетическое положение линий рекомбинации этих квазичастиц различается незначительно (энергия связи экситонов, биэкситонов и трионов в НК равна примерно 20–40 мэВ (для экситона в CdS — 28 мэВ и для биэкситона в CdS — 38 мэВ, для триона в CdSe — 20 мэВ)), а поскольку ширина полосы ФЛ составляет около 150 мэВ, то они все могут давать вклад в спектр ФЛ. Для выяснения роли биэкситонов была измерена стационарная ФЛ и кинетика ФЛ при различных мощностях накачки. Поскольку интенсивности экситонов и биэкситонов пропорциональны первой и второй степени мощности лазера соответственно, то при повышенной мощности лазера могут доминировать биэкситоны, а идентифицировать их можно по смещению полосы в длинноволновую сторону и по времени жизни, которое в 2 раза короче времени жизни экситонов [20]. Из рис. 2 видно, что спектры ФЛ при увеличении мощности лазера не сместились, а интенсивность ФЛ прямо пропорциональна мощности накачки. Кривые затухания ФЛ также не изменялись при увеличении мощности лазера. Это говорит о том, что биэкситоны не дают значительного вклада в спектр ФЛ НК.

Наличие двух экспоненциальных участков в кривой затухания ФЛ может быть объяснено в рамках нескольких моделей. Наиболее естественным считать рекомбинацию экситонов. Известно, что спектр свободных экситонов имеет тонкую структуру, обусловленную расщеплением валентной зоны в результате спин-орбитального взаимодействия и влияния некубического кристаллического поля. Нижний уровень соответствует экситону с $J = 2$ и называется темным экситоном, из-за того что оптический переход с этого состояния запрещен, так как не выполняется закон сохранения момента вращательного движения, а верхний с $J = 1$ — светлым экситоном. Расстояние между ними (ΔE) в объемных структурах мало и составляет величину порядка 1 мэВ. В НК малых размеров происходит увеличение энергии расщепления, это приводит к тому, что при низких температурах измерений, таких, что $kT < \Delta E$, экситоны занимают нижнее состояние. На величину расщепления может влиять также перемешивание нижнего и верхнего состояния экситона [8].

Кроме того, энергия уровней светлого и темного экситонов зависит от формы НК. Для сферических НК любого размера нижним состоянием является темный экситон. Радиус НК, исследуемых в данной работе, варьируется от 1.0 до 2.3 нм, согласно расчетам, выполненным в работе [21], для сферически симметричных НК такого размера ΔE монотонно увеличивается с 20 до 90 мэВ с уменьшением их размеров. В экспериментальной работе [8] обнаружено однако, что величина ΔE в НК, наоборот, слабо уменьшается с 6 до 14 мэВ при уменьшении радиуса НК с 2.7 до 1.8 нм. При этом в НК радиусом 1.8 нм основное состояние экситона темное, а в НК с радиусом более 2.1 нм — светлое. Такое поведение объясняют инверсией нижнего и верхнего состояния экситона. Инверсия темного и светлого экситона согласно расчетам, выполненным в работе [22], может происходить в НК, вытянутых относительно гексагональной оси z (ось симметрии C_3) вследствие разности эффективных масс дырок A и B подзон. В расчете учитывалось, что эффективные массы дырок A и B подзон анизотропны, а полуось эллипсоида c , параллельная оси симметрии C_3 , в 1.28 раза больше двух других полуосей. В вытянутых НК нижний уровень размерного квантования дырки определяется в большей степени эффективной массой в плоскости перпендикулярной гексагональной оси кристалла z , а в этой плоскости эффективная масса дырок A подзоны меньше эффективной массы дырки B подзоны. Уменьшение размера НК приводит к сдвигу уровня размерного квантования, который обратно пропорционален эффективной массе и квадрату радиуса НК, и поэтому сдвиг уровня размерного квантования будет большим для легкой дырки, чем для тяжелой. Таким образом, при уменьшении размера вытянутого НК возможна инверсия уровней дырок, т.е. смена местами уровней светлого и темного экситонов. В сплюснутых НК уровень размерного квантования определяется главным образом эффективной массой в плоскости параллельной гексагональной оси кристалла. В этом случае эффективная масса дырки B подзоны меньше, чем A подзоны и энергия расщепления ΔE только растет с уменьшением размера, а уровни дырок и экситонов не меняют свой порядок. Поэтому нижним состоянием в сплюснутых НК любого размера является темный экситон.

Характерные времена жизни экситонов в НК, вытянутых в различной степени, были рассчитаны в работе [23]. При увеличении полуоси эллипсоида вдоль гексагональной оси относительно двух других полуосей с 1.05 до 1.2 раза времена жизни изменяются от 10^{-9} до 10^{-6} с для светлого экситона и от 10^{-5} до 10^{-2} с для темного экситона. Таким образом, при увеличении степени вытянутости НК время жизни обоих экситонов увеличивается.

В работе Facci и Fontana [24] исследовалась форма НК CdS, сформированных методом ЛБ. Было установлено, что НК, находящиеся в матрице ЛБ, имеют форму эллипсоида. После удаления матрицы методом термодесорбции при 100°C НК увеличивались в размерах

и приобретали сферическую форму. Таким образом, исследуемые нами НК, скорее всего, имеют сферическую форму. Данные электронной микроскопии также свидетельствуют о близости формы НК к сферической. В силу этого нижним состоянием является темный экситон с большим временем жизни, которое согласно расчетам, проведенным в работе [23], для слабо вытянутых НК CdSe радиусом 1.4 нм равно 10^{-5} с. В работе [22] время жизни темного экситона составило порядка 1 мкс для НК CdSe радиусом 1.2 нм. Yang и соавт. обнаружили, что время жизни темного экситона для НК CdS радиусом 2.4–2.7 нм составляет порядка сотен нс [8]. Экспериментально измеренные в данной работе медленные времена спада ФЛ НК таких размеров лежат в диапазоне 140–160 нс, что близко к временам жизни темного экситона, предсказанным теоретически и измеренным в других работах.

Уменьшение медленного времени спада ФЛ с уменьшением размера НК (рис. 5, *b*), вероятно, объясняется увеличением вероятности излучательной рекомбинации за счет большего перекрытия волновых функций электрона и дырки. Вероятность излучательной рекомбинации экситона возрастает с уменьшением размера НК при условии, что размер НК меньше боровского радиуса экситона [25]. Значение боровского радиуса экситона в CdS составляет примерно 3.5 нм, при этом средний радиус исследуемых НК составляет 1.6 ± 0.5 нм. В работе [26] в гетероструктурах GaAs-AlGaAs с квантовыми ямами наблюдали прямую линейную зависимость времени жизни от толщины слоя GaAs, что связывали с большим перекрытием волновых функций электрона и дырки в более узком слое GaAs. В другой работе [27] также была обнаружена прямая линейная зависимость времени жизни экситонов от размеров НК CdSe. При этом полагали, что вероятность рекомбинации — это вероятность нахождения дырки в объеме около электрона. Наблюдаемая нами зависимость также имеет линейный характер (рис. 5, *b*). Таким образом, можно считать, что медленное время жизни связано с излучательной рекомбинацией темного экситона.

Наблюдаемое быстрое время жизни 30 нс можно объяснить рекомбинацией триона. Как известно, излучательное время жизни триона может быть в 2–3 раза меньше времени жизни экситона [28–30]. Источником носителей заряда в НК могут служить как поверхностные дефекты, так и вакансии серы и кадмия внутри НК, которые создают энергетические уровни в запрещенной зоне CdS [31]. Свидетельством в пользу существования таких дефектов является обнаруженная недавно асимметрия $I-V$ -характеристик одиночных НК, измеренных методом туннельной спектроскопии, показывающая на то, что уровень Ферми расположен в верхней части запрещенной зоны НК [13]. Излучательное время жизни трионов слабо увеличивается с увеличением размера НК [21,31], тогда как мы наблюдали сильную зависимость времени спада ФЛ от размеров НК. В работе [32] было показано, что время жизни трионов, однако, может быть ограничено безызлучательной оже-рекомбинацией. В случае

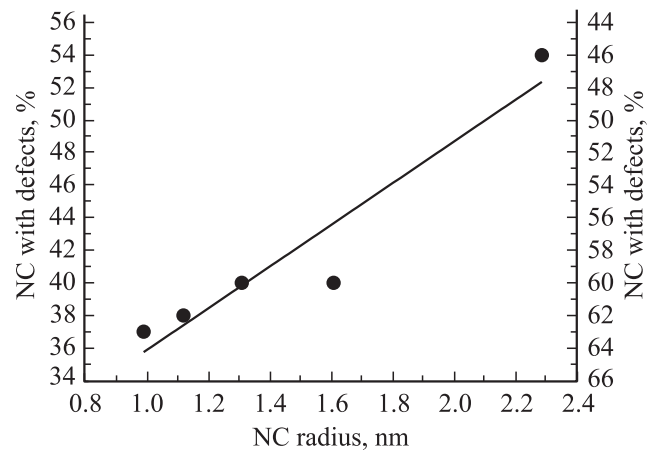


Рис. 6. Зависимость доли НК с дефектом от их размера. Сплошная линия — аппроксимация линейной функцией.

оже-рекомбинации трионов время жизни зависит от размера НК как $\tau_1 = d^a$ ($a = 2-4$), так как время оже-рекомбинации пропорционально объему, в который может перейти оставшийся электрон. Аппроксимация экспериментальной зависимости быстрого времени жизни от размера НК степенной функцией вида $f(d) = d^a$ (рис. 5, *a*) показывает показатель степени, равный 4. Такая зависимость может служить в пользу доминирования излучения трионов.

Сложный закон затухания ФЛ объясняется суммированием излучения трионов и темных экситонов, рекомбинирующих в НК с дефектами и без них. Поскольку при использованной мощности возбуждения в каждом НК генерируется и рекомбинирует по одному экситону (триону), то интенсивность ФЛ в каждый момент времени пропорциональна числу НК, в которых произошла рекомбинация, а суммирование по времени дает полное число люминесцирующих НК. Проведя суммирование интенсивности ФЛ по времени для быстрой и медленной экспоненты получим количество НК, содержащих дефекты и без них соответственно. Для формирования триона достаточно одного дефекта. На рис. 6 приведены доли таких НК в ансамблях НК различных размеров. Видно, что 37% НК радиусом 1.0 нм содержат дефекты и с увеличением радиуса НК до 2.5 нм доля таких НК (K_r) линейно увеличивается до 54% по закону $K_r = 23 + 13 \cdot r$. С дальнейшим ростом размера НК, однако, увеличения доли дефектных НК не происходит.

Дефектом может являться как привнесенная примесь в НК, так и собственные дефекты кристаллической структуры НК, такие как вакансии, атомы междоузлия и т.д. Энергия образования атома замещения намного больше энергии образования вакансии, поскольку при образовании вакансии межатомное расстояние изменяется мало, нежели при встраивании атома примеси в решетку. Поскольку температура синтеза НК не превышала 200°C , образование вакансии вероятнее. Более того, в процессе синтеза НК на подложку сначала наносится бегенат кадмия, а затем проводится сульфидирование,

что способствует образованию вакансий кадмия. Вакансии кадмия могут создавать уровни энергии, которые обуславливают желтую ФЛ (около 590 нм) [16].

При равномерном распределении фоновой примеси в исходной ЛБ пленке, вероятность попадания примеси в НК пропорциональна его размеру. Таким образом доля дефектных НК должна расти с размером без насыщения по кубическому закону. Мы же наблюдаем насыщение зависимости доли дефектных НК от размера.

Уменьшение доли дефектных НК с уменьшением их размера может быть связано с увеличением энергии образования дефектов. Возрастание энергии образования дефектов при уменьшении размера НК предсказали в работе [33]. Это явление было названо самоочищением НК. Например, было показано, что в НК CdSe, легированных Mn, уменьшение размера НК на 1 нм приводит к увеличению энергии образования атома замещения на 2 эВ. С уменьшением размера НК может возрастать энергия образования вакансии кадмия.

5. Заключение

В работе исследована кинетика ФЛ НК CdS, сформированных методом Ленгмюра–Блоджетт, при температуре 5 К. Обнаружено, что кинетика ФЛ имеет сложный закон и описывается суммой двух экспонент. Кривая затухания интенсивности ФЛ со временем имеет быстрый и медленный участки, с временами 30 и 140 нс для НК радиусом 1.6 нм соответственно. Установлено, что быстрое и медленное времена жизни увеличиваются с увеличением размера НК. Проведенный анализ полученных данных показал, что быстрое время объясняется рекомбинацией трионов, а медленное — рекомбинацией темного экситона. Степенная зависимость быстрого времени жизни от размера НК ($\tau_1 = d^a$) обусловлена оже-рекомбинацией трионов. Линейная зависимость медленного времени затухания ФЛ от размера НК связана с увеличением вероятности излучательной рекомбинации. Установлено, что чем больше НК, тем больше вероятность нахождения в нем дефекта. Это объяснено уменьшением энергии образования дефектов с ростом размера.

Авторы благодарны Л.Л. Свешниковой за предоставление образцов, А.К. Гутаковскому за предоставленные изображения НК с просвечивающего электронного микроскопа и РФФИ (грант № 13-03-12118) за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32** (4), 385 (1998).
- [2] J. Kwak, W.K. Bae, D. Lee, I. Park, J. Lim, M. Park, H. Cho, H. Woo, Do Y. Yoon, K. Char, S. Lee, C. Lee. Nano Lett., **12**, 2362 (2012).
- [3] K. Colbow. Phys. Rev., **141** (2), 742 (1966).
- [4] D. Magde, H. Mahr. Phys. Rev. B, **2** (10), 4098 (1970).
- [5] C.H. Henry, K. Nassau. Phys. Rev. B, **1** (4), 1628 (1970).
- [6] M.D. Garrett, A.D. Dukes III, J.R. McBride, N.J. Smith, S.J. Pennycook, S.J. Rosenthal. J. Phys. Chem. C, **112** (33), 12 736 (2008).
- [7] V. Klimov, P.H. Bolivar, H. Kurz. Phys. Rev. B, **53**(3), 1463 (1996).
- [8] B. Yang, J.E. Schneeloch, Z. Pan, M. Furis, M. Achermann. Phys. Rev. B, **81**, 073 401 (2010).
- [9] A.Y. Cho, J.R. Arthur. Progr. Sol. St. Chem., **10**, 157 (1975).
- [10] N.A. Kotov, F.C. Meldrum, C. Wu, J.H. Fendler. J. Phys. Chem., **98**, 2735 (1994).
- [11] A.V. Nabok, A.K. Ray, A.K. Hassan. J. Appl. Phys., **88**, 3 (2000).
- [12] Е.А. Багаев, К.С. Журавлев, Л.Л. Свешникова, И.А. Бадмаева, С.М. Репинский, М. Воелсков. ФТП, **37** (11), 1358 (2003).
- [13] К.А. Свит, Д.Ю. Протасов, Л.Л. Свешникова, А.К. Шестаков, С.А. Тийс, К.С. Журавлев. ФТП, **48** (9), 1237 (2014).
- [14] Е.А. Багаев, К.С. Журавлев, Л.Л. Свешникова. ФТП, **40** (10), 1218 (2006).
- [15] X. Xu, Ya. Zhao, E.J. Sie, Yu. Lu, Bo Liu, S.A. Ekahana, X. Ju, Q. Jiang, J. Wang, H. Sun, T.C. Sum, C. Hon Alfred Huan, Y.P. Feng, Q. Xiong. ACS Nano, **5** (5), 3660 (2011).
- [16] P. Mandal, S.S. Talwar, R.S. Srinivasa, S.S. Major. Appl. Phys. A, **94**, 577 (2009).
- [17] N. Chestnoy, T.D. Harris, R. Hull, L.E. Brus. J. Phys. Chem., **90**, 3393 (1986).
- [18] J.W.M. Chon, M. Gu, C. Bullen, P. Mulvaney. Appl. Phys. Lett., **84** (22), 4472 (2004).
- [19] L.E. Brus. J. Chem. Phys., **80**, 4403 (1984).
- [20] B. Patton, W. Langbein, U. Woggon. Phys. Rev. B, **68**, 125 316 (2003).
- [21] J. Li, J.-B. Xia. Phys. Rev. B, **62** (19), 12613 (2000).
- [22] Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D.J. Norris, M. Bawendi. Phys. Rev. B, **54** (7), 4843 (1996).
- [23] K. Leung, S. Pokrant, K.B. Whaley. Phys. Rev. B, **57** (19), 12 291 (1998).
- [24] P. Facci. M.P. Fontana. Sol. St. Commun., **108** (1), 5 (1998).
- [25] L.C. Andreani, A. d'Andrea, R. del Sole. Phys. Lett. A, **168**, 451 (1992).
- [26] Feldmann, G. Peter, E.O. Gobel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, R.J. Elliott. Phys. Rev. Lett., **59** (20) 2337 (1987).
- [27] J.M. Elward, A. Chakraborty. J. Chem. Theory Comput., **9**, 4351 (2013).
- [28] C. Javaux, B. Mahler, B. Dubertret, A. Shabaev, A.V. Rodina, Al.L. Efros, D.R. Yakovlev, F. Liu, M. Bayer, G. Camps, L. Biadala, S. Buil, X. Quelin, J.-P. Hermier. Nature Nanotechnology, **8**, 206 (2013).
- [29] C. Galland, Ya. Ghosh, A. Steinbruck, J.A. Hollingsworth, H. Htoon, V.I. Klimov. Nature Commun., **3** (908), (2012).
- [30] P.P. Jha, P. Guyot-Sionnest. ACS Nano, **3**(4), 1011 (2009).
- [31] X. Xu, Ya. Zhao, E.J. Sie, Yu. Lu, Bo Liu, S.A. Ekahana, X. Ju, Q. Jiang, J. Wang, H. Sun, T.C. Sum, C. Hon Alfred Huan, Y.P. Feng, Q. Xiong. ACS Nano, **5**(5), 3660 (2011).
- [32] Yo. Kobayashi, T. Nishimura, H. Yamaguchi, N. Tamai. J. Phys. Chem. Lett., **2**, 1051 (2011).
- [33] G.M. Dalpian, J. R. Chelikowsky. Phys. Rev. Lett., **96**, 226 802 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

Kinetics of photoluminescence from CdS nanocrystals formed by Langmuir-Blodgett technique

A.A. Zarubanov*, K.S. Zhuravlev*+

* Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of the Russian
Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
+ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Photoluminescence kinetics of CdS nanocrystals obtained by the Langmuir–Blodgett technique has been investigated at temperature of 5 K. The photoluminescence kinetics was described by a biexponential function with characteristic times about of 30 and 160 sec. It was found that the fast and slow decay times rise with increment of the nanocrystals size. Analysis of the experimental data has shown that the fast decay time is determined by recombination of trions in nanocrystals with defects and the slow decay time relates to recombination of optically passive excitons in nanocrystals without defects. It was established that the portion of defective nanocrystals decreases with reducing size of nanocrystals due to increase of defects formation energy.