18

Три этапа в кинетике затухания люминесценции нанокристаллов с ловушками

© Е.Н. Бодунов

Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: evgeny.bodunov@inbox.ru

Поступила в редакцию 30.04.2026 г.
В окончательной редакции 19.06.2026 г.
Принята к публикации 22.06.2026 г.

Кинетика затухания люминесценции полупроводниковых нанокристаллов (NC) анализируется с использованием двух моделей ансамбля NC: с идентичными и неидентичными ловушками носителей заряда (charge carrier — CC). Показано, что независимо от используемой модели в кинетике затухания люминесценции NC можно выделить три этапа. На начальном этапе (короткие времена) наблюдается быстрое затухание люминесценции, вызванное радиационными и нерадиационными переходами из излучающего состояния NC в основное состояние и захватом CC ловушками. На втором этапе (промежуточные времена) затухание люминесценции происходит медленно (неэкспоненциально), что обусловлено возвратом CC из ловушек на излучающее состояние NC. На третьем, заключительном этапе кинетика затухания люминесценции NC становится близкой к экспоненциальной, определяемой скоростью перехода CC с уровня ловушки в основное состояние NC. Исследуется зависимость квантового выхода люминесценции от среднего числа ловушек в NC, скоростей захвата и возврата CC ловушками, а также скорости перехода CC из ловушек в основное состояние NC.

Ключевые слова: нанокристаллы, кинетика затухания люминесценции, три этапа кинетики, квантовый выход.

DOI: 10.61011/OS.2026.07.63557.40-26

Введение

Измерение кинетики затухания люминесценции полупроводниковых нанокристаллов (NC) и квантового выхода люминесценции является базовым методом изучения оптических свойств NC [1], на которые влияет, в частности, их топологическое строение [2,3]. Анализ экспериментальных результатов происходит на основе разнообразных моделей NC [1,4–21], содержащих ловушки носителей заряда (charge carrier — CC) или акцепторы энергии электронного возбуждения. В последние годы в ряде работ [22–28] была зарегистрирована длительная люминесценция NC на большом временном масштабе — от сотен пикосекунд до секунд при уменьшении интенсивности люминесценции до 7 порядков величины, при этом на больших временах кинетика затухания люминесценции аппроксимировалась обратным степенным законом.

В настоящей работе акцентируется внимание на длительной (замедленной) люминесценции NC. Анализируется кинетика затухания люминесценции и зависимость квантового выхода люминесценции ансамбля NC от среднего числа ловушек CC ($\overline{N}$), приходящихся на один NC, от скоростей захвата CC ловушками и возврата CC с ловушек на излучающее состояние NC, а также от скорости перехода CC с уровней ловушек в основное состояние NC. Анализ проходит на базе двух моделей ансамбля NC (с идентичными и неидентичными ловушками) [8–10,21], обобщенных в настоящей работе на случай конечного времени жизни (τ_{tr}) CC на уровне ловушки.

Кинетика затухания люминесценции

Первая модель

Для изучения кинетика затухания люминесценции NC, $I(t)$, в работах [8–10,21] была предложена модель ансамбля NC с идентичными ловушками CC. В настоящей работе эта модель обобщена на случай конечного времени жизни (τ_{tr}) CC на уровне ловушки (рис. 1, модель *1*). Смысл параметров, характеризующих ансамбль NC, понятен из рис. 1 и подписи к нему.

Предполагается, что NC ансамбля имеют разное число (N) ловушек, и распределение ловушек по NC подчиняется распределению Пуассона (со средним значением числа ловушек $\overline{N}$). Решались традиционные балансные уравнения, идентичные приведенным в [8,9,21], но дополненные слагаемым — $(1/\tau_{\text{tr}})p_{\text{trap}}(t)$, учитывающим уменьшение населенности состояния ловушки $p_{\text{trap}}(t)$ со скоростью $1/\tau_{\text{tr}}$ в результате излучательных и безызлучательных переходов в основное состояние NC (рис. 1).

Уравнение для нормированной кинетики затухания люминесценции $I(t)$ $(I(0) = 1)$ ансамбля NC после им-

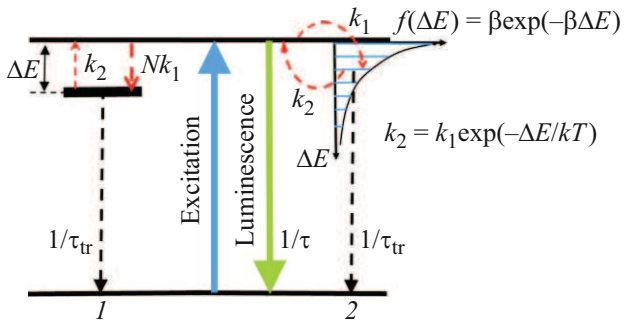

Рис. 1. Схема электронных уровней NC с N идентичными (модель *1* — левая часть рисунка) и неидентичными (модель *2* — правая часть) ловушками электрона. τ — время жизни излучающего состояния NC в отсутствие ловушек ($1/\tau$ — суммарная скорость излучательных и безызлучательных переходов электрона в основное состояние), k_1 и k_2 — скорости захвата и возврата электрона ловушкой на излучающее состояние NC связаны принципом детального равновесия $k_2/k_1 = \exp(-\Delta E/kT)$ (k — постоянная Больцмана, T — температура), $f(\Delta E)$ — функция распределения ловушек по энергиям ΔE (β — константа), $1/\tau_{tr}$ — скорость перехода электрона с уровня ловушки в основное состояние NC (штриховые линии).

пульсного возбуждения имеет прежний вид [8,9,21]:

$$I(t) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} A_N e^{-\alpha_1(N)t/\tau} + \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} B_N e^{-\alpha_2(N)t/\tau}. \quad (1)$$

Однако вид параметров $\alpha_2(N)$ и $\alpha_1(N)$ изменился:

$$\alpha_{1,2}(N) = \frac{1}{2}(1 + NK_1 + K_2 + K_{tr}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(1 + NK_1 + K_2 + K_{tr})^2 - (K_2 + K_{tr} + NK_1K_{tr})}. \quad (2)$$

В уравнении (2) появились дополнительные слагаемые, содержащие безразмерную скорость перехода ($K_{tr} = \tau/\tau_{tr}$) СС с уровня ловушки в основное состояние NC. Безразмерные скорости захвата (K_1) и возврата (K_2) СС ловушкой определяются как

$$K_1 = k_1\tau, K_2 = k_2\tau. \quad (3)$$

Амплитуды A_N и B_N при экспонентах в уравнении (1) имеют вид

$$A_N = \frac{1 + NK_1 - \alpha_2(N)}{\alpha_1(N) - \alpha_2(N)}, B_N = 1 - A_N. \quad (4)$$

Отметим, что уравнение (1) при $K_{tr} = 0$ (т. е. при условии, что осуществляется полный возврат СС с ловушек на излучающее состояние NC) продуктивно использовалось для анализа экспериментальных данных по затуханию люминесценции NC в ряде работ [8,9,13,15–18].

Так как $\alpha_2(N) < \alpha_1(N)$, первая сумма в уравнении (1) уменьшается со временем быстрее, чем вторая. Вторая сумма определяет замедленную люминесценцию и обусловлена возвратом СС с ловушек на излучающее состояние NC (при $K_2 \neq 0$ все амплитуды $B_N \neq 0$). Следовательно, интенсивность замедленной люминесценции $I_d(t)$ можно записать в виде

$$I_d(t) = \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} B_N e^{-\alpha_2(N)t/\tau}. \quad (5)$$

Интерес представляет случай больших скоростей захвата СС ловушками: $K_1 \gg 1$. При этом условии основной вклад в интенсивность люминесценции $I(t)$ дает замедленная люминесценция. Пусть также выполняются условия $K_2 \ll K_1$ и $K_{tr} \ll K_1$. Тогда уравнения (1) и (5) упрощаются:

$$I(t) = e^{-\overline{N}} e^{-t/\tau} + \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} (1 - \frac{1}{N}\frac{K_2}{K_1}) e^{-NK_1 t/\tau} + e^{-K_{tr}t/\tau} \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} \frac{1}{N} \frac{K_2}{K_1} e^{-\frac{1K_2}{NK_1}t/\tau}, \quad (6)$$

$$I_d(t) = e^{-K_{tr}t/\tau} \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} \frac{1}{N} \frac{K_2}{K_1} e^{-\frac{1K_2}{NK_1}t/\tau}. \quad (7)$$

Отметим, что уравнение (6) отличается от соответствующего уравнения (7) работы [21] дополнительным множителем $\exp(-K_{tr}t/\tau)$, и кинетика обычной и замедленной люминесценции зависит от отношения скоростей K_2/K_1, а не от каждой из скоростей в отдельности.

На рис. 2 приведены результаты расчетов кинетики затухания люминесценции по точной (1) и приближенной (6) формулам.

Из рис. 2 следует, что уже при $K_1 = 2$ и отношении $K_2/K_1 = 10$ точное (1) и приближенное (6) уравнения дают близкие результаты расчетов.

Из рис. 2 также следует, что на кривой затухания люминесценции ансамбля NC можно выделить три этапа (три временных участка): два первых видны на рис. 2,*a*, второй и третий — на рис. 2,*b*,*c*. Второй и третий участки наиболее отчетливо видны при больших $\overline{N}$ ($\overline{N} = 20$, рис. 2,*c*).

Объясняется это следующим. На начальном этапе основной вклад в $I(t)$ дают первые два слагаемых формулы (6), имеющих наибольшие амплитуды. На этом этапе наблюдается быстрое, неэкспоненциальное затухание люминесценции (описывается суммой экспонент с большими показателями NK_1). Это затухание обусловлено излучательными (со скоростью $k_r = 1/\tau_r$) и безызлучательными (со скоростью $k_{nr} = 1/\tau_{nr}$) переходами СС из излучающего состояния NC в основное (с суммарной скоростью $1/\tau = k_r + k_{nr} = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$) и захватом СС ловушками (со скоростями NK_1).

С течением времени преобладающим вкладом в $I(t)$ становится вклад от третьего слагаемого уравнения (6),

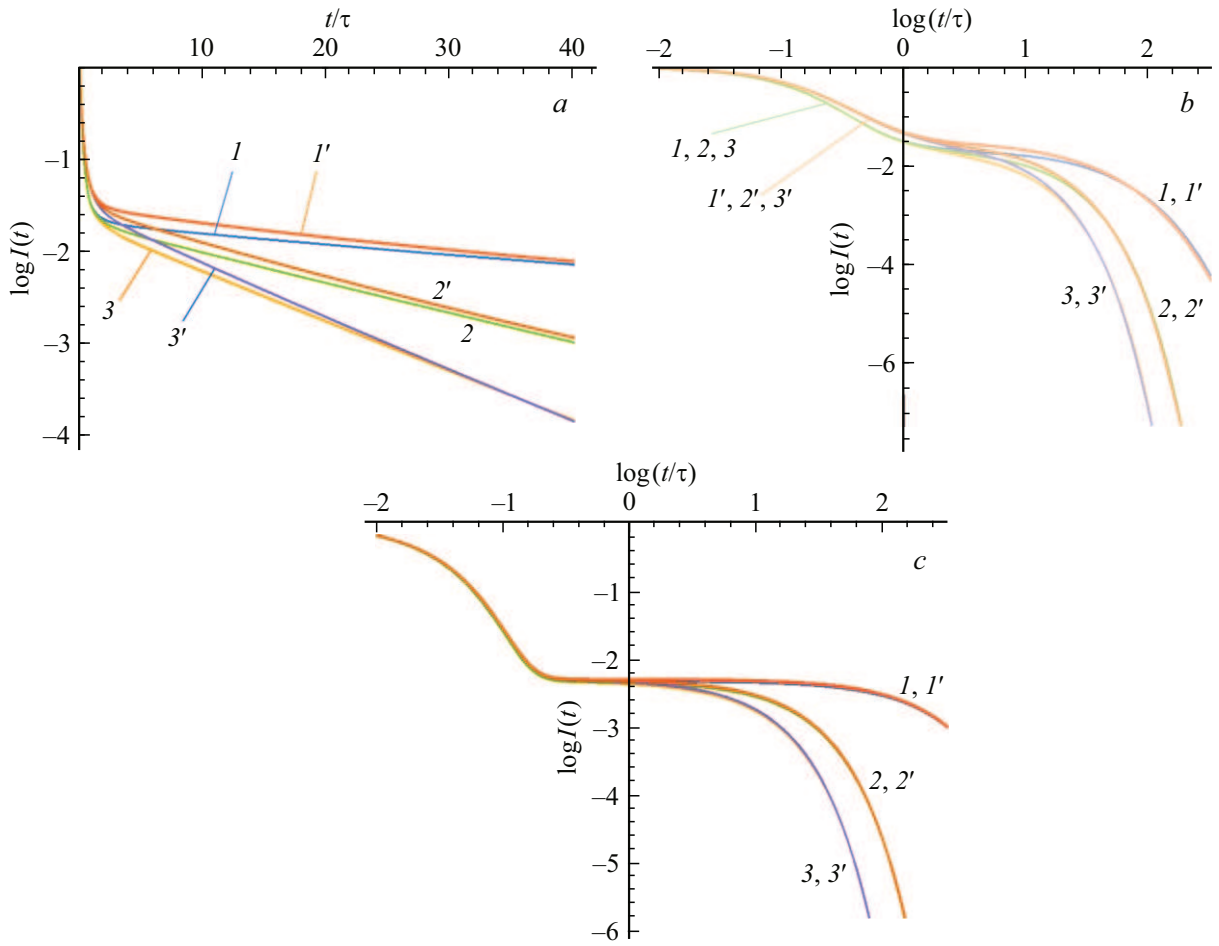

Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции NC в логарифмическом (*a*) и в двойном логарифмическом масштабах (*b*). Кривые *1–3* рассчитаны по точной формуле (1), кривые *1′–3′* — по приближенной формуле (6). $\overline{N} = 4$, $K_1 = 2$, $K_2 = 0.2$, $K_{\text{tr}} = 0$ (*1, 1′*), 0.05 (*2, 2′*), 0.1 (*3, 3′*). (*c*) Сравнение кинетик (1) и (6) при больших $\overline{N}$ ($\overline{N} = 20$, остальные параметры те же), отчетливо демонстрирующее наличие трех этапов затухания люминесценции. В масштабе рис. 3,*c* кривые, рассчитанные по формулам (1) и (6), совпадают.

т. е. от замедленной люминесценции (7). При малых $K_{\text{tr}} = \tau/\tau_{\text{tr}}$ для первых членов ряда (7) выполняются условия $K_{\text{tr}}t/\tau \ll 1$ и $K_{\text{tr}} < K_2/(NK_1)$. Это означает, что скоростью K_{tr} в этих членах ряда (7) можно пренебречь. На этом временном участке (на втором этапе) затухание люминесценции медленное и неэкспоненциальное: описывается суммой экспонент с малыми скоростями затухания, равными $K_2/(NK_1)$. Этот этап кинетики — замедленная люминесценции $I_d(t)$ ансамбля NC, которые имеют относительно небольшое число ловушек и с которых осуществляется практически полный возврат CC на излучающее состояние NC.

И наконец, на третьем, заключительном этапе (на больших временах) основной вклад в замедленную люминесценцию начинает вносить излучение NC, которые содержат большое число ловушек и для которых выполняется условие $K_{\text{tr}} \geq K_2/(NK_1)$. То есть для этих NC безразмерная скорость K_{tr} превосходит относительную скорость возврата $K_2/(NK_1)$ CC с ловушек на излучающее состояние NC. При этом затухание люминесценции NC (7) становится близким к экспоненциальному, определяемому множителем $\exp(-K_{\text{tr}}t/\tau)$, поскольку второй множитель (сумма $\sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} \frac{1}{N} \frac{K_2}{K_1} \exp\left(-\frac{1}{N}\frac{K_2}{K_1}\frac{t}{\tau}\right)$) в уравнении (7) уменьшается на больших временах значительно медленнее, чем множитель $\exp(-K_{\text{tr}}t/\tau)$.

Итак, согласно расчетам, с хорошей точностью второй и третий этапы кинетики затухания люминесценции (т. е. кинетика замедленной люминесценции) аппроксимируются формулой (7).

Вторая модель

Вторая модель ансамбля NC (рис. 1, правая часть *2*) была предложена в работе [21]. В настоящей работе балансные уравнения (аналогично модели *1*) дополнены слагаемым, учитывающем скорость перехода ($1/\tau_{\text{tr}}$) CC с уровня ловушки в основное состояние NC. Схема уровней и вероятности переходов между ними изображены на рис. 1 (правая часть, *2*). Смысл параметров ясен из рисунка и подписи к нему.

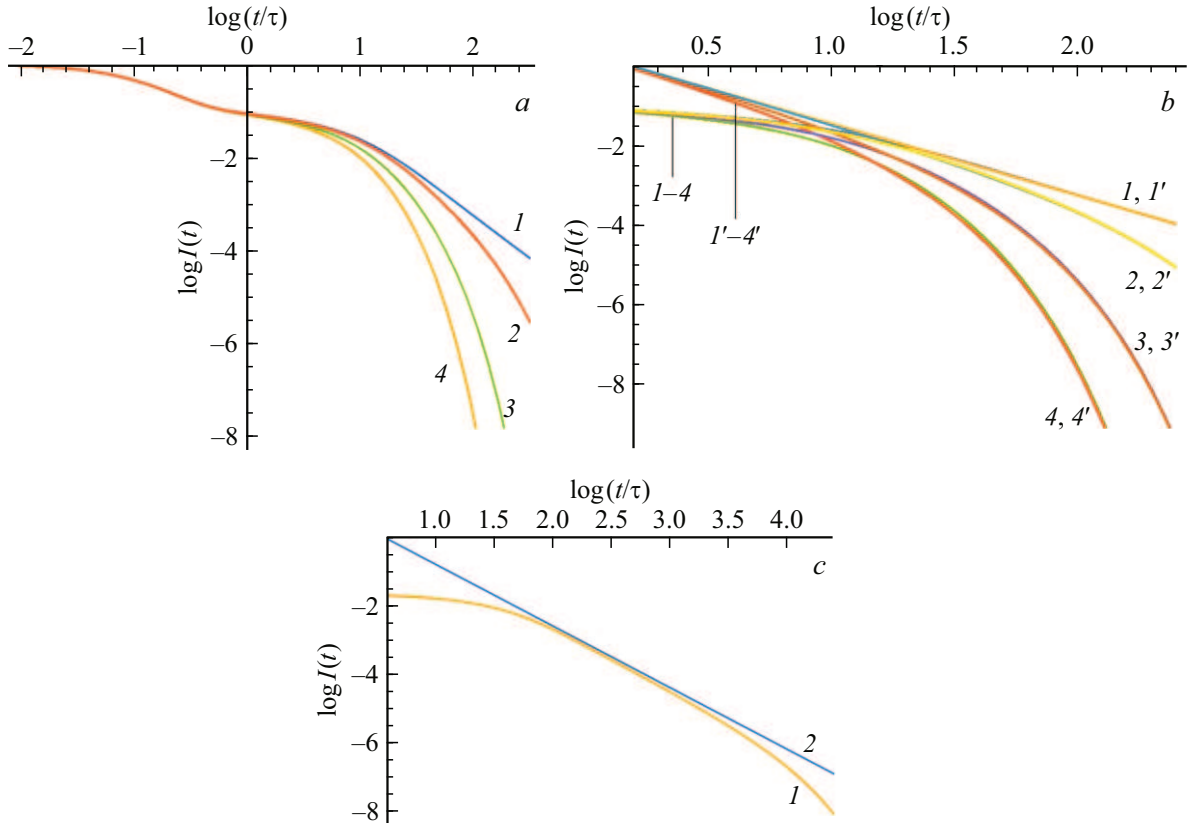

Рис. 3. (*a*) Кинетика затухания люминесценции (8). (*b*) Сравнение функций (8) и (12) при $\overline{N} = 4$, $K_1 = 2$, $b = 0.8$, $K_{\text{tr}} = 0$ (*1*), 0.01 (*2*), 0.05 (*3*), 0.1 (*4*), кривые *1′–4′* — расчет по формуле (12). (*c*) Сравнение функций (8) (кривая *1*, $K_{\text{tr}} = 0.0001$) и (12) (кривая *2* рассчитана без учета множителя $\exp(-t/\tau_{\text{tr}})$) при больших $\overline{N}$ ($\overline{N} = 20$), демонстрирующее наличие трех этапов затухания люминесценции. Остальные параметры те же: $K_1 = 2$, $b = 0.8$. Отметим, что расчеты по формулам (8) и (11) в масштабе рис. *a* дают совпадающие результаты.

В рамках модели *2* кинетика затухания люминесценции ансамбля NC имеет вид [21]

$$I(t) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} b \int_0^1 y^{b-1} \times \left(A_N(y) e^{-\alpha_1(N,y)t/\tau} + B_N(y) e^{-\alpha_2(N,y)t/\tau}\right) dy. \quad (8)$$

В уравнении (8) выполняется усреднение как по числу ловушек CC в NC (распределение Пуассона), так и по энергиям ловушек с функцией распределения $f(y) = by^b$ $(y = \exp(-\Delta E/kT),\ b = \beta kT)$. Параметры $\alpha_2(N)$ и $\alpha_1(N)$ изменились (появились дополнительные слагаемые, содержащие K_{tr}):

$$\alpha_{1,2}(N, y) = \frac{1}{2}(1 + K_1(N + y) + K_{\text{tr}}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(1 + K_1(N + y) + K_{\text{tr}})^2 - (K_1 y + K_{\text{tr}} + NK_1K_{\text{tr}})}. \quad (9)$$

Выражения для амплитуд сохранили прежний вид:

$$A_N(y) = \frac{1 + NK_1 - \alpha_2(N, y)}{\alpha_1(N, y) - \alpha_2(N, y)}, \quad B_N(y) = 1 - A_N(y). \quad (10)$$

Кинетику замедленной люминесценции (второе слагаемое в формуле (8)),

$$I_d(t) = \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}} \frac{\overline{N}^N}{N!} b \int_0^1 y^{b-1} B_N(y) e^{-\alpha_2(N,y)t/\tau} dy, \quad (11)$$

на больших временах можно преобразовать к следующему виду (метод расчета аналогичен изложенному в [21]):

$$I_d(t) = b\Gamma(b + 1)\overline{N^b} \left(\frac{\tau}{t}\right)^{b+1} \exp(-t/\tau_{\text{tr}}), \quad (12)$$

где черта сверху означает среднее значение: $\overline{N^b} = \sum_{(N=0)}^{\infty} N^b e^{-\overline{N}} \overline{N}^N / N!$.

На рис. 3 приведены результаты расчетов кинетики затухания люминесценции (8) и замедленной люминесценции (11) и (12) при $K_1 = 2$.

Из рис. 3, *b* следует совпадение функций (8) и (12) на втором и третьем этапах (на промежуточных и больших временах). Это означает, что аппроксимация экспериментальной кинетики затухания люминесценции на указанных этапах функцией (12) позволяет определить следующие три параметра ансамбля NC: b, $\overline{N}$ и K_{tr}.

На рис. 3, *c* отчетливо видно, что на кривой затухания люминесценции ансамбля NC (изображенной в двойном логарифмическом масштабе) при больших $\overline{N}$ ($\overline{N} = 20$) и малых K_{tr} ($K_{\text{tr}} = 0.0001$) можно выделить три участка (три этапа) с различным поведением $I(t)$ (как и на рис. 2). Обоснование происхождения этих этапов — то же, что и в модели *1*.

Квантовый выход люминесценции

Первая модель ансамбля NC

Квантовый выход люминесценции определяется как отношение числа излученных квантов света к числу поглощенных [29]. В предлагаемых в настоящей работе двух моделях ансамбля NC он равен отношению τ/τ_{r} и не зависит от числа ловушек в NC, если отсутствуют переходы CC из состояния ловушки в основное состояние NC, т. е. если $K_{\text{tr}} = \tau/\tau_{\text{tr}} = 0$.

В настоящей работе исследуется относительный квантовый выход q, определяемый как отношение числа испущенных ансамблем NC фотонов к числу фотонов, испущенных тем же ансамблем NC, но в котором нет тушения люминесценции, обусловленного наличием ловушек ($K_{\text{tr}} = 0$). Как известно, относительный квантовый выход выражается через соответствующие нормированные кинетики затухания люминесценции [29]:

$$q = \int_0^\infty I(t)dt \Big/ \int_0^\infty I_0(t)dt. \tag{13}$$

Здесь $I_0(t)$ — кинетика затухания люминесценции ансамбля NC, в которых канал тушения люминесценции ловушками отсутствует ($K_{\text{tr}} = 0$). Нетрудно проверить, что при этом условии $\int_0^\infty I_0(t)dt = \tau$. Тогда, подставляя уравнение (1) в (13), получаем

$$q = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty I(t)dt = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{A_N}{\alpha_1(N)} + \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{B_N}{\alpha_2(N)}. \tag{14}$$

Если в формулу (13) подставить кинетику затухания люминесценции (6), справедливую при условии $NK_1/K_2 \gg 1$, получаем приближенную формулу

$$q = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{1}{1 + K_{\text{tr}}\frac{NK_1}{K_2}}. \tag{15}$$

Из рис. 4 следует, что расчеты относительного квантового выхода, выполненные по точной (14) и приближенной (15) формулам, дают близкие значения при $K_{\text{tr}} < 0.1$.

Можно ввести также понятие квантового выхода замедленной люминесценции q_d, который определим

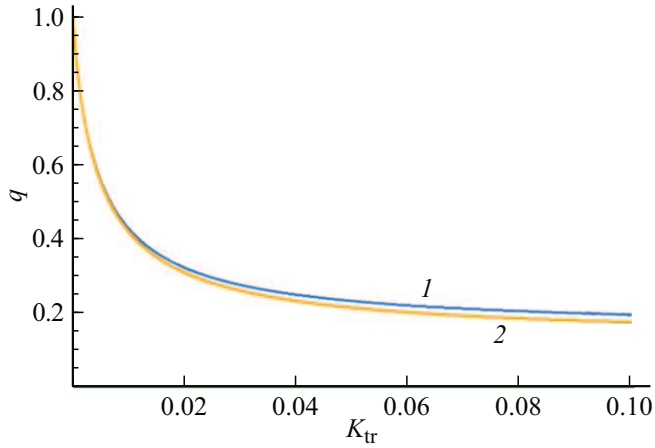

Рис. 4. Зависимость относительного квантового выхода q от параметра K_{tr}, рассчитанная по формулам (14) (кривая *1*) и (15) (кривая *2*). $\overline{N} = 2$, $K_1 = 20$, $K_2 = 0.2$.

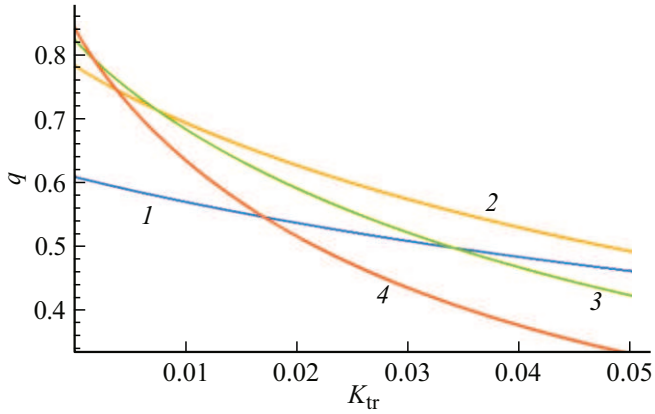

Рис. 5. Зависимость квантового выхода замедленной люминесценции от параметра K_{tr}, рассчитанная по формуле (17). Значения параметров: $\overline{N} = 2$, $K_1 = 1.0$ (кривая *1*), 5 (*2*), 10 (*3*), 20 (*4*), $K_2 = 0.2$.

(по аналогии с (13)) как отношение числа квантов замедленной люминесценции к числу квантов всей люминесценции:

$$q_d = \int_0^\infty I_d(t)dt \Big/ \int_0^\infty I(t)dt. \tag{16}$$

С учетом уравнений (5) и (14) получаем

$$q_d = \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{B_N}{\alpha_2(N)} \Big/ \left(\sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{A_N}{\alpha_1(N)} + \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!}\frac{B_N}{\alpha_2(N)}\right). \tag{17}$$

На рис. 5 представлены зависимости q_d от параметра K_{tr}, рассчитанные по формуле (17) для различных K_1. Естественно, при малых значениях K_{tr} (близких к нулю)

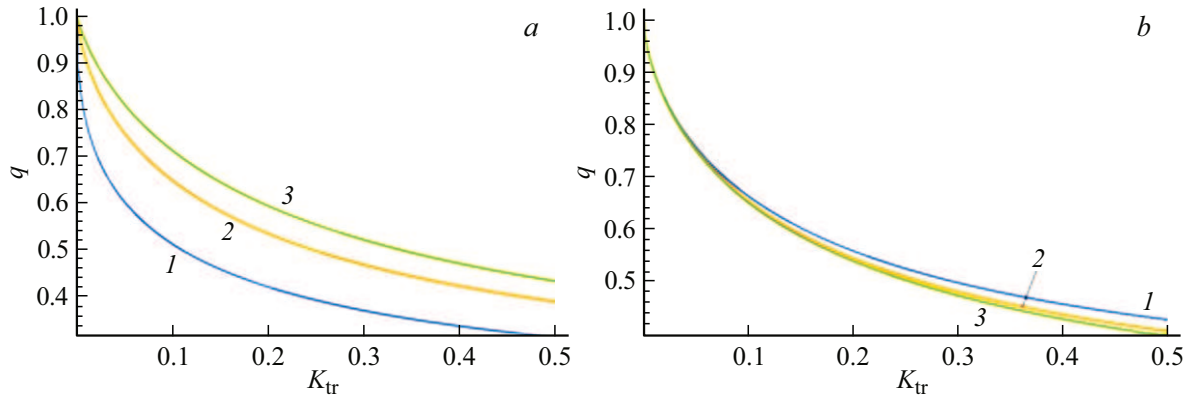

Рис. 6. Зависимость относительного квантового выхода q от параметра K_{tr}, рассчитанная по формуле (18) при следующих значениях параметров: $\overline{N} = 2$, (*a*) $b = 0.4$ (*1*), 0.8 (*2*), 1.2 (*3*), $K_1 = 20$, (*b*) $b = 0.8$, $K_1 = 5$ (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*).

квантовый выход замедленной люминесценции q_d тем больше, чем больше K_1, поскольку больше скорость захвата СС ловушками. С увеличением K_{tr} квантовый выход q_d медленно уменьшается (по сравнению со скоростью уменьшения q (14), рис. 5). Скорость уменьшения q_d больше при больших K_1. Это ведет к смене положения кривых, отвечающих разным K_1, с увеличением K_{tr}.

Вторая модель ансамбля NC

По аналогии с предыдущим разделом для относительного квантового выхода имеем

$$q = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty I(t)dt = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!} b \int_0^1 y^{b-1} \times \left(\frac{A_N(y)}{\alpha_1(N,y)} + \frac{B_N(y)}{\alpha_2(N,y)}\right)dy, \tag{18}$$

а для квантового выхода замедленной люминесценции

$$q_d = \sum_{N=1}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!} b \int_0^1 y^{b-1}\frac{B_N(y)}{\alpha_2(N,y)}dy \Big/ \sum_{N=0}^{\infty} e^{-\overline{N}}\frac{\overline{N}^N}{N!} \times b\int_0^1 y^{b-1}\left(\frac{A_N(y)}{\alpha_1(N,y)} + \frac{B_N(y)}{\alpha_2(N,y)}\right)dy. \tag{19}$$

На рис. 6,*a* представлена зависимость q от параметра K_{tr} при разных b и одинаковом параметре $K_1 = 20$. На рис. 6,*b* — зависимость q от параметра K_{tr} при разных K_1 и одинаковом параметре b. При малых значениях b наблюдается более быстрое уменьшение квантового выхода, чем при больших b. Это объясняется наличием большего числа более глубоких ловушек при малых b, чем при больших (см. функцию распределения ловушек $f(\Delta E)$ на рис. 1, правая часть). Как следует из рис. 6,*b*, увеличение параметра K_1 приводит к более быстрому уменьшению квантового выхода с увеличением K_{tr}, но влияние параметра K_{tr} на q заметно слабее, чем влияние параметра b.

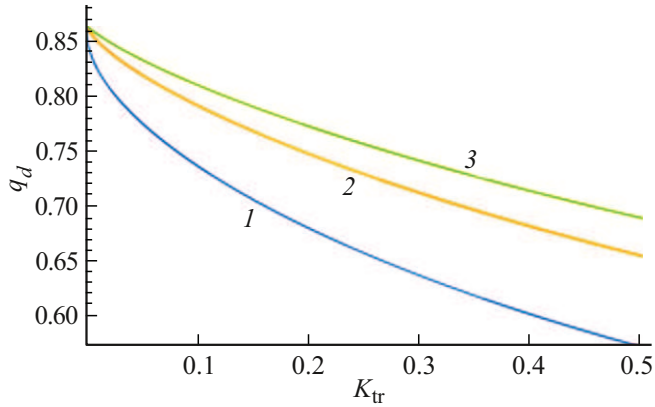

Рис. 7. Зависимость квантового выхода замедленной люминесценции q_d от параметра K_{tr}, рассчитанная по формуле (19) при следующих значениях параметров: $\overline{N} = 2$, $b = 0.4$ (*1*), 0.8 (*2*), 1.2 (*3*), $K_1 = 20$.

На рис. 7 представлена зависимость квантового выхода замедленной люминесценции q_d (19) от параметра K_{tr} при разных значениях b. Как и в случае с $q(K_{tr})$ (рис. 7), при малых b наблюдается более быстрое уменьшение q_d, чем при больших b. Это объясняется наличием относительно большего числа глубоких ловушек (большие ΔE) при малых b, чем при больших.

Заключение

Представлен анализ кинетики затухания люминесценции полупроводниковых NC на базе двух моделей ансамбля NC: с идентичными и неидентичными ловушками СС (рис. 1). Показано, что независимо от используемой модели в кинетике затухания люминесценции NC $I(t)$ видны три этапа (три временных участка). На первом,

начальном этапе происходит быстрое затухание $I(t)$. Оно вызвано излучательными и безызлучательными переходами СС из излучающего состояния NC в основное и захватом СС ловушками. Второй и третий этапы — это замедленная люминесценция, $I_d(t)$, обусловленная возвратом СС с ловушек на излучающее состояние NC. На втором этапе (промежуточные времена) затухание $I(t)$ медленное (неэкспоненциальное) — аппроксимируется суммой медленно затухающих со временем экспонент (первая модель NC) или обратной степенной зависимостью $1/t^{b+1}$ (вторая модель). Причиной такого поведения $I(t)$ является почти полный возврат СС с ловушек на излучающее состояние NC. И наконец, на третьем, заключительном этапе кинетика затухания люминесценции NC становится близкой к экспоненциальной и определяется скоростью перехода $1/\tau_{\text{tr}}$ СС с уровней ловушек в основное состояние NC.

Аппроксимация экспериментальной кинетики затухания люминесценции NC с помощью полученных в настоящей работе теоретических формул для $I(t)$ позволит оценить следующие параметры ансамбля NC: 1) среднее число ловушек в NC, 2) скорость захвата СС ловушкой, 3) отношение скоростей захвата и возврата СС ловушкой на излучающее состояние NC и, следовательно, используя принцип детального равновесия, энергию уровня ловушки (первая модель NC), 4) параметр b, определяющий функцию распределения ловушек по энергиям (вторая модель NC), 5) время жизни (τ_{tr}) СС на уровне ловушки.

Исследована также зависимость квантового выхода люминесценции и замедленной люминесценции от скоростей захвата и возврата СС ловушками, от характера распределения ловушек по энергиям, от скорости перехода СС с ловушек в основное состояние NC. Полученные простые функциональные зависимости квантового выхода от параметров задачи могут оказаться полезными для интерпретации экспериментальных результатов.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.А. Ремпель, О.В. Овчинников, И.А. Вайнштейн, С.В. Ремпель, Ю.В. Кузнецова, А.В. Наумов, М.С. Смирнов, И.Ю. Еремчев, А.С. Вохминцев, С.С. Савченко. Успехи химии, **93** (4), RCR5114 (2024). DOI: 10.59761/RCR5114 [A.A. Rempel, O.V. Ovchinnikov, I.A. Weinstein, S.V. Rempel, Yu.V. Kuznetsova, A.V. Naumov, M.S. Smirnov, I.Yu. Eremchev, A.S. Vokhmintsev, S.S. Savchenko. Russ. Chem. Rev., **93** (4) RCR5114 (2024). DOI: 10.59761/RCR5114].

[2] A.L. Simões Gamboa, E.N. Bodunov, A.V. Fedorov. In: *2024 International Conference Laser Optics (ICLO)* (IEEE, 2024), p. 355. DOI: 10.1109/ICLO59702.2024.10624368

[3] Feng Li, Langping Tu, Yuqi Zhang, Dingxin Huang, Xingxu Liu, Xiaorong Zhang, Jiarui Du, Rongwei Fan, Chunhui Yang, Karl W. Krämer, Jose Marques-Hueso, Guanying Chen. Nature Photonics, **18**, 440–449 (2024). DOI: 10.1038/s41566-024-01393-3

[4] E.N. Bodunov, V.V. Danilov, A.S. Panfutova, A.L. Simões Gamboa. Ann. Phys., **528**, 272 (2016). DOI: 10.1002/andp.201500350

[5] E.N. Bodunov, Yu.A. Antonov, A.L. Simões Gamboa. J. Chem. Phys., **146**, 114102 (2017). DOI: 10.1063/1.4978396

[6] E.N. Bodunov, A.L. Simões Gamboa. J. Phys. Chem. C, **122**, 10637 (2018). DOI: 10.1021/acs.jpcc.8b02779

[7] E.N. Bodunov, A.L. Simões Gamboa. Semiconductors, **52** (5), 587 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618050044

[8] E.N. Bodunov, A.L. Simões Gamboa. J. Phys. Chem. C, **123**, 25515 (2019). DOI: 10.1021/acs.jpcc.9b07619

[9] E.N. Bodunov, A.L. Simões Gamboa. Semiconductors, **53** (16), 2133 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619120078

[10] A.L. Simões Gamboa, E.N. Bodunov. In: *2022 International Conference Laser Optics (ICLO)* (IEEE, 2022). DOI: 10.1109/ICLO54117.2022.9839822

[11] A. Sahu, D. Kumar. J. Alloys and Compounds, **924**, 166508 (2022). DOI: 10.1016/j.jallcom.2022.166508

[12] J.R. Martins, V. Krivenkov, C.R. Bernardo, P. Samokhvalov, I. Nabiev, Yu.P. Rakovich, M.I. Vasilevskiy. J. Phys. Chem. C, **126** (48), 20480–20490 (2022). DOI: 10.1021/acs.jpcc.2c06134

[13] J. Xiao, Y. Liu, V. Steinmetz, M. Çağlar, J. Mc Hugh, T. Baikie, N. Gauriot, M. Nguyen, E. Ruggeri, Z. Andaji-Garmaroudi, S.D. Stranks, L. Legrand, T. Barisien, R.H. Friend, N.C. Greenham, A. Rao, R. Pandya. ACS Nano, **14**, 14740 (2020). DOI: 10.1021/acsnano.0c01752

[14] O. Stroyuk, A. Raevskaya, F. Spranger, N. Gaponik, D.R.T. Zahn. ChemPhysChem., **20** (12), 1640 (2019). DOI: 10.1002/cphc.201900088

[15] A.S. Kulagina, A.I. Khrebtov, R.R. Reznik, E.V. Ubyivovk, A.P. Litvin, I.D. Skurlov, G.E. Cirlin, E.N. Bodunov, V.V. Danilov. Opt. Spectrosc., **128** (1), 119 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20010129

[16] H. Leng, J. Loy, V. Amin, E.A. Weiss, M. Pelton. ACS Energy Lett., **1**, 9 (2016). DOI: 10.1021/acsenergylett.6b00047

[17] Li Liu, Keliang Pan, Ke Xu, Jin Z. Zhang. ACS Phys. Chem Au, **2**, 156–170 (2022). DOI: 10.1021/acsphyschemau.1c00047

[18] Zitao Zhao, Qian Wang, Fei Gao, Donghui Luo, Yan Zhang, Huan Liu. AIP Advances, **14**, 105115 (2024). DOI: 10.1063/5.0228028

[19] Е.Н. Бодунов. Опт. и спектр., **131** (1), 100–103 (2023). DOI: 10.21883/OS.2023.01.54545.91-22 [E.N. Bodunov. Opt. Spectrosc., **131** (1), 96–99 (2023). DOI: 10.21883/EOS.2023.01.55524.91-22].

[20] С.В. Асланов, И.Г. Гривцов, Т.С. Кондратенко, A.M.H. Hussein, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, А.Н. Латышев. Опт и спектр., **133** (1), 82 (2025). DOI: 10.61011/OS.2025.01.59883.7279-24

[21] Е.Н. Бодунов. Опт и спектр., **133** (1), 90 (2025). DOI: 10.61011/OS.2025.01.59884.1-25 [E.N. Bodunov. Opt. Spectrosc., **133** (1), 83 (2025). DOI: 10.61011/EOS.2025.01.60571.1-25].

[22] P.H. Sher, J.M. Smith, P.A. Dalgarno, R.J. Warburton, X. Chen, P.J. Dobson, S.M. Daniels, N.L. Pickett, P. O'Brien. Appl. Phys. Lett., **92**, 101111 (2008). DOI: 10.1063/1.2894193

[23] F.T. Rabouw, M. Kamp, R.J. van Dijk-Moes, D.R. Gamelin, A.F. Koenderink, A. Meijerink, D. Vanmaekelbergh. Nano Lett., **15**, 7718 (2015). DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b03818
[24] F.T. Rabouw, J.C. van der Bok, P. Spinicelli, B. Mahler, M. Nasilowski, S. Pedetti, B. Dubertret, D. Vanmaekelbergh. Nano Lett., **16**, 2047 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b00053
[25] F. Montanarella, M. Biondi, S.O.M. Hinterding, D. Vanmaekelbergh, F.T. Rabouw. Nano Lett., **18**. P. 5867 (2018). DOI: 10.1021/acs.nanolett.8b02538
[26] P.J. Whitham, A. Marchioro, K.E. Knowles, T.B. Kilburn, P.J. Reid, D.R. Gamelin. J. Phys. Chem. C, **120**, 17136 (2016). DOI: 10.1021/acs.jpcc.6b06425
[27] M.A. Becker, C. Bernasconi, M.I. Bodnarchuk, G. Rainò, M.V. Kovalenko, D.J. Norris, R.F. Mahrt, T. Stöferle. ACS Nano, **14**, 14939–14946 (2020). DOI: 10.1021/acsnano.0c04401
[28] R. Godin, Y. Wang, M.A. Zwijnenburg, J. Tang, J.R. Durrant. J. Am. Chem. Soc., **139**, 5216–5224 (2017). DOI: 10.1021/jacs.7b01547
[29] В.Л. Ермолаев, Е.Н. Бодунов, Е.Б. Свешникова, Т.А. Шахвердов. *Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения* (Наука, Ленинград, 1977) [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.researchgate.net/publication/285333876_ Radiationless_Transfer_of_Electronic_Excitation_Energy
[V.L. Ermolaev, E.N. Bodunov, E.B. Sveshnikova, T.A. Shakhverdov. *Radiationless Transfer of Electronic Excitation Energy* (Nauka, Leningrad, 1977) [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.researchgate.net/publication/285333876_ Radiationless_Transfer_of_Electronic_ Excitation_Energy