

## Фотодинамика переноса возбуждения носителями заряда в гибридной наносистеме InP/InAsP/InP

© А.С. Рубан, В.В. Данилов

Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I,  
190031 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: rubananna@mail.ru

Поступила в редакцию 01.04.2021 г.

В окончательной редакции 01.04.2021 г.

Принята к публикации 09.04.2021 г.

Приведены результаты обработки кинетики затухания люминесценции гибридной полупроводниковой наноструктуры InP/InAsP/InP с нанесенными коллоидными слоями квантовых точек (QD) CdSe/ZnS при возбуждении на длинах волн 532 и 633 nm и температурах 80 и 300 K. Такая наноструктура характеризуется значительным увеличением длительности и интенсивности люминесценции нановставки InAsP. Механизм увеличения длительности люминесценции предположительно связан с взаимодействием коллоида QD CdSe/ZnS-ТОРО с поверхностью InP, что ведет к образованию в запрещенной зоне новых гибридных состояний, энергетически близких к излучающему состоянию и способных захватывать электроны, что в свою очередь компенсируется возрастающей ролью процесса обратного переноса электрона, приводящего к росту длительности излучательной рекомбинации.

**Ключевые слова:** гибридные полупроводниковые наноструктуры, кинетика люминесценции, обратный перенос энергии.

DOI: 10.21883/OS.2021.07.51087.2101-21

### Введение

В последнее время интерес исследователей смещается в область полупроводниковых нанопроволочных конструкций [1–9]. Особый интерес представляет создание гетероструктур типа нановставка (QI) (или квантовая точка, QD) в теле полупроводникового нитевидного нанокристалла (ННК). QD, вставленные в полупроводниковые ННК с большей шириной запрещенной зоны, могут существенно расширить диапазон их прикладных возможностей, например в квантовой обработке информации [4,8]. В работе [9] впервые приведены результаты спектральных и кинетических исследований ИК люминесценции новой композитной структуры, состоящей из ННК InP с QI InAsP (выращенных на подложке Si (111)) и нанесенных коллоидных QD CdSe/ZnS. Было выяснено, что нанесение на гибридную ННК InP/InAsP/InP квазиленгмюровского слоя триоктилфосфиноксида (ТОРО), содержащего коллоидные QD CdSe/ZnS, приводит к значительному увеличению длительности и интенсивности люминесценции QI InAsP.

Известно, что поверхностные лиганды играют существенную роль в динамике рекомбинации носителей заряда не только коллоидных QD, но и более сложных наноструктур [10,11]. Пассивация уменьшает количество поверхностных оборванных связей и, следовательно, сводит к минимуму вредный эффект низкоэнергетических ловушек для электронов или дырок. Ловушки увеличивают количество безызлучательных каналов релаксации, что в конечном итоге снижает эффективность флуоресценции QD. Полное определение и полный

контроль излучательных характеристик QD — одна из ключевых задач исследователей наноструктур. Очевидно, что использование наноконструкций требует осознания характера межфазной фотодинамики и особенностей взаимодействий, которые связывают экситонные и поверхностные состояния, а также общих принципов, регулирующих люминесценцию в наносистеме.

Результаты исследований последних лет, приведенные в работах [6–16], показали, что фотолюминесценция (ФЛ) с разрешением по времени является эффективным количественным инструментом анализа фотодинамики безызлучательных процессов в полупроводниковых нанокристаллах, что значительно расширяет методические возможности исследователей. Особенностью кинетики затухания люминесценции полупроводниковых наноструктур является их полиэкспоненциальность, отражающая сложную динамику возбужденного состояния [5,12–15]. С другой стороны, в силу отсутствия устойчивого формализма в обработке таких экспериментальных результатов полученные данные редко прямо соотносятся с конкретными фотопроцессами, происходящими в наносистеме [16–18]. В качестве альтернативы хорошо известным примерам простой подгонки кинетических кривых линейными комбинациями из двух или трех экспоненциальных функций в работах [5,19–23] было показано, что затухание ФЛ QD может быть описано как чисто радиационный процесс, конкурирующий с каналом передачи электронной энергии в колебательные состояния. При этом используют растянутую экспоненту (stretched exponential function) [24], и кинетика люминес-

ценции описывается зависимостью [19,20,22]

$$I(t) = I_0 \exp \left[ -\frac{t}{\tau} - A \left( \frac{t}{\tau} \right)^\beta \right], \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность люминесценции в начальный момент времени,  $\tau$  — время жизни возбужденного состояния люминесцирующих молекул,  $A$  — константа, зависящая от концентрации тушащих молекул, размерности среды и механизма тушения люминесценции. Такой подход справедлив и для коллоидных растворов QD, поскольку излучательная способность QD точек чрезвычайно чувствительна к окружению. При этом пассивация поверхности QD лигандами не исключает энергообмен со средой и существование явлений переноса. Работоспособность такого подхода была подтверждена в ряде публикаций [19,21,22], в том числе при изучении фотодинамики люминесценции CdSe/ZnS, пассивированной слоем ТОРО. Еще более эффективным оказалось применение функции (1) к спектрокинетическим зависимостям более сложной наноструктуры InP/InAsP/InP с нанесенными на нее коллоидных QD CdSe/ZnS [5].

Традиционно неэкспоненциальный характер затухания люминесценции нанокристаллов аппроксимируется суммой нескольких экспонент с временами затухания  $\tau_i$ :

$$I_{\text{norm}} = \frac{\sum_i^n A_i e^{-t/\tau_i}}{n}, \quad (2)$$

где  $I_{\text{norm}}$  — нормированная на единицу в начальный момент времени интенсивность затухания люминесценции; условие, накладываемое на амплитуды,  $\sum_i^n A_i = 1$ . В то же время данный подход предполагает существование либо нескольких безызлучательно связанных метастабильных состояний, либо нескольких групп нанокристаллов с различной морфологией и разными временами затухания люминесценции  $\tau_i$ . Относительная доля этих состояний (или групп) в суммарной кинетике затухания как раз характеризуется коэффициентами  $A_i$  при экспонентах. Особо отметим, что в ряде случаев экспериментальные кинетики затухания люминесценции хорошо аппроксимируются как суммой двух, так и трех экспонент (2). Очевидно, что использование наноконструктов требует понимания характера межфазной фотодинамики и прежде всего особенностей взаимодействий, связывающих экситонные и поверхностные состояния. Результаты работ [5,19,23], где выполненные спектрокинетические результаты были аппроксимированы растянутой экспоненциальной функцией (stretched exponential function) привели к заключению, что при двух- и трехэкспоненциальном разложении (2) наименьшее значение  $\tau_i$  чаще всего соответствует длительности естественного распада возбужденного состояния, скорректированного на процессы тушения. Вторая по значению величина  $\tau_i$  соответствует подпитке возбужденного состояния за счет процессов внутренней конверсии, синглет-синглетного переноса (как излучательного, так и ферстеровского типа (FRET)) и рассматриваемого в этой работе так

называемого „обратного переноса“ возбуждения, захваченного ловушкой, на излучающее состояние. Третью компоненту разложения можно связать с переносом возбуждения на излучающий уровень с более глубоких ловушек [21], темных состояний или при усложнении механизмов ретрансляции возбуждения.

Предложенный подход позволяет проанализировать результаты, полученные ранее, с учетом работ [10,23], где приводится наблюдение эволюции во времени спектра ФЛ QD при импульсном возбуждении, регистрируемой в наносекундной и микросекундной временных областях. В течение первых 20–50 ns после возбуждения наблюдается красное смещение спектра, что и вызвано диффузией экситонов по механизму FRET, после чего эта эволюция спектра останавливается и даже превращается в синий сдвиг. По мнению авторов [10,23], это демонстрирует эффект обратимого хранения носителей заряда, который временно замораживает QD в состоянии, из которого FRET не может произойти. То есть носители заряда имеют конечную вероятность оказаться на ловушках прежде, чем может произойти спонтанное излучение и/или FRET. Как только носитель заряда захвачен, передача экситона с помощью FRET временно блокируется. Высвобождение захваченных носителей заряда восстанавливает экситонное состояние. Расчеты авторов говорят о существовании сильных поверхностно-лигандных взаимодействий, приводящих к существенному перераспределению заряда и влиянию поляризации на поверхность. Эти эффекты приводят к развитию гибридных состояний, для которых электронная плотность распространяется на кластер и лиганды. В то же время в работе [9] показано, что анализ процесса замораживания носителей в гибридной системе может быть проведен с помощью модели, основанной на использовании разложения (2) и растянутой экспоненты (1) и описывающий так называемый „обратный перенос“ фотогенерированных носителей заряда. В этой модели при трансляции возбуждения любой захват носителей на ловушку рассматривается как тушение возбужденного состояния излучающего центра, а деактивация ловушки с последующей излучательной рекомбинацией — как обратный перенос. Такой подход, в частности, показал [9], что кинетика затухания люминесценции самой QI InAsP лучше всего описывается в рамках так называемой „модели контактного тушения“ [20].

В настоящей работе, основываясь на спектрокинетическом подходе, продолжено изучение влияния длины волны возбуждения на фотодинамику гибридной полупроводниковой наноструктуры InP/InAsP/InP [9,25].

## Экспериментальные условия

Объектами изучения являлись как ННК, синтезированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, так и их композиции с осажденными на поверхность QD CdSe/ZnS, стабилизированными ТОРО (575 nm — мак-

**Таблица 1.** Возбуждение на длине волны 532 nm. Регистрация на длине волны излучения InP (900 nm)

Параметры кинетических измерений	80 K		80 K	
	InP	InP + QD <sub>575</sub>	InP–InAsP	InP–InAsP + QD <sub>575</sub>
A <sub>1</sub>	0.58	0.36	1	0.7
τ <sub>1</sub> , ns	0.6	0.5	2.8	4.8
A <sub>2</sub>	0.42	0.64	–	0.3
τ <sub>2</sub> , ns	2.5	2.6	–	33.7
⟨τ⟩, ns	2.0	2.4	–	13.5

симум излучения QD). Эпитаксиальный рост ННК подробно описан в работах [8,9]. Как было установлено в работе [26], в спектрах люминесценции такой системы наблюдаются полосы в области 1.0–1.5 μm, кинетика которых зависит от состава лигандной оболочки. Полоса люминесценции в области 1.25–1.5 μm принадлежит излучению QI InAsP, а полоса 1.0–1.2 μm связана с радиальной квантовой ямой (QW), которая образуется во время роста QI InAsP. В работе [25] приведены ПЭМ-изображения таких композиционных наноструктур.

При измерениях кинетики ФЛ на длине волны возбуждения 532 nm использовался импульсный Nd:YAG-лазер (длительность импульса ~ 10 ps, частота повторения импульсов 1 MHz), на длине волны возбуждения 635 nm — импульсный источник PicoQuant LDH-P-C-635B (длительность импульса ~ 90 ps, частота следования 0.5–1 MHz). Регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с помощью лавинного InGaAs/InP-фотоиода MicroPhotonDevices. Временное разрешение системы регистрации не превышало 100 ps. Кинетика ФЛ регистрировалась в максимумах полос люминесценции, соответствующих излучению ННК InP, а также QI и QW InAsP при температурах 77 и 300 K.

## Результаты и обсуждение

Результаты кинетических измерений приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1 иллюстрирует влияние коллоида QD на ФЛ InP. Как следует из данных, приведенных в [27] и собственных измерений, ФЛ InP сильно потушена за счет захвата возбужденных носителей заряда на низкоэнергетические ловушки. Нанесение коллоида QD на ННК InP мало влияет на кинетику ФЛ InP: обе компоненты затухания 0.5 и 2.5 ns практически не претерпевают изменений. При наличии включений InAsP (QI и QW) InP излучает из одного состояния со временем 3 ns. Кинетика люминесценции InP существенно меняется при нанесении коллоида QD на ННК InP, содержащие QI и QW InAsP. Кинетика ФЛ ННК InP становится биэкспоненциальной со временами, близкими к временам излучения QD CdSe/ZnS [23]. Этот факт указывает, с одной стороны, на значительный вклад излучательного

**Таблица 2.** Возбуждение на длине волны 532 nm. Регистрация на длине волны 1180 (QW) и 1350 nm (QI)

Параметры кинетических измерений	QI		QI+ QD <sub>545</sub> -ТОПО	
	80 K	300 K	80 K	300 K
A <sub>1</sub>	1	1	1	0.75
τ <sub>1</sub> , ns	12.6	8.7	16	6.9
A <sub>2</sub>	–	–	–	0.25
A <sub>2</sub> , ns	–	–	–	54.8
⟨τ⟩, ns	–	–	–	18.9
λ <sub>ex</sub> = 532 nm	QW		QW+ QD <sub>545</sub> -ТОПО	
	80 K	300 K	80 K	300 K
A <sub>1</sub>	0.5	1	0.67	–
τ <sub>1</sub> , ns	2.8	2.2	6.6	–
A <sub>2</sub>	0.5	–	0.33	–
τ <sub>2</sub> , ns	22.6	–	39.8	–
⟨τ⟩, ns	12.7	–	17.6	Extinguished

или безызлучательного механизмов трансляции возбуждения с QD CdSe/ZnS на QW InAsP, сравнимого с прямым возбуждением, с другой стороны, на различие в каналах фоновой дезактивации высших экситонных состояний InP и QW и QI InAsP [13,15], приводящий к резонансному механизму переноса энергии возбуждения с высших экситонных состояний QW и QI InAsP и QD CdSe/ZnS на InP.

В табл. 2 представлены результаты кинетических измерений ФЛ QW и QI, из которых следует, что при возбуждении на длине волны λ<sub>ex</sub> = 532 nm люминесценция QI всегда затухает экспоненциально. Моноэкспоненциальность кинетики QI InAsP при возбуждении 532 nm и ее независимость от температуры подтверждает высказанное выше предположение о доминировании прямого заселения возбужденного состояния QI InAsP и отсутствие побочных ретрансляторов в фотодинамике возбуждения ННК на этой длине волны. Однако более важным является изменение кинетики ФЛ QI с одноэкспоненциальной на биэкспоненциальную и полное тушение люминесценции QW. Одной из причин первого является существование контактного тушения на гра-

нице между QI InAsP и объемом InP, что показано в работе [9], где предложена модель кинетики процесса, учитывающая роль обратного переноса возбуждения с ловушек на излучающее состояние. Другим фактором является перенос энергии с QW на QI, обусловленный повышением температуры.

Возбуждение на длине волны  $\lambda_{ex} = 633 \text{ nm}$  делает (табл. 3) всю кинетику биэкспоненциальной. Из данных таблицы следует, что кинетика ФЛ собственно QW и QI оказывается практически одинаковой при низких температурах, и при этом кинетика QI сохраняет свои параметры при ее увеличении, в то время как ФЛ QW с ростом температуры сильно тушится. Наличие коллоидной оболочки приводит как к росту общей длительности свечения QW и QI, так и особенному росту длительности и вклада второй компоненты свечения у QI. Такая подпитка излучающего состояния QI, возникающая при наличии коллоидной оболочки, может быть связана не только с обратным переносом возбуждения с близкорасположенных к QI ловушек, но и с новыми гибридными состояниями, образованными при взаимодействии лиганда с поверхностью наночастицы [23,26,28,29]. Такие состояния энергетически близки к излучающему состоянию и способны захватывать электроны или дырки. Последующая делокализация носителей (обратный перенос) на излучающие состояния может вести к увеличению длительности излучательной рекомбинации [10] и, следовательно, к росту интенсивности люминесценции.

В работе [29] обращено внимание на то, что увеличение длительности свечения и выхода люминесценции достигается при возбуждении в области прозрачности пассивирующего коллоида TOPO-CdSe/ZnS QD (635 и 1064 nm). С этим эффектом связывается существенная роль эффекта обратного переноса. Лежащее в основе этого механизма предположение об образовании в результате пассивации гибридизированных состояний в запрещенной зоне нашло конкретное проявление в виде полосы свечения QI с  $\lambda_{max}$  в области 700 nm. Такая полоса была обнаружена в работе [29] при возбуждении QI на длине волны 635 nm в присутствии оболочки из коллоида TOPO-CdSe/ZnS QD. Похожий эффект был обнаружен в [29] при возбуждении InP ННК на длине волны 1064 nm. Это область поглощения как QW, так и QI. Схема является прозрачной для коллоида CdSe/ZnS-TOPO и практически прозрачной для InP. Как видно из результатов, приведенных в [29], наличие оболочки из коллоида приводит к увеличению интенсивности свечения в несколько раз. При этом соотношение интенсивностей ФЛ образцов примерно одинаковое при накачке на длинах волн 532 и 1064 nm. Длительность люминесценции InP ННК оставляет 5 ns, что говорит о ее достаточно сильном тушении. Можно предположить, что причиной тушения является захват возбуждения на ловушки. Причем для QW это ловушки на межфазовой границе с InP. Для QI, как было показано в работе [5], основным механизмом тушения является так называемое

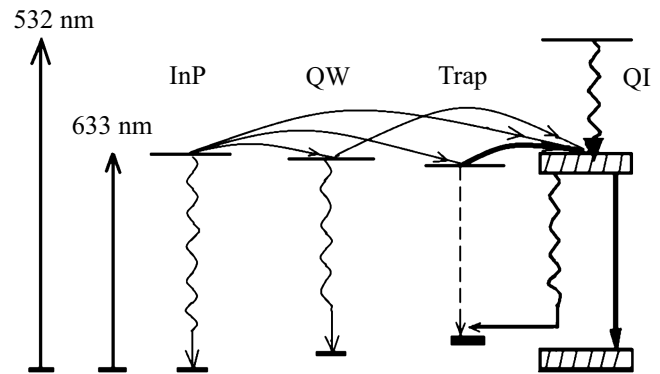


Диаграмма уровней, иллюстрирующая переходы между возбужденными состояниями (сплошные стрелки), а также пути релаксации возбуждения (волнистые стрелки) для фотогенерированных носителей в структуре коллоида ННК InP-TOPO-CdSe/ZnS при возбуждении длинами волн 532 и 633 nm. Штриховая линия — люминесценция из низкоэнергетических ловушек.

**Таблица 3.** Возбуждение на длине волны 633 nm. Регистрация на длине волны 1180 (QW) и 1350 nm (QI)

Параметры кинетических измерений	QI		QI+ QD <sub>545</sub> -TOPO	
	80–300 K		80 K	300 K
$A_1$	0.7	0.65	0.57	
$\tau_1$ , ns	6	28	14	
$A_2$	0.3	0.35	0.43	
$\tau_2$ , ns	25	125	78	
$\langle \tau \rangle$ , ns	12	62	42	
$\lambda_{ex} = 633 \text{ nm}$	QW		QW+ QD <sub>545</sub> -TOPO	
	80 K	300 K	80 K	300 K
$A_1$	0.76	0.60	0.57	0.60
$\tau_1$ , ns	4	1	9	4
$A_2$	0.24	0.40	0.43	0.40
$\tau_2$ , ns	30	5	47	27
$\langle \tau \rangle$ , ns	10	3	25	13

контактное тушение, связанное с образованием ловушек вблизи QI ННК в результате деформаций, вызванных фазовым переходом второго рода. Разумно предположить, что увеличение интенсивности свечения связано с увеличением вероятности переноса возбуждения с QW на QI, вызванного текстурными перестройками при образовании лигандной оболочки. Этот канал ретрансляции возбуждения может значительно усилиться за счет обратного переноса. Иллюстрацией к вышесказанному служит рисунок, где схематически показана обобщенная картина фотодинамики возбуждения в исследованной системе с точки зрения представлений модели обратного переноса. Таким образом, фотодинамика обратного переноса состоит из двух стадий: быстрого накопления возбуждения на ловушках разного типа и растянутого во времени высвобождения носителей и их излучательной рекомбинации.

## Заключение

В настоящей работе, основываясь на спектрокинетическом подходе, рассмотрено влияние оболочки коллоидных QD CdSe/ZnS на фотодинамику гибридной полупроводниковой наноструктуры InP/InAsP/InP при возбуждении разными длинами волн. Моноэкспоненциальность кинетики QI InAsP при возбуждении на длине волны 532 nm и ее независимость от температуры подтверждают предположение о доминировании прямого заселения возбужденного состояния QI InAsP и отсутствии побочных ретрансляторов в фотодинамике возбуждения ННК на этой длине волны.

Подтверждено существование в исследуемой наноструктуре двух типов ловушечных состояний: на границе внутреннего гетероперехода и образованных за счет поверхностно-лигандных взаимодействий. Предположено, что локализация электронов на антисвязывающих орбиталях в системе CdSe/ZnS-ТОПО играет заметную роль в увеличении времени жизни ФЛ QI. С учетом работ [10,25,29] полученные результаты подтверждают заметное влияние эффекта обратного переноса на интенсивность свечения, компенсирующее тушение возбужденных состояний, связанное с захватом возбуждения на низкоэнергетические ловушки. В этом же контексте обсуждены результаты, полученные в [29] при возбуждении наноструктуры на длинах волн 633 и 1064 nm в области прозрачности коллоида.

## Благодарности

Авторы выражают свою признательность А.И. Хребтову, Е.Н. Бодуну и А.С. Кулагиной за полезное обсуждение работы.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Zieliński M. // Phys. Rev. 2013. V. 88. P. 115424. doi.org/10.1103/PhysRevB.88.115424
- [2] Leandro Lorenzo, Gunnarsson Christine P., Reznik R., Jöns K.D., Shtrom I., Khrebtov A., Kasama Takeshi, Zwiller V., Cirlin G., Akopian N. // Nano Lett. 2018. V. 18. N 11. P. 7217–7221. doi 10.1021/acs.nanolett.8b03363
- [3] Chen Yan, Zadeh I.E., Jöns K.D., Fognini A., Reimer M.E., Zhang J., Dalacu Dan, Poole P.J., Ding F., Zwiller V., Schmidt O.G. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 182103. doi 10.1063/1.4948762.
- [4] Dalacu Dan, Poole Philip J., Williams Robin L. // Nanotechnology. 2019. V. 30. N 23. P. 232001. doi 10.1088/1361-6528/ab0393
- [5] Kulagina A.S., Khrebtov A.I., Reznik R.R., Ubyivovk E.V., Litvin A.P., Skurlov I.D., Cirlin E., Bodunov E.N., Danilov V.V. // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. P. 119–124. doi 10.1134/S0030400X20010129
- [6] Jones M., Scholes D.G. // J. Mater. Chem. 2010. V. 20. P. 3533–3538.
- [7] Yelik Aydan, Olutas Murat, Sharma Manoj, Gungor Kivanc, Demir Hilmi Volkan. // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123. P. 1470–1476.
- [8] Cirlin G.E., Shtrom I.V., Reznik R.R., Samsonenko Y.B., Khrebtov A.I., Bouravleuv A.D., Soshnikov I.P. // Semiconductors. 2016. V. 50. P. 1421–1424. doi 10.1134/S1063782616110257.
- [9] Khrebtov A.I., Reznik R.R., Ubyivovk E.V., Litvin A.P., Skurlov I.D., Parfenov P.S., Kulagina A.S., Danilov V.V., Cirlin G.E. // Semiconductors. 2019. V. 53. N 9. P. 1258–1261. doi 10.1134/S1063782619090082
- [10] Fischer Sean A., Crotty A.M., Kilina S.V., Ivanov S.A., Tretyak S. // Nanoscale. 2012. V. 4. P. 904. doi 10.1039/c2nr11398h
- [11] Williams E.S., Major K.J., Tobias A., Woodall D., Morales V., Lippincott C., Moyer P.J., Jones M. // J. Phys. Chem. C. 2013. V. 117. P. 4227–4237.
- [12] Woodall D.L., Tobias A.K., Jones M. // Chem. Phys. 2016. V. 471. N 2. doi 10.1016/j.chemphys.2015.10.011
- [13] Nikiforov V.G. // Chem. Phys. 2020. V. 538. P. 110916. doi 10.1016/j.chemphys.2020.110916
- [14] Knowles K.E., Tice D.B., McArthur E.A., Solomon G.C., Weis E.A. // J. Am. Chem. Soc. 2010. V. 132. P. 1041–1050. doi 10.1021/ja907253s
- [15] Palato S., Seiler H., McGovern L., Mack T.G., Jethi Lakshay, Kambhampati Patanjali. // J. Phys. Chem. C. 2017. V. 121. P. 26519. doi 10.1021/acs.jpcc.7b09145
- [16] Danilov V.V., Kulagina A.S., Sibirev N.V. // Appl. Optics. 2018. V. 7. N 28. P. 8166–8170. doi 10.1364/AO.57.008166
- [17] Orlova A.O., Kurochkina M.A., Gromova Yu.A., Maslov V.G., Bodunov E.N., Baranov A.V., Fedorov A.V. // Proc. SPIE. 2014. V. 9126. P. 912617(10). doi 10.1117/12.2052170
- [18] Hernandez-Martinez P.L., Govorov A.O., Demiz H.V. // J. Phys. Chem. C. 2014. V. 118. P. 4951. doi 10.1021/jp409833b
- [19] Bodunov E.N., Danilov V.V., Panfutova A.S., Simões Gamboa A.L. // Ann. Phys. (Berlin). 2016. V. 528. N 3–4. P. 272. doi 10.1002/andp.201500350
- [20] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // Semiconductors. 2018. V. 52. N 5. P. 587. doi 10.1134/S1063782618050044
- [21] Bodunov E.N., Simões Gamboa A.L. // Semiconductors. 2019. V. 53. N 16. P. 2133. doi 10.1134/S1063782619120078
- [22] Stroyuk O., Raevskaya A., Spranger F., Gaponik N., Zahn D.R.T. // ChemPhysChem. 2019. V. 20. N 12. P. 1640–1648. doi 10.1002/cphc.201900088
- [23] Danilov V.V., Panfutova A.S., Khrebtov A.I., Titova T.S. // Opt. Spectrosc. 2015. V. 118. N 1. P. 94–98. doi 10.1134/S0030400X15010099
- [24] Berberan-Santos M.N., Bodunov E.N., Valeur B. // Chem. Phys. 2005. V. 315. P. 171–182. doi 10.1016/j.chemphys.2005.04.006
- [25] Khrebtov A.I., Kulagina A.S., Danilov V.V., Gromova E.S., Skurlov I.D., Litvin A.P., Reznik R.R., Shtrom I.V., Cirlin G.E. // Semiconductors. 2020. V. 54. P. 1141–1146.
- [26] Rabouw F.T., van der Bok J.C., Spinicelli Piernicola, Mahler Benoît, Nasilowski M., Pedetti Silvia, Dubertret Benoît, Vanmaekelbergh D. // Nano Lett. 2016. V. 16. N 3. P. 2047–2053. doi 10.1021/acs.nanolett.6b0005323.

- [27] *van Vugt Lambert K., Veen Sandra J., Bakkers E.P.A.M., Roest A.L., Vanmaekelbergh D.* // *J. Am. Chem. Soc.* 2005. V. 127. P. 12357–12362.
- [28] *Califano M., Franceschetti A., Zunger A.* // *Nano Lett.* 2005. V. 5. N 12. P. 2360–2364. doi 10.1021/nl051027p
- [29] *Khrebtov A.I., Danilov V.V., Kulagina A.S., Reznik R.R., Skurlov I.D., Litvin A.P., Safin F.M., Gridchin V.O., Shevchuk D.S., Shmakov S.V. et al.* // *Nanomaterials.* 2021. V. 11. P. 640. doi 10.3390/nano11030640