

Фотодинамика люминесценции гибридных наноструктур InP/InAsP/InP ННК, пассивированных слоем TOPO-CdSe/ZnS КТ

© А.И. Хребтов¹, А.С. Кулагина¹, В.В. Данилов², Е.С. Громова², И.Д. Скурлов³, А.П. Литвин³, Р.Р. Резник³, И.В. Штром^{1,4}, Г.Э. Цырлин^{1,3,4}

¹ Санкт-Петербургский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, 191031 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: khrebtovart@mail.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Приведены результаты исследований фотодинамики распада возбужденных состояний гибридной полупроводниковой наноструктуры, представляющей собой массив нитевидных нанокристаллов InP с нановставкой InAsP, пассивированных квазиленгмюровским слоем TOPO (триоктилфосфиноксид), содержащим коллоидные квантовые точки CdSe/ZnS. Получены спектрокинетические зависимости люминесценции наноразмерных включений InAsP в ближней инфракрасной области при температурах 80 и 293 К. Наличие слоя TOPO-CdSe/ZnS квантовых точек на поверхности нитевидных нанокристаллов InP/InAsP/InP ведет к увеличению длительности излучательной рекомбинации и появлению ее зависимости от температуры. Установлено, что в синтезированной структуре имеется гетеропереход второго рода на границе между нановставкой InAsP и объемом InP. Обсуждается влияние межфазных процессов на увеличение длительности свечения.

Ключевые слова: молекулярно-пучковая эпитаксия, нитевидные нанокристаллы, коллоидные квантовые точки, люминесценция.

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49838.32

1. Введение

Гибридные полупроводниковые наноструктуры активно исследуются в последнее время. Особый интерес представляет создание композитов из полупроводниковых материалов различной размерности [1–6], подразумевающие их широкое практическое применение. Очевидно, что применение нанокомпозитов требует понимания характера межфазной фотодинамики и особенностей взаимодействий, которые связывают экситонные и поверхностные состояния. Одним из важных механизмов взаимодействия между составляющими частями композитных наноструктур является безызлучательный перенос энергии [7–9]. Исследования последних лет показали, что спектрокинетические методы зарекомендовали себя как эффективный инструмент анализа фотодинамики безызлучательных процессов в полупроводниковых нанокристаллах [10–16]. В этом случае важное значение приобретает адекватное математическое описание экспериментальных зависимостей кинетики затухания фотолюминесценции (ФЛ) [14,17–22]. На примере гибридной полупроводниковой наноструктуры, представляющей собой массив нитевидных нанокристаллов (ННК) InP с нановставкой (НВ) InAsP, сформированных

методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(III), показано, что наилучшая аппроксимация спектрокинетических зависимостей достигается при сопоставлении результатов полиэкспоненциального разложения и параметров, извлекаемых при обработке кинетических кривых дробно-экспоненциальной (Кольрауша) функцией [23]. Это позволило подтвердить существование в исследованной системе безызлучательного переноса энергии по диполь-дипольному механизму (FRET) и описать затухание люминесценции НВ InAsP по механизму контактного тушения. Также нами было показано, что в такой структуре с нанесенным на поверхность ННК слоя TOPO-CdSe/ZnS КТ существует безызлучательный перенос энергии между КТ и НВ по диполь-дипольному механизму (FRET) [24]. Предметом настоящей работы является изучение фотодинамики люминесценции гибридной наноструктуры InP/InAsP/InP ННК, пассивированной слоем TOPO-CdSe/ZnS КТ.

2. Методика эксперимента

Нитевидные нанокристаллы были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке

Compact 21 фирмы Riber. Средняя высота ННК InP составляла 4 мкм, а диаметр оказался неоднородным по высоте и составил 100 нм у основания и 30 нм на вершине ННК при их поверхностной плотности $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Размеры InAsP вставки составили 60 нм в длину и 15 нм в ширину, глубина залегания вставки в теле ННК составила 10 нм. На подложку с ННК наносился раствор коллоидных КТ в толуоле с концентрацией $\sim 10^{-5}$ М. КТ представляли собой структуру с ядром (диаметром ~ 3 нм) CdSe, покрытым оболочкой ZnS и лигандным слоем триоктилфосфиноксида (ТОРО). Структурные свойства полученной гибридной структуры были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (ПЭМ-изображения приведены в предыдущей работе [24]). В дополнении к выводам работы [24] заметим, анализ ПЭМ-изображений образующейся оболочки ТОРО-CdSe/ZnS КТ показывает существование как ближнего, так и дальнего порядка со средним расстоянием между КТ ~ 5 нм и отсутствие конгломератов. Оболочка представляет собой структуру со средним расстоянием между КТ ~ 5 нм. Перечисленные признаки делают такую оболочку подобной ленточным пленкам. Полученная гибридная структура стабильна на воздухе и практически не меняет со временем параметры ФЛ.

В спектральных исследованиях массива ННК с нановставкой в качестве источника возбуждения использовался непрерывно излучающий лазер с длиной волны 633 нм, мощность излучения варьировалась в диапазоне 0.5–6 мВт. Вторичное излучение собиралось по стандартной 90° схеме, возбуждающее излучение отсекалось соответствующим светофильтром. Полученные спектры нормировались на чувствительность детектора. В качестве спектрального прибора использовался дифракционный монохроматор. Спектры ФЛ в ближнем ИК-диапазоне были записаны с использованием InGaAs-фотодиода (Hamamatsu). Детектирование люминесценции производилось в диапазоне длин волн 1.0–1.7 мкм. При исследовании кинетики ФЛ в качестве источника возбуждения использовался импульсный лазер с длиной волны 635 нм (частота следования ~ 2.5 МГц, энергия в импульсе ~ 6 нДж, длительность импульса < 100 пс). Кинетические измерения проводились при температурах 80 и 293 К.

3. Результаты и обсуждение

В спектрах люминесценции массивов ННК InP/InAsP/InP наблюдаются интенсивные полосы в области 1.1–1.5 мкм, соответствующие излучению наноразмерных включений InAsP в ННК InP. Полоса люминесценции в области 1.3–1.4 мкм принадлежит нановставке InAsP со средним содержанием мышьяка 40%. Коротковолновая полоса 1.1–1.2 мкм связана с радиальной квантовой ямой (КЯ) со средним содержанием 15–25% по мышьяку, образующейся при осаждении тонкого слоя InAsP на поверхность ННК во время роста

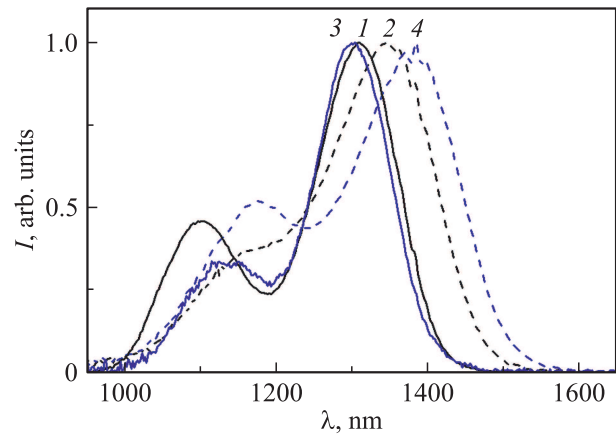


Рис. 1. Нормированные спектры люминесценции гибридных наноструктур: InP/InAsP/InP ННК — 1, 2 и ННК, пассивированные слоем ТОРО-КТ CdSe/ZnS — 3, 4, измеренные при 80 и 293 К соответственно; $\lambda_{\text{ex}} = 633$ нм.

НВ. Результаты исследований структурных свойств нитевидных нанокристаллов с помощью ПЭМ свидетельствовали о формировании ННК преимущественно в вюрцитной кристаллографической фазе [25].

Повышение температуры с 80 до 293 К сопровождается характерным для полупроводниковых структур батохромным сдвигом обеих полос (НВ и КЯ), уширением полосы люминесценции на полувысоте (FWHM) и падением интенсивности люминесценции НВ InAsP. Нанесение коллоидных КТ практически не сказывается на положении полосы НВ при низкой температуре, но приводит к батохромному сдвигу при 293 К (рис. 1) и заметному росту интенсивности люминесценции [24]. В литературе отмечен пассивирующий эффект молекул ТОРО при взаимодействии с поверхностью InP ННК [26], однако спектрально-кинетические проявления воздействия нанесенного на ННК слоя ТОРО, содержащего коллоидные CdSe/ZnS КТ, рассматриваются здесь впервые.

В настоящей работе кинетики затухания люминесценции НВ и КЯ InAsP при температурах 80 и 293 К были измерены в отсутствие и при наличии оболочки с коллоидными CdSe/ZnS КТ. В обоих случаях кинетика люминесценции НВ и КЯ удовлетворительно описывается экспонентой затухания с двумя компонентами (рис. 2, а и 2, а, линии зеленого цвета). Контрольные измерения, выполненные для исследуемых систем при нанесении на них отдельно слоя ТОРО в концентрации, соответствующей его содержанию в оболочке с КТ, показали отсутствие заметного влияния собственно ТОРО на кинетические характеристики излучения.

В таблице приведенные параметры кинетики люминесценции гибридной наноструктуры InP/InAsP/InP рассчитаны по серии измерений на одном и том же фрагменте подложки. Более быстрая компонента (τ_1) соответствует прямому возбуждению нановключений InAsP, длительная (τ_2) — вкладом других каналов обмена

Параметры кинетики ФЛ гибридной наноструктуры InP/InAsP/InP с осажденными КТ CdSe/ZnS, рассчитанные для аппроксимации функцией: $I_{lum} = A1 \exp(-t/\tau_1) + A2 \exp(-t/\tau_2)$, с условием $A1 + A2 = 1$

Параметры кинетики*	КЯ		КЯ + КТ	
	80 К	300 К	80 К	300 К
A1	0.70	0.57	0.57	0.60
τ_1 , ns	3	1	9	4
A2	0.30	0.43	0.43	0.40
τ_2 , ns	35	13	47	27
$\langle \tau \rangle$, ns	30	12	40	23
	НВ		НВ + КТ	
	80 К	300 К	80 К	300 К
A1	0.65	0.60	0.65	0.57
τ_1 , ns	6	5	28	14
A2	0.35	0.40	0.35	0.43
τ_2 , ns	21	21	125	78
$\langle \tau \rangle$, ns	16	17	96	65

Примечание. * Абсолютные отклонения расчетных величин в рамках выборки определенных диапазонов экспериментальных данных: $\tau_1 \pm 1$ нс, $\tau_2 \pm 5$ нс, $A_1, A_2 \pm 0.1$.

энергией возбуждения в гибридной структуре [23], в том числе вызванным заселением возбужденного состояния через электрон-фононные и ловушечные состояния в области гетероперехода InAsP/InP, диффузией электронно-дырочных пар (экситонов), возникающих при возбуждении оболочки ННК InP и процессами на границе межфазового раздела ННК-ТОРО-КТ. Обращают на себя внимание длительные времена спада ФЛ нановставки InAsP, не типичные для излучательной рекомбинации в прямозонных полупроводниках. Одной из возможных причин таких длительных времен может быть пространственное разделение носителей заряда в НВ вследствие возникновения гетерограницы 2-го рода между НВ InAsP и объемом ННК InP. Так, в работе [27] был сделан вывод о возникновении гетерограницы 2-го рода в наноструктуре, представляющей собой массив core-multishell (квантовая яма в теле ННК) ННК InP/InAs/InP.

Используя зависимость вида $I \sim \text{const} \cdot \tau^{-\beta}$ (где I — интенсивность люминесценции, τ — время затухания, β — показатель степени, который зависит от механизма распада, распределения скоростей распада и т.д.), авторы определили время затухания люминесценции по порядку величины, близкой к нашим результатам. Среди других свойств гетеропереходы 2-го рода характеризуются сдвигом в коротковолновую область (гипсохромный сдвиг) максимума ФЛ при увеличении мощности возбуждения (P) с зависимостью $P^{1/3}$. На рис. 3 представлены измеренные в данной работе спектры люминесценции массивов ННК InP/InAsP/InP в зависимости от мощности возбуждения при температуре 293 К. На вставке приведена зависимость положения центра тяжести люминесценции $E(h/2)$ (эВ) от кубического корня мощности $P^{1/3}$ (мВт^{1/3}).

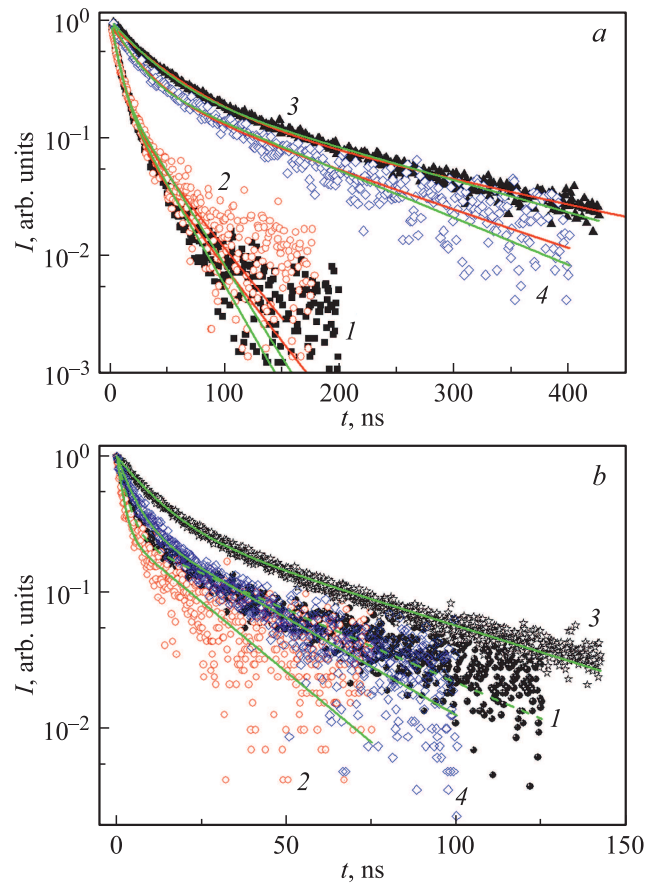


Рис. 2. *a* — нормированные экспериментальные кинетики люминесценции НВ (точки) и аппроксимации двухэкспоненциальной функцией (линии зеленого цвета) и функцией (1) (линии красного цвета): 1, 2 — НВ при температурах 80 и 293 К; 3, 4 — НВ при наличии слоя ТОРО-КТ при температурах 80 и 293 К; *b* — нормированная экспериментальная кинетика люминесценции КЯ (точки) и аппроксимация двухэкспоненциальной функцией (линии): 1, 2 — КЯ при температурах 80 и 293 К, 3, 4 — КЯ при наличии слоя ТОРО-КТ при температурах 80 и 293 К.

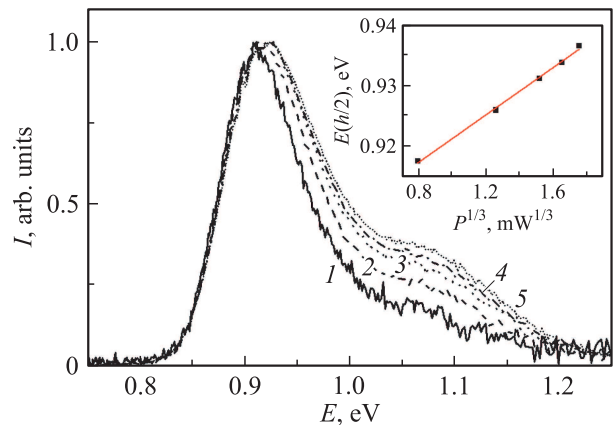


Рис. 3. Спектры люминесценции массивов ННК InP/InAsP/InP в зависимости от мощности возбуждения при температуре 293 К, мВт: 0.5 (1), 2 (2), 3.5 (3), 4.5 (4), 5.4 мВт (5). На вставке приведена зависимость положения центра тяжести люминесценции $E(h/2)$ (эВ) от кубического корня мощности $P^{1/3}$ (мВт^{1/3}).

мощности $P^{1/3}$ (мВт $^{1/3}$). Характер последней подтверждает существование гетероперехода 2-го рода между НВ InAsP и массивом InP. Кроме того, при увеличении мощности возбуждения наблюдалось уширение полосы люминесценции НВ на полувывоте, которая в измеряемом диапазоне мощностей увеличилась на 0.017 эВ при 80 К и на 0.032 эВ при 293 К. Интересно, что нанесение слоя ТОРО-КТ нивелирует эффект гипсохромного сдвига при изменении мощности накачки и одновременно ведет к значительному увеличению интенсивности ФЛ НВ [24]. Таким образом, нанесение слоя ТОРО-КТ заметно меняет общую картину процессов в гибридной наноструктуре.

Для КЯ характер фотодинамики люминесценции определяется как температурным тушением с увеличением температуры от 80 до 293 К так и ростом излучательного времени жизни КЯ при нанесении слоя ТОРО-КТ (см. таблицу). Несколько иную картину показывает фотодинамика для НВ. Так, время жизни люминесценции НВ в отсутствие пассивации не зависит от температуры. Одной из причин температурной стабильности длительности излучения может являться перенос энергии с КЯ и массива InP на нижний излучающий экситонный уровень НВ, заметно не затрагивающий фоновые состояния. Нанесение слоя ТОРО-КТ на ННК приводит к значительному увеличению длительности как компоненты (τ_1), так и (τ_2), более заметному при низких температурах. Наиболее вероятной причиной замедления релаксации возбуждения в этом случае являются межфазные процессы на границе между ННК и оболочкой с КТ. В целом мультиэкспоненциальная аппроксимация позволяет достаточно четко определить число основных ретрансляторов возбуждения, питающих излучающее состояние. Однако получить подробное описание физики процессов релаксации только лишь с ее помощью невозможно, поэтому более эффективно использовать сочетание нескольких функций, в том числе, например, специализированную функцию Кольрауша (дробно-экспоненциальную). В работе [23] для учета потерь излучения на ловушках, связанных со структурными дефектами кристаллической решетки, кинетика затухания люминесценции НВ была дополнительно описана в представлениях модели „контактного тушения“. Расчет показал, что такая модель кинетики количественно соответствует экспериментальным зависимостям, а длительность радиационного распада — результатам, полученным при биэкспоненциальном разложении. Наличие пассивирующей оболочки расширяет морфологию ловушечных состояний. С одной стороны, пассивация поверхности полупроводника такими лигандами, как ТОРО, уменьшает число поверхностных дефектов, но в то же время взаимодействие пленки ТОРО с поверхностью ведет к образованию новых гибридных состояний, энергетически близких к излучающему состоянию и способных захватывать электроны или дырки [28,29]. Подобный механизм логично предположить и для случая с нанесенным слоем ТОРО-КТ. При образовании структуры КТ-

ТОРО-ННК могут возникать антисвязывающие орбитали в запрещенной зоне, способные захватывать носителей зарядов. Последующая делокализация носителей на таких состояниях может вести к росту длительности излучательной рекомбинации [30]. Скорость переноса будет определяться временем жизни ловушки, которое в этом случае может быть достаточно большим. Учет этого процесса может быть проведен с помощью функции, описывающий так называемый обратный перенос фотогенерированных носителей заряда. Другими словами, мы рассматриваем любой захват носителей на ловушку как тушение возбужденного состояния НВ, а делокализацию ловушки с последующей излучательной рекомбинацией как обратный перенос. Распределение ловушек вблизи излучающих центров подчиняется распределению Пуассона, в то же время можно говорить о среднем числе ловушек на излучающий центр. Модель, использующая обратный перенос в пассивированных структурах, подробно рассмотрена в работе [31] и применительно к нашему случаю (для описания распадов ФЛ в НВ), может быть представлена в виде двухуровневой системы, включающей „темное“ состояние (аккумулирующее процессы захвата носителей на ловушки с последующим возвратом) и эмиссионное „светлое“ состояние. „Светлое“ состояние излучает со средней скоростью $1/\tau$. Другими словами, носители заряда, фотогенерируемые в ННК, могут быть захвачены N ловушками электронов (или дырок) с конечной средней константой скорости захвата k_1 (параметр модели). Захваченный электрон (или дырка) может быть перенесен в ННК со средней константой скорости k_2 ($k_1 > k_2$). В этих предположениях функция, описывающая затухание люминесценции по контактному механизму с учетом обратного переноса, запишется в виде [31]:

$$I(t) = \sum_N e^{-\langle N \rangle} \frac{\langle N \rangle^N}{N!} \left(A \exp\left(-\alpha_1 \frac{t}{\tau}\right) + (1 - A) \exp\left(-\alpha_2 \frac{t}{\tau}\right) \right), \quad (1)$$

при

$$A = \frac{1 + NK_1 - \frac{1}{2}(1 + NK_1 + K_2) + \sqrt{\frac{1}{4}(1 + NK_1 + K_2)^2 - K_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}(1 + NK_1 + K_2)^2 - K_2}},$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2}(1 + NK_1 + K_2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(1 + NK_1 + K_2)^2 - K_2},$$

где N — число ловушек, взаимодействующее с каждым излучающим центром, распределение которых описывается распределением Пуассона; $\langle N \rangle$ — среднее число ловушек на один излучающий центр; $K_1 = k_1 \cdot \tau$ и $K_2 = k_2 \cdot \tau$ — безразмерные константы скорости обмена; τ — средняя длительность люминесценции.

На рис. 1, а (линии красного цвета) показано, что кривые, рассчитанные по формуле (1), хорошо аппроксимируют экспериментальные зависимости во всем

интервале измерений, что говорит в пользу предложенной модели. Результаты аппроксимации показывают, что длительность радиационного распада возбужденного состояния НВ (при температуре 273 К) в пассивированной структуре (53.5 нс) превышает время радиационного распада в отсутствие обратного переноса (40 нс, [23]). При этом константы скорости тушения и обратного переноса соотносятся как 5:1. Это говорит о том, что среднее время излучения определяется скоростью делокализации ловушек. С ростом температуры от 80 до 273 К скорость делокализации ловушек вырастает более чем в 2 раза, что соответственно, приводит к сокращению времени жизни возбужденного состояния НВ, что подчеркивает соответствие модели и эксперимента.

4. Заключение

Исследована люминесценция и ее кинетика для гибридной полупроводниковой наноструктуры InP/InAsP/InP ННК, пассивированной слоем TOPO-CdSe/ZnS КТ при 80 и 293 К в ближнем ИК диапазоне при возбуждении на длине волны 633 нм. Высказано предположение, что результатом пассивации поверхности ННК оболочкой TOPO-CdSe/ZnS КТ является возникновение гибридных состояний, обусловленных сильными поверхностно-лигандными взаимодействиями. Такие состояния относительно близки по энергии к фундаментальному излучающему состоянию экситона и способны захватывать носители зарядов с последующей делокализацией. Другими словами, нанесение на ННК слоя TOPO-КТ повышает интенсивность люминесценции как за счет пассивации поверхности, так и роста вклада процесса обратного переноса возбуждения с ловушек на излучающие центры, что увеличивает длительность радиационного распада InAsP НВ. Другой причиной длительных времен релаксации является возникновение гетероперехода 2-го рода на границе между нановставкой InAsP и объемом InP. Предложена модель кинетики процесса, учитывающая роль обратного переноса возбуждения с ловушек на излучающее состояние.

Финансирование работы

Образцы синтезированы при поддержке Министерства образования и науки в части Государственного задания № 0791-2020-0003. Спектрокинетические исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ № 19-72-30010. Измерения спектров стационарной фотолюминесценции выполнены при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00980 мол_а.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Meng-LinLu, Chih-WeiLai, Hsing-JuPan, Chung-TseChen, Pi-TaiChou, Yang-Fang. *Nano Lett.*, **13**, 1920 (2013).
- [2] S. Bley, M. Diez, F. Albrecht, S. Resch, S.R. Waldvogel, A. Menzel, M. Zacharies, J. Gutowski, T. Voss. *J. Phys. Chem. C*, **119**, 15627 (2015).
- [3] P. Pathak, M. Podzorski, D.W. Bahnemann, V. Subramanian. *J. Phys. Chem. C*, **122**, 13659 (2018).
- [4] M.K. Mahato, C. Govind, V. Karunakaran, S. Nandy, C. Sudakar, E. Prasad. *J. Phys. Chem. C*, **123**, 20512 (2019).
- [5] А.И. Хребтов, В.Г. Талалаев, Р. Werner, В.В. Данилов, Б.В. Новиков, И.В. Штром, А.С. Панфутова, Г.Э. Цырлин. *ФТП*, **47** (10), 1356 (2013).
- [6] А.И. Хребтов, В.Г. Талалаев, Ю.Б. Самсоненко, Р. Werner, В.В. Руцкая, М.В. Артемьев, Г.Э. Цырлин. *Письма ЖТФ*, **40** (13), 36 (2014).
- [7] T. Förster. *Naturwissenschaften*, **33**, 166 (1946).
- [8] В.Л. Ермолаев, Е.Н. Бодунов, Е.Б. Свешникова, Т.А. Шавердов. *Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения* (Л., Наука, 1977) с. 312.
- [9] C.R. Kagan, C.B. Murray, M. Nirmal, M.G. Bawendi. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1517 (1996).
- [10] V.V. Danilov, A.S. Panfutova, G.M. Ermolaeva, A.I. Khrebtov, V.B. Shilov. *Opt. Spectrosc.*, **114** (6), 880 (2013).
- [11] A.S. Kulagina, V.V. Danilov, V.B. Shilov, K.M. Grigorenko, V.V. Vlasov. *Opt. Spectrosc.*, **123** (1), 164 (2017).
- [12] V.V. Danilov, A.S. Kulagina, N.V. Sibirev, A.I. Khrebtov, V.B. Shilov. *Opt. Spectrosc.*, **125** (5), 716 (2018).
- [13] V.V. Danilov, A.S. Kulagina, N.V. Sibirev. *Appl. Optics*, **57** (28), 8166 (2018).
- [14] E.N. Bodunov, V.V. Danilov, A.S. Panfutova, A.L. Simões Gamboa. *Ann. Phys. (Berlin)*, **528** (3–4), 272 (2016).
- [15] M. Jones, G.D. Scholes. *J. Mater. Chem.*, **20**, 3533 (2010).
- [16] D.L. Woodall, A.K. Tobias, M. Jones. *Chem. Phys.*, **471**, 2 (2016).
- [17] B.R. Fisher, H.J. Eisler, N.E. Stott, M.G. Bawendi. *J. Phys. Chem. B*, **108** (1), 143 (2008).
- [18] A.F. van Driel, I.S. Nikolaev, P. Vergeer, P. Lodahl, D. Vanmaekelbergh, W.L. Vos. *Phys. Rev. B*, **75**, 035329 (2007).
- [19] F. Menezes, A. Fedorov, C. Baleisao, B. Valeur, M.N. Berberan-Santos. *Methods Appl. Fluoresc.*, **1**, 015002 (2013).
- [20] H. Xu, V. Chmyrov, J. Widengren, H. Brismar, Y. Fu. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **17**, 27588 (2015).
- [21] E.N. Bodunov, Y.A. Antonov, A.L. Simões Gamboa. *J. Chem. Phys.*, **146**, 114102 (2017).
- [22] M.S. Smirnov, O.V. Ovchinnikov, A.S. Perepelitsa. *Opt. Spectrosc.*, **126** (1), 62 (2019).
- [23] А.С. Кулагина, А.И. Хребтов, Р.Р. Резник, Е.В. Убийвовк, А.П. Литвин, И.Д. Скурлов, Г.Э. Цырлин, Е.Н. Бодунов, В.В. Данилов. *Опт. и спектр.*, **128** (1), 122 (2020).
- [24] А.И. Хребтов, Р.Р. Резник, Е.В. Убийвовк, А.П. Литвин, И.Д. Скурлов, П.С. Парфенов, А.С. Кулагина, В.В. Данилов, Г.Э. Цырлин. *ФТП*, **53** (9), 1289 (2019).
- [25] Г.Э. Цырлин, Р.Р. Резник, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, К.П. Котляр, И.В. Илькив, И.П. Сошников, Д.А. Кириленко, Н.В. Крыжановская. *ФТП*, **52** (11), 1304 (2018).
- [26] L.K. Vugt, S.J. Veen, E.P.A.M. Bakkers, A.L. Roest, D. Vanmaekelbergh. *J. Am. Chem. Soc.*, **127**, 12357 (2005).
- [27] B. Pal, K. Goto, M. Ikezawa, Y. Masumoto, P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 073105 (2008).
- [28] J. Lorenz, A.B. Ellis. *J. Am. Chem. Soc.*, **120**, 10970 (1998).

- [29] K.E. Knowles, D.B. Tice, E.A. McArthur, C.G. Solomon, E.A. Weiss. *J. Am. Chem. Soc.*, **132**, 1041 (2010).
- [30] E.S. Williams, K.J. Major, A. Tobias, D. Woodall, V. Morales, C. Lippincott, P.J. Moyer, M. Jones. *J. Phys. Chem. C*, **117**, 4227 (2013).
- [31] E.N. Bodunov, A.L. Simoes Gamboa. *J. Phys. Chem. C*, **123**, 25515 (2019).

Редактор А.Н. Смирнов

Luminescence photodynamics of hybrid nanostructures InP/InAsP/InP nanowires passivated by a layer TOPO-CdSe/ZnS quantum dots

A.I. Khrebtov¹, A.S. Kulagina¹, V.V. Danilov², E.S. Gromova², I.D. Skurlov³, A.P. Litvin³, R.R. Reznik^{1,4}, I.V. Shtrom^{1,4}, G.E. Cirilin^{1,3,4}

¹ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

² Emperor Alexander I St. Petersburg State
Transport University,
91031 St. Petersburg, Russia

³ ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

⁴ Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190103 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of studies of the photodynamics of the excited state decay of a hybrid semiconductor nanostructure, which is an array of InP nanowires with InAsP nanoinsertions passivated with a layer of TOPO (trioctylphosphine oxide) containing colloidal CdSe/ZnS quantum dots, are presented. Time- and spectrally resolved measurement of photoluminescence InAsP nanoinsertions in the near infrared region at temperatures of 80 and 293 K were made. The presence of a quasi-Langmuir layer of TOPO-CdSe/ZnS quantum dots on the surface of InP/InAsP/InP nanowires leads to an increase in the duration of radiative recombination and its dependence on temperature. It was found that the synthesized structure has a type-II heterojunction at the interface between the InAsP nanoinsertion and the InP volume. The influence of interfacial processes on increasing the duration of radiative recombination is discussed.