

## Влияние геометрической формы нанокристаллов $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$ на их спонтанную люминесценцию

© А.Н. Грузинцев<sup>1</sup>, Г.А. Емельченко<sup>2</sup>, Ю.В. Ермолаева<sup>3</sup>, В.М. Масалов<sup>2</sup>, А.В. Толмачев<sup>3</sup>, С. Barthou<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>3</sup> НТК „Институт монокристаллов“ НАН Украины, Харьков, Украина

<sup>4</sup> Institut des NanoSciences de Paris, UPMC Univ Paris 06, CNRS, UMR, Paris, France

E-mail: gran@iptm.ru

(Поступила в Редакцию 28 февраля 2011 г.)

На основе разработанной методики синтеза сферических коллоидных частиц диоксида лутеция с дисперсией размеров в интервале 10–15% получены монодисперсные частицы (диаметром 100 nm) красного люминофора состава  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$ . Изучена структура, проведен анализ спектров возбуждения и фотолюминесценции моночастиц, а также времени жизни  $^5D_0$  возбужденного состояния на ионах  $\text{Eu}^{3+}$ . Обнаружено увеличение в 1.39 раза времени затухания свечения сферических частиц в сравнении с порошковым люминофором  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %), приготовленным и обработанным в аналогичных температурных условиях, что и сферические частицы  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %). Данный эффект связан с изменением локальной плотности фотонных состояний в сферических оптических резонаторах частиц люминофора.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ (№ 11-02-00195 и 11-02-90430) и ДФФД Украины (проект № Ф28.7/063).

### 1. Введение

Спонтанная люминесценция атома не определяется лишь свойством волновых функций его электронов, а зависит также от локального оптического окружения излучающего центра. В последнее время возрастает интерес к использованию диэлектрических структур малого размера, таких как микрорезонаторы и фотонные кристаллы, для изменения вероятности спонтанного излучения. Такого рода исследования проведены авторами работ [1–3] для атомов в микрорезонаторах и авторами публикаций [4–6] для излучающих центров в фотонных кристаллах. Изменения вероятности излучательной рекомбинации можно определить, зная локальную плотность фотонных состояний (LDOS — local density of states) и используя золотое правило Ферми для вычисления скорости затухания свечения. Было показано, что вероятность излучательной рекомбинации пропорциональна локальной плотности фотонных состояний LDOS в среде как в скалярном приближении [7], так и для точного решения уравнений Максвелла [8,9]. Для оптической среды малого размера и относительно простой геометрии (пленка, цилиндр или шар) LDOS можно вычислить, используя волновые функции решений уравнения Гельмгольца [10–12] или функции Грина [13].

Люминесцирующие ионы могут быть использованы для экспериментального измерения локальной плотности фотонных состояний в оптической микроструктуре. Строго говоря, измеренная вероятность излучательной

рекомбинации может напрямую сравниваться с теоретическими вычислениями LDOS, но необходимо еще учитывать процессы безызлучательной рекомбинации, всегда присутствующие в реальных материалах и дающие вклад в оптические измерения. Поэтому для экспериментального определения локальной плотности фотонных состояний в структурах малого размера необходимо использовать методики, в которых возможно независимое измерение вероятности излучательной и безызлучательной рекомбинации центров свечения. Трехвалентные редкоземельные ионы являются прекрасными кандидатами для детектирования LDOS, поскольку их оптические переходы происходят в видимой и инфракрасной областях спектра, а возбужденные состояния электронов имеют большие (миллисекунды) времена жизни. Оптическая частота электронных переходов почти не зависит от материала матрицы и близка к частоте свободного иона, потому что переходы происходят на внутренней  $4f$ -оболочке, экранированной от окружающей матрицы внешними  $5s$ - и  $5p$ -электронными оболочками. Все это обуславливает высокую квантовую эффективность люминесценции и малую вероятность безызлучательных процессов рекомбинации. Ионная имплантация редкоземельных элементов при этом может быть использована для внедрения центров свечения в определенное место оптического резонатора или фотонного кристалла [14].

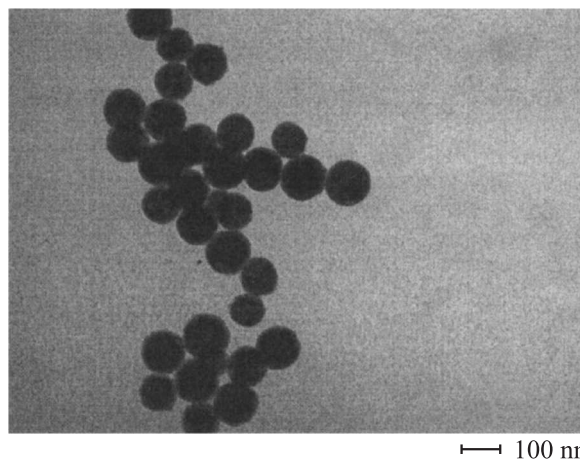
Было показано [15], что при изучении люминесценции ионов европия  $\text{Eu}^{3+}$  наиболее удобно исследовать электронный переход  $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ , дающий красное свечение с максимумом 611 nm. Как известно, оксид

лютеция  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  является эффективной матрицей для ряда редкоземельных активаторов, а благодаря высокой плотности ( $9.4 \text{ g/cm}^3$ ), большому атомному номеру ( $Z = 71$ ), химической и физической стабильности можно говорить о перспективности использования наноразмерного оксида лютеция для создания новых типов наносцинтилляторов и люминофоров. Существующие в настоящее время трудности получения наночастиц редкоземельных оксидов, в частности оксида лютеция заданной формы, размера, с малой дисперсией по размерам, не позволяли получить наноструктурированные сцинтилляционные материалы на их основе с необходимыми параметрами. Формирование тонких нанослоев  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}^{3+}$  на монодисперсных сферах  $\text{SiO}_2$  калиброванного размера [15,16], т.е. получение гетерочастиц ядро-оболочка, открывает возможности синтеза на их основе активных фотонных кристаллов с эффектом оптического (дифракционного) усиления люминесценции. Но наличие аморфной сферы  $\text{SiO}_2$  в качестве подложки дает плохое кристаллическое качество получаемых слоев люминофора и уширение его спектральных линий.

В настоящей работе исследована излучательная рекомбинация ионов  $\text{Eu}^{3+}$  внутри сферических коллоидных частиц люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$ , которые служат оптическими резонаторами нанометрового размера. Для выделения вклада локальной плотности фотонных состояний в структурах столь малого размера параллельно была изучена люминесценция порошков произвольной формы, но тоже нанометрового размера и такого же состава. Это позволило сделать вывод, что геометрическая форма люминесцирующего материала сильно влияет как на вероятность излучательной рекомбинации центров свечения, так и на времена затухания спонтанной люминесценции. В данном случае внутри нанокристалла правильной формы может происходить размерное квантование фотонных состояний, приводящее не только к интерференции его люминесценции, но и к изменению ее времени затухания. Нами впервые получены сферические монодисперсные наночастицы состава  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$ , показана их структура и морфология. Исследовано влияние формы и размера наночастиц на оптические свойства люминофора. Особое внимание уделено изучению спектров фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения наносфер в сравнении со спектрами порошков произвольной формы.

## 2. Эксперимент

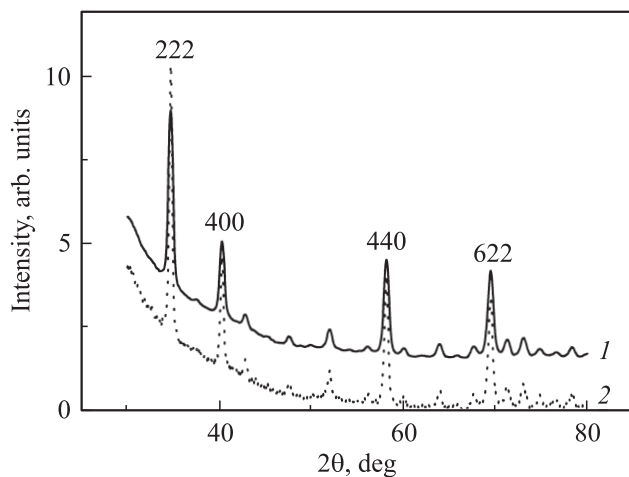
Сферические моноразмерные кристаллические сферы состава  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$  диаметром 100 нм были получены в несколько стадий, подробно описанных в [17,18]. Вначале, золь-гель-методом в процессе гомогенного осаждения из растворов при температуре  $T = 85^\circ\text{C}$  был синтезирован аморфный полупродукт в виде сферических частиц. На этой стадии осуществлялся контроль морфологии и дисперсного состава прекурсора, который затем подвергался сушке и температурному отжигу для



**Рис. 1.** ПЭМ-изображение сферических частиц люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  диаметром  $100 \pm 15 \text{ nm}$ .

инициирования его кристаллизации. При температурах отжига 1173 К прекурсор кристаллизовался в структуру твердого раствора замещения  $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2\text{O}_3$  с кубической симметрией кристаллической решетки. Предотвращение агломерации порошков осуществлялось с помощью оптимальных режимов соосаждения, промывания, сушки и отжига полупродукта. Разработанная методика [17,18] позволяет получать слабо агломерированные кристаллические сферы  $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2\text{O}_3$  в диапазоне диаметров от 50 до 250 нм с дисперсией по размерам  $\leq 15\%$  на каждом фиксированном диаметре. Указанная выше концентрация европия соответствует максимальному выходу его люминесценции в составе двойного оксида [15]. В настоящей работе для проведения исследований были получены сферы диаметром 100 нм. Морфологию и структуру кристаллических сфер исследовали методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения с помощью микроскопа JEM 2100F, 200 kV (JEOL, Japan). Порошки  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$  были синтезированы соосаждением при добавлении гидроксида аммония в раствор нитратов лютеция и европия с последующим отделением осадка, сушкой и отжигом при 1173 К.

На рис. 1 представлены изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) сферических наночастиц красного люминофора  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$ . Из снимков следует, что частицы имеют близкую к идеальной сферическую форму и узкое распределение по размерам. Средний размер наночастиц составляет  $100 \pm 15 \text{ nm}$ . В результате отжига частиц прекурсора при 1173 К на воздухе в сферах формируется поликристаллический люминофор  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$  с кубической симметрией кристаллической решетки, при этом сферичность и размеры наночастиц сохраняются. Рентгенофазовый анализ сферических наносфер и порошков  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$  показал лишь кубическую модификацию оксида лютеция (рис. 2). Размер кристаллитов, оцененный из ширины дифракционных пиков, составил  $\sim 60 \text{ nm}$ . Таким образом, и сферы, и порошки имеют поликристаллическую структуру.



**Рис. 2.** Дифрактограмма образцов сферических частиц (1) и порошков (2) люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) после отжига при 1173 К в течение 2 h.

ру с одинаковым размером нанокристаллов. На рисунке приведены значения индексов ( $hkl$ ) кубической фазы. Параметр решетки кубической фазы был рассчитан по программе PowderCell (Werner Kraus & Gert Nolze, BAM Berlin), его значение составляет  $a = 1.0401$  nm. Элементный состав сферических частиц и порошков был исследован с использованием системы микроанализа с волнодисперсионным (EDX) и энергодисперсионным (WDX) спектрометрами. Содержание активатора  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  относительно оксида лютетия согласуется с его исходным значением  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%).

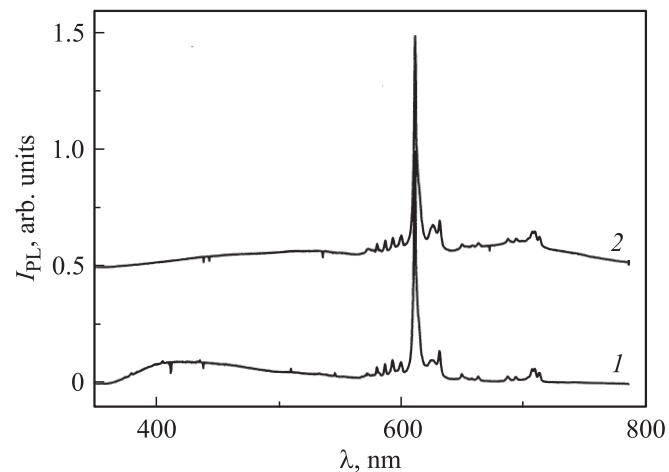
Спектры люминесценции регистрировались при возбуждении азотным импульсным лазером с длиной волны 337.1 nm или перестраиваемым лазером на красителе с длиной волны 530 nm (длительность лазерного импульса составляла 0.6 ns). ФЛ образца собиралась оптическим волноводом, расположенным на расстоянии 10 mm, и анализировалась с помощью спектрометра (Jobin-Yvon Spectrometer HR460) и многоканального детектора (PM Hamamatsu R5600U). При исследовании спектров возбуждения люминесценции использовалось излучение ксеноновой лампы, пропущенное через монохроматор. Для измерения кривых затухания люминесценции использовалось импульсное лазерное возбуждение и цифровой осциллограф при регистрации сигнала. Измерения спектров проводились при комнатной температуре 300 К. Спектральное разрешение во всех измерениях было не хуже 0.05 nm.

### 3. Результаты и обсуждение

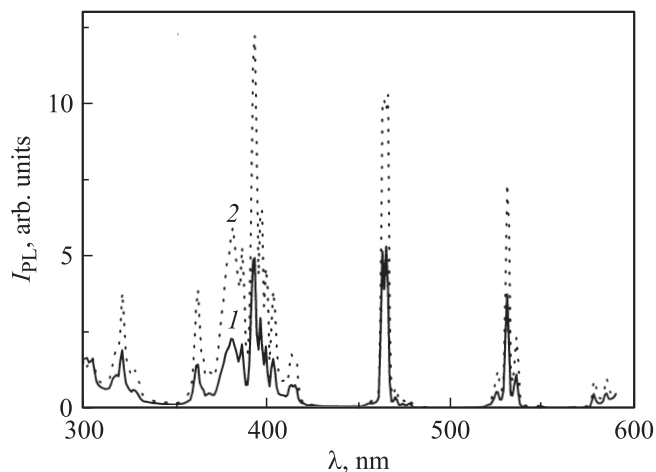
Интересно исследование люминесцентных свойств полученных сферических наночастиц  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) и сравнение их с порошковым люминофором  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) (рис. 3). Отметим наличие в спектрах ФЛ наносфер (кривая 1) кроме характерных линий европия

в красной области довольно широкой полосы люминесценции в синей (с максимумом 430 nm) области спектра. Эта полоса может быть связана с собственной люминесценцией оксида лютетия и присутствует в небольшой степени на порошках люминофора (кривая 2). Характерной особенностью свечения наносфер является узкая полуширина красных линий европия, обусловленных переходами электронов с возбужденного  $^5D_0$ -состояния на различные уровни основного состояния  $^7F_0$ ,  $^7F_1$ ,  $^7F_2$ ,  $^7F_3$  и  $^7F_4$  ионов  $\text{Eu}^{3+}$ . Максимальную интенсивность имеет линия 611 nm, соответствующая внутрицентровым переходам электронов  $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ . Малая полуширина полос европия в сферических наночастицах связана с отсутствием неоднородного уширения на кристаллических дефектах люминофорного материала сфер. Ранее [16] нами изучались структурные особенности сферических гетерочастиц  $\text{SiO}_2/\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (7 at.%) и было обнаружено сильное неоднородное уширение люминесценции ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в слоях люминофора толщиной порядка 6 nm. В работе [15] была подробно изучена кристаллическая структура этих гетерочастиц  $\text{SiO}_2/\text{Lu}_{1.86}\text{Eu}_{0.14}\text{O}_3$  и показано, что оболочка  $\text{Lu}_{1.86}\text{Eu}_{0.14}\text{O}_3$  представляет собой поликристаллическую структуру, постоянная решетки нанослоев несколько выше, чем у порошковых люминофоров вследствие деформаций, обусловленных кривизной ядер и разных теплофизических параметров ядра и оболочки. Таким образом, моносферы из одного лишь люминофора имеют гораздо лучшие излучательные и кристаллические свойства по сравнению с гетерочастицами.

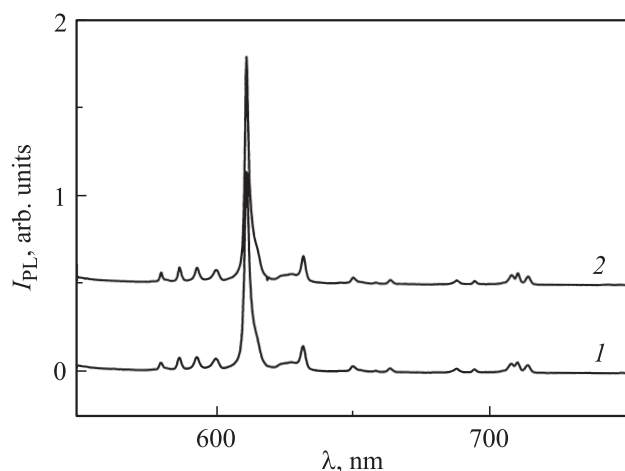
Рис. 4 показывает спектр возбуждения линии люминесценции 611 nm сферических наносфер  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) в сравнении с аналогичным спектром порошкообразного люминофора. Можно видеть, что спектр возбуждения ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в основном состоит из нескольких серий узких полос с центрами на длинах волн 395, 466 и 530 nm соответственно. Эти полосы возбуждения возникают при поглощении падающего излучения ксе-



**Рис. 3.** Спектры ФЛ сферических частиц (1) и порошков (2) люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) при возбуждении лазерным излучением 337.1 nm,  $T = 300$  К.



**Рис. 4.** Спектры возбуждения линии ФЛ 611 nm сферических частиц (1) порошков (2) люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %) при  $T = 300 \text{ K}$ .



**Рис. 5.** Спектры ФЛ сферических частиц (1) и порошков (2) люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %) при резонансном лазерном возбуждении  $\lambda_{\text{exc}} = 530 \text{ nm}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

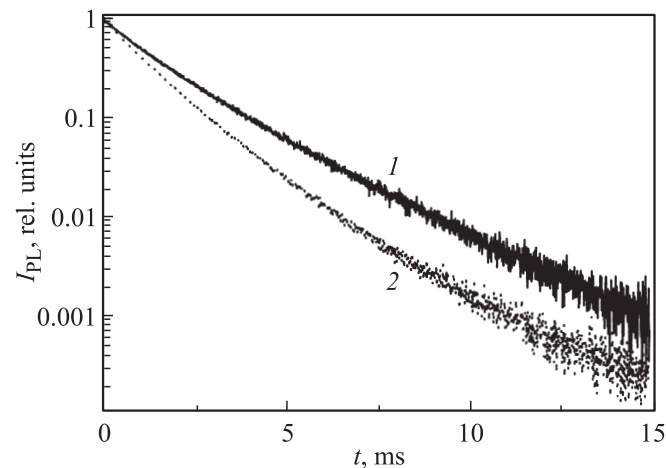
ноновой лампы ионами европия и приводят к переходам электронов из основного  ${}^7F_0$  состояния на возбужденные  $4f$ -уровни, расщепленные кристаллическим полем. Согласно литературным данным, полосы возбуждения на длинах волн 466 и 530 nm возникают при переходах  ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_2$  и  ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_1$  соответственно. Отличий в спектрах возбуждения сферических наночастиц и порошков практически не наблюдается. Для более детального исследования спектральных особенностей ФЛ именно ионов европия  $\text{Eu}^{3+}$  без учета вклада матрицы оксида лютеция мы использовали резонансное возбуждение линией 530 nm перестраиваемого импульсного лазера на красителе. Из рис. 5 видно, что в этом случае имеется лишь характерное свечение европия как для наносфер, так и для порошков легированного оксида лютеция. При этом полуширина самой интенсивной линии 611 nm для порошков и для сферических наночастиц  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %) составляет всего 2 nm.

Это свидетельствует о том, что кристаллическое поле вокруг ионов европия в данных материалах практически одинаковое. Фактически отсутствует неоднородное уширение люминесценции за счет кристаллических дефектов в наночастицах  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %). При этом интенсивность люминесценции наносфер всегда меньше по сравнению с порошковыми люминофорами просто из-за меньшего содержания люминесцентного материала. Дело в том, что для уменьшения взаимодействия наносфер друг с другом перед измерением они наносились тонким слоем на окисленную кремниевую подложку, и исследовалось свечение практически изолированных сферических наночастиц (рис. 1).

Очевидно, что одинаковое кристаллическое состояние  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %) в наносферах и порошках обуславливает идентичность спектров их люминесценции и возбуждения. Но размерное квантование фотонов в сферических наночастицах должно приводит к уменьшению эффективности и увеличению времени затухания свечения люминофора в сферах за счет уменьшения локальной плотности фотонных состояний (LDOS). На рис. 6 приведены кривые затухания максимально интенсивной линии свечения 611 nm ионов европия для наносфер и порошков люминофора при резонансном возбуждении импульсами лазера на красителе с длиной волны 530 nm. Закономерным является более длительное послесвечение сферических наночастиц  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (постоянная времени затухания 1.53 ms) по сравнению с порошками (постоянная времени затухания 1.1 ms). Уменьшение локальной плотности фотонных состояний (LDOS) в наносферах должно приводит к уменьшению вероятности излучательной рекомбинации и увеличению времени жизни  $t$  возбужденного состояния  ${}^5D_0$  ионов европия, которое определяется следующим выражением:

$$1/t = 1/t_r + 1/t_{nr}, \quad (1)$$

где  $t_r$  и  $t_{nr}$  — постоянные времени излучательной и безызлучательной рекомбинации. Действительно, кван-



**Рис. 6.** Зависимость интенсивности линии ФЛ 611 nm от времени для сферических частиц (1) и порошков (2)  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at. %) при  $\lambda_{\text{exc}} = 530 \text{ nm}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

товая эффективность красной люминесценции во всех наших образцах превышала 80%. Поэтому в сумме (1) для скорости затухания люминесценции  $P = 1/t$  определяющим является именно первое слагаемое как для порошков, так и для наносфер. Следовательно, для ионов европия скорость затухания люминесценции 611 nm (переходы электронов во внутренней  $4f$ -оболочке) зависит в основном от скорости излучательной рекомбинации  $P_r = 1/t_r$ . Однако, как показано в работе [19], последняя зависит от оптического окружения излучателя. Если ионы европия находятся внутри частицы люминофора правильной формы и малого размера, то необходимо учесть квантование электромагнитного поля. В результате спонтанную люминесценцию обуславливают электромагнитные флуктуации не в виде плоских волн различной энергии (как в объемной среде), а лишь ограниченный набор собственных сферических волновых функций — решений уравнения Гельмгольца для сферической среды с границами раздела.

Остановимся подробнее на том, как наличие дискретного спектра значений волнового вектора света в наносферах с размерами порядка длины волны влияет на интенсивность спонтанного свечения нанокристаллов  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$ . Дело в том, что вероятность спонтанной люминесценции  $P_r$  (или радиационное время жизни  $t_r$ ) диполя  $\mathbf{D}$  при переходе из начального  $\psi_i$  в конечное  $\psi_f$  состояние определяется суммой квадратов матричных элементов по всем возможным волновым векторам  $\mathbf{k}$  и поляризациям  $\mathbf{e}$  электромагнитных функций  $\mathbf{E}$  [6]

$$P_r \sim 1/t_r \sim \sum_k \sum_e \langle \psi_i | \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} / \psi_f \rangle^2. \quad (2)$$

Однако последние из-за интерференции на поверхности наносфер квантуются и имеют узлы и пучности, аналогичные интерференции реального светового поля на данной длине волны. Таким образом, когда диполь находится в сфере оксида лютетия, он может излучить лишь в разрешенные локальные моды (сферические волны), определяемые геометрией кристалла. Число возможных волновых векторов в сумме (2) и вероятность спонтанной люминесценции уменьшаются, а излучательное время затухания свечения должно возрасти. Наоборот, для излучения в порошке произвольной формы интерференция отсутствует, все фотонные моды (плоские волны) разрешены и возбужденные электроны с большой вероятностью (2) рекомбинируют излучательно и времена затухания ФЛ должны уменьшаться.

Авторы [14] теоретически вычислили LDOS для сферических  $\text{SiO}_2$  микрорезонаторов различного диаметра. Показано, что скорость излучательной рекомбинации центра свечения будет зависеть от диаметра сферы и его положения внутри сферы. При этом вероятность излучательной рекомбинации может быть как меньше, так и больше вероятности излучения этого же центра в объемном материале при совпадении максимума свечения центра с одной из локальных мод сферы (эффект Пурцеля). Экспериментально результаты вычислений были подтверждены при исследовании люминесценции

ионно-имплантированных атомов эрбия в наносферы опала. Так, для  $\text{SiO}_2$  сфер диаметром 340 nm было найдено увеличение времени затухания инфракрасной полосы свечения эрбия 1540 nm до 14.5 ms по сравнению с 9.9 ms для объемного материала. Полученное возрастание в 1.5 раза хорошо коррелировало с теоретическими расчетами усреднения LDOS по всему объему наносфер. Мы видим, что наши данные (рис. 6) также дают увеличение времени послесвечения в 1.39 раза (1.53 ms/1.1 ms) для сферических наночастиц люминофора  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) по сравнению с порошками, у которых зерна произвольной формы.

Дело в том, что для сферических частиц с размером порядка длины волны света происходит изменение локальной плотности фотонных состояний и времени излучательной рекомбинации. Кроме излучательных мод появляются еще дискретные фотонные моды шепчущей галереи. В результате локальная плотность фотонных состояний для излучения уменьшается, что приводит к дополнительному уменьшению вероятности излучательной рекомбинации ионов европия или увеличению времени затухания люминесценции для сферических наночастиц  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%). Этот чисто квантовый эффект обуславливает преимущества наносфер  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  для получения низкопороговой лазерной генерации, так как они по своей геометрии являются оптическими резонаторами с высокой добротностью.

## 4. Заключение

Методом синтеза сферических коллоидных частиц оксида лютетия с дисперсией размеров в интервале 10–15% путем соосаждения получены монодисперсные моночастицы состава  $\text{Lu}_{1.90}\text{Eu}_{0.10}\text{O}_3$ . Изучена структура, проведен анализ спектров возбуждения и фотолюминесценции сферических наночастиц, а также времени жизни  $^5D_0$  возбужденного состояния на ионах  $\text{Eu}^{3+}$ . Обнаружено увеличение в 1.39 раза времени затухания свечения наносфер  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%) в сравнении с порошковым люминофором  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  (5 at.%), приготовленным и обработанным в аналогичных температурных условиях, что и наносферы. При этом изменения формы спектров люминесценции и возбуждения обнаружено не было. Основной вклад в изменение времени затухания дает размерное квантование света внутри наносферы, которое вызывает уменьшение локальной плотности фотонных состояний и приводит к уменьшению вероятности излучательной рекомбинации ионов  $\text{Eu}^{3+}$ .

Показано, что структуры на основе наносфер оксида лютетия с европием могут сильно изменять излучательные характеристики последнего. Это дает возможность получать в будущем люминофоры нового типа с регулируемым за счет размерного квантования фотонов спектральными и временными характеристиками свечения. Формирующиеся в процессе роста наносферы  $\text{Lu}_2\text{O}_3 : \text{Eu}$  могут иметь эффективную стимулированную люминесценцию ионов европия при наличии в красной области



спектра сферических мод щепчущей галереи с высокой оптической добротностью и являются перспективными для создания лазерных люминофоров. Для улучшения параметров лазерной генерации возможен синтез по предложенному методу одномодовых резонаторов-наносфер оксида лютетия с металлическими зеркалами на поверхности, коэффициент отражения которых зависит от параметров окружающей среды.

## Список литературы

- [1] M. Suzuki, H. Yokoyama, S.D. Brorson, E.P. Ippen. Appl. Phys. Lett. **58**, 998 (1991).
- [2] A.M. Vredenberg, N.E. Hunt, E.F. Schubert, D.C. Jacobson, J.M. Poate, G.J. Zadzik. Phys. Rev. Lett. **71**, 517 (1993).
- [3] M.D. Tocci, M. Scalora, M.J. Blemer, J.P. Dowling, C.M. Bowden. Phys. Rev. A **53**, 2799 (1996).
- [4] J. Martorell, N.M. Lawandy. Phys. Rev. Lett. **65**, 1877 (1990).
- [5] E.P. Petrov, V.N. Bogomolov, I.I. Kalosha, S.V. Gaponenko. Phys. Rev. Lett. **81**, 77 (1998).
- [6] M. Megens, J.E.G.J. Wijnhoven, A. Lagendijk, W.L. Vos. Phys. Rev. A **59**, 4727 (1999).
- [7] R. Sprik, B.A. Tiggelen, A. Lagendijk. Europhys. Lett. **35**, 265 (1996).
- [8] R.J. Glauber, M. Lewenshtein. Phys. Rev. A **43**, 476 (1991).
- [9] A. Tip. Phys. Rev. A **56**, 5022 (1997).
- [10] K. Khosravi, R. Laudon. Proc. R. Soc. London A **433**, 337 (1991).
- [11] K. Khosravi, R. Laudon. Proc. R. Soc. London A **436**, 373 (1992).
- [12] H.P. Urbach, G.L. Rikken. Phys. Rev. A **57**, 3913 (1998).
- [13] A. Moroz. Europhys. Lett. **46**, 419 (1999).
- [14] M.J. Dood, L.H. Sloff, A. Polman, A. Moroz, A. Blaaderen. Phys. Rev. A **64**, 033 807 (2001).
- [15] Yu.V. Yermolayeva, A.V. Tolmachev, T.I. Korshikova, R.P. Yavetskiy, M.V. Dobrotvorskaya, N.I. Danylenko, D.S. Sofronov. Nanotechnology **20**, 325 601 (2009).
- [16] А.Н. Грузинцев, Г.А. Емельченко, Ю.В. Ермолаева, В.М. Масалов, И.И. Зверькова, А.В. Толмачев, П. Беналул, К. Бартон. ФТТ **52**, 2232 (2010).
- [17] N.A. Dulina, Yu.V. Yermolayeva, A.V. Tolmachev, Z.P. Sergienko, O.M. Vovk, E.A.Vovk, N.A. Matveevskaya, P.V. Mateychenko. J. Eur. Ceram. Soc. **30**, 1717 (2010).
- [18] Yu. Yermolayeva, A. Tolmachev, V. Tkachenko, N. Danylenko, R. Fedaruk. J. Cryst. Growth, in press (2011).
- [19] R.E. Kuhz, W. Lukosz. Phys. Rev. B **21**, 4814 (1980).