

Перестройка оптических центров и стимулированное излучение Eu^{3+} в поликристаллах хантита при оптическом и электронном возбуждении

Г. Е. Малашкевич¹⁾, В. Н. Сигаев⁺, Н. В. Голубев⁺, Е. Х. Мамаджанова⁺, А. В. Данильчик, В. З. Зубелевич, Е. В. Луценко

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

⁺Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2010 г.

Твердофазным методом синтезированы поликристаллы европиевого хантита $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ и проведено исследование спектральных и кинетических характеристик их люминесценции при возбуждении излучением ксеноновой лампы и моноимпульсного лазера, а также электронным пучком. Установлено, что при лазерном возбуждении синтезированных поликристаллов в переходе ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$ ионов Eu^{3+} с плотностью мощности $P \geq 5 \cdot 10^7$ Вт/см² имеет место перестройка структуры оптических центров, сопровождающаяся увеличением вероятности радиационных переходов активатора. При возбуждении электронным пучком с энергией 200 кэВ и длительностью 2 нс получено стимулированное излучение основного типа центров Eu^{3+} в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1, {}^7F_2, {}^7F_4$.

В последние годы в связи с успехами в области создания порошковых лазеров [1] наблюдается повышенный интерес к разработке систем визуальной информации с высокой яркостью. Заманчивым объектом для использования в подобных системах являются порошковые люминофоры, активированные ионами Eu^{3+} , которые проявляют интенсивную люминесценцию в красной области спектра при переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_j$. Ранее была получена генерация на растворах органических комплексов европия [2] и на комбинированной поликристаллической пленке $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}/\text{ZnO}$ [3]. Однако сообщения о получении стимулированного излучения ионов Eu^{3+} в неорганических порошках отсутствуют. В настоящей работе нами предпринята попытка получения такого излучения в поликристаллах редкоземельного бората $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ со структурой хантита. Данная матрица была выбрана по причине весьма узких полос люминесценции ионов Eu^{3+} в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_{j=1,2,4}$ [4], что должно облегчить реализацию режимов суперлюминесценции и генерации, и низкой эффективности кроссрелаксационных и кооперативных процессов тушения люминесценции из-за относительно большого минимального межатомного расстояния Ln–Ln ($\approx 6 \text{ \AA}$ [5]). Стимулирующим фактором для такого выбора явилось и получение относительно низкороговой генерации излучения при $\lambda \approx 1063$ нм в порошках $\text{NdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ [6].

Исследуемые порошковые люминофоры получали твердофазным синтезом. В качестве исходных компонентов использовали $\text{Al}(\text{OH})_3$, H_3BO_3 , $\text{Eu}_2(\text{CO}_3)_3$ квалификации ХЧ. Синтез осуществляли в корундовых тиглях на воздухе в электрической печи при $T = 1150^\circ\text{C}$. Фазовый анализ измельченных в агатовой ступке порошков проводили с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-3М (K_α -излучение Cu , никелевый фильтр), а их микроструктуру исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO-1420REM.

Спектры люминесценции (СЛ) и возбуждения люминесценции (СВЛ) регистрировались на спектрофлуориметре СДЛ-2 методом “на отражение”, исправлялись с учетом спектральной чувствительности системы регистрации и распределения спектральной плотности возбуждающего излучения, соответственно, и выражались в виде зависимости числа квантов на единичный интервал длин волн $dN/d\lambda$ от длины волны λ . Для возбуждения люминесценции использовались ксеноновая лампа, перестраиваемый моноимпульсный лазер на титане с сапфиром (длительность импульса по полуширине $\Delta t \approx 10$ нс, спектральная полуширина полосы излучения $\Delta\lambda \approx 1$ нм) и сильноточный ускоритель электронов РАДАН-2250 с энергией пучка 200 кэВ ($\Delta t \approx 2$ нс). Регистрация кинетики люминесценции осуществлялась с помощью фотоумножителя R4632 и цифрового осциллографа В423. Вывод светового потока из аналитической камеры ускорителя электронов осуществлялся с помощью кварцевого оптоволоконка.

¹⁾e-mail: g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by

Все измерения проведены при комнатной температуре.

На рис.1 приведены микрофотографии синтезированных поликристаллов $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ и их

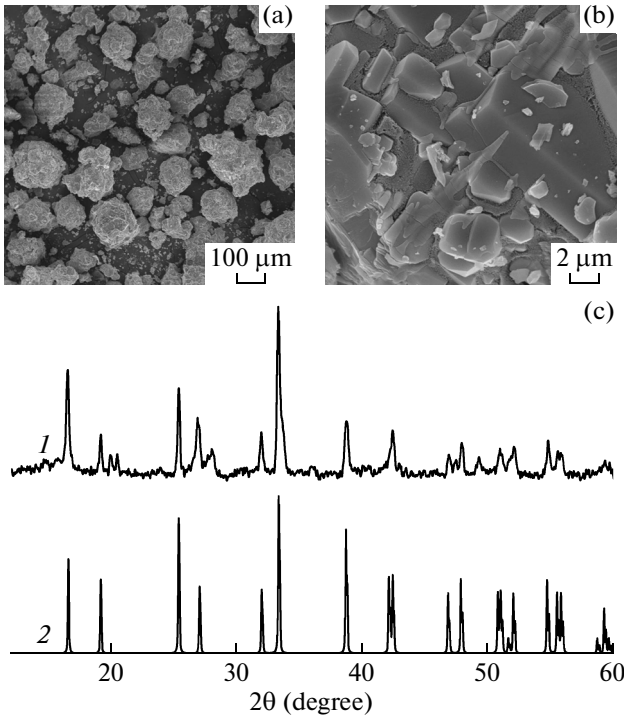


Рис.1. Электронные микрофотографии (a), (b) и рентгеновские дифрактограммы (c) $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$: 1 – эксперимент, 2 – PDF #18-0023 (JCPDS-2002)

рентгеновская дифрактограмма. Здесь же воспроизведена из электронного каталога JCPDS-2002 (PDF #18-0023) дифрактограмма ромбоэдрического алюмо-европиевого бората. Видно, что синтезированные поликристаллы представляют собой агрегаты размером до нескольких сотен мкм (рис.1a), на поверхности которых видны удлиненные призматические зерна размером от нескольких единиц до нескольких десятков мкм (рис.1b). Судя по дифрактограмме этих поликристаллов (рис.1c, кривая 1), основные брегговские рефлексы по положению вполне удовлетворительно согласуются с рефлексами из указанного каталога (рис.1c, кривая 2). Имеется подобие и в соотношении их интенсивностей, однако здесь различия более существенные.

На рис.2 приведены СЛ (интенсивность изображена в логарифмическом масштабе) и СВЛ синтезированных поликристаллов. Оптическое возбуждение осуществлялось на длине волны $\lambda_{\text{exc}} = 396$ нм, соответствующей наиболее интенсивному абсорбционному переходу ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$ ионов Eu^{3+} . Видно, что

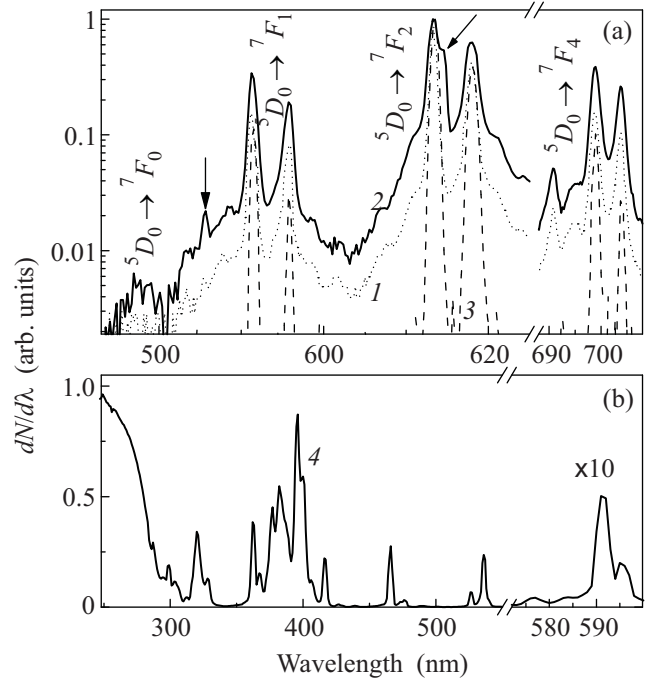


Рис.2. Спектры люминесценции (a) и возбуждения люминесценции (b) поликристаллов $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ при возбуждении излучением ксеноновой лампы (1) и моноимпульсным лазером (2), а также импульсным электронным пучком (3). $\lambda_{\text{exc}} = 396$ нм (1, 2); $\Delta\lambda_{\text{exc}}$, нм: 2 (1) и 1 (2, 4); $\Delta\lambda_{\text{rec}}$, нм: 0.2 (1, 2, 3) и 1 (4). P , Вт/см²: $2 \cdot 10^{-4}$ (1), $1.5 \cdot 10^8$ (2)

СЛ при возбуждении излучением ксеноновой лампы с плотностью мощности $P \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² (рис.2a, кривая 1) представлен тремя парами узких и интенсивных штарковских компонент с $\Delta\lambda \sim 1$ нм, которые соответствуют полосам ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ ($\lambda_{\text{max}} = 591$ и 596 нм), 7F_2 ($\lambda_{\text{max}} = 613$ и 618 нм), 7F_4 ($\lambda_{\text{max}} = 699$ и 704 нм) ионов Eu^{3+} . Полосы ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_3$ ($\lambda \approx 650$ нм), 7F_5 ($\lambda \approx 750$ нм), 7F_6 ($\lambda \approx 810$ нм) более чем на два порядка уступают по интегральной интенсивности полосе ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ и на данном рисунке не показаны. Отмеченные пары узких компонент располагаются на слабоструктурных и низкоинтенсивных “пьедесталах” с $\Delta\lambda \sim 10$ нм. При возбуждении сфокусированным лазерным излучением с $P \approx 1.5 \cdot 10^8$ Вт/см² (рис.2a, кривая 2) имеет место значительное увеличение относительных интенсивностей указанных пьедесталов и узких компонент в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$, 7F_4 , а также появление новой, слабо разрешенной компоненты в полосе ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ (указана стрелкой). Одновременно наблюдается значительное увеличение интенсивности слабо заметной узкой компоненты при $\lambda \approx 585.7$ нм (указана стрелкой) и интенсивности едва заметной полосы ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ при

$\lambda \sim 578$ нм. При возбуждении импульсным электронным пучком (рис.2а, кривая 3) малоинтенсивные пьедесталы под каждой парой штарковских компонент переходов ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1, {}^7F_2, {}^7F_4$ исчезают и увеличивается с 29% до 57% по сравнению с возбуждением излучением ксеноновой лампы доля квантов, излучаемых в наиболее интенсивной штарковской компоненте перехода ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$. Люминесценция из состояний ${}^5D_{j \geq 1}$ не наблюдается как при оптическом, так и электронном возбуждении. В последнем случае в регистрируемом диапазоне 250–900 нм не наблюдаются и полосы, которые можно было бы связать с рекомбинационным излучением либо излучением электронных и дырочных центров. В СВЛ (рис.2б) присутствуют интенсивная полоса переноса заряда $\text{Eu}^{3+}(4f^6) \leftarrow \text{O}^{2-}(2p)$ при $\lambda < 290$ нм и серия узких полос, соответствующих абсорбционным $f-f$ -переходам ионов Eu^{3+} .

На рис.3 приведена кинетика люминесценции синтезированных поликристаллов. Видно, что при воз-

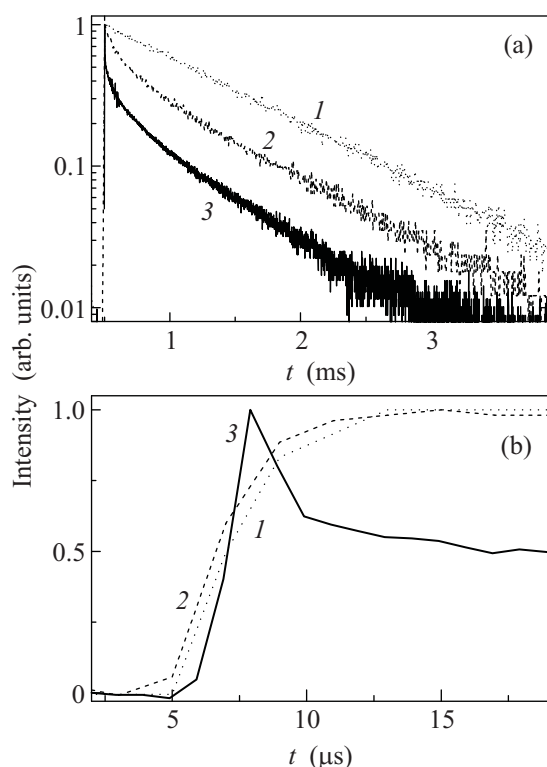


Рис.3. Кинетика затухания (а) и разгорания (б) люминесценции поликристаллов $\text{EuAl}_3(\text{VO}_3)_4$ при возбуждении излучением моноимпульсного лазера (1, 2) и импульсным электронным пучком (3). $\lambda_{\text{rec}} = 613$ нм, $\lambda_{\text{exc}} = 396$ нм (1, 2). P , Вт/см²: $5 \cdot 10^6$ (1), $1.5 \cdot 10^8$ (2); Δt , нс: 10 (1, 2) и 2 (3)

буждении ионов Eu^{3+} в переходе ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$ ($\lambda_{\text{exc}} = 396$ нм) расфокусированным лазерным излучением

($P \approx 5 \cdot 10^6$ Вт/см²) распад состояния 5D_0 происходит практически по экспоненциальному закону (рис.3а, кривая 1) с постоянной $\tau \approx 920$ мкс. С увеличением мощности возбуждения закон распада начинает отклоняться от экспоненциального на начальном участке процесса и при $P \approx 1.5 \cdot 10^8$ Вт/см² средняя длительность распада $\bar{\tau}_d = I_{\text{max}}^{-1} \int I(t) dt$, где I – интенсивность люминесценции, сокращается до 530 мкс (рис.3а, кривая 2) при сохранении постоянной дальней стадии, равной указанной выше. Заметим, что неэкспоненциальность распада и сокращение $\bar{\tau}_d$ начинает наблюдаться при $P \approx 5 \cdot 10^7$ Вт/см². При переходе к возбуждению электронным пучком закон распада становится резко неэкспоненциальным (рис.3а, кривая 3) с $\bar{\tau}_d \approx 190$ мкс, однако постоянная дальней стадии остается практически такой же, как и при лазерном возбуждении. Кинетика разгорания люминесценции из состояния 5D_0 при лазерном возбуждении слабо изменяется с увеличением его мощности (рис.3б, ср. кривые 1 и 2), а средняя длительность этого процесса, определенная как $\bar{\tau}_r = I_{\text{max}}^{-1} \int_0^{t_{\text{max}}} [I_{\text{max}} - I(t)] dt$ где t_{max} – время достижения пиковой интенсивности люминесценции, составляет ~ 2.5 мкс. При возбуждении электронным пучком на кинетической кривой появляется пик с $\Delta t \approx 2.2$ мкс, который достигает своего максимума спустя приблизительно 3 мкс после окончания возбуждения и интенсивность которого примерно вдвое превосходит интенсивность следующей за ним люминесценции (рис.3б, кривая 3).

Отмеченные при описании рис.1с различия в интенсивности брегговских рефлексов на дифрактограмме, полученной в нашем эксперименте, и воспроизведенной из PDF #18-0023, свидетельствуют о несовершенстве структуры синтезированных поликристаллов. Однако ее хантитоподобность, судя по малым различиям в положении этих рефлексов на обеих дифрактограммах, не вызывает сомнений.

Как известно [7], в ромбоэдрическом алюмоевропиевом борате ионы Eu^{3+} располагаются в центре образованных атомами кислорода тригональных призм с симметрией D_3 . В таких регулярных оптических центрах состояния ${}^7F_1, {}^7F_2$ и 7F_4 расщепляются соответственно на 3, 2 и 5 штарковских компонент. Причем две коротковолновые компоненты перехода ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ практически накладываются одна на другую. Поэтому относительно широкие слабоструктурные пьедесталы, по крайней мере под парами интенсивных компонент в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1, {}^7F_2$, наблюдающиеся в СЛ при низкой мощности возбуждающего излучения (см. рис.2а, кривая 1), сви-

детельствуют о наличии побочных оптических центров. Можно полагать, что эти побочные центры образованы ионами Eu^{3+} , расположенными в междоузлиях кристаллической решетки и/или замещающими ионы Al^{3+} в алюмоокислородных октаэдрах. Учитывая сильный запрет на переходы между состояниями с $j = 0$ в регулярных центрах Eu^{3+} с симметрией D_3 [7], с побочными центрами можно связать и низкоинтенсивные (незначительно превосходящие уровень шума) полосы ${}^5D_0 \leftrightarrow {}^7F_0$, наблюдающиеся в СЛ (рис.2а) и СВЛ (рис.2б). Заметим, что присутствующая в СВЛ уверенно регистрируемая полоса при $\lambda \approx 590$ нм обусловлена переходом²⁾ ${}^7F_1 \rightarrow {}^5D_0$. Значительное возрастание относительных интенсивностей отмеченных широких пьедесталов и заметное полосы люминесценции ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ и при увеличении мощности возбуждения с одновременным появлением новых штарковских компонент (см. рис.2а, кривая 2) указывает на существенную реорганизацию оптических центров Eu^{3+} . По-видимому, структура последних в $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ из-за относительно большого ионного радиуса Eu^{3+} (0.947 Å) является неустойчивой, и при мощном возбуждении происходит смещение редкоземельного иона из центрального положения в тригональной призме $[\text{EuO}_6]$. По нашему мнению, основным фактором, инициирующим подобную реорганизацию, является значительный локальный разогрев в результате возбуждения ионов Eu^{3+} в состояния выше 5L_6 путем поглощения второго кванта и последующей безызлучательной релаксации. При этом поглощение второго кванта с $\lambda = 396$ нм ($\tilde{\nu} \approx 25250$ см⁻¹) за время действия возбуждающего импульса возможно при переходе из состояния 5D_3 ($\tilde{\nu} \approx 24400$ см⁻¹), быстро заселяемого путем размена энергии состояния 5L_6 на валентные колебания ортоборатных групп BO_3^{3-} ($\tilde{\nu} \approx 1290$ см⁻¹ [4]), в состояние, лежащее при $\tilde{\nu} \approx 49750$ см⁻¹ [8].

Существенное увеличение скорости дезактивации состояния 5D_0 и нарушение экспоненциальности этого процесса при появлении “реорганизованных” центров Eu^{3+} (рис.3а, ср. кривые 1 и 2) может быть связано как с более высокой вероятностью радиационных переходов последних, так и с концентрационным тушением по схеме $\text{Eu}^{3+}({}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0) : 3\text{Eu}^{3+}({}^7F_0 \rightarrow {}^7F_6)$ при смещении ионов европия за пределы тригональных призм $[\text{EuO}_6]$. Конкретизировать причину ускорения рассматриваемой дезактивации можно на основе сравнения кинетики затухания люминесцен-

ции с зависимостью интенсивности люминесценции от мощности лазерного возбуждения, представленной на рис.4. Как видно из этого рисунка, при увеличе-

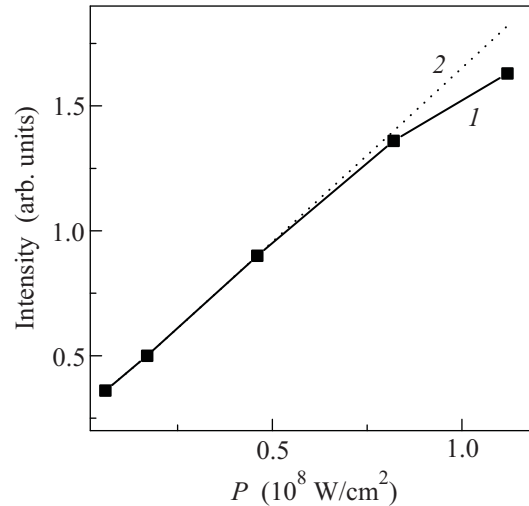


Рис.4. Зависимость интенсивности люминесценции поликристаллов $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ от мощности лазерного возбуждения: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация линейной зависимостью

нии P выше $0.5 \cdot 10^8$ Вт/см² наблюдается замедление роста интенсивности люминесценции. Однако различие между ее экспериментальным значением (рис.4, кривая 1) и полученным в предположении линейной зависимости от мощности возбуждения (рис.4, кривая 2) при $P = 1.5 \cdot 10^8$ Вт/см² составляет $\approx 10\%$, в то время как средняя длительность затухания люминесценции уменьшается приблизительно на 40% (рис.3а, ср. кривые 1 и 2). Это позволяет утверждать, что основной причиной такого ускорения дезактивации состояния 5D_0 является увеличение вероятности его радиационного распада.

Здесь следует отметить, что мощности используемого лазерного возбуждения недостаточно для создания инверсии в наиболее интенсивном переходе ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$, равновесная заселенность конечного состояния которого составляет $\approx 3.8\%$. Действительно, ориентируясь на значение линейного коэффициента поглощения $k \approx 15$ см⁻¹ при $\lambda_{\text{exc}} = 396$ нм для хантитоподобного стекла идентичного состава³⁾ получаем величину спектрального коэффициента Эйнштейна для поглощения $B(\nu) = k(\nu)v/Nh\nu \approx 13$ см³/эрг·с (здесь $v = 1.81 \cdot 10^{10}$ см/с и $N = 4.3 \cdot 10^{21}$ см⁻³ – скорость света в стекле и объемная концентрация Eu^{3+}), что обеспечивает при $P \approx 1.5 \cdot 10^8$ Вт/см² (плотность

²⁾ Причины относительно высокой интенсивности переходов Eu^{3+} из состояния 7F_1 в регулярных центрах $\text{EuAl}_3(\text{BO}_3)_4$ будут рассмотрены в отдельной работе.

³⁾ Спектрально-люминесцентные свойства такого стекла планируется опубликовать в отдельной работе.

энергии $U \approx 5 \cdot 10^4$ эрг/см³) долю возбужденных ионов активатора $N^* = (1 - e^{-B(\nu)U\Delta t}) \approx 0.65\%$. Эта величина приблизительно в 6 раз меньше требуемой для инверсии и вряд ли может в достаточной степени возрасти при переходе от стекла к поликристаллу.

Исчезновение “пьедесталов” под штарковскими компонентами переходов ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1, {}^7F_2, {}^7F_4$ регулярных центров Eu^{3+} (рис.2а, кривая 3) сопровождающееся значительным ускорением высвечивания на протяжении нескольких сотен мкс (рис.3а, ср. кривые 3 и 1), при возбуждении электронным пучком свидетельствует о появлении в этих переходах суперлюминесценции. Более того, увеличение доли квантов, излучаемых в наиболее интенсивной штарковской компоненте перехода ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ (см. описание рис.2а), с одновременным появлением на кинетике разгорания люминесценции достаточно интенсивного пика (рис.3б, кривая 3) указывает на зарождение в этом переходе генерационного процесса. Однако дальнейшего развития последний не находит.

В [2] на примере анализа работы лазера на растворе комплексных соединений европия при моноимпульсной лазерной накачке через органические лиганды показано, что “машинные осциллограммы” генерации (без учета наведенного поглощения и термических искажений) имеют пиковый характер. При этом первый пик возникает за время ~ 0.5 мкс и значительно превосходит последующие по интенсивности, а полуширина пиков изменяется от 5 нс у наиболее интенсивного до нескольких десятков нс у слабоинтенсивных. Однако в эксперименте с параметрами накачки и резонатора, близкими к расчетным, импульс генерации представлял собой один пик со слабо выраженными пульсациями и длительностью ~ 1 мкс, который возникал спустя 1 мкс после окончания накачки, причем коэффициент полезного действия уменьшался с увеличением мощности накачки, что было объяснено расстройкой резонатора из-за термоискажений. По-видимому, подобная расстройка реализующихся в используемом порошке микрорезонаторов имеет место и в нашем случае в результате тепловыделения в процессе электронной накачки. Однако основной причиной срыва генерации, по нашему мнению, является наведенное поглощение⁴⁾ излучения в “сверхчувствительном” переходе ${}^5D_0 \rightarrow {}^5F_4$ ионов Eu^{3+} , который находится в хорошем резонансе с переходом ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$.

Здесь следует отметить, что глубина проникновения в вещество электронов в нашем случае состав-

ляет ~ 200 мкм и достаточна для прокачки сформированных агрегатов поликристаллов (см. рис.1а). Причем в отличие от рассмотренного выше лазерного возбуждения, в облучаемой электронами зоне вещества доминируют механизмы возбуждения Eu^{3+} , обусловленные рекомбинацией электронно-дырочных пар и экситонов [9]. Учитывая отсутствие в СЛ полос рекомбинационного излучения, а также излучения электронных и дырочных центров, можно пренебречь процессами излучательной передачи энергии ионам Eu^{3+} и полагать, что их возбуждение осуществляется главным образом при “захвате” этими ионами электронно-дырочных пар и свободных экситонов. Отсутствие заметного увеличения интенсивности люминесценции Eu^{3+} в течение длительности импульса электронов (см. рис.3б, кривая 3) свидетельствует о слабой эффективности прямого возбуждения состояния 5D_0 . По-видимому, здесь имеет место заселение последнего посредством релаксации возбуждений из всех вышележащих состояний Eu^{3+} , в том числе и возбужденного состояния комплекса переноса заряда $\text{O}^{2-}\text{Eu}^{3+}$ [10].

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о невысокой устойчивости структуры оптических центров Eu^{3+} в поликристаллах хангита $\text{EuAl}_3(\text{VO}_3)_4$ и ее реорганизации при мощном фотовозбуждении в переходе ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$, обеспечивающем поглощение двух квантов и последующий локальный разогрев в результате безызлучательной релаксации. При накачке импульсным электронным пучком в течение нескольких сотен мкс наблюдается суперлюминесценция ионов Eu^{3+} в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1, {}^7F_2, {}^7F_4$, а зарождающаяся на начальном участке кинетики разгорания люминесценции пиковая генерация в переходе ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ быстро срывается, очевидно, из-за наведенного поглощения и тепловой расстройки микрорезонаторов.

Работа частично поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант # Ф10Р-065), Белорусской государственной комплексной программой научных исследований “Электроника” (задание “Электроника 1.46”) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 10-03-90012-Бел_а).

1. V. F. Zolin, J. All. Comp. **300–301**, 214 (2000).
2. Г.Е. Малашкевич, В.В. Кузнецова, ЖПС **XXXIX**, 945 (1983).
3. M. K. Chong, A. P. Abiyasa, K. Pita, and S. F. Yu, Appl. Phys. Lett. **93**, 151105 (2008).

⁴⁾ Теоретический анализ эффективности такого поглощения будет опубликован в отдельной работе.

4. S. Tanabe, K. Hirao, N. Soga, and T. Hanada, *J. Solid State Chem.* **97**, 481 (1992).
5. Е. Л. Белоконова, А. В. Азизов, Н. И. Леонюк, *Ж. структурной химии* **22**, 196 (1981).
6. M. A. Noginov, N. E. Noginova, H. J. Caulfield et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2024 (1996).
7. F. Kellendonk and G. Blasse, *J. Chem. Phys.* **75**, 561 (1981).
8. R. T. Wegh, A. Meijerink, R.-J. Lamminmaki, and J. Hölsä, *J. Lum.* **87–89**, 1002 (2000).
9. В. И. Соломонов, С. Г. Михайлов, *Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ*, Екатеринбург: УрО РАН, 2003.
10. Г. Е. Малашкевич, Н. В. Овчаренко, Т. В. Смирнова, *ФХС* **18**, 94 (1992).