

09,04

Оптическая модуляция антистоксовой фотолюминесценции соединения $Y_2O_2S:Er$

© А.Н. Грузинцев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: gran@iptm.ru

Поступила в Редакцию 25 марта 2022 г.

В окончательной редакции 25 марта 2022 г.

Принята к публикации 27 марта 2022 г.

Изучены спектры свечения и возбуждения видимой фотолюминесценции керамики $Y_2O_2S:Er$ (1 at.%) при различной оптической накачке. Показано, что антистоксовая люминесценция поликристаллов, легированных эрбием, имеет большую интенсивность при накачке метастабильного состояния $^4I_{13/2}$ примеси. Определены резонансные длины волн ИК-фотонов для двухфотонного возбуждения видимого свечения $Y_2O_2S:Er$. Разработан метод фотооптической модуляции антистоксовой люминесценции, позволяющий определить природу соответствующих электронных переходов внутри возбужденных центров свечения.

Ключевые слова: люминесценция, возбуждение, фотооптическая модуляция.

DOI: 10.21883/FTT.2022.07.52569.320

1. Введение

Легированные ионами редкоземельных элементов (РЗИ) соединения, нашли широкое применение в качестве люминофоров, волоконных лазеров и усилителей, устройств оптической памяти и трехмерных дисплеев. Такие РЗИ, как Er^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} и Yb^{3+} , дают в прозрачных матрицах хорошую антистоксовую люминесценцию для визуализации инфракрасного (ИК) света. Повышение эффективности этого типа люминесценции требует уменьшения безызлучательной рекомбинации и использования кристаллических соединений с малой энергией фононов, РЗИ с большими временами жизни метастабильных возбужденных состояний и сечением поглощения этими возбужденными состояниями в ИК-области спектра [1]. При этом, вероятность люминесценции в видимой области с высоко лежащих состояний должна быть большой. Имеется два механизма возбуждения антистоксовой люминесценции возбужденных состояний РЗИ: за счет оптического поглощения второго ИК-фотона и за счет безызлучательной передачи энергии от другого возбужденного редкоземельного иона (например, Yb^{3+}) [2]. Во втором случае расстояние между двумя возбужденными ионами должно быть менее 2 нм, что требует высокой концентрации РЗИ в кристалле и больших интенсивностей ИК-возбуждения. Для антистоксовой люминесценции при малых интенсивностях ИК-возбуждения и малых концентраций примеси первый механизм является преобладающим, но он требует резонансного совпадения энергий первого и второго фононов с энергетическими расстояниями между уровнями электронов РЗИ.

Оксосульфид иттрия $Y_2O_2S:Er$ интересен в качестве объекта исследований не только из-за малой энергии

фононов, но и из-за высокой изоморфной емкости по отношению к РЗИ, оптической прозрачности в широком спектральном диапазоне 0.12–10 μm . Этот материал может быть легко получен в виде порошкообразного соединения или спресованной керамики. Для визуализации ИК-излучения важна легкость введения в состав кристаллов значительных (вплоть до $10^{22} cm^{-3}$) концентраций активных ионов, высокая теплопроводность, хорошая прозрачность и устойчивость материала к внешним воздействиям [3,4]. При этом ИК-излучение может быть промодулировано как по времени, так и в пространстве. Можно одним лучом света модулировать оптические свойства среды (поглощение, отражение, люминесценцию и преломление) для другого инфракрасного или видимого света. Первый луч света меняет населенность метастабильных нижних возбужденных состояний РЗИ [5], „создавая“ примесные центры с новым поглощением для второго луча на тех же РЗИ. Такая фотооптическая модуляция более эффективна, чем модуляция электрическим или магнитным полем и может быть использована в различных устройствах обработки оптической информации. Поэтому исследование механизмов поглощения возбужденными центрами и антистоксовой фотолюминесценции является актуальной проблемой, требующей более детального изучения. Имея множество уровней энергии для ионов Er^{3+} , логично предположить, что суммирование энергий ИК-фотонов может быть даже более эффективным для двух фотонов разной энергии, каждый из которых находится в резонансе со своим переходом электрона вверх (рис. 1). Подбирая резонансные длины волн этих двух фотонов, можно получить резкое увеличение интенсивности антистоксовой люминесценции по сравнению с возбуждением ИК-фотонами с одной и той же длиной волны, которое

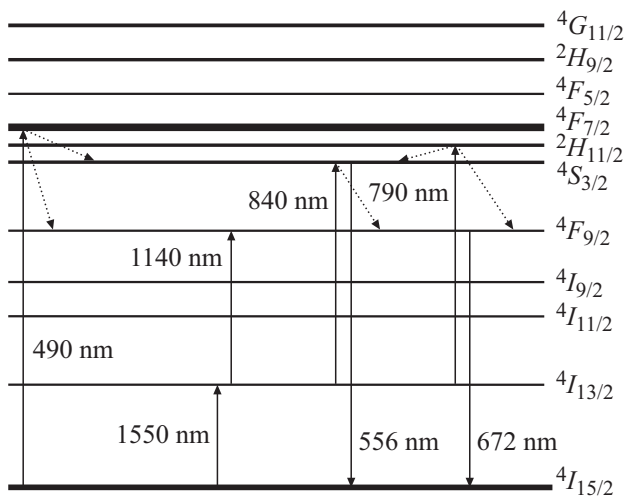


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона эрбия Er^{3+} и соответствующих электронных переходов в процессе их двухфотонного возбуждения и излучения керамики $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Er}$.

обычно используют в эксперименте. Двухлучевое возбуждение среды позволит использовать ее для визуализации ИК-изображений и создания реально трехмерного изображения при сканировании точки пересечения лазерных лучей в пространстве.

Цель настоящей работы — изучение нового фотооптического эффекта при исследовании спектров фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения видимого свечения соединения $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Er}$ для определения всевозможных резонансных частот двух последовательно поглощаемых ИК-фотонов. Достижение результата потребовало использования оригинальной методики возбуждения антистоксовой люминесценции перестраиваемым по частоте источником инфракрасного излучения одновременно с накачкой кристалла излучением мощного лазерного светодиода с длиной волны $1.55 \mu\text{m}$. В результате обнаружено наличие значительной интенсивности антистоксовой люминесценции ионов эрбия в режиме двухфотонного резонансного возбуждения керамики, промодулированной с частотой светодиода накачки. Предложен метод оптической модуляции антистоксовой фотолюминесценции для определения максимумов поглощения возбужденными состояниями (excited-state absorption — ESA) эрбия.

2. Эксперимент

В настоящей статье исследованы люминофоры состава $\text{Y}_{1.99}\text{Er}_{0.01}\text{O}_2\text{S}$, полученные методом твердофазного синтеза при взаимодействии окиси иттрия, окиси эрбия, и серы [6]. Концентрации редкоземельных элементов определялись по составу начальной смеси. Учитывая чрезвычайную чувствительность антистоксовых люминофоров к микропримесям, для синтеза образцов использовались особо чистые оксиды с содержанием ве-

щества 99.995–99.999 at.%. Параметры кристаллической решетки и содержание различных фаз (оксосульфида и различных оксидов) в конечном соединении контролировались методами рентгеновской дифракции. Сразу отметим, по данным рентгеновской дифрактометрии, присутствие лишь оксосульфидной фазы иттрия в полученных люминофорах $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Er}$. Для удобства измерений порошкообразный материал был спрессован в виде таблеток диаметром 20 мм методом холодного прессования с последующим отжигом в инертной (аргон) атмосфере при 1100°C в течение 1 h.

Спектры диффузного отражения люминофоров регистрировались в видимой и инфракрасной областях спектра монохроматором МДР-12 и фотоприемниками ФЭУ-106 и ФЭУ-62. При этом использовали излучение лампы накаливания „Narva-100“ с непрерывным спектром, прошедшее через механический абтюратор. Сигнал регистрировался на частоте модуляции 30 Hz и спектральное разрешение во всех измерениях было не хуже 0.1 nm. В спектрах диффузного отражения сильно рассеивающего материала фактически регистрируются спектры его оптического пропускания, так как большая часть рассеянного света прошла через этот материал.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при возбуждении светом лампы накаливания „Narva-100“, пропущенным через монохроматор МДР-12 и механический абтюратор. Люминесценция образца поступала в оптический волновод, расположенный под углом 45° к его поверхности на расстоянии 10 mm от нее, и анализировалась с помощью спектрометра МДР-6 и усилителя переменного сигнала „Unipan-237“, сопряженного с компьютером. При регистрации спектров возбуждения люминесценции длина волны на спектрометре МДР-6 фиксировалась на соответствующей полосе ФЛ, а длина волны возбуждения на монохроматоре МДР-12 варьировалась в диапазоне видимых или инфракрасных длин волн. Иногда для заселения верхних энергетических уровней $4I_{13/2}$ эрбия электронами одновременно с излучением лампы накаливания, пропущенным через монохроматор МДР-12, люминофор облучался еще инфракрасным полупроводниковым лазерным диодом ML9XX10 с длиной волны 1550 nm и мощностью 200 mW, на который подавалось переменное напряжение. При этом измерения проводились на частоте модуляции светодиода. Все исследования осуществлялись при комнатной температуре образцов 300 K.

3. Результаты и обсуждение

Оптические свойства материала определяются его электронной системой, на которую можно влиять электрическими, магнитными, акустическими или тепловыми внешними полями. Но гораздо сильнее влияние резонансных световых полей, приводящих к изменению волновых функций электронов или изменению населенности энергетических уровней. При этом оптические

свойства для второго луча света меняются кардинально даже для небольших интенсивностей накачки и сигнального лучей (фотооптический эффект). Мы использовали резонансную накачку уровня $^4I_{13/2}$ ионов эрбия лазером с длиной волны 1550 nm, создавая населенность этих долгоживущих (10 ms) метастабильных состояний и уменьшая число электронов в основном $^4I_{15/2}$ состоянии (рис. 1) [7].

На рис. 2 приведены спектры поглощения монохроматического света, прошедшего через керамику $Y_2O_2S:Er$ с концентрацией РЗИ 1 at.%. Наличие множества пиков поглощения характерно для ионов эрбия. Ниже указано положение максимумов поглощения для оксосульфида иттрия, легированного эрбием, и соответствующие им возбужденные уровни иона Er^{3+} , при переходах на которые из основного состояния $^4I_{15/2}$ возникает поглощение света: 410 nm — $^2H_{9/2}$, 450 nm — $^4F_{5/2}$, 490 nm — $^4F_{7/2}$, 525 nm — $^2H_{11/2}$, 550 nm — $^4S_{3/2}$ и 660 nm — $^4F_{9/2}$ (рис. 2). Указано центральное положение нескольких узких линий, которые обусловлены расщеплением возбужденных состояний кристаллическим полем соединения. В спектрах поглощения люминофора $Y_2O_2S:Er$, измеренных в инфракрасной области (рис. 2), хорошо различимы для максимальной концентрации по меньшей мере три максимума с длинами волн 790, 980 и 1540 nm. При этом, максимум 790 nm можно связать с переходами $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, а максимумы 980 и 1540 nm — с переходами электронов $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ и $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ внутри ионов эрбия.

Для регистрации полос видимого свечения люминофора $Y_2O_2S:Er$ мы использовали возбуждение одной из обнаруженных ранее полос поглощения синим светом, пропущенным через монохроматор, с длиной волны 490 nm (стоксовая люминесценция) и ИК-возбуждение 970 nm (антистоксовая люминесценция) (рис. 3). Отметим наличие в спектрах ФЛ люминофора, кроме характерных линий эрбия в красной области с длинами

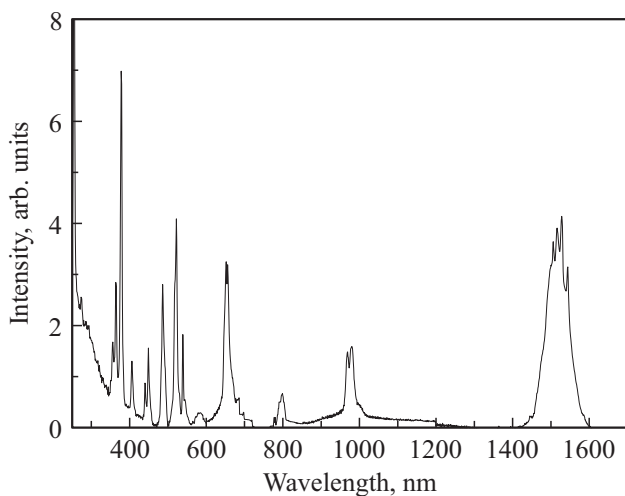


Рис. 2. Спектры поглощения соединения $Y_2O_2S:Er$ ($T = 300$ K).

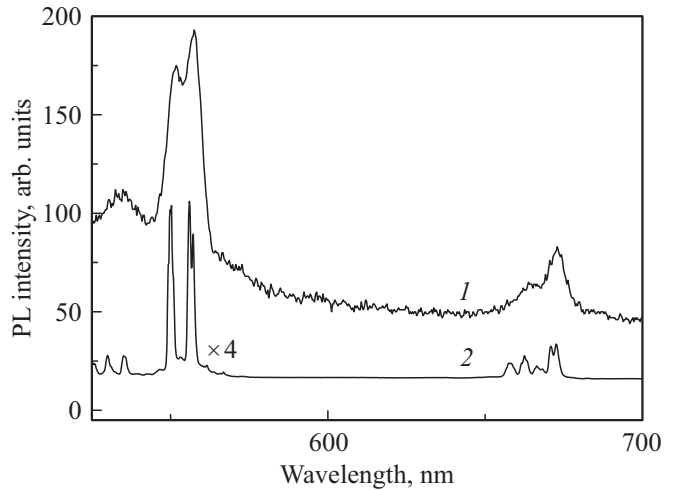


Рис. 3. Спектры ФЛ в видимой области спектра соединения $Y_2O_2S:Er$ при возбуждении излучением: 1 — 490 nm и 2 — 970 nm ($T = 300$ K).

ми волн 672 и 663 nm, трех довольно узких полосы люминесценции в зеленой (с максимумами 556, 550 и 530 nm) области спектра (кривая 1). Особенности красного свечения могут быть связаны с излучательными переходами электронов с возбужденного уровня $^4F_{9/2}$ на расщепленный кристаллическим полем нижний основной уровень $^4I_{15/2}$ ионов эрбия (рис. 1). Интенсивные пики зеленого свечения с максимумами 556 и 550 nm, соответствуют переходам электронов с возбужденного уровня $^4S_{3/2}$ на основной уровень $^4I_{15/2}$. В то время как полоса 530 nm обусловлена переходами с уровня $^2H_{11/2}$ на нижний уровень $^4I_{15/2}$ ионов эрбия. Выше речь идет о стоксовой фотолюминесценции поскольку энергия фотонов возбуждения была выше, чем энергия регистрируемых фотонов видимого спектра. Для антистоксовой ФЛ (кривая 2) интенсивность свечения была на порядок меньше, а ширина линий люминесценции уже.

Интересно исследовать спектры возбуждения стоксовой и антистоксовой видимой люминесценции соответственно, в коротковолновой и длинноволновой области спектра (рис. 4). Рис. 4 показывает спектры возбуждения линий люминесценции 556 и 672 nm керамики $Y_2O_2S:Er$ в области энергии фотонов вне полос свечения. Можно видеть, что спектр возбуждения стоксовой ФЛ ионов Er^{3+} , в основном, состоит из нескольких серий узких полос с центрами при длинах волн 380, 410, 450, 490 и 525 nm соответственно. Эти полосы возбуждения возникают при поглощении падающего излучения лампы накаливания ионами эрбия и приводят к переходам электронов из основного $^4I_{15/2}$ состояния на возбужденные энергетические уровни, расщепленные кристаллическим полем. Согласно литературным данным, эти полосы возбуждения возникают при длинах волн и при переходах аналогичных указанным выше при описании спектров поглощения (рис. 2).

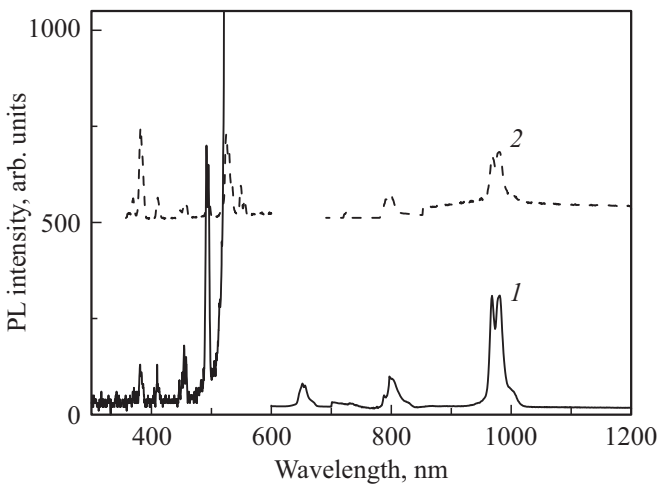


Рис. 4. Спектры возбуждения керамики $Y_2O_2S:Er$ в видимой (стоксовой) и ИК (антистоксовой) областях спектра: 1 — для линии ФЛ 556 nm и 2 — для линии ФЛ 672 nm при $T = 300$ K.

Рис. 4 показывает также спектры возбуждения антистоксовой люминесценции керамики $Y_2O_2S:Er$ в области энергии фотонов меньшей, чем энергия фотонов люминесценции. Хорошо различим широкий пик возбуждения с максимумом 970 nm, который обусловлен двумя последовательными процессами поглощения инфракрасных фотонов с переходами $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ и далее $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ внутри ионов эрбия (рис. 1). В результате заселенность метастабильных уровней энергии $^4I_{11/2}$ ионов эрбия возрастает, создавая условия для переходов электрона на более высокоэнергетические уровни при поглощении второго ИК-фотона [8]. Этот фотон имеет такую же энергию, как и первый в случае использования одного источника ИК-спектра для возбуждения антистоксовой люминесценции. Пики возбуждения с длинами волн 800 и 650 nm также возникают при поглощении двух одинаковых фотонов соседними ионами эрбия с последующей безызлучательной рекомбинацией энергии электронов на метастабильный уровень $^4I_{11/2}$. Далее происходит безызлучательный перенос энергии с одного иона эрбия на другой и заброс электрона на высокий уровень энергии $^4F_{7/2}$. Если использовать для антистоксовой люминесценции два разных ИК-источника возбуждения, то последовательно поглощаемые фотоны могут иметь различные энергии.

Используем в качестве света накачки излучение лазера 1550 nm с переменной частотой, позволяющее заселять электронами метастабильный нижний возбужденный уровень $^4I_{13/2}$ ионов эрбия (рис. 5). При этом, населенность основного уровня будет уменьшаться в момент облучения лазером. Регистрация спектров возбуждения видимой люминесценции вторым ИК-лучем на частоте модуляции дает положительные или отрицательные пики при фазовом детектировании в зависимости от того, идет возбуждение с уровня $^4I_{13/2}$ (положительные пики) или с уровня $^4I_{15/2}$ (отрицательные пики).

Видно, что данный модулированный спектр более разнообразный, чем без лазерной подсветки, и хорошо видны несколько новых узких положительных пиков возбуждения с длинами волн 645, 710, 790 и 840 nm. Логично предположить связь этих пиков с переходами электронов с предварительно заселенного лазерной накачкой уровня $^4I_{13/2}$ на более высокие уровни энергии ионов эрбия [9]. Чтобы понять, на какой уровень в результате последовательного поглощения двух ИК-фотонов перейдет электрон надо просуммировать энергию фотона светодиодной накачки $E_0 = 0.80$ eV, с энергией каждого из фотонов в пиках ИК возбуждения (рис. 5, кривая 2) $E_1 = 1.92$ eV, $E_2 = 1.75$ eV, $E_3 = 1.57$ eV и $E_4 = 1.48$ eV. В результате получаем энергетическое расстояние возбужденных уровней иона эрбия от основного нижнего уровня: 2.72 eV — $^4F_{5/2}$, 2.55 eV — $^4F_{7/2}$, 2.37 eV — $^2H_{11/2}$ и 2.28 eV — $^4S_{3/2}$ (здесь также указаны соответствующие этим уровням обозначения электронных термов) [10]. Далее с этих высоко лежащих уровней ионов эрбия электроны излучательно или безызлучательно рекомбинируют на уровень $^4S_{3/2}$, переход с которого на основной уровень $^4I_{15/2}$ и дает антистоксовую зеленую или красную люминесценцию, регистрируемую в спектрах ИК-возбуждения (рис. 5). При этом интенсивность антистоксовой люминесценции гораздо выше, когда ион эрбия последовательно поглощает два ИК-фотона не с одинаковой энергией 1.28 eV (970 nm), а с разной энергией. Поэтому интенсивность пиков возбуждения 790 и 840 nm, выше, чем у пика 970 nm (рис. 5, кривая 1). Основным отличием спектров возбуждения антистоксовой красной ФЛ 672 nm с лазерной подсветкой является появление дополнительного пика 1140 nm. Максимум с длиной волны 1140 nm (рис. 5, кривая 2) характерен только для красной антистоксовой ФЛ, так как энергии двух фотонов хватает только для заброса электрона на

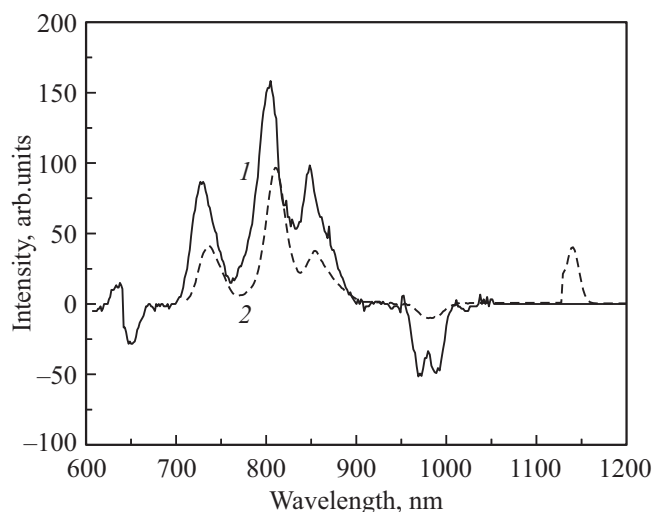


Рис. 5. Модулированный излучением 1550 nm спектр возбуждения керамики $Y_2O_2S:Er$ в видимой и ИК-областях спектра для линии антистоксовой ФЛ: 1 — 556 nm и 2 — 672 nm при $T = 300$ K.

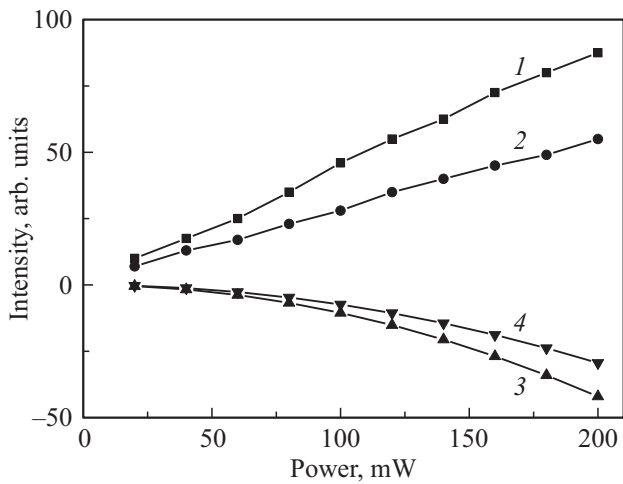


Рис. 6. Зависимость интенсивности антистоксовой ФЛ-керамики $Y_2O_3:S:Er$ при двухфотонном возбуждении лазером 1550 nm и излучением: 1 — 840 nm; 2 — 1140 nm; 3 — 970 nm или 4 — 650 nm от мощности последнего. $T = 300 K$.

уровень $^4F_{9/2}$. С другой стороны при длине волны второго фотона 840 nm возбуждается в основном зеленая антистоксовая ФЛ поскольку идет резонансный заброс электронов на уровень $^4S_{3/2}$ (рис. 1). Отрицательные пики 650 и 970 nm (рис. 5) соответствуют двухфотонному возбуждению с основного уровня эрбия с участием фотонов одной и той же указанной длины волны [11,12].

В связи с этим интересно исследование зависимости интенсивности антистоксовой ФЛ в видимой области керамики $Y_2O_3:S:Er$ (1 ат.%) при [Сдвухфотонном возбуждении лазером 1550 nm и излучением 840 (1), 1140 (2), 970 (3) и 650 nm (4) лампы накаливания от мощности последнего (рис. 6). Дело в том, что от мощности лазера накачки 1550 nm антистоксовая люминесценция зависит линейно для всех пиков на рис. 5 при регистрации на частоте модуляции этого лазера. Но если на рис. 6 для длин волны второго фотона 840 nm (кривая 1) и 1140 nm (кривая 2) зависимость интенсивности антистоксовой люминесценции от мощности сигнальных фотонов линейная, то для этих фотонов с длиной волны 970 (кривая 3) и 650 nm (кривая 4) — квадратичная. Вообще, все положительные пики модулированного возбуждения (рис. 5) имеют линейную, а отрицательные — квадратичную зависимость интенсивности от мощности источника второго ИК-фотона (лампы накаливания).

Для объяснения полученных зависимостей интенсивности антистоксовой ФЛ, рассмотрим двухфотонное последовательное поглощение фотонов 1550 nm (с интенсивностью P_{12}) и 840 nm (с интенсивностью P_{23}) в трехуровневой системе $^4I_{15/2}$ (уровень-1), $^4I_{13/2}$ (уровень-2) и $^4S_{3/2}$ (уровень-3) иона эрбия (рис. 1). В простейшем приближении для малых мощностей ИК-излучения заселенности электронами основного (N_1) и двух возбужденных (N_2 и N_3) состояний связаны следующим образом с

интенсивностями накачки

$$N_2/\tau_2 = \alpha^* N_1^* P_{12} \quad \text{или} \quad N_2 = \alpha^* N_1^* P_{12}^* \tau_2, \quad (1)$$

$$N_3/\tau_3 = \beta^* N_2^* P_{23} \quad \text{или} \quad N_3 = \beta^* N_2^* P_{23}^* \tau_3, \quad (2)$$

где: $\alpha \propto 1/\tau_{21}^r$ и $\beta \propto 1/\tau_{32}^r$ — коэффициенты пропорциональности, равные вероятности соответствующих оптических излучательных переходов электронов, а τ_2 и τ_3 — постоянные времени жизни возбужденных уровней, которые зависят от времени жизни излучательных и безызлучательных переходов: $1/\tau_2 = 1/\tau_{21}^r + 1/\tau_{21}^{nr}$ и $1/\tau_3 = 1/\tau_{31}^r + 1/\tau_{31}^{nr} + 1/\tau_{32}^r + 1/\tau_{32}^{nr}$. Следовательно, чем больше времена жизни метастабильных состояний 2 и 3 ионов эрбия, тем выше населенность этих энергетических уровней при ИК-накачке. Таким образом, число заброшенных светом электронов с нижнего уровня равно числу рекомбинирующих носителей и населенность самого верхнего уровня-3 следующим образом зависит от мощности ИК-источников

$$N_3 \propto 1/\tau_{32}^{r*} 1/\tau_{21}^{r*} N_1^* P_{12}^* P_{23}^* \tau_3. \quad (3)$$

Но это и есть зависимость интенсивности антистоксовой ФЛ, которая в нашем случае $\propto N_3/\tau_{31}^r$. Для увеличения ее интенсивности надо не только повышать концентрацию примеси N_1 и интенсивности ИК-фотонов, но и использовать метастабильные возбужденные уровни эрбия с минимальной безызлучательной рекомбинацией или большими τ_{21}^{nr} , τ_{31}^{nr} и τ_{32}^{nr} . Это достижимо в материалах кристаллической матрицы с малой энергией оптических фононов, отвечающих за безызлучательную рекомбинацию этого типа.

Из зависимости интенсивности антистоксовой ФЛ (3) видно, что при визуализации ИК-света при поглощении двух одинаковых фотонов слабой мощности имеем квадратичную зависимость от интенсивности падающего света и слабое видимое излучение. Чтобы повысить квантовый выход видимой люминесценции лучше использовать два разных ИК-луча — мощную накачку лазером 1550 nm (с интенсивностью P_{12}) и слабый сигнальный свет 840 nm (с интенсивностью P_{23}). В этом случае видимое свечение будет интенсивнее и линейно зависеть от мощности детектируемого ИК-света. Интересно, что для сред с малой безызлучательной рекомбинацией $\tau_2 = \tau_{21}^r$ (с малой энергией фонона или низкой температурой) вероятность антистоксовой люминесценции не зависит от времени жизни возбужденных состояний (3) и эффект может быть сильным даже для короткоживущих уровней энергии-2, но все процессы происходят в более тонком поверхностном слое. Его также можно усилить, используя накачку через более поглощающий уровень $^4I_{11/2}$ с последующей быстрой рекомбинацией на уровень $^4I_{13/2}$.

4. Заключение

Методом твердофазного синтеза в атмосфере серы из оксидов редкоземельных элементов получены

порошкообразные люминофоры состава $Y_{1.99}Er_{0.01}O_2S$. Проведен анализ спектров поглощения, возбуждения и фотолюминесценции данного соединения при стоксовом и антистоксовом механизме возбуждения. Показано, что антистоксовая люминесценция оксосульфида иттрия, легированного эрбием, имеет большую интенсивность при разной энергии фотонов инфракрасной подсветки и для больших концентраций РЗИ. Методом оптической модуляции люминесценции определены резонансные длины волн ИК-фотонов и механизмы энергетических переходов внутри ионов эрбия (рис. 1) для двухфотонного возбуждения видимого свечения керамики $Y_{1.99}Er_{0.01}O_2S$.

Что касается модуляции оптических свойств кристаллов, то использование лазера накачки для заселения метастабильных электронных уровней существенно изменяет электронную подсистему примесных атомов. Это изменение гораздо больше, чем при возмущении волновых функций электрона нерезонансным электрическим, магнитным или акустическим полем в методах электро-, магнито- и акустомодуляции. Поэтому методика фотооптической модуляции поглощения, преломления или люминесценции кристаллов гораздо перспективней для создания твердотельных ИК-визоров и переключающих устройств различного типа.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00706-22-00.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R. Brede, E. Neumann, J. Koetke, T. Danger, G. Huber, B. Chai. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2030 (1993).
- [2] F. Auzel. *Chem. Rev.* **104**, 139 (2004).
- [3] L.A. Bausa, G. Lifante, E. Daran, P.L. Pernas. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3242 (1996).
- [4] P. Rogin, J. Hulliger. *J. Cryst. Growth* **172**, 200 (1997).
- [5] С.Х. Батыгов, Л.А. Кулевский, А.М. Прохоров, А.Д. Савельев, В.В. Смирнов, В.В. Осико. *Квант. Электроника* **1**, 2633 (1974).
- [6] Д.Н. Каримов, О.Н. Комарькова, Н.И. Сорокин, В.А. Бежанов, С.П. Чернов, П.А. Попов, Б.П. Соболев. *Кристаллография* **55**, 556 (2010).
- [7] А.М. Прохоров. *Справочник по лазерам. Сов. радио, М.* (1978). Т. 2, 503 с.
- [8] P.L. Boulanger, J.L. Doualan, S. Girard, J. Margerie, R. Moncorge. *Phys. Rev. B* **60**, 11380 (1999).
- [9] R. Brede, E. Neumann, J. Koetke, T. Danger, G. Huber. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2030 (1993).
- [10] J. Koetke, G. Huber. *Appl. Phys. B* **61**, 151 (1995).
- [11] А.Н. Грузинцев. *Неорган. материалы* **56**, 7, 801 (2020).
- [12] А.Н. Грузинцев, Д.Н. Каримов. *ФТТ* **59**, 1, 116 (2017).

Редактор Ю.Э. Китаев