

размагниченном состоянии – то есть непосредственно после закалки и отпуска. Должна быть обеспечена и стабильность напряженности H_m намагничивающего поля.

Выводы. Анализом зависимостей M_r сталей от температуры T_0 отпуска установлено явление многократного расширения диапазона возможного изменения M_r сталей при структурных изменениях в них по мере снижения H_m по сравнению с диапазоном возможного изменения M_{rs} сталей при тех же структурных изменениях. Это соответствует физике перемагничивания ферромагнитного материала в слабых магнитных полях. На основе использования этого явления даны рекомендации по использованию остаточной намагниченности M_r сталей на частных петлях магнитного гистерезиса для магнитного структурного анализа.

1. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические

применения / С. Тикадзуми // М.: Мир, 1987. – 419 с.

2. Сандомирский, С. Г. Расчет и анализ размагничивающего фактора ферромагнитных тел / С.Г. Сандомирский // Мн.: Беларуская навука, 2015. – 244 с.
3. Сандомирский, С. Г. Анализ структурной и фазовой чувствительности коэрцитивной силы частных петель гистерезиса сталей / С.Г. Сандомирский // Металлы. 2014. № 4. С.37 – 43.
4. Сандомирский, С.Г. Анализ влияния режимов термической обработки сталей на их остаточную намагниченность на частных петлях магнитного гистерезиса / С.Г. Сандомирский // Сталь. 2016. № 4. С.55 – 59.
5. Бида, Г.В. Магнитные свойства термообработанных сталей / Г.В. Бида, А.П. Ничипурк // Екатеринбург: УрО РАН, 2005. – 218 с

УДК 621.373.826

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВЫХ БОРАТОВ С ИОНАМИ Yb^{3+} И Er^{3+}

Свибович И.В.¹, Курильчик С.В.¹, Горбаченя К.Н.¹, Кисель В.Э.¹,
Напрасников Д.А.², Мальцев В.В.², Леонюк Н.И.², Кулешов Н.В.¹

¹Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Москва, Россия

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию новых материалов, соактивированных ионами Er^{3+} и Yb^{3+} , для использования в качестве активных сред твердотельных лазеров спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм. Излучение в этой области является относительно безопасным для зрения, соответствует области минимальной материальной дисперсии и минимальных потерь в кварцевых волокнах (так называемое, «третье информационное окно»). Перспективными средами для таких лазеров являются новые стеклокристаллические композиты, сочетающие в себе свойства кристаллов и стекол.

В данной работе исследовались спектроскопические свойства новых стеклокристаллических композитов на основе кристалла иттрий-алюминиевого бората – $YAl_3(BO_3)_4$ – с ионами эрбия (Er^{3+}) и иттербия (Yb^{3+}). Образцы для исследования были получены из монокристаллов путем их размалывания, добавления стеклообразующего компонента (оксида бора) и высокотемпературного прокаливания.

Измерение спектров поглощения для образца с содержанием Er $0.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и Yb $5.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ производилось на двухлучевом спектрофотометре CARY 5000 для спектральных областей, соответствующих энергетическому переходу ионов иттербия $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ (рис. 1) и эрбия $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ (рис. 2).

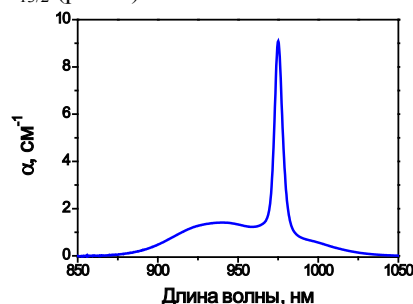


Рисунок 1 – Спектр коэффициента поглощения образца с содержанием Er $0.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и Yb $5.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области 850-1050 нм

Измерение спектров люминесценции в области 1400-1690 нм производилось по методу синхронного детектирования при возбуждении

на длине волны 976 нм. Результат изменения предствлен на рис. 3.

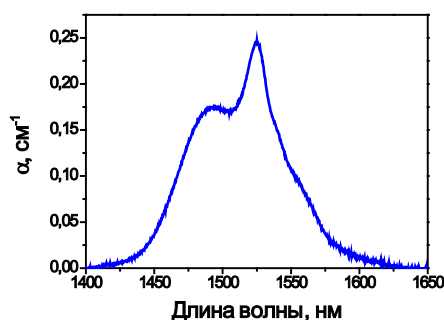


Рисунок 2 – Спектр коэффициента поглощения образца с содержанием Er $0.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и Yb $5.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области 1400-1650 нм

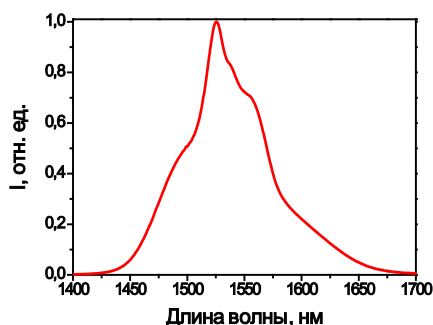


Рисунок 3 – Спектр интенсивности люминесценции образца с содержанием Er $0.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и Yb $5.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области 1400-1700 нм

Измерения временных характеристик люминесценции проводились для четырех образцов с различной концентрацией примесных ионов (см. таблицу 1). Измерения проводились по методу, позволяющему минимизировать влияние перепоглощения излучения люминесценции (повторного поглощения испущенных фотонов) из-за перекрытия спектров поглощения и люминесценции в квазитрехуровневых средах [1, 2].

Таблица 1. Концентрации примесных ионов в исследуемых образцах

| № образца | $N_{Yb}, \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ | $N_{Er}, \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ |
|-----------|--|--|
| 1 | 1,06 | - |
| 2 | 5,8 | 1,06 |
| 3 | 5,8 | 2,11 |
| 4 | 5,8 | 4,23 |

Кинетики затухания с уровня ${}^2F_{5/2}$ иона Yb^{3+} (переход ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) в образцах измерялись при возбуждении на длине волны 976 нм. Регистрация сигнала люминесценции производилась с помощью германиевого фотодетектора на длине волны 1080 нм. Для образца №1, активированного лишь ионами Yb^{3+} , кинетики люминесценции затухали по моноэкспоненциальному закону и хорошо аппроксимировались экспоненциальной функцией (см. рисунок 4).

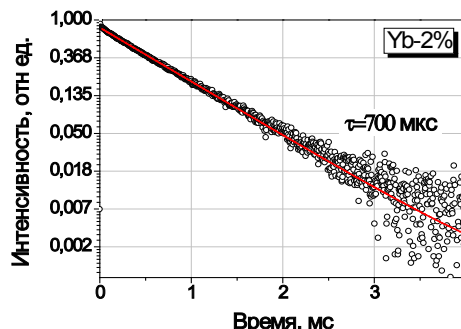


Рисунок 4 – Кинетики затухания люминесценции образца стеклокристаллического композита №1 в суспензии при максимальном разбавлении

При увеличении объема глицерина в суспензии постоянная времени затухания кинетики уменьшалась и выходила на близкое к стационарному значению при объеме глицерина более 0,8 мл. Это свидетельствует о том, что влияние перепоглощения излучения становилось не значительным. Полученное время жизни уровня ${}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} в образце стеклокристаллического композита на основе иттрий-алюминиевого бората, легированного только ионами иттербия, составило 700 мкс.

Для образцов стеклокристаллических композитов №2-4, соактивированных ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , время затухания люминесценции на длине волны 1080 нм также уменьшалось при увеличении объема глицерина. Были получены следующие результаты: для образца №2 время жизни составило 144 мкс; для образца №3 – 67.5 мкс; для образца №4 – 30 мкс.

Для соактивированных образцов сигнал люминесценции характеризовался профилем затухания, отличным от экспоненциального. Время жизни уровня ${}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} в данном случае рассчитывалось по формуле [3]:

$$\tau_{уср} = \frac{\int_0^{\infty} t I(t) dt}{\int_0^{\infty} I(t) dt} \quad (1)$$

Величина эффективности переноса энергии в соактивированных образцах рассчитывалась по формуле:

$$\eta_{Yb \rightarrow Er} = 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \quad (2)$$

Люминесценция соактивированных образцов на длине волны 1570 нм, которая соответствует энергетическому переходу ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} затухала по одноэкспоненциальному закону для всех трех образцов (№2-4) и не изменялась при добавлении глицерина. Время затухания люминесценции ионов Er^{3+} сокращалось при увеличении содержания эрбия с 410 до 300 мкс, что, по всей вероятности, обусловлено влиянием концентрационного

тушения. Наиболее близким к радиационному времени жизни уровня $^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} в стеклокристаллических композитах будет время затухания, измеренное в низко концентрированном образце №2, которое составило 410 мкс.

Полученные результаты по временам затухания люминесценции для всех исследованных образцов, а также рассчитанные значения эффективности переноса энергии представлены в таблице 2.

Таблица 2. Времена затухания люминесценции с уровня $^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} и эффективности переноса энергии в исследуемых образцах

| № образца | τ_{Yb} | $\eta_{Yb \rightarrow Er}$, % |
|-----------|-------------|--------------------------------|
| 1 | 700 | |
| 2 | 144 | 79 |
| 3 | 67,5 | 90 |
| 4 | 30 | 96 |

Таким образом, в данной работе измерены спектры поглощения, люминесценции и кинетики затухания люминесценции образцов стеклокристаллических композитов на основе иттрий-алюминиевого бората, активированного

ионами Yb^{3+} , и соактивированного ионами Er^{3+} и Yb^{3+} с различной концентрацией, определено время жизни уровня $^2F_{5/2}$ ионов иттербия в исследуемом материале. Для соактивированных образцов рассчитаны значения эффективности переноса энергии от ионов иттербия к ионам эрбия.

1. Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal $KYb(WO_4)_2$ / M.C. Pujol [et al] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65, №16. – P. 165121-165131.
2. Sumida, D.S. Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media / D.S. Sumida, T.Y. Fan // Opt. Lett. – 1994. – Vol.19. – P.1343-1345.
3. Степанов, Б.И. Введение в теорию люминесценции / Б.И. Степанов, В.П. Грибковский – Мн.: изд-во АН БССР, 1963. – 443 с.
4. Energy-transfer studies and efficient cw laser operation of a cw Er,Yb:YCOB laser at 1.5-1.6 μm / P. Burns [et al.] // Proc. SPIE. / SPIE. – Bellingham, 2003. – Vol. 4968. – P. 79-86.

УДК: 621.373:535

ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Свирина Л.П.

Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

Целью данной работы является теоретическое исследование фазовых характеристик четырехчастотного кольцевого газового лазера (ЧКГЛ) с эллиптическими состояниями поляризации генерируемых волн в условиях нестационарной генерации.

Уравнения генерации для интенсивностей $I_{1,2}^{\pm}$ и разностей фаз $\Psi_{1,2} = \Psi_{1,2}^+ - \Psi_{1,2}^-$ встречных волн с произвольными состояниями поляризации выведены на основе матричного формализма в [1]. Эллиптические состояния поляризации создаются при помещении в резонатор ЧКГЛ линейной фазовой пластинки и оптического вращателя. Матрицы Джонса такого резонатора для встречных направлений (\pm) имеют вид:

$$\hat{M}^{\pm} = \begin{pmatrix} e^{i\nu} & 0 \\ 0 & e^{-i\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix}, \hat{M}^- = \tilde{\hat{M}}^+ \quad (1)$$

где ν и ϕ - величина линейной и циркулярной фазовой анизотропии, $\tilde{}$ означает транспонирование. Собственные значения матриц \hat{M}^{\pm} и разность частот однонаправленных волн определяются как:

$$\lambda_{1,2}^{\pm} = \cos 2\psi \cos 2\phi \pm \sqrt{\cos^2 2\psi \cos^2 2\phi - 1}, \quad (2)$$

$$\omega_{c1}^{\pm} - \omega_{c2}^{\pm} = 2 \arccos(\cos 2\psi \cos 2\phi) c/L,$$

а состояния поляризации мод резонатора задаются соотношениями:

$$\gamma_{1M}^+ = 1/2 \arctg\{-tg\phi\}, sh 2\beta_{1M}^+ = -\sin \phi ctg \psi, \quad (3)$$

$$\gamma_{1M}^+ - \gamma_{2M}^+ = \pi/2, \xi_{2M}^+ = -\xi_{1M}^+, \quad (4)$$

$$\gamma_{1M,2M}^- = \gamma_{1M,2M}^+, \xi_{1M,2M}^- = -\xi_{1M,2M}^+.$$

Здесь γ - азимут, $\xi = th 2\beta$ - эллиптичность, знаки \pm отнесены к встречным направлениям распространения волн, цифры 1,2 обозначают номер резонаторной моды. Как следует из (3) (4), однонаправленные волны поляризованы ортогонально, а встречные волны, соответствующие одинаковым модам резонатора, - неортогонально: их азимуты одинаковы, а эллиптичности противоположны по знаку.

Для рассматриваемого ЧКГЛ характерно наличие большого числа экспериментально регулируемых параметров, поэтому вначале на основе численного интегрирования уравнений генерации при параметрах резонатора и активной среды, типичных для He-Ne ($\lambda = 1.15$ мкм)