

## ВЕРИФИКАЦИЯ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ ИТТЕРБИЯ И ТУЛИЯ, ПО СТЕПЕНИ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРОТЕКАЮЩИХ АП-КОНВЕРСИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

М. В. Корольков<sup>1</sup>, И. А. Ходасевич<sup>1</sup>, А. С. Пиотух<sup>1</sup>, А. С. Грабчиков<sup>1</sup>,  
Е. В. Колобкова<sup>2</sup>, Туй Ван Нгуен<sup>3</sup>, Д. С. Могилевцев<sup>1\*</sup>

УДК 535.37

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: d.mogilevtsev@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Санкт Петербург, Россия

<sup>3</sup> Институт материаловедения Вьетнамской академии наук и технологий, Ханой, Вьетнам

(Поступила 23 июня 2023)

Исследованы спектры ап-конверсионной люминесценции (АКЛ) фторфосфатных стекол, допированных редкоземельными ионами иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$  с концентрацией 4—10 %) и тулия ( $\text{Tm}^{3+}$  с концентрацией  $10^{-5}$ —3 %) в режиме непрерывного возбуждения с длиной волны 975 нм. Показано, что каждая из наблюдаемых полос АКЛ — результат нескольких процессов, протекающих с различных возбужденных состояний ионов тулия и характеризующихся разной степенью нелинейности по числу поглощенных фотонов, необходимых для возбуждения этих состояний. Проанализировано влияние интенсивности накачки и концентраций допированных ионов на вклады АКЛ, обусловленных процессами возбуждения с разной нелинейностью. Показано, что одновременное формирование нескольких линий в каждой области спектра АКЛ типично для пары ионов иттербия и тулия при небольшой концентрации тулия (доли процента и меньше) и достаточно большой концентрации иттербия (4—10 %). Увеличение концентрации ионов тулия до 3 % при концентрации иттербия 5 % приводит к формированию АКЛ преимущественно в полосе 755—840 нм с максимумом вблизи 793 нм.

**Ключевые слова:** ап-конверсионные процессы, кросс-релаксационный перенос энергии, ап-конверсионная люминесценция, редкоземельный ион, допированный ион, фторфосфатные стекла.

We have investigated up-conversion luminescence spectra of fluorophosphate glasses doped with rare-earth ions  $\text{Yb}^{3+}$  with concentrations from 4 to 10% and  $\text{Tm}^{3+}$  with concentrations from  $10^{-5}$  to 3% CW excited at 975 nm. Observed features of the spectra are the result of several up-conversion processes. Each process corresponds to a different  $\text{Tm}^{3+}$  excited level and possible nonlinearity (i.e., with a different number of absorbed photons per the emitted one). We used our obtained experimental data to analyze an influence of the pumping power and the doping ions concentration on respective contributions of different processes in the luminescence spectra. We showed that simultaneous appearance of several lines in each observed spectral region is typical for smaller concentrations of  $\text{Tm}^{3+}$  (much less than a percent) and larger concentrations of  $\text{Yb}^{3+}$  (4–10 %). Increasing  $\text{Tm}^{3+}$  concentration up to 3% while having 5%  $\text{Yb}^{3+}$  concentration leads to localization of the up-conversion spectrum in 755–840 nm band with a maximum near 793 nm.

**Keywords:** up-conversion process, cross-relaxation energy transfer, up-conversion luminescence, rare-earth ion, doping ion, fluorophosphate glasses.

---

## LINE VERIFICATION IN THE LUMINESCENCE SPECTRA OF FLUOROPHOSPHATE GLASS DOPED WITH YTERBIUM AND THULIUM IONS BY THE POWER OF NONLINEARITY OF UP-CONVERSION PROCESSES

M. V. Korolkov<sup>1</sup>, I. A. Khodasevich<sup>1</sup>, A. S. Piotukh<sup>1</sup>, A. S. Grabtchikov<sup>1</sup>, E. V. Kolobkova<sup>2</sup>, Thuy Van Nguyen<sup>3</sup>, D. S. Mogilevtsev<sup>1\*</sup> (<sup>1</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: d.mogilevtsev@ifanbel.bas-net.by; <sup>2</sup> ITMO University, St. Petersburg, Russia; <sup>3</sup> Institute of Material Sciences, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi Vietnam)

**Введение.** Ап-конверсионные процессы (АКП) в стеклах, кристаллах и других структурах, допированных редкоземельными ионами (РЗИ), представляют большой практический интерес, позволяют преобразовывать энергию ИК-излучения в энергию видимого и УФ-излучения [1—4]. АКП широко используются в лазерной и оптоволоконной технике [5—8], в эффективных фотоэлектрических преобразователях, сенсорах температуры, элементах в устройствах сбора солнечной энергии [9—14]. Существенный прогресс достигнут на основе АКП в оптическом контроле биологических процессов, оптогенетике, методах визуализации в медицине и биологии, т. е. в широком спектре использования “тераностики” [15—17]. В большинстве этих применений АКП реализуются на РЗИ, которые являются основой для современных эффективных оптических твердотельных технологий, включая оптоволоконные системы, оптическую связь и память, наночастицы для диагностики и сверхразрешающей микроскопии и т. п. [1, 9, 18—27]. Перспективной парой РЗИ в отмеченных выше областях применения является донорно-акцепторная пара ионов иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$ ) и тулия ( $\text{Tm}^{3+}$ ), спектроскопические свойства которой интенсивно исследуются (см., например, [1, 3, 5, 28—34]). В данной работе экспериментально изучены спектры ап-конверсионной люминесценции (АКЛ) фторфосфатных стекол, допированных РЗИ иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$  с концентрацией 4—10 %) и тулия ( $\text{Tm}^{3+}$  с концентрацией 10<sup>-5</sup>—3 %), в режиме непрерывного возбуждения.

**Эксперимент.** АКЛ фторфосфатного стекла, допированного РЗИ  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$ , возбуждается непрерывным излучением диодного лазера мощностью до 2 Вт в ИК-диапазоне с  $\lambda_{\text{нак}} \approx 975$  нм. Излучение лазера возбуждает ионы иттербия в образцах фторфосфатного стекла и далее за счет обмена энергией между РЗИ возбуждаются ионы тулия (рис. 1). Излучение АКЛ зарегистрировано спектрометром S-100 (“Солар ЛС”, Беларусь). Такое возбуждение ионов иттербия в ИК-области с последующим достаточно эффективным каскадным АК-возбуждением ионов тулия типично для данной пары ионов и позволяет преобразовывать излучение накачки в АКЛ с фотонностью от шести до двух в областях ~290 нм ( $^1I_6 \rightarrow ^3H_6$ ), ~350—365 нм ( $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$ ,  $^1D_2 \rightarrow ^3H_6$ ), ~450—475 нм ( $^1D_2 \rightarrow ^3H_6$ ,  $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$ ,  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ ), ~655—665 нм ( $^1G_4 \rightarrow ^3F_4$ ,  $^1D_2 \rightarrow ^3H_4$ ), ~777—800 нм ( $^1G_4 \rightarrow ^3H_5$ ,  $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ ) при использовании этой пары РЗИ [34—38].

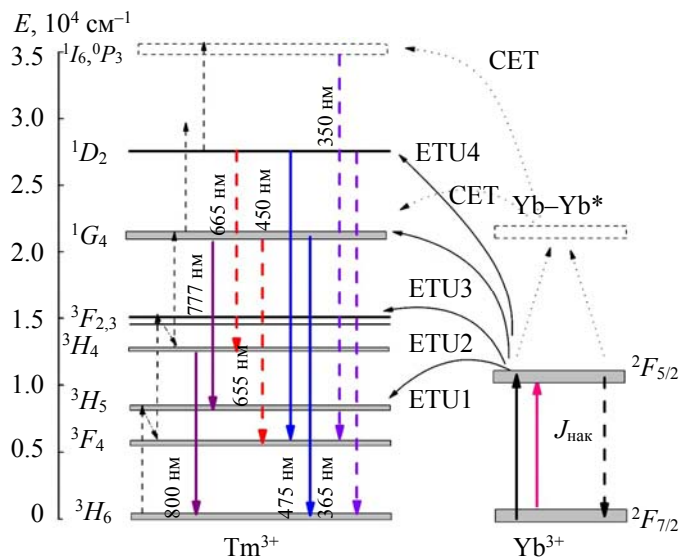
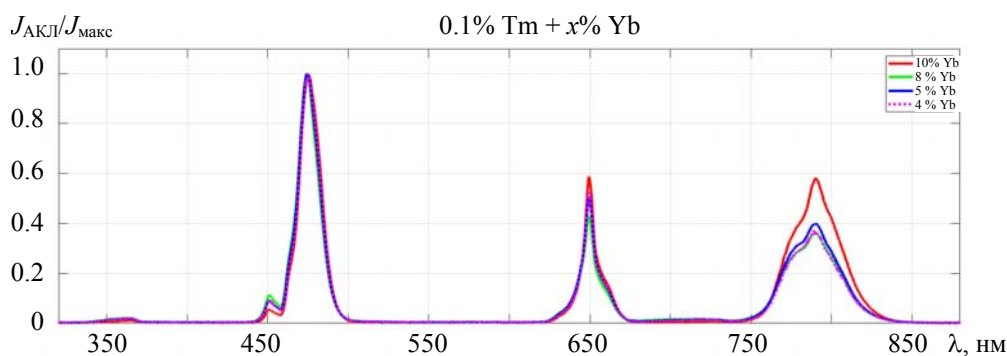
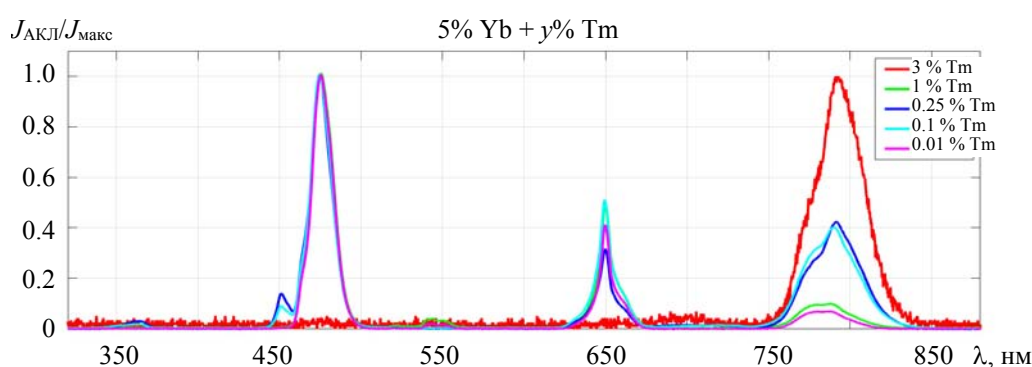


Рис. 1. Схема уровней ионов тулия и иттербия, их возбуждения и люминесценции

**Результаты и их обсуждение.** На рис. 2 и 3 представлены зависимости АКЛ тулия от концентраций иттербия и тулия. Изменение концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$  от 4 до 10 % качественно не влияет на спектры АКЛ в рассматриваемом диапазоне концентраций  $\text{Yb}^{3+}$ . При концентрации ионов  $\text{Tm}^{3+}$  0.1 % для приведенных концентраций ионов  $\text{Yb}^{3+}$  наблюдаются достаточно интенсивные полосы АКЛ вблизи 360, 470, 650 и 790 нм. Отметим, что их относительные интенсивности и форма зависят не только от концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и интенсивности возбуждающего лазерного излучения, но и от геометрии фокусировки и времени экспозиции — они не изменяются в ходе эксперимента. Время экспозиции 7 мс. На рис. 2 спектры АКЛ получены при использовании возбуждающего ионы иттербия лазера мощностью 1109 мВт.


 Рис. 2. Спектр АКЛ ионов  $\text{Tm}^{3+}$  (концентрация 0.1 %) при различных концентрациях ионов  $\text{Yb}^{3+}$ 

 Рис. 3. Спектр АКЛ ионов  $\text{Tm}^{3+}$  при различных концентрациях и фиксированной концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (5 %)

На рис. 3 показано влияние концентрации ионов  $\text{Tm}^{3+}$  при фиксированной концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (5 %). В этом случае качественно выделяется спектр АКЛ ионов  $\text{Tm}^{3+}$ , полученный при их концентрации 3 %, который локализован только в одной из наблюдаемых для других случаев области 790 нм. АКЛ происходит с уровней  $^3H_4$  и  $^1G_4$  — полоса вблизи 800 и 777 нм (рис. 1). Спектры АКЛ получены при мощности возбуждающего лазера 1109 мВт. Отметим, что пути возбуждения высоких уровней ионов  $\text{Tm}^{3+}$  ( $^1G_4$ ,  $^1D_2$ ,  $^0P_3$ ,  $^1I_6$ ) при лазерной накачке ионов  $\text{Yb}^{3+}$  излучением 975 нм активно обсуждаются (см., например, [1, 3, 5, 6, 34—39]). Они могут происходить с определенной иерархией во времени, зависеть от матрицы, в которую внедрены ионы  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ , и расстояния между ионами (определяемой концентрацией ионов и наличием либо отсутствием кластерной структуры). Кроме того, необходимо учитывать влияние перераспределения населенности между уровнями энергии за счет процессов обмена энергией между ионами  $\text{Tm}^{3+}$  [40—45] и прямое поглощение излучения люминесценции ионами  $\text{Tm}^{3+}$ , находящимися в возбужденных состояниях. За счет этого может осуществляться более эффективное возбуждение высоких состояний  $^1G_4$ ,  $^1D_2$ ,  $^0P_3$ ,  $^1I_6$ . Эти процессы значительно усложняют временную динамику АКП и могут существенно отличаться от простого каскадного (ступенчатого) процесса возбуждения. Анализ нелинейности этих процессов позволяет существенно дополнить понимание особенностей АКЛ [46, 47], поэтому наряду с более детальным рассмотрением спектров АКЛ отдельных полос проводим анализ нелинейности АКП.

На рис. 4, а, в, д и ж представлены четыре основных фрагмента видимой части спектра АКЛ фторфосфатного стекла, допированного РЗИ  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  с концентрациями 0.1 и 10 %. На каждом фрагменте видны как минимум две перекрывающиеся компоненты спектра АКЛ, которые могут соответствовать процессам с разной степенью нелинейности. Степень нелинейности устанавливается при анализе зависимостей интенсивности АКЛ от мощности лазера, возбуждающего ионы  $\text{Yb}^{3+}$ . Эти зависимости представлены на рис. 4, б, г, е и з в виде стандартных зависимостей логарифма интенсивности АКЛ от логарифма мощности накачки [46], т. е. степень нелинейности определяется как  $n = \text{Log}(J_{2,\text{AKL}}(J_{\text{нак2}}) - J_{1,\text{AKL}}(J_{\text{нак1}})) / \text{Log}(J_{\text{нак2}} - J_{\text{нак1}})$ , что характеризует наклон кривых и минимальное количество фотонов, необходимых для возбуждения данного АКП [46].

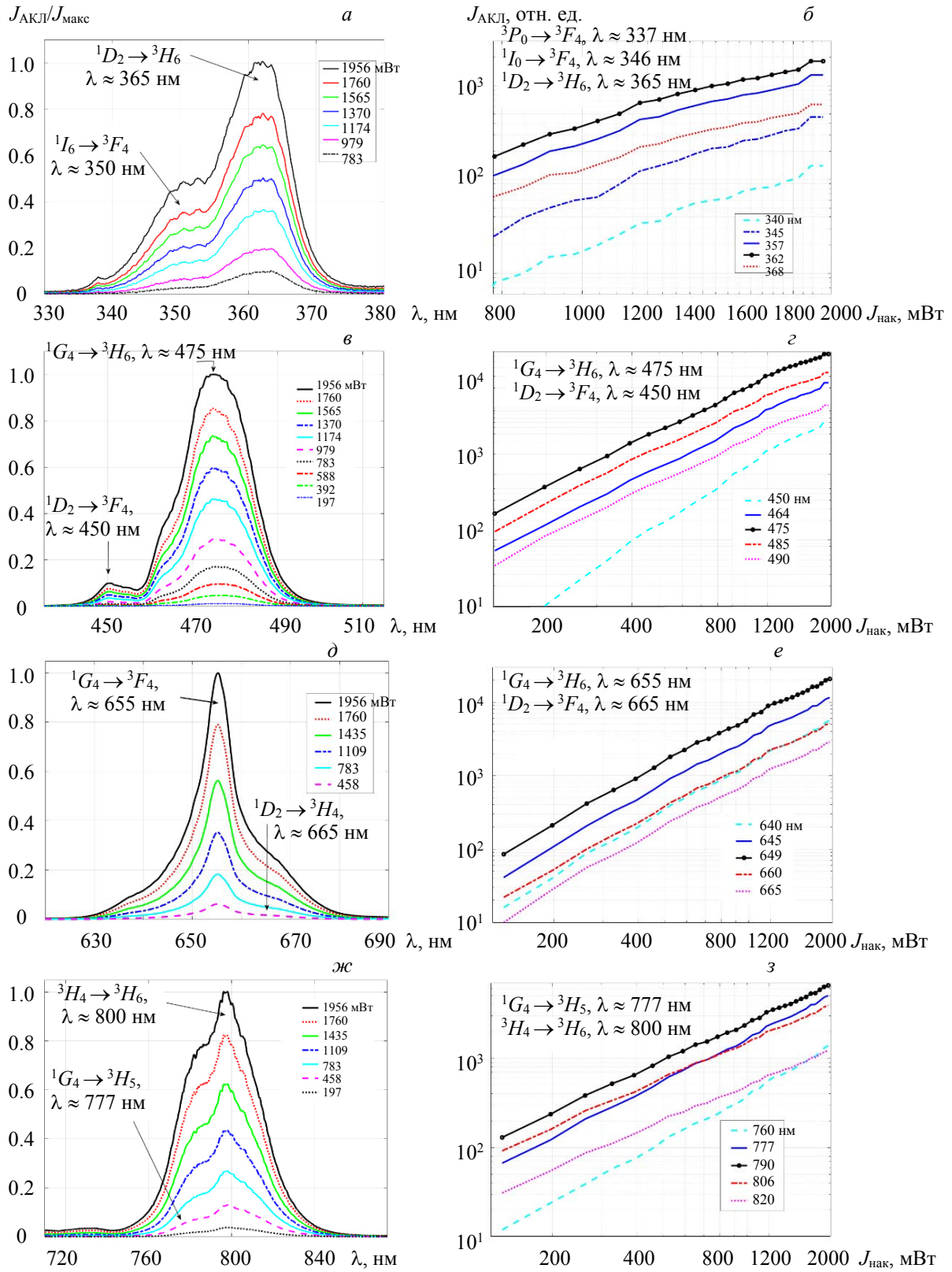


Рис. 4. Зависимости АКЛ ионов  $\text{Tm}^{3+}$  от мощности возбуждающего ионы  $\text{Yb}^{3+}$  излучения ( $J_{\text{нак}}$ ) в разных частотных диапазонах ( $\lambda_{\text{АКЛ}}$ )

В спектре АКЛ в области 330—360 нм (рис. 4, *a*) можно выделить две перекрывающиеся полосы, которые соответствуют переходам  $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$  и  $^1D_2 \rightarrow ^3H_6$  (рис. 1). Вблизи 338 нм наблюдаются, по видимому, следы АКЛ, соответствующей переходу  $^1P_0 \rightarrow ^3F_4$ , однако этот переход имеет ту же нелинейность, что и  $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$ , и по данному признаку эти линии не выделяются. Отметим, что для возбуждения состояния  $^1I_6$  (и  $^1P_0$ ) необходимо пять фотонов излучения накачки с  $\lambda_{\text{нак}} \approx 975$  нм, а для возбуждения состояния  $^1D_2$  — как минимум четыре фотона. Из рис. 4, *б* видно, что в разных диапазонах интенсивности накачки (от  $J_{\text{нак}1} \approx 800$  мВт до  $J_{\text{нак}2} \approx 1400$  мВт) среднее значение  $n(\lambda = 365$  нм) изменяется от 3.7 до 1.9, при этом  $n(\lambda = 350$  нм) изменяется от 4.6 до 2.4, что коррелирует с [47], где указана возможность уменьшения  $n(\lambda)$  с ростом интенсивности вплоть до единицы. Разница между  $n(\lambda = 365$  нм) и  $n(\lambda = 350$  нм) полностью подтверждает разную нелинейность протекающих процессов АКЛ. Отметим, что  $n(\lambda = 355$  нм) соответствует вкладу обоих переходов в общую люминесценцию на данной длине волны и отношению интенсивностей линий люминесценции  $J_{2,\text{АКЛ}}(\lambda = 355 \text{ нм})/J_{1,\text{АКЛ}}(\lambda = 355 \text{ нм}) \approx 2.3$ , так как  $n(\lambda) = (n(\lambda = 350 \text{ нм})J_{1,\text{АКЛ}} + n(\lambda = 365 \text{ нм})J_{2,\text{АКЛ}})/(n(\lambda = 350 \text{ нм}) - n(\lambda = 365 \text{ нм}))$ . Аналогичный анализ рис. 4, *в* и *г* показывает изменение  $n(\lambda)$  от  $n(\lambda = 450 \text{ нм}) \approx 2.05$  до  $n(\lambda = 475 \text{ нм}) \approx 1.55$  при  $J_{\text{нак}} \approx 1300$  мВт и, соответственно, изменение вкладов переходов  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$  и  $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$  в суммарную АКЛ. Уменьшение мощности накачки также сопровождается ростом  $n(\lambda)$  для каждой длины волны до  $n(\lambda = 450 \text{ нм}) \geq 2.6$  и  $n(\lambda = 475 \text{ нм}) \approx 2.2$  при  $J_{\text{нак}} \approx 200$  мВт.

Анализ рис. 4, *д* и *е* более сложен, так как линии не разделены явно. Отметим, что при малой мощности накачки переход  $^1D_2 \rightarrow ^3H_4$  практически не проявляется, как и линия при  $\lambda \approx 635$  нм. Изменение  $n(\lambda)$  при изменении длины волны можно наблюдать только при существенной мощности лазера накачки. В результате  $n(\lambda)$  существенно изменяется при малой и большой мощности лазера накачки. На рис. 4, *д* наблюдается аналогичная картина по мере изменения интенсивности накачки. При уровне накачки  $J_{\text{нак}} \approx 200$ —400 мВт изменение  $n(\lambda)$  незначительно в области 2.5—2.4, однако при  $J_{\text{нак}} \geq 1300$  мВт  $n(\lambda)$  изменяется от 1.8 до 1.4. В спектре  $\lambda_{\text{АКЛ}} \approx 800$  нм (рис. 4, *ж* и *з*) также наблюдается четкий переход от АКЛ с уровня  $^1G_4$   $n(\lambda = 770 \text{ нм}) \leq 1.9$  к АКЛ с уровня  $^3H_4$   $n(\lambda = 800 \text{ нм}) \approx 1.6$  при  $J_{\text{нак}} \approx 200$ —400 мВт, и от  $n(\lambda = 770 \text{ нм}) \leq 1.5$  к  $n(\lambda = 800 \text{ нм}) \approx 1.2$  при  $J_{\text{нак}} \approx 1300$  мВт. Это иллюстрирует разную степень нелинейности АКЛ на  $\lambda = 777$  ( $^1G_4 \rightarrow ^3H_5$ ) и  $\lambda = 800$  нм ( $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ ), как показано на рис. 1. Наряду с общей тенденцией уменьшения наклона кривых на рис. 4, *б*, *г*, *е* и *з* с ростом мощности накачки (что можно связать с нарастанием вкладов процессов меньшей фотонности, в частности потерь) наблюдается модуляция (нелинейная зависимость) логарифма АКЛ от логарифма мощности накачки. Связываем это с влиянием процессов кросс-релаксационной передачи энергии между ионами тулия [40—45] и с интенсификацией обратной передачи энергии от ионов тулия к ионам иттербия [30, 48].

Существуют и другие процессы, сопутствующие ап-конверсии, изменяющие линейный характер двойной логарифмической зависимости АКЛ от мощности накачки, прежде всего лавинные процессы [2, 6], однако они требуют достаточно высокой концентрации участвующих в АКП ионов. В случае нелинейной связи эффективности каналов ступенчатого возбуждения при изменении мощности накачки также наблюдается “лавиноподобная” зависимость АКЛ от мощности накачки уже и при малой концентрации участвующих в АКП ионов [49], но проявления этих эффектов по логарифмическим зависимостям интенсивностей сложно различать [50]. АКП, протекающие с разной иерархией во времени, а также процесс перепоглощения АКЛ на возбуждение ионов тулия в высокие энергетические состояния [39] влияют на результирующий АКП и могут осложнить анализ нелинейности АКП для идентификации отдельных линий АКЛ.

**Закключение.** Показано, что практически при всех рассматриваемых концентрациях ионов тулия (от  $10^{-5}$  до 2 %) и иттербия (от 4 до 10 %) в исследуемых стеклах ап-конверсионная люминесценция тулия формируется в оптическом диапазоне видимого света в полосах 330—380, 440—500, 635—680 и 720—850 нм за счет конкуренции переходов между различными уровнями  $\text{Tm}^{3+}$ , обусловленными возбуждением вследствие ап-конверсии с различной нелинейностью преобразования лазерного излучения, накачивающего ионы иттербия. Анализ нелинейности ап-конверсионных процессов, формирующих перекрывающиеся спектры, открывает возможности диагностики не только конкурирующих переходов, но и их спектральных особенностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор № Ф22В-008).

- [1] **F. Auzel.** Chem. Rev., **104** (2004) 139—173
- [2] **F. Auzel.** J. Lumin., **223** (2020) 116900
- [3] **J. Wright.** In Chapter Radiationless Processes in Molecules and Condensed Phases, Ed. F. K. Fong, Ser. Topics in Applied Physics, Springer, New York, **15** (1976) 239—295
- [4] **A. Nadort, J. Zhao, E. M. Goldys.** Nanoscale, **8**, N 27 (2016) 13099—13130
- [5] **R. Scheps.** Prog. Quant. Electron., **20** (1996) 271—358
- [6] **M. F. Joubert.** Opt. Mater., **11** (1999) 181—203
- [7] **H. Scheife, G. Huber, E. Heumann, S. Bär.** Opt. Mater., **26**, N 4 (2004) 365—374
- [8] **X. Zhu, N. Peyghambarian.** Adv. Optoelectron. (2010) 501956, doi: 10.1155/2010/501956
- [9] **S. W. Fu, W. Shi, Y. Feng, L. Zhang, Z. Yang, S. Xu, X. Zhu, R. A. Norwood, N. Peyghambarian.** JOSA, **B34**, N 3 (2017) A49—A62
- [10] **J. C. Goldchmidt, S. Fischer.** Adv. Opt. Mater., **3** (2015) 510—535
- [11] **X. Li, F. Zhang, D. Zhao.** Chem. Soc. Rev., **44** (2015) 1346—1378
- [12] **L. Qiu, Y. Yang, G. Dong, D. Xia, M. Li, X. Fan, R. Fan.** Appl. Surface Sci., **448** (2018) 145—153, doi: 10.1016/j.apsusc.2018.04.058
- [13] **J. Zhou, Q. Liu, W. Feng, Y. Sun, F. Li.** Chem. Rev., **115** (2015) 395—465
- [14] **T. F. Schulze, T. W. Schmidt.** Energy Environ. Sci., **8** (2015) 103—125
- [15] **S. Chen, A. Z. Weitemier, X. Zeng, L. He, X. Wang, Y. Tao, A. J. Y. Huang, Y. Hashimoto, M. Kano, H. Iwasaki, L. K. Parajuli, S. Okabe, D. B. Loong Teh, A. H. All, I. Tsutsui-Kimura, K. F. Tanaka, X. Liu, T. J. McHugh.** Science, **359** (2018) 679—684
- [16] **C. Duan, L. Liang, I. Li, R. Zhang, Z. P. Xu.** J. Mater. Chem., B, **6** (2018) 192—209
- [17] **X. Zhu, Q. Su, W. Feng, F. Li.** Chem. Soc. Rev., **46** (2017) 1025—1039
- [18] **Y. Zhou, S.-T. Han, X. Chen, F. Wang, Y.-B. Tang, V. A. L. Roy.** Nature Commun., **5** (2014) 4720
- [19] **B. Zhou, L. Yan, L. Tao, N. Song, M. Wu, T. Wang, Q. Zhang.** Adv. Sci., **5** (2018) 1700667
- [20] **M. Rancic, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, M. J. Sellars.** Nature Phys., **14** (2018) 50—54
- [21] **C. W. Thiel, T. Böttger, R. L. Cone.** J. Lumin., **131** (2011) 353—361
- [22] **F. K. Asadi, S. C. Wein, C. Simon.** Quantum Sci. Technol., **5** (2020) 045015
- [23] **M. Dudek, M. Szalkowski, M. Misiak, M. Ćwierzona, A. Skripka, Z. Korczak, D. Piątkowski, P. Woźniak, R. Lisiecki, P. Goldner, S. Maćkowski, E. M. Chan, P. J. Schuck, A. Bednarkiewicz.** Adv. Opt. Mater. (2022) 2201052, doi: 10.1002/adom.202201052
- [24] **M. Kraft, C. Würth, E. Palo, T. Soukka, U. Resch-Genger.** Methods Appl. Fluores., **7** (2019) 024001
- [25] **Y. Liu, Y. Lu, X. Yang, X. Zheng, S. Wen, F. Wang, X. Vidal, J. Zhao, D. Liu, Z. Zhou, C. Ma, J. Zhou, J. A. Piper, P. Xi, D. Jin.** Nature, **543** (2017) 229—233
- [26] **D. Jin, P. Xi, B. Wang, L. Zhang, J. Enderlein, A. M. van Oijen.** Nature Methods, **15** (2018) 415—423
- [27] **C. Lee, E. Z. Xu, Y. Liu, A. Teitelboim, K. Yao, A. Fernandez-Bravo, A. M. Kotulska, S. H. Nam, Y. D. Suh, A. Bednarkiewicz, B. E. Cohen, E. M. Chan, P. J. Schuck.** Nature, **589** (2021) 230—235
- [28] **J. Li, J. Zhang, Z. Hao, X. Zhang, J. Zhao, Y. Luo.** J. Appl. Phys., **113** (2013) 223507
- [29] **H. Zhang, Y. Li, Y. Lin, Y. Huang, X. Duan.** Nanoscale, **3** (2011) 963—966
- [30] **D. A. Simpson, W. E. K. Gibbs, S. F. Collins, W. Blanc, B. Dussardier, G. Monnom, P. Peterka, G. W. Baxter.** Opt. Express, **16** (2008) 13781—13799
- [31] **F. Güell, R. Solé, J. Gavalda, M. Aguiló, M. Galán, F. Díaz, J. Massons.** Opt. Mater., **30**, N 2 (2007) 222—226
- [32] **A. Pal, A. Dhar, S. Das, K. Annapurna, A. Schwuchow, T. Sun, K. T. V. Grattan, R. Sen.** J. Opt. Soc. Am., **B27**, N 4 (2010) 2714—2720
- [33] **M. Quintanilla, N. O. Núñez, E. Cantelar, M. Ocaña, F. Cussó.** Nanoscale, **3** (2011) 1046—1052
- [34] **E. Kolobkova, A. Grabtchikov, I. Khodasevich.** J. Non-Crystal. Sol. X, **11-12** (2021) 100065
- [35] **A. Strzęp, M. Glowacki, M. Szatko, K. Potrząsaj, R. Lisiecki, W. Ryba-Romanowski.** J. Lumin., **220** (2020) 116962
- [36] **M. A. Noginov, M. Curley, P. Venkateswarlu, A. Williams.** J. Opt. Soc. Am., **B14**, N 8 (1997) 2126—2136
- [37] **X. Chen, Z. Song.** J. Opt. Soc. Am., **B24**, N 4 (2007) 965—971
- [38] **L. Guillemot, P. Loiko, J.-L. Doualan, A. Braud, P. Camy.** Opt. Express, **30**, N 18 (2022) 31669—31684

- [39] **A. V. Mikheev, B. N. Kazakov.** *J. Lumin.*, **205** (2019) 167—178
- [40] **E. Yu. Perlin, A. M. Tkachuk, M.-F. Joubert, R. Moncorge.** *Opt. and Spectr.*, **90**, N 5 (2001) 772—781
- [41] **O. Silvestre, M. C. Pujol, M. Rico, F. Güell, M. Aguiló, F. Díaz.** *Appl. Phys. B*, **87** (2007) 707—716
- [42] **G. Androz, M. Bernier, D. Faucher, R. Vallée.** *Opt. Express*, **16**, N 20 (2008) 16019—16031
- [43] **T. Sun, X. Su, Y. Zhang, H. Zhang, Y. Zheng.** *Appl. Sci.*, **11** (2021) 10386
- [44] **B. P. Kore, A. Kumar, R. E. Kroon, J. J. Terblans, H. C. Swart.** *Opt. Mater.*, **99** (2020) 109511
- [45] **B. M. Walsh, N. P. Barnes, D. J. Reichle, S. Jiang.** *J. Non-Crystal. Sol.*, **352** (2006) 5344—5352
- [46] **M. Pollnau, D. R. Gamelin, S. R. Lüthi, H. U. Güdel.** *Phys. Rev. B*, **61** (2000) 3337—3346
- [47] **J. F. Suyver, A. Aebischer, S. García-Revilla, P. Gerner, H. U. Güdel.** *Phys. Rev. B*, **71** (2005) 125123
- [48] **W. Chang, L. Li, M. Dou, Y. Yan, S. Jiang, Y Pan, M. Cui, Z. Wu, X. Zhou.** *Mater. Res. Bull.*, **112** (2019) 109—114
- [49] **M. V. Korolkov, I. A. Khodasevich, A. S. Grabtchikov, D. Mogilevtsev, E. V. Kolobkova.** *Opt. Lett.*, **44**, N 23 (2019) 5880—5883
- [50] **M. V. Korolkov.** *JOSA B*, **37**, N 11 (2020) 3239—3242