

Роль вынужденного излучения ионов Yb^{3+} в формировании люминесценции твердого раствора $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$

А. В. Михеев^{+*1)}, Б. Н. Казаков*

⁺ Казанский национальный исследовательский технологический университет, 420015 Казань, Россия

* Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2015 г.

После переработки 9 июля 2015 г.

Предложен новый механизм передачи энергии возбуждающего лазерного излучения через подсистему доноров (Yb^{3+}) к акцепторам (Tm^{3+}), вызывающий многофотонные переходы в подсистеме акцепторов. Ключевую роль в нем играет когерентность вынужденного излучения доноров. С помощью математического аппарата теории пуассоновских процессов получена аналитическая зависимость интенсивности ап-конверсионной люминесценции ионов Tm^{3+} ($^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$) в системе $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ от мощности накачки при стационарном возбуждении ИК-излучением лазерного диода на длине волны 934 нм. Она хорошо аппроксимирует экспериментальную зависимость в широком диапазоне мощности (200–1200 мВт), в отличие от известных механизмов. Предложенная модель применима для любой системы, в которой передача энергии излучения накачки к акцепторам происходит через подсистему ионов-доноров.

DOI: 10.7868/S0370274X15170051

1. Ап-конверсионная люминесценция системы $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ изучалась во многих работах [1–4]. В литературе рассматриваются два механизма ап-конверсионной передачи энергии в подобных системах: многокаскадное однофотонное поглощение (МОП) и кооперативная сенсбилизация люминесценции (КСЛ) [5]. Они являются разновидностями многофотонных процессов [6] для случая взаимодействия электромагнитного излучения с одной подсистемой ионов (Tm^{3+}) через другую подсистему ионов (Yb^{3+}). Заселение уровня $^1\text{G}_4$ иона Tm^{3+} в модели МОП представляет собой пятиступенчатый процесс [7–9]: выделяемая при переходе Yb^{3+} ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$) энергия поглощается в трех процессах Tm^{3+} ($^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{H}_5$, $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{F}_{2,3}$, $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{G}_4$), сопровождающихся безызлучательными переходами Tm^{3+} ($^3\text{H}_5 \rightarrow ^3\text{F}_4$, $^3\text{F}_{2,3} \rightarrow ^3\text{H}_4$). В то же время КСЛ вызывает прямой переход Tm^{3+} ($^3\text{H}_6 \rightarrow ^1\text{G}_4$) за счет захвата энергии ионом Tm^{3+} от двух возбужденных ионов Yb^{3+} из его ближайшего окружения.

Нами обнаружены экспериментальные факты, указывающие на важную роль когерентных свойств излучения в формировании люминесценции ионов Tm^{3+} в системе $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$: немонотонная зависимость ее интенсивности от мощности накачки и проявление в кинетике люминесценции режима пич-

ковой лазерной генерации [3, 4]. Источником когерентного излучения могут быть только вынужденные переходы ионов Yb^{3+} , поскольку в такой системе ионы Tm^{3+} не взаимодействуют напрямую с излучением накачки. В МОП и КСЛ когерентность вынужденного излучения не учитывается, что не позволяет объяснить указанные экспериментальные факты. Мы предлагаем новый механизм передачи энергии накачки через подсистему доноров (Yb^{3+}) к акцепторам (Tm^{3+}), вызывающий многофотонные переходы акцепторов, ключевую роль в котором играет когерентность вынужденного излучения доноров.

2. Фотон, появляющийся в результате вынужденного перехода донора, когерентен фотону, вызвавшему такой переход. Оба этих фотона образуют группу, которую мы будем называть индуцированной фотонной группой. Количество фотонов в такой группе может быть больше двух: если вынужденный переход донора был вызван одним из фотонов n -фотонной группы, то образуется $(n + 1)$ -фотонная группа.

Поглощение индуцированной фотонной группы (ПИФГ) акцептором возможно, если полная энергия фотонов в группе равна разности энергий между какими-либо двумя уровнями акцептора, а время сохранения когерентности фотонов в группе больше времени передачи энергии от донора к акцептору.

Вероятность перехода акцептора из состояния с энергией E в состояние $E' > E$ за счет поглощения

¹⁾ e-mail: veehima@gmail.com

энергии E_D донора определим по формуле полной вероятности:

$$\text{Pr}(E \rightarrow E') = \sum_{k=0}^{n_c} \text{Pr}(n_D^* = k) \text{Pr}_k(E \rightarrow E'), \quad (1)$$

где n_c и n_D^* – количество катионных позиций и возбужденных доноров в ближайшем окружении акцептора; $\text{Pr}_k(E \rightarrow E')$ – вероятность перехода $E \rightarrow E'$ при условии, что $n_D^* = k$. Здесь и далее мы пользуемся не квантовомеханическим, а статистическим определением вероятности [10].

Вероятность $\text{Pr}(n_D^* = k)$ не зависит от механизма передачи энергии, вызывающего многофотонный переход. Она определяется пространственным распределением доноров и акцепторов, а также интенсивностью излучения накачки. Если выполнение закона сохранения энергии $E' - E = E_D$ приводит к переходу $E \rightarrow E'$ с вероятностью, равной единице, то

$$\text{Pr}_k(E \rightarrow E') = \text{Pr}(E' - E = E_D) \mathbb{1}_{\mathbb{N}_{\geq n}}(k), \quad (2)$$

где n – количество возбужденных доноров, необходимое для реализации механизма передачи энергии, $\mathbb{1}_{\mathbb{N}_{\geq n}}(k)$ – индикаторная функция, $\mathbb{N}_{\geq n}$ – множество натуральных чисел, больших или равных n (для ПИФГ и МОП $n = 1$, а для КСЛ $n \geq 2$).

Значение $\text{Pr}(E' - E = E_D)$ для моделей ПИФГ и КСЛ можно оценить по плотности распределения вероятностей $\varphi_\varepsilon(x)$ безразмерной случайной величины $\varepsilon = (E' - E)/E_D$. Очевидно, что чем больше $\varphi_\varepsilon(1)$, тем чаще выполняется условие $E' - E = E_D$ при взаимодействии возбужденных доноров с акцептором.

Определим $\varphi_\varepsilon(1)$, учитывая, что случайные величины E' , E и E_D независимы и имеют плотности распределения вероятностей $\varphi_{E'}(x)$, $\varphi_E(x)$ и $\varphi_D(x)$:

$$\varphi_\varepsilon(1) = \int_0^{+\infty} \varphi_{E'}(x) \left[\int_0^x y \varphi_E(x-y) \varphi_D(y) dy \right] dx.$$

Рассмотрим переход $\text{Tm}^{3+}({}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^1\text{G}_4)$. В случае ПИФГ он вызван поглощением индуцированной двухфотонной группы. Из тождественности фотонов в этой группе следует $E_D = 2E_{ph}$ и $\varphi_D(x) = \varphi_{ph}(x/2)/2$. Здесь E_{ph} – энергия одного фотона в излучении Yb^{3+} , $\varphi_{ph}(x)$ – плотность распределения вероятностей случайной величины E_{ph} . В КСЛ данный переход связан с передачей иону Tm^{3+} 2 нежестких и некогерентных квантов энергии от возбужденных ионов Yb^{3+} : $E_D = E_{ph}^{(1)} + E_{ph}^{(2)}$, где $E_{ph}^{(j)}$ ($j = 1, 2$) – квант энергии, получаемый ионом Tm^{3+} от иона Yb^{3+} . Случайные величины $E_{ph}^{(j)}$ независимы

и одинаково распределены. Поэтому $\varphi_D(x)$ является сверткой: $\varphi_D(x) = \varphi_{ph}(x) * \varphi_{ph}(x)$.

При пятиступенчатом механизме заселения уровня ${}^1\text{G}_4$ иона Tm^{3+} в системе $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ оценим вероятность $\text{Pr}(E' - E = E_D)$ по совместной плотности распределения вероятностей случайных величин $\varepsilon = (E' - E)/E_D$ (для трех процессов поглощения: ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_5$, ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_{2,3}$, ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^1\text{G}_4$) и $\varepsilon_{\text{vibr}} = (E' - E)/E_{\text{vibr}}$ (для двух безызлучательных процессов: ${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, ${}^3\text{F}_{2,3} \rightarrow {}^3\text{H}_4$). Здесь E_{vibr} – суммарная энергия фононов, образующихся при безызлучательном переходе. Формула для значения $\tilde{\varphi}$ этой совместной плотности распределения вероятностей при всех ее пяти аргументах, равных единице, слишком громоздкая. Поэтому в статье мы ее не приводим.

Числовые значения $\varphi_\varepsilon(1)$ и $\tilde{\varphi}$, найденные с помощью экспериментальных спектров излучения ионов Yb^{3+} и Tm^{3+} , оказались следующими: $\varphi_\varepsilon(1) \approx 6.14$ (ПИФГ), $\varphi_\varepsilon(1) \approx 6.81$ (КСЛ), $\tilde{\varphi} \approx 0.0018$ (МОП). Поскольку $\tilde{\varphi}$ мало, переход $\text{Tm}^{3+}({}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^1\text{G}_4)$ за счет механизма МОП при данных экспериментальных условиях практически невозможен.

Как следует из (1), (2), вероятность перехода $\text{Tm}^{3+}({}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^1\text{G}_4)$ пропорциональна квадрату концентрации возбужденных ионов Yb^{3+} в случае КСЛ и первой степени этой концентрации в случае ПИФГ. В нашем эксперименте концентрация возбужденных ионов Yb^{3+} была меньше 20 ат.%. Поскольку для КСЛ и ПИФГ значения $\varphi_\varepsilon(1)$ практически одинаковы, полная вероятность перехода $\text{Tm}^{3+}({}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^1\text{G}_4)$ за счет ПИФГ будет больше, чем за счет КСЛ.

3. Анализ систем кинетических уравнений, описывающих многофотонные процессы в моделях МОП и КСЛ, показывает, что интенсивность излучения ионов Tm^{3+} в $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ пропорциональна P^n , где P – мощность накачки, а показатель n с ростом P уменьшается от $n = 3$ до $n = 1$ [7, 8, 11].

Мы исследовали зависимость от P интенсивности люминесценции ионов Tm^{3+} на длине волны 475 нм (${}^1\text{G}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$) при стационарной накачке излучением лазерного диода с длиной волны 934 нм в диапазоне мощности 200–1200 мВт по методике [4, 3]. Эта зависимость, в отличие от P^n , оказалась немонотонной: интенсивность увеличивалась с ростом P в диапазоне 200–500 мВт и уменьшалась при $P > 500$ мВт (см. рис. 1).

Для интерпретации полученной зависимости воспользуемся моделью ПИФГ и детально рассмотрим процесс взаимодействия излучения накачки с подсистемой ионов Yb^{3+} .

Стационарный пуассоновский процесс дает наилучшее математическое описание потока фотонов с

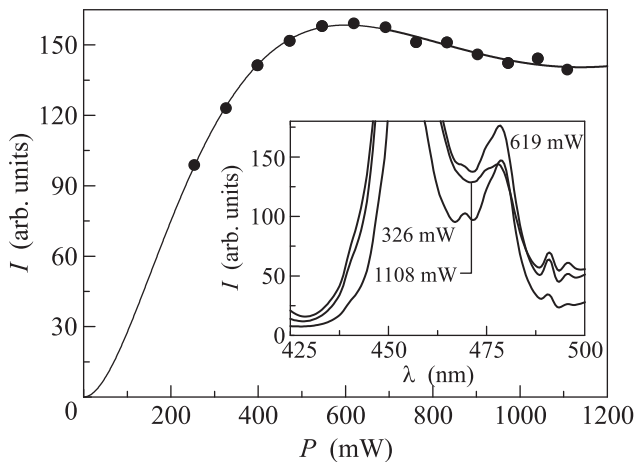


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения ионов Tm^{3+} в твердом растворе $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ на длине волны 475 нм ($^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$) от мощности накачки P : точки – экспериментальные значения интенсивности, сплошная линия – их аппроксимация регрессионной моделью (9), (10), (12). На вставке приведен фрагмент спектра люминесценции ионов Tm^{3+} при различных значениях P

не зависящей от времени интенсивностью α (α – количество фотонов, появляющихся в потоке за единицу времени) [12]. Поэтому монохроматическое излучение накачки, воздействующее на подсистему ионов Yb^{3+} , рассматривалось нами как стационарный пуассоновский поток. Мощность накачки P и интенсивность потока фотонов α связаны между собой соотношением $P = h\nu_1\alpha$, где h – постоянная Планка, ν_1 – частота излучения накачки. Таким образом, задача сводится к нахождению зависимости интенсивности пуассоновского потока фотона, возникающего на переходе $\text{Tm}^{3+}(^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6)$, от P . Для ее решения нами использовались математический язык теории пуассоновских процессов и основные результаты теории массового обслуживания [13].

Пуассоновским потоком является также часть потока фотонов накачки, взаимодействующая с одним ионом Yb^{3+} . Его интенсивность равна $\beta^{(1)}\alpha$, где $\beta^{(1)}$ – вероятность поглощения фотона накачки ионом $\text{Yb}^{3+}(^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2})$. Поскольку переход $\text{Yb}^{3+}(^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2})$ является либо спонтанным, либо вынужденным, при взаимодействии с накачкой ион Yb^{3+} расщепляет поток с интенсивностью $\beta^{(1)}\alpha$ на два пуассоновских потока с интенсивностями

$$\alpha_{11} = \beta^{(1)}\alpha \text{Pr}_{st}(\beta^{(1)}\alpha), \quad \alpha_{12} = \beta^{(1)}\alpha \text{Pr}_{sp}(\beta^{(1)}\alpha),$$

где $\text{Pr}_{sp}(\beta^{(1)}\alpha)$ и $\text{Pr}_{st}(\beta^{(1)}\alpha) = 1 - \text{Pr}_{sp}(\beta^{(1)}\alpha)$ – вероятности спонтанного и вынужденного переходов соответственно. Пуассоновский поток с интенсивно-

стью α_{11} является вынужденным излучением с частотой накачки ν_1 , а поток с интенсивностью α_{12} – спонтанным излучением с частотой ν_2 . Плотность распределения вероятностей случайной величины ν_1 по форме совпадает со спектром излучения накачки. Плотность распределения ν_2 близка по форме к спектру люминесценции ионов Yb^{3+} .

Так же как и поток фотонов накачки, оба вторичных пуассоновских потока вступают во взаимодействие с ионами Yb^{3+} . В результате каждый из них расщепляется на два новых пуассоновских потока (см. рис. 2). Потоки, распространяющиеся на

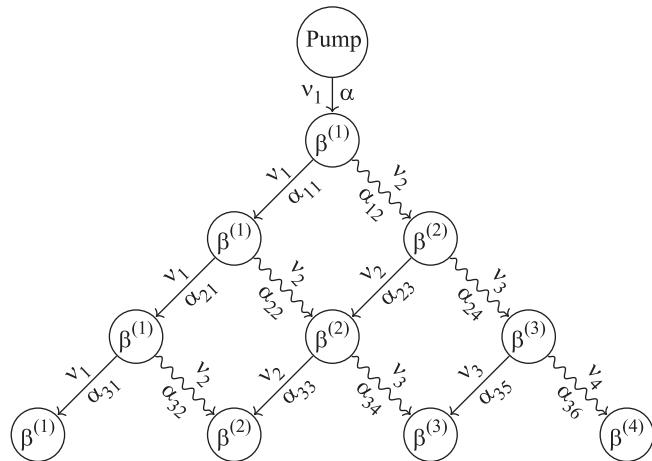


Рис. 2. Ветвящийся процесс формирования вынужденного и спонтанного излучения ионов Yb^{3+} . Прямые стрелки – вынужденные переходы, волнистые – спонтанные

одной частоте, объединяются в единый поток, и их интенсивности суммируются. Этот процесс расщепления и слияния вторичных пуассоновских потоков продолжается и далее. В результате на j -м этапе расщепления на частоте ν_k ($k = 1, j + 1$) формируется вторичный поток с интенсивностью $\alpha_{j,2k-2} + \alpha_{j,2k-1}$:

$$\alpha_{j,2k-2} = \beta^{(k-1)} (\alpha_{j-1,2k-4} + \alpha_{j-1,2k-3}) \times \text{Pr}_{sp} [\beta^{(k-1)} (\alpha_{j-1,2k-4} + \alpha_{j-1,2k-3})], \quad (3)$$

$$\alpha_{j,2k-1} = \beta^{(k)} (\alpha_{j-1,2k-2} + \alpha_{j-1,2k-1}) \times \text{Pr}_{st} [\beta^{(k)} (\alpha_{j-1,2k-2} + \alpha_{j-1,2k-1})]. \quad (4)$$

Здесь $j \in \mathbb{N}_{\geq 1}$, $\alpha_{j0} = \alpha_{j,2j+1} \equiv 0$, $\alpha_{01} \equiv \alpha$, $\beta^{(k)}$ – вероятность того, что фотон с частотой ν_k будет поглощен ионом Yb^{3+} , а ν_k – частота фотона, образовавшегося в результате спонтанного распада иона Yb^{3+} , находившегося в потоке фотонов с частотой ν_{k-1} .

Суперпозицию всех вторичных пуассоновских потоков на частоте ν_k мы будем называть k -й модой из-

лучения Yb^{3+} , имея в виду глубокую аналогию между процессами формирования этих потоков и образованием мод в оптическом резонаторе лазера. Суммарная интенсивность k -й моды равна

$$J_k = \sum_{j=k-1}^{\infty} (\alpha_{j,2k-2} + \alpha_{j,2k-1}), \quad k \in \mathbb{N}_{\geq 1}. \quad (5)$$

Входящие в (3), (4) вероятности спонтанного и вынужденного переходов иона Yb^{3+} найдем, опираясь на то, что интервал времени τ_p между двумя последовательными событиями в пуассоновском потоке имеет показательное распределение вероятности с параметром, равным интенсивности потока [13]. Если ион $\text{Yb}^{3+}(^2\text{F}_{5/2})$ взаимодействует с потоком фотонов интенсивности $\tilde{\alpha}$, то очевидно, что

$$\text{Pr}_{sp}(\tilde{\alpha}) \equiv \text{Pr}(\tau_{\text{Yb}}^{(sp)} < \tau_p) = \int_0^{+\infty} \varphi_{\text{Yb}}^{(sp)}(x) \exp(-\tilde{\alpha}x) dx,$$

где $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ – время жизни иона $\text{Yb}^{3+}(^2\text{F}_{5/2})$, а $\varphi_{\text{Yb}}^{(sp)}(x)$ – плотность распределения вероятностей $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$.

В модели ПИФГ подсистема ионов Tm^{3+} взаимодействует только с вынужденным излучением ионов Yb^{3+} . Интенсивность индуцированной составляющей k -й моды, как следует из (3)–(5), равна

$$J_k^{(st)} = \sum_{j=k}^{\infty} \alpha_{j,2k-1}. \quad (6)$$

Учитывая, что с ионами Tm^{3+} взаимодействуют только те фотоны, которые не были поглощены подсистемой ионов Yb^{3+} , находим выражение для интенсивности потока вынужденного излучения k -й моды, воздействующего на отдельный ион Tm^{3+} :

$$\tilde{\alpha}_k = (1 - N_{\text{Yb}}\beta^{(k)}) \gamma^{(k)} J_k^{(st)}. \quad (7)$$

Здесь N_{Yb} – количество ионов Yb^{3+} , вовлеченных в процессы, изображенные на рис. 2; $1 - N_{\text{Yb}}\beta^{(k)}$ – вероятность того, что фотон k -й моды не был поглощен ионами Yb^{3+} ; $\gamma^{(k)}$ – вероятность поглощения ионом Tm^{3+} двухфотонной группы с частотой ν_k на переходе $^3\text{H}_6 \rightarrow ^1\text{G}_4$ ($\gamma^{(k)} \propto \varphi_\varepsilon(1)$ при $k \geq 2$).

Ион $\text{Tm}^{3+}(^1\text{G}_4)$, находясь в потоке фотонов интенсивности $\tilde{\alpha}_k$, совершает либо спонтанный переход в одно из нижележащих состояний с вероятностью $\text{Pr}'_{sp}(\tilde{\alpha}_k)$, либо вынужденный переход $^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ с вероятностью $\text{Pr}'_{st}(\tilde{\alpha}_k) = 1 - \text{Pr}'_{sp}(\tilde{\alpha}_k)$. Интенсивность излучательных переходов $^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ равна

$$J_{\text{Tm}} = \sum_{k=1}^{\infty} \tilde{\alpha}_k [\eta_{sp} \text{Pr}'_{sp}(\tilde{\alpha}_k) + \eta_{st} \text{Pr}'_{st}(\tilde{\alpha}_k)]. \quad (8)$$

Здесь $\eta_{sp}(\eta_{st})$ – доля спонтанных (вынужденных) переходов $^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ среди всех возможных переходов с уровня $^1\text{G}_4$ в нижележащие состояния, а $\text{Pr}'_{sp}(\tilde{\alpha}_k)$ вычисляется так же, как $\text{Pr}_{sp}(\tilde{\alpha})$ для ионов Yb^{3+} .

Экспериментально определяемая интенсивность излучения ионов Tm^{3+} (переход $^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$) пропорциональна величине J_{Tm} . Таким образом, формула (8) дает зависимость этой интенсивности от мощности накачки в модели ПИФГ.

Анализ формул (3), (4) и (6), (7) показывает, что интенсивность $\tilde{\alpha}_k$ быстро убывает с ростом номера моды k , а $\alpha_{j,2k-1}$ – с ростом номера j . Это позволяет ограничиться в (6) только первым слагаемым, а в (8) – двумя первыми. Вероятности спонтанных и вынужденных переходов можно разложить в степенные ряды, оставив в них только наиболее значимые члены. В результате этих упрощений получается следующая зависимость J_{Tm} от мощности накачки $P = h\nu_1\alpha$, которую мы использовали в качестве регрессионной модели при аппроксимации экспериментальных данных:

$$J_{\text{Tm}} \approx b_0 [f_{st}(P) + b_1 f_{st}^2(P) + b_2 f_{sp}^2(P)], \quad (9)$$

$$f_{st(sp)}(P) = P \text{Pr}_{st(sp)} \left(\frac{\beta^{(1)} P}{h\nu_1} \right). \quad (10)$$

Связь параметров регрессионной модели b_0 , b_1 , b_2 с параметрами $\beta^{(1)}$ ($\beta^{(2)}$), $\gamma^{(1)}$ ($\gamma^{(2)}$), η_{sp} (η_{st}) и т.д. представляет собой довольно громоздкие формулы, которые мы не приводим.

Зависимость от мощности накачки вероятности спонтанного перехода иона Yb^{3+} в основное состояние может быть найдена, если известна плотность распределения вероятностей $\varphi_{\text{Yb}}^{(sp)}(x)$. Величина $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ не будет иметь показательное распределение, поскольку в подсистеме ионов Yb^{3+} протекают интенсивные процессы безызлучательной передачи энергии. Действительно, $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ можно интерпретировать как интервал времени между моментом поглощения фотона каким-либо ионом Yb^{3+} и моментом высвечивания принесенной этим фотоном энергии в виде люминесцентного фотона. Предположим, что за время $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ ионы Yb^{3+} успевают $s - 1$ раз безызлучательным образом обменяться этой энергией. Тогда $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)} = \tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_s$, т.е. $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ является суммой интервалов времени между последовательными моментами передачи энергии. Если $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_s$ – независимые случайные величины с одним и тем же показательным распределением, то $\tau_{\text{Yb}}^{(sp)}$ будет иметь гамма-распределение [10]:

$$\varphi_{\text{Yb}}^{(sp)}(x) = \frac{x^{s-1}}{\tau^s \Gamma(s)} \exp(-x/\tau), \quad x \geq 0. \quad (11)$$

Здесь $s\tau$ – среднее время жизни иона $\text{Yb}^{3+}(^2\text{F}_{5/2})$.

Из формулы для $\text{Pr}_{sp}(\tilde{\alpha})$ и (11) следует, что

$$\text{Pr}_{sp} \left(\frac{\beta^{(1)}P}{h\nu_1} \right) = 1/(1 + b_3P)^s, \quad b_3 = \frac{\beta^{(1)}\tau}{h\nu_1}. \quad (12)$$

Полученные нами экспериментальные результаты прекрасно согласуются с регрессионной моделью (9), (10), (12), следующей из механизма ПИФГ (см. рис. 1). Значения параметров модели были подобраны нами методом наибольшего косинуса [14]:

$$b_0 = 0.0586 \text{ пр.е.}; \quad b_1 = 0.404 \text{ Вт}^{-1}; \\ b_2 = 67.744 \text{ Вт}^{-1}; \quad b_3 = 0.0288 \text{ Вт}^{-1}; \quad s = 69.97.$$

Значение параметра s указывает на то, что в безызлучательную миграцию энергии вовлечено большое количество ионов Yb^{3+} . Можно предположить, что ионы Yb^{3+} , участвующие в ап-конверсионной передаче энергии излучения накачки к некоторому иону Tm^{3+} , образуют вокруг него «объемный резонатор». При этом вторичные пуассоновские потоки, формируемые ионами Yb^{3+} на частотах ν_k , представляют собой моды этого «резонатора», с которыми и взаимодействует ион Tm^{3+} (см. рис. 2 и формулы (3)–(6)). Судя по значению s , «объемный резонатор» занимает в пространстве не более десяти первых катионных координационных сфер, окружающих ион Tm^{3+} .

4. Процессы формирования вторичных световых потоков, изображенные на рис. 2, протекают и тогда, когда накачка является нестационарным пуассоновским потоком. В этом случае, например при коротком импульсном воздействии на систему $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$, спонтанно возникающая интерференция вторичных потоков может привести к проявлению в кинетике люминесценции режима пиковой лазерной генерации. В дальнейшем мы планируем применить модель ПИФГ к исследованию кинетики люминесценции системы $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$.

Достоинством нашей модели является ее применимость для расчета зависимости интенсивности ап-конверсионной люминесценции от мощности накачки на любом многофотонном переходе ионов-акцепторов и в любой системе, в которой передача энергии излучения накачки к акцепторам происхо-

дит через подсистему ионов-доноров. Более того, метод расчета может быть использован даже в моделях МОП и КСЛ.

Работа выполнена частично за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета (договор # 02.А03.21.0002) в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров, и субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части государственного задания в сфере научной деятельности.

1. F. W. Ostermayer, Jr., J. P. van der Ziel, H. M. Marcos, L. G. Van Uitert, and J. E. Geusic, *Phys. Rev. B* **3**(8), 2698 (1971).
2. M. Quintanilla, N. O. Núñez, E. Cantelar, M. Ocaña, and F. Cussó, *J. Appl. Phys.* **113**, 174308 (2013).
3. B. N. Kazakov, V. V. Semashko, A. V. Lovchev, and A. K. Naumov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **560**, 012003 (2014).
4. V. V. Pavlov, B. N. Kazakov, and A. V. Lovchev, *JETP Lett.* **100**(1), 11 (2014).
5. V. V. Ovsyankin and P. P. Feofilov, *JETP Lett.* **4**(11), 471 (1966).
6. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, И. Ш. Авербух, *Многоквантовые процессы*, Энергоатомиздат, М. (1985).
7. G. Wang, W. Qin, L. Wang, G. Wei, P. Zhu, and R. Kim, *Optics Express* **16**(16), 11907 (2008).
8. G. Wang, W. Qin, L. Wang, G. Wei, P. Zhu, D. Zhang, and F. Ding, *J. Rare Earths* **27**(2), 330 (2009).
9. J. S. Zhang, C. Y. Cao, Sh. Zh. Lu, and W. P. Qin, *Phys. Proc.* **13**, 9 (2011).
10. M. H. DeGroot and M. J. Schervish, *Probability and Statistics*, Addison-Wesley, Boston (2012).
11. M. Pollnau, D. R. Gamelin, S. R. Lüthi, H. U. Güdel, and M. P. Hehlen, *Phys. Rev. B* **61**(5), 3337 (2000).
12. B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, Hoboken, N.J (2007).
13. H. Kobayashi, B. L. Mark, and W. Turin, *Probability, Random Processes, and Statistical Analysis*, Cambridge University Press, Cambridge (2012).
14. A. V. Mikheev and B. N. Kazakov, *Comp. Research and Modeling* **6**(1), 57 (2014).