

УДК 621.373.862.038.825.2

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Tm^{3+}

© 2007 г. **Ф.А. Больщиков¹, Ю.К. Воронько², А.В. Попов², П.А. Рябочкина¹,
А.А. Соболев², С.Н. Ушаков², М.Н. Хромов²**

¹ Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

vestnik_nngu@mail.ru

Поступила в редакцию 5.04.2007

На основании результатов анализа спектров поглощения кристаллов КНГГ-Тм, исследованных при $T = 300$ К, определены силы осцилляторов переходов из основного состояния 3H_6 ионов Tm^{3+} на возбужденные мультиплеты: 3F_4 , 3H_5 , 3H_4 , 3F_3 , 3F_2 . В исследованных кристаллах методом Джадда – Офельта определены параметры интенсивности Ω_t ($t = 2, 4, 6$), рассчитаны вероятности излучательных переходов и коэффициенты ветвления люминесценции ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ-Тм.

Введение

Исследованию спектрально-люминесцентных, генерационных свойств, а также процессов кросс-релаксации ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ-Тм посвящены работы [1–5]. Однако до настоящего времени не проводились исследования по определению спектроскопических параметров ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ-Тм: сил осцилляторов, параметров интенсивности, вероятностей переходов, коэффициентов ветвления люминесценции. Для кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната характерно разупорядочение структуры, вследствие чего спектры поглощения и люминесценции ионов Tm^{3+} являются неоднородно уширенными. Однако, как показано в работе [6] при определении спектроскопических параметров редкоземельного иона Nd^{3+} в кристаллах КНГГ-Nd можно пользоваться приближением одного типа квазицентра.

Это приближение было использовано в настоящей работе при расчете методом Джадда – Офельта параметров интенсивности Ω_t ($t = 2, 4, 6$) в кристаллах КНГГ-Тм. С полученными значениями параметров интенсивности рассчитаны вероятности излучательных переходов и коэффициенты ветвления между энергетическими уровнями ионов Tm^{3+} .

Методы исследования

Монокристаллы КНГГ-Тм ($C_{Tm} = 5,31 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$) были выращены методом Чохральского из расплава.

Регистрация спектров поглощения осуществлялась с помощью автоматизированных установок на базе монохроматора МДР-23 и спектрометра СДЛ-1. Источником излучения служила галогенная лампа накаливания. В качестве приемников излучения для соответствующих спектральных интервалов использовались ФЭУ-79, ФЭУ-83, фотосопротивление на основе PbS. Обработка спектров поглощения проводилась на персональном компьютере.

Вероятности радиационного распада возбужденных состояний иона Tm^{3+} в кристалле КНГГ-Тм были рассчитаны с использованием феноменологических параметров интенсивности Джадда–Офельта [7–9]. Феноменологические параметры, необходимые для такого расчета, были получены в соответствии с приведенной ниже методикой.

Согласно теории Джадда–Офельта значение силы осциллятора для перехода $J \rightarrow J'$ определяется выражением:

$$f_{JJ'} = \frac{8\pi^2 mc}{3hn^2 \lambda(2J+1)} [\chi^{ed} s_{JJ'}^{ed} + \chi^{md} s_{JJ'}^{md}], \quad (1)$$

где n – показатель преломления кристалла, h – постоянная Планка, $\chi^{ed} = n(n^2+2)^2/9$, $\chi^{md} = n^3$, $s_{JJ'}^{ed}$ и $s_{JJ'}^{md}$ – силы линий электродипольного и магнитодипольного переходов соответственно. При этом сила линий для электродипольного перехода равна

$$s_{JJ'}^{ed} = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left\langle 4f^N J \left\| U^{(t)} \right\| 4f^N J' \right\rangle^2, \quad (2)$$

где Ω_t ($t = 2, 4, 6$) – параметры интенсивности, $U^{(t)}$ – соответствующие матричные элементы

редуцированных тензорных операторов второго, четвертого и шестого рангов.

Сила линий для магнитодипольного перехода $s_{JJ'}^{md}$ в формуле (1) рассчитывается по формуле

$$s_{JJ'}^{md} = \left(\frac{h}{4\pi mc} \right)^2 \left\langle \left\langle 4f^{NJ} \| L + 2S \| 4f^{NJ'} \right\rangle \right\rangle, \quad (3)$$

где $L+2S$ – магнитодипольный оператор перехода $J \rightarrow J'$.

В силу правил отбора, величина $s_{JJ'}^{md}$ для ионов Tm^{3+} существенна только для полосы поглощения, соответствующей переходу ${}^3H_5 \rightarrow {}^3H_6$. Для остальных переходов значение этой величины обычно мало и нечувствительно к матрице.

С другой стороны значения сил осцилляторов $f_{JJ'}$ межмультиплетных переходов $J \rightarrow J'$ определяются экспериментально для конкретного кристалла по формуле

$$f_{JJ'} = \frac{mc^2}{pe^2 N \bar{I}^2} \int k(I) dI, \quad (4)$$

где $\int k(\lambda) d\lambda$ интегральные коэффициенты поглощения между основным и возбужденными состояниями редкоземельных ионов, m и e – масса и заряд электрона, c – скорость света, $\bar{\lambda}$ – средняя длина волны межмультиплетного перехода $J \rightarrow J'$, N – концентрация ионов активатора.

В настоящей работе при вычислении $f_{JJ'}$ для ионов Tm^{3+} из экспериментально измеренного значения интегрального коэффициента поглощения $\int k(\lambda) d\lambda$ принимались следующие допущения: 1) расчет параметров Джадда–Офельта в исследуемых кристаллах проводился без учета особенностей расщепления уровня 3H_6 , т.е. не учитывалась неравнозаселенность шарковских компонент основного состояния 3H_6 ионов Tm^{3+} ; 2) анализ неоднородно уширенных линий ионов Tm^{3+} в спектре поглощения кристаллов КНГГ–Тм проводился в приближении одного типа квазицентра активатора.

Вероятность $A_{JJ'}$ спонтанного перехода между возбужденным состоянием J и конечным состоянием J' излучательного перехода $J \rightarrow J'$ представляет собой сумму вероятностей электродипольного $A_{JJ'}^{ed}$ и магнитодипольного $A_{JJ'}^{md}$ переходов:

$$A_{JJ'} = A_{JJ'}^{ed} + A_{JJ'}^{md} = \left(\frac{64p^4 e^2}{3h\bar{I}^3 (2J+1)} \right) \left[C^{ed} s_{JJ'}^{ed} + C^{md} s_{JJ'}^{md} \right]. \quad (5)$$

Параметры интенсивности Джадда–Офельта Ω_i , определенные из спектров поглощения, позволяют вычислить значения $A_{JJ'}^{ed}$ между любой парой мультиплетов с помощью формулы (6). Значения силы линий магнитодипольного перехода $s_{JJ'}^{md}$ для соответствующих переходов рассчитывались по формуле (3). Матричные элементы магнитодипольного оператора $L+2S$ перехода $J \rightarrow J'$ вычислялись по формуле

$$\begin{aligned} & \left\langle \left\langle 4f^{NJ} \| L + 2S \| 4f^{NJ'} \right\rangle \right\rangle = \\ & = \frac{(S+L+J+2) \cdot (S+J+1-L)}{4(J+1)} \times \\ & \times \frac{(L+J+1-S) \cdot (S+L-J)}{4(J+1)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициент ветвления люминесценции $b_{JJ'}$ возбужденного состояния J определялся по формуле

$$b_{JJ'} = \frac{A_{JJ'}}{\sum_{J'} A_{JJ'}}. \quad (7)$$

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектры поглощения ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ–Тм, обусловленные переходами с основного состояния 3H_6 на возбужденные мультиплеты 1G_4 , 3F_2 , 3F_3 , 3H_5 , 3H_4 , 3F_4 соответственно. На рис. 1а спектральный контур, выделенный серым цветом, соответствует краю полосы собственного поглощения в кристаллах КНГГ–Тм.

В настоящей работе по формуле (4) были определены экспериментальные значения сил осцилляторов для переходов с уровня 3H_6 на возбужденные мультиплеты 3F_4 , 3H_5 , 3H_4 , 3F_3 , 3F_2 , 1G_4 ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ–Тм.

Затем, приравнивая правые части выражений (1) и (4) с учетом соотношений (2) и (3) и разрешая полученную систему уравнений относительно неизвестных Ω_i , были найдены Ω_i , при которых согласие экспериментальных и теоретических значений сил осцилляторов наилучшее. Для вычислений использовались численные значения матричных элементов

единичных тензоров $U^{(l)}$ для иона Tm^{3+} , которые были взяты из [10] и приведены в табл. 1. Значения n для кристаллов КНГГ-Тм взяты из работы [11].

Экспериментальные и теоретические значения сил осцилляторов для некоторых переходов ионов Tm^{3+} , а также параметры интенсивности Джарда–Оффельта, полученные в результате описанных вычислений для кристаллов КНГГ-Тм, приведены в табл. 2. В табл. 2 также приводятся значения сил осцилляторов и параметров интенсивности (в cm^2) для соответствующих переходов ионов Tm^{3+} в кристаллах ИАГ-Тм, полученные в работах [12, 13]. Из табл. 2 следует, что в большей степени среди параметров интенсивности Ω_i в кристаллах КНГГ-Тм по

сравнению с кристаллами ИАГ-Тм изменяется параметр интенсивности Ω_2 . Факт изменения Ω_2 данного TR^{3+} иона в различных средах и причины, которые к нему приводят, описаны в [7, 9, 14-17]. По имеющимся в литературе данным, изменение параметра Ω_2 связывают с существованием так называемых «сверхчувствительных» переходов. К ним относятся переходы, удовлетворяющие правилам отбора $\Delta J \leq 2$, для которых матричный элемент $U^{(2)}$ отличен от нуля. Для «сверхчувствительных» переходов TR^{3+} иона характерно значительное изменение силы осциллятора от одной среды к другой. Авторы [14] считают, что причиной «сверхчувствительности» может являться значительное увеличение интенсивности

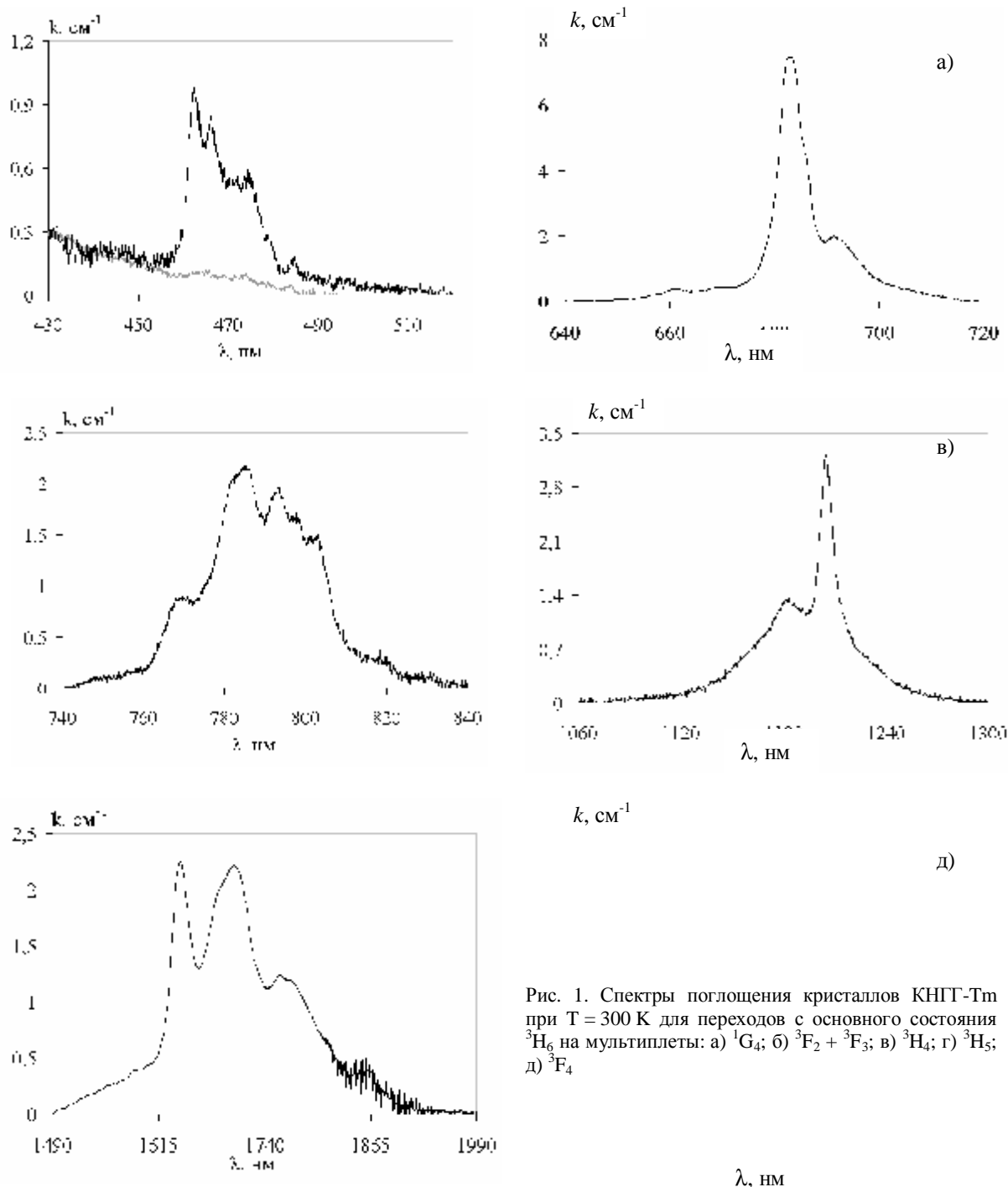


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов КНГГ-Тм при $T = 300$ К для переходов с основного состояния 3H_6 на мультиплеты: а) 1G_4 ; б) ${}^3F_2 + {}^3F_3$; в) 3H_4 ; г) 3H_5 ; д) 3F_4

электро-квадрупольного перехода (названного в среде. В работе [15] сделано предположение, что авторами в силу его особенностей «псевдоквадрупольным»), возникающее причиной «сверхчувствительности» перехода вследствие асимметричного расположения может быть изменение локальной симметрии диполей, индуцирующих электромагнитное поле редко: $k, \text{см}^{-1}$ иона в различных матрицах.

Таблица 1

Матричные элементы единичного тензорного оператора $U^{(0)}$ для Tm^{3+}

SLJ	$S'L'J'$	$[U^{(2)}]^2$	$[U^{(4)}]^2$	$[U^{(6)}]^2$
${}^3\text{H}_6$	${}^3\text{F}_4$	0,5470	0,7355	0,2462
	${}^3\text{H}_5$	0,1073	0,2313	0,6381
	${}^3\text{H}_4$	0,2300	0,1032	0,5880
	${}^3\text{F}_3$	0	0,3162	0,8408
	${}^3\text{F}_2$	0	0	0,2609
	${}^1\text{G}_4$	0,0006	0,0355	0,2082

 $\lambda, \text{нм}$

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические значения сил осцилляций $k, \text{см}^{-1}$

SLJ	$S'L'J'$	КНГГ-Тм			ИАГ-Тм [12]		
		$f_{\text{exp}} \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{cal}} \cdot 10^{-6}$	$ \Delta f \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{exp}} \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{cal}} \cdot 10^{-6}$	$ \Delta f \cdot 10^{-6}$
${}^3\text{H}_6$	${}^3\text{F}_4$	2,42	2,44	0,02	0,99	1,05	0,06
	${}^3\text{H}_5$	1,77	$1,64^{\text{sd}} + 0,14^{\text{md}}$	0,01	0,81	0,97	0,16
	${}^3\text{H}_4$	2,40	2,42	0,02	1,70	1,40	0,30
	${}^3\text{F}_3 + {}^3\text{F}_2$	3,65	3,68	0,03	2,50	2,50	0
	${}^1\text{G}_4$	1,23	0,87	0,36	0,72	0,37	0,35
		RMS $1,30 \cdot 10^{-7}$			RMS $1,6 \cdot 10^{-7}$		
		$\Omega_2 = 2,02 \cdot 10^{-20}$, $\Omega_4 = 1,71 \cdot 10^{-20}$, $\Omega_6 = 0,89 \cdot 10^{-20}$.			$\Omega_2 = (0,90 \pm 0,48) \cdot 10^{-20}$ [12], $\Omega_4 = (0,70 \pm 0,37) \cdot 10^{-20}$ [12], $\Omega_6 = (0,85 \pm 0,14) \cdot 10^{-20}$ [12], $\Omega_2 = 0,7 \cdot 10^{-20}$ [13], $\Omega_4 = 1,2 \cdot 10^{-20}$ [13], $\Omega_6 = 0,5 \cdot 10^{-20}$ [13].		

 $\lambda, \text{нм}$

Таблица 3

Вероятности излучательных переходов $J \rightarrow J'$ ионов Tm^{3+}

Переход $J \rightarrow J'$	$\lambda, \text{нм}$	Вероятность излучательного перехода, с^{-1}		Коэффициент ветвления люминесценции
		A_{calc}	A_{exp}	
${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$	1740	304	302	1
${}^3\text{H}_5 \rightarrow {}^3\text{H}_6$	1180	$365 + 125^{\text{md}}$	392	0,980
${}^3\text{F}_4$	3984	10		0,020
${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$	790	1467	1452	0,878
${}^3\text{F}_4$	1445	137		0,082
${}^3\text{H}_5$	2267	$46 + 22^{\text{md}}$		0,040
${}^3\text{F}_3 \rightarrow {}^3\text{H}_6$	680	3270		0,849
${}^3\text{F}_4$	1144	$84 + 135^{\text{md}}$		0,057
${}^3\text{H}_5$	1605	359		0,093
${}^3\text{H}_4$	5491	5		0,001
${}^3\text{F}_2 \rightarrow {}^3\text{H}_6$	658	909		0,467
${}^3\text{F}_4$	1076	664		0,342
${}^3\text{H}_5$	1473	357		0,184
${}^3\text{H}_4$	4209	14		0,007
${}^3\text{F}_3$	18018	$0 + 0^{\text{md}}$		~0

В рамках данного предположения в [16] объясняется факт значительного увеличения параметра Ω_2 для ионов Nd^{3+} и Pr^{3+} в кристаллах Y_2O_3 по сравнению с кристаллами LaF_3 .

Ранее для кристаллов КНГГ-Ег и ИАГ-Ег [18] нами был получен результат увеличения параметра Ω_2 для кристалла КНГГ-Ег по сравнению с аналогичным параметром в кристаллах ИАГ-Ег. На основании этого было сделано предположение о существовании в кристаллах КНГГ-Ег оптических центров Er^{3+} , имеющих симметрию окружения ниже D_2 . По-видимому, увеличение параметра интенсивности Ω_2 для кристалла КНГГ-Тм, по сравнению с аналогичным параметром в кристаллах ИАГ-Тм также свидетельствует о существовании в кристаллах КНГГ-Тм ионов Tm^{3+} с локальной симметрией окружения, отличной от D_2 . При этом следует обратить внимание на то, что увеличение силы осциллятора для «сверхчувствительного» перехода (${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$), а также параметра интенсивности Ω_2 ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ-Тм по сравнению с кристаллами ИАГ-Тм происходит в меньшей степени, нежели увеличение силы осциллятора для «сверхчувствительного» перехода (${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^2\text{H}_{11/2}$), а также параметра интенсивности Ω_2 ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ-Ег по сравнению с кристаллами ИАГ-Ег. Возможно, это обусловлено тем, что для перехода ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, который является «сверхчувствительным», значение матричного элемента $U^{(4)}$ больше $U^{(2)}$.

Рассчитанные по формуле (6) с учетом (3) и (4) вероятности $A_{JJ'}$ ряда излучательных переходов с возбужденных состояний ионов Tm^{3+} , а также некоторые вероятности, полученные с использованием интегрального поглощения перехода по формуле

$$A_{\text{exp}} = \frac{8pn^2c}{Nl^4} \frac{2J'+1}{2J+1} \int k(I) dI, \quad (8)$$

для исследованных кристаллов КНГГ-Тм, приведены в табл. 3. В нее включены полученные значения коэффициентов ветвления люминесценции $b_{JJ'}$. Из табл. 3 видно, что измеренные и рассчитанные вероятности переходов соответствуют друг другу в пределах погрешности измерений.

Вероятность многофононных внутрицентровых переходов с уровня ${}^3\text{H}_4$ ионов Tm^{3+} определялась по формуле

$$t_{\text{exp}}^{-1} = \sum_{J'} A_{JJ'} + \sum_{J'} w_{JJ'}^m, \quad (9)$$

где τ_{exp} – экспериментально измеренное время жизни J' -го уровня, $w_{JJ'}^m$ – вероятность безызлучательных переходов. Подставляя в (9) экспериментально измеренное значение времени жизни ионов Tm^{3+} на уровне ${}^3\text{H}_4$ ($\tau_{\text{exp}} = 330$ мкс) и вероятность радиационного перехода с уровня ${}^3\text{H}_4$ ($\sum_{J'} A_{JJ'} = 1672 \text{ c}^{-1}$) в КНГГ-Тм получено значение $\sum_{J'} w_{JJ'}^m \approx 1358 \text{ c}^{-1}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-00055а).

Список литературы

1. Воронько, Ю.К. Спектроскопические и генерационные свойства кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Tm^{3+} / Ю.К. Воронько, С.Б. Гессен, Н.А. Еськов, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков, Л.И. Цымбал // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 4. – С. 363.
2. Воронько, Ю.К. Взаимодействие ионов Tm^{3+} в лазерных кристаллах кальций-ниобий-галлиевого и иттрий-алюминиевого гранатов / Ю.К. Воронько, С.Б. Гессен, Н.А. Еськов, А.А. Кирюхин, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, В.М. Татаринцев, С.Н. Ушаков, Л.И. Цымбал // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 11. – С. 1100.
3. Voronko, Yu.K. Calcium niobium gallium and calcium lithium niobium gallium garnets doped with rare earth ions-effective laser media / Yu.K. Voronko, A.A. Sobol, A.Ya. Karasik, N.A. Eskov, P.A. Rabochkina, S.N. Ushakov // Optical Materials. – 2002. – V. 20. – P. 197.
4. Большиков, Ф.А. Моделирование процессов заселения энергетических уровней ионов Тм в кристаллах иттрий-алюминиевого граната и кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Тм в условиях стационарной накачки / Ф.А. Большиков, П.А. Рябочкина, А.В. Попов, С.Н. Ушаков // Оптический журнал. – 2006. – Т. 73, № 1. – С. 61.
5. Tsuboi, T. Optical absorption and emission bands of Tm^{3+} ions in calcium niobium gallium garnet crystal / T. Tsuboi, M. Tanigawa, K. Scimamura // Optics Communications. – 2000. – V. 186. – P. 127–133.
6. Каминский, А.А. Кристаллическая структура и спектрально-люминесцентные свойства катион-дефицитного граната $\text{Ca}_3(\text{NbGa})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}\text{-Nd}^{3+}$ / А.А. Каминский, Е.Л. Белоконова, А.В. Буташин, К. Курбанов, А.А. Маркосян, Б.В. Милль, О.К. Никольская, С.Э. Саркисов // Неорганические материалы. – 1986. – Т. 22, № 7. – С. 1061.
7. Judd, B.R. Optical Absorption Intensities of Rare-Earth Ions / B.R. Judd // Phys. Rev. – 1961. – V. 127, № 3. – P. 750.
8. Ofelt, G.S. Intensities of Crystal Spectra of Rare-Earth Ions / G.S. Ofelt // J. Chem. Phys. – 1962. – V. 37, № 3. – P. 511.

9. Weber, M.J. Probabilities for Radiative and Nonradiative Decay of Er^{3+} in LaF_3 / M.J. Weber // *Phys. Rev.* – 1967. – V. 157, № 2. – P. 262.

10. Carnall, W.T. Spectral Intensities of the Trivalent Lanthanides and Actinides in Solution. I. Pr^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , and Yb^{3+} / W.T. Carnall, P.R. Fields, B.G. Wybourne // *J. Chem Phys.* – V. 42, № 11. – P. 3797.

11. Еськов, Н.А. / Н.А. Еськов, В.В. Осико, А.А. Соболев // *Изв. АН СССР. Неорг. матер.* – 1981. – Т. 14, № 12. – С. 2254.

12. Антипенко, Б.М. Параметры интенсивности для Er^{3+} , Ho^{3+} и Tm^{3+} в кристалле иттрий-алюминиевого граната / Б.М. Антипенко, Ю.В. Томашевич // *Оптика и спектр.* – 1978. – Т. 44, В. 2. – С. 272.

13. Caird, J.A. Characteristics of room-temperature 2,3 μm laser emission from Tm^{3+} in YAG and YAlO_3 / J.A. Caird, L.G. DeShazer, J. Nella // *IEEE J. Quant. Electronics.* – 1975. – QE-11, 874.

14. Jorgensen, C.K. / C.K. Jorgensen, B.R. Judd // *Mol. Phys.* – 1964. – V. 8. – P. 281.

15. Judd, B.R. / B.R. Judd // *J. Chem. Phys.* – 1966. – V. 44. – P. 839.

16. William, F. Krupke Optical Absorption and Fluorescence Intensities in Several Rare-Earth-Doped Y_2O_3 and LnF_3 Singl Crystals / F. William // Phys. Rev. – 1966. – V. 145, № 1. – P. 145.
17. Казанская, Н.А. Вероятности излучательных и безызлучательных переходов для Sm^{3+} , Eu^{3+} , Tb^{3+} и Dy^{3+} в метаноле / Н.А. Казанская // Опт. и спектр. – 1970. – Т. 29. – С. 1100.
18. Малов, А.В. Спектроскопические свойства кристаллов со структурой граната, активированных ионами Er / А.В. Малов, К.Н. Нищев, П.А. Рябочкина, С.Н. Ушаков // Вестник ННГУ. Сер. Физика. – 2006. – В. 1(9). – С. 209–218.

SPECTROSCOPIC PARAMETERS OF Tm-DOPED CALCIUM-NIOBIUM-GALLIUM GARNET CRYSTALS

*F.A. Bolshchikov, Yu.K. Voron'ko, A.V. Popov, P.A. Ryabochkina, A.A. Sobol,
S.N. Ushakov, M.N. Khromov*

Based on analysis of the absorption spectra of Tm-doped calcium-niobium-gallium garnet crystals (CNGG-Tm) at $T=300$ K, we determine the oscillator strengths for transitions between the Tm³⁺ ground-state manifold 3H_6 and the manifolds 3F_4 , 3H_5 , 3H_4 , 3F_3 , and 3F_2 . Within the framework of the Judd-Ofelt theory, we obtained the intensity parameters Ω_t ($t = 2, 4, 6$) for these crystals. These parameters are used to calculate the probabilities of radiative transitions between the energy levels of Tm³⁺ ions in CNGG crystals and the corresponding luminescence branching ratios.