

О ВЛИЯНИИ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ НА ГОЛУБОЕ СВЕЧЕНИЕ КРИСТАЛЛА KGW, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ИНФРАКРАСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

И. А. Ходасевич^{а*}, А. А. Корниенко^б,
Е. Б. Дунина^б, А. С. Грабчиков^а

УДК 535.37:548

^а Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,
220072, Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: i.khodasevich@dragon.bas-net.by

^б Витебский государственный технологический университет, Беларусь;
e-mail: a_a_kornienko@mail.ru

(Поступила 22 июня 2011)

Проанализирована роль ионов допирования Nd^{3+} и Tm^{3+} в возникновении голубого свечения в кристалле KGW при возбуждении инфракрасным излучением. Данные экспериментальных измерений характеристик свечения сопоставлены с теоретическими результатами моделирования спектров испускания ионов допирования. Показано качественное различие расчетного спектра люминесценции Tm^{3+} и наблюдаемого. Данные по коэффициентам ветвления люминесценции с уровня ${}^2P_{1/2}$ ионов Nd^{3+} позволяют сделать вывод о низкой эффективности излучения с этого мультиплета в голубой области спектра.

Ключевые слова: кристалл KGW, апконверсия, голубое свечение, коэффициенты ветвления люминесценции, сила осциллятора.

A role of doping by Nd^{3+} and Tm^{3+} ions in emergent of a blue emission in a KGW crystal when excited by infrared radiation has been analyzed. Experimental measurements of the emission characteristics and theoretical results of modeling emission spectra of the doping ions are compared. A qualitative difference is shown between the calculated Tm^{3+} luminescence spectrum and that observed in the experiment. Data on branching ratios of luminescence from the ${}^2P_{1/2}$ level of the Nd^{3+} ions suggest a low efficiency of emission from this multiplet in the blue spectral region.

Keywords: KGW crystal, upconversion, blue emission, luminescence branching ratios, oscillator strength.

Введение. Кристалл калий-гадолиниевого вольфрамата $KGd(WO_4)_2$ (далее KGW) является перспективным материалом для создания лазерных сред при его активировании ионами редких земель Re^{3+} ($Re = Nd, Pr, Er, Tm, Yb, Ho$) [1—5]. Благодаря комплексам $[WO_6]$ кристалл KGW обладает также сильной кубической нелинейностью $\chi^3 \approx 10^{-21} \text{ м}^2/\text{В}^2$ [1]. Возможность сочетания лазерных и нелинейно-оптических свойств способствовала достаточно широкому применению полностью допированных [6], частично допированных (композитных) [7] и недопированных кристаллов KGW [8] в системах с лазерной генерацией и преобразованием частоты на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР). Особое место среди этих систем занимают лазеры с диодным возбуждением, позволяющие расширить спектральную область имеющихся непрерывных лазерных систем. При работе таких систем в канале генерации активного элемента наблюдается интенсивное голубое свечение, свидетельствующее о возникновении излучательных по-

ABOUT THE INFLUENCE OF DOPING IONS ON BLUE EMISSION IN KGW CRYSTAL EXCITED BY INFRARED LASER RADIATION

I. A. Khodasevich^{а*}, A. A. Kornienko^б, E. B. Dunina^б, and A. S. Grabtchikov^а (^а B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 68 Nezavisimosti Prosp., 220072, Minsk; e-mail: i.khodasevich@dragon.bas-net.by; ^б Vitebsk State Technological University, Belarus; e-mail: a_a_kornienko@mail.ru)

ть. Определение причин его возникновения и факторов, влияющих на развитие, представляет важным как с точки зрения усовершенствования твердотельных лазерных систем, так и для понимания процессов, протекающих в твердых телах при воздействии лазерного излучения.

Насколько нам известно, первое наблюдение голубого свечения описано в работе [9], где высказано предположение о возникновении его по апконверсионному механизму на ионах Nd^{3+} , осуществляемому в результате поглощения из возбужденного состояния $^4F_{5/2}$ в состояние $^2K_{15/2} + ^2D_{3/2}$ с излучательным переходом в основное состояние $^4I_{9/2}$. Однако в литературе отсутствуют данные по коэффициентам ветвления люминесценции с высоколежащих мультиплетов иона Nd^{3+} , что делает окончательную интерпретацию затруднительной. Несколько позднее [10] было высказано предположение о том, что голубое свечение может возникать в результате последовательного поглощения трех фотонов (1 мкм) примесными ионами Tm^{3+} с возбуждением уровня 1G_4 и испусканием в канале $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$. Технология роста используемых в экспериментах кристаллов Nd:KGW и KGW не исключает примеси ионов Tm^{3+} , и их участие в формировании голубого свечения представляется вероятным, но требует уточнения.

Цель данной работы — анализ возможности формирования спектра голубого свечения за счет участия в этом процессе излучательных переходов в ионах Nd^{3+} и Tm^{3+} . Проведено сопоставление данных экспериментальных измерений и теоретического анализа. Представлены результаты экспериментальных измерений спектра голубого свечения кристалла Nd:KGW, оптической регистрации наличия примесей ионов Nd^{3+} в исследуемом “чистом” кристалле KGW. Форма полосы экспериментального спектра сравнивается с результатами моделирования спектров испускания ионов Nd^{3+} и Tm^{3+} . Проанализированы результаты эксперимента по резонансному возбуждению голубого свечения. Выполнен расчет коэффициентов ветвления люминесценции ионов неодима с энергетического уровня $^2P_{1/2}$. На основе полученных коэффициентов ветвления определены наиболее эффективные излучательные каналы с мультиплета $^2P_{1/2}$ и сделан вывод о роли апконверсии на ионах допирования в возникновении голубого свечения.

Эксперимент. Голубое свечение возбуждается в кристаллических элементах на KGW, помещаемых в резонатор лазерной системы, в которой развивается лазерная (1067 нм) и ВКР (1180 нм) генерация. Лазерная система создана на основе кристалла Nd:KGW (концентрация ионов Nd^{3+} 3 ат. %) длиной 40 мм. Резонатор образован входным зеркалом, нанесенным на торец кристалла, с высоким пропусканием для $\lambda = 808$ нм и высоким отражением для диапазона 1000—1200 нм и выходным вогнутым сферическим зеркалом с радиусом кривизны 50 мм и высоким отражением на длинах волн лазерного $R_{1067} = 99.96$ %, а также стокова излучения $R_{1180} = 99.8$ %. Для наблюдения голубого свечения в недопированном кристалле длина резонатора увеличивалась до 57 мм и в него перед выходным зеркалом помещался кристалл KGW длиной 4 мм. В качестве накачки использовалось квазинепрерывное излучение диодного лазера ML151 (Milon, Россия) с длиной волны 808 нм, длительностью импульсов 10 мс и частотой их следования 10 Гц. Излучение диодного лазера накачки фокусировалось в кристалле в пятно диаметром ~ 150 мкм.

Спектр голубого свечения измерялся спектрометром DM160/MS3504i (“Солар ТИИ”, Беларусь) с охлаждаемой жидким азотом CCD-камерой Spec-10:256E (Roper Scientific, США) в 90° -геометрии. При этом излучение из канала генерации лазера фокусировалось на входную щель спектрометра и разлагалось в спектр на решетке 2400 штр/мм, обеспечивающей спектральное разрешение ~ 30 пм. Спектры испускания кристаллов Nd:KGW и KGW в диапазоне 700—1100 нм при возбуждении излучением диодного лазера с длиной волны 808 нм регистрировались спектрометром S100 (“Солар ЛС”, Беларусь).

Исследование спектра свечения кристалла Nd:KGW в области 460—490 нм также проводилось при возбуждении в полосу поглощения ионов Nd^{3+} ($\lambda = 434$ нм) излучением второй гармоники перестраиваемой импульсной (10 нс, 10 Гц) лазерной системы на сапфире с титаном (Ti:Sa) CF131M (“Солар ТИИ”, Беларусь). Длина волны возбуждения изменялась поворотом голографического селектора лазера и контролировалась откалиброванным по длине волны спектрометром PSI-line SL40 (“Солар ТИИ”, Беларусь).

Результаты и их обсуждение. При работе в квазинепрерывном режиме диодно-накачиваемого Nd:KGW-лазера с ВКР-самопреобразованием в канале генерации кроме лазерного и сто-

ксова излучения возникает голубое свечение. Экспериментально зарегистрированный спектр этого свечения представлен на рис. 1. Как видно, спектр имеет хорошо структурированную форму с максимумами около 474.1, 475.7, 476.9 и 478.9 нм. Полуширина спектра около 8 нм. С изменением уровня возбуждения форма спектра практически неизменна. Полосу люминесценции, расположенную в узком диапазоне длин волн, могут создавать переходы из возбужденного мультиплета с малым кристаллическим расщеплением, не перекрывающегося с другими мультиплетами. Поэтому для иона Nd^{3+} это могут быть переходы с мультиплета $^2P_{1/2}$ на штарковские компоненты мультиплетов $^4I_{11/2}$ или $^4I_{9/2}$ (см. рис. 2, а).

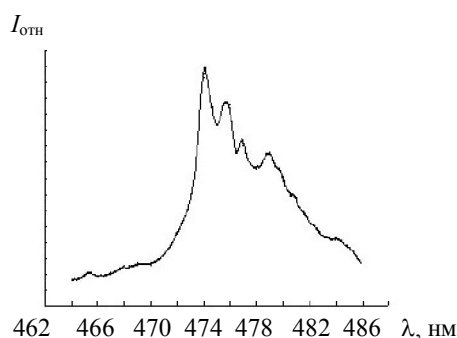


Рис. 1. Спектр голубого свечения кристалла Nd:KGW с концентрацией ионов Nd^{3+} 3 ат. %

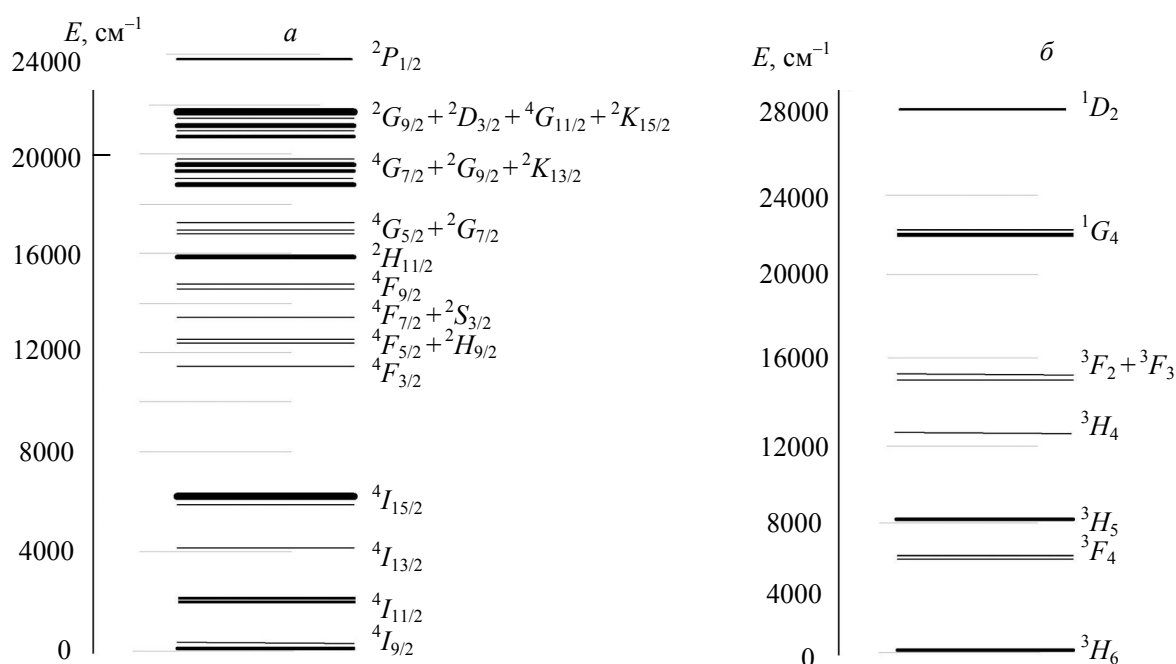


Рис. 2. Схема энергетических уровней мультиплетов ионов Nd^{3+} (а) и Tm^{3+} (б)

Однако при размещении в резонаторе дополнительного “чистого” кристалла KGW, в котором не было осуществлено специальное допирование ионами Nd^{3+} , оказалось, что и в нем наблюдается трек голубого свечения. Для проверки наличия в этом кристалле примесей ионов Nd^{3+} выполнено сравнительное измерение спектров испускания кристалла Nd:KGW с известной концентрацией ионов Nd^{3+} (3 %) и кристалла KGW при возбуждении излучением с длиной волны 808 нм, попадающей в полосу поглощения ионов Nd^{3+} (рис. 3). Видно, что при возбуждении “чистого” кристалла KGW в спектре наблюдаются пики, соответствующие излучательным переходам иона Nd^{3+} : $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ и $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. По нашим оценкам, концентрация ионов Nd^{3+} в рассматриваемом кристалле KGW составила <0.02 ат. %. В то же время возбуждение на $\lambda = 808$ нм

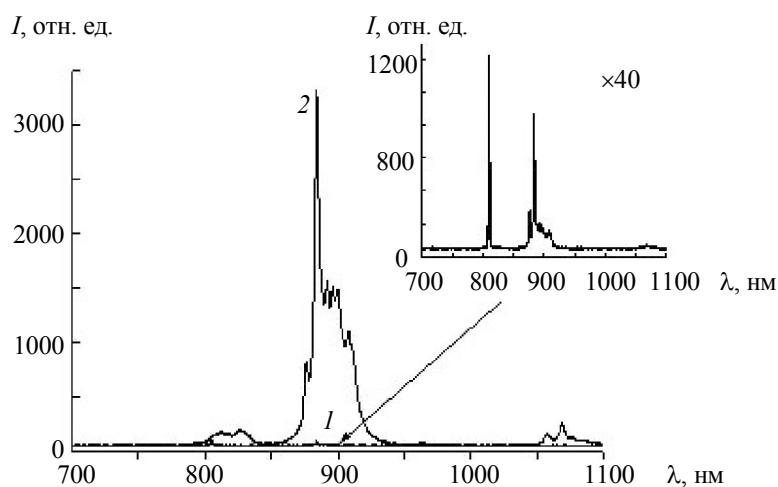


Рис. 3. Спектр испускания кристаллов KGW (1) и Nd:KGW (2) при возбуждении излучением диодного лазера с длиной волны 808 нм; на вставке — спектр испускания кристалла KGW в увеличенном масштабе. Линия на 808 нм соответствует рассеянному излучению диодного лазера

попадает в край самого сильного пика поглощения ионов Tm^{3+} с максимумом на 800 нм (при этом может возбуждаться резонансная люминесценция (${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$) и около 1900 нм (${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$)). Используемые в эксперименте приемники имеют рабочий спектральный диапазон только до 1100 нм, а резонансная люминесценция ионов Tm^{3+} в области 800 нм перекрывается с низкоинтенсивной полосой люминесценции ионов Nd^{3+} . Поэтому данный метод, определяющий наличие примесных ионов Nd^{3+} в “чистом” кристалле KGW, не позволяет сделать заключение об участии примесей ионов Tm^{3+} [10] в формировании голубого свечения.

Другим способом определения влияния ионов Nd^{3+} и Tm^{3+} на формирование голубого свечения стало сравнение формы экспериментального спектра с расчетной формой полосы люминесценции в области 460—490 нм, испускаемой ионами Nd^{3+} и Tm^{3+} . Выполнено компьютерное моделирование формы полосы люминесценции, которая аппроксимировалась гистограммой. Для ее построения рассматривались все излучательные переходы с длинами волн в интересующем интервале, вероятности межмультиплетных переходов, учитывался температурный фактор в заселении исходного уровня и предполагалось, что интенсивность излучения прямо пропорциональна числу переходов. Результаты моделирования представлены на рис. 4. Как видно, формы полос

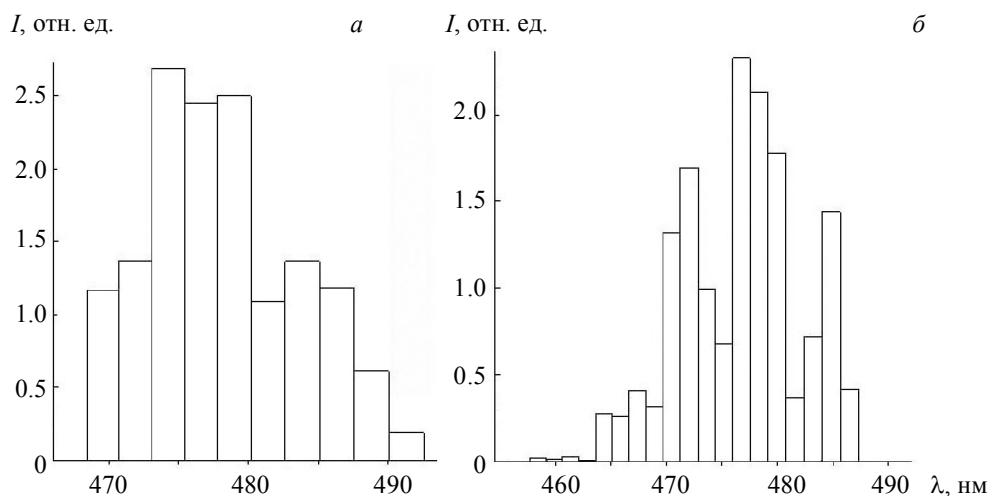


Рис. 4. Вычисленная форма полосы голубой люминесценции кристаллов Nd:KGW (а) и Tm:LiYF₄ (б)

люминесценции, испускаемой ионами Nd^{3+} и Tm^{3+} , существенно различаются. При этом гистограмма полосы люминесценции иона Nd^{3+} (рис. 4, а) качественно согласуется с формой экспериментального спектра. Расчетная полоса люминесценции иона Tm^{3+} (рис. 4, б) имеет коронообразную форму с тремя выраженными пиками, совпадает со спектром, наблюдаемым для иона Tm^{3+} в YLiF_4 [11], и хорошо согласуется со спектром для иона Tm^{3+} в KGW [12]. По нашему мнению, сравнение формы расчетной и экспериментальной полос люминесценции показывает, что наблюдаемое в Nd:KGW голубое свечение не может быть обусловлено ионами Tm^{3+} . Кроме того, предположение подтверждается исследованием голубой люминесценции Tm:KGW [5], согласно которому заселение мультиплета 1G_4 происходит эффективнее путем безызлучательного перехода с более высокоэнергетичного мультиплета $^1D_2 \rightarrow ^1G_4$. Заселение 1D_2 в нашем случае может быть осуществлено при одновременном поглощении одним ионом Tm^{3+} трех лазерных фотонов с длиной волны 1067 нм, но тогда наблюдалось бы испускание в областях 366 нм ($^1D_2 \rightarrow ^3H_6$) и 454 нм ($^1D_2 \rightarrow ^3F_4$) (см. рис. 2, б). Однако его зарегистрировать не удалось, что также подтверждает наше предположение.

Качественное совпадение формы спектра голубого свечения, зарегистрированного в эксперименте, с расчетной гистограммой полосы люминесценции стимулировало более подробный анализ возможного участия испускания ионов Nd^{3+} в формировании этой полосы. Для проверки вклада мультиплета $^2P_{1/2}$ иона неодима в формировании голубого свечения выполнен эксперимент по резонансному возбуждению в полосу поглощения иона Nd^{3+} с максимумом 434 нм, соответствующую этому мультиплету. Излучение второй гармоники Ti:Sa -лазера, перестраиваемое в диапазоне 430—440 нм, фокусировалось в боковую поверхность лазерного кристалла Nd:KGW . Наблюдение полученных спектров испускания проводилось в области голубого свечения. Исследования показали, что при возбуждении вблизи $\lambda = 436.3$ нм имеет место резонансное усиление линии 474.5 нм. Результаты представлены на рис. 5. Видно, что максимумы интенсивности испускания наблюдаются при $\lambda = 474.1, 475.4, 477.3$ и 478.9 нм и в пределах погрешности измерений совпадают с максимумами спектра голубого свечения (см. рис. 1). Согласно [13], мультиплет $^2P_{1/2}$ имеет энергии 23055 см^{-1} , штарковские компоненты мультиплета $^4I_{11/2}$ — энергии $1960, 2020, 2105$ и 2172 см^{-1} , которые соответствуют длинам волн $474.0, 475.4, 477.3, 478.9$ нм. При излучательном переходе на штарковские компоненты основного мультиплета $^4I_{9/2}$ с энергиями $0, 102, 150, 295$ и 340 см^{-1} наблюдалось бы испускание с длинами волн $433.7, 435.7, 436.6, 439.4$ и 440.2 нм. Регистрируемые длины волн резонансно возбуждаемой люминесценции практически совпадают с длинами волн перехода $^2P_{1/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. Однако чтобы сделать определенный вывод о роли иона Nd^{3+} в формировании голубого свечения (согласно компьютерному моделированию только переходы с $^2P_{1/2}$ способны создавать необходимую форму полосы люминесценции (рис. 4, а)), нужно определить эффективность различных каналов люминесценции с этого мультиплета.

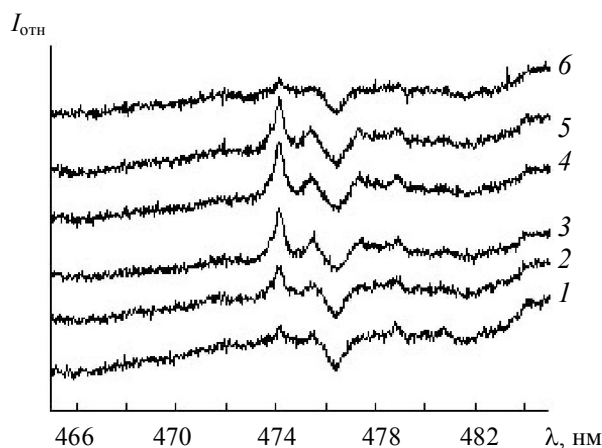


Рис. 5. Спектр резонансной люминесценции кристалла Nd:KGW при возбуждении излучением в диапазоне 435—438 нм: $\lambda = 435.40$ (1), 435.97 (2), 436.15 (3), 436.25 (4), 436.50 (5) и 437.10 нм (6)

Заключение о наиболее эффективном канале люминесценции можно сделать на основе коэффициентов ветвления $\beta_{JJ'}$ [14], для оценки которых обычно используют выражение

$$\beta_{JJ'} = \tau_J A_{JJ'},$$

где τ_J — время жизни возбужденного мультиплета: $\tau_J = 1/\sum_{J'} A_{JJ'}$. Вероятности спонтанных переходов можно оценить по формуле

$$A_{JJ'} = \frac{8\pi^2 e^2 n^2 \bar{\sigma}^2}{mc} f_{JJ'},$$

где e — заряд электрона; n — показатель преломления среды; $\bar{\sigma}$ — среднее волновое число, см^{-1} ; m — масса электрона; c — скорость света. Силу осцилляторов $f_{JJ'}$ абсорбционных переходов можно рассчитать из экспериментальных данных, а для излучательных переходов вычислить:

$$f_{JJ'} = \frac{8\pi^2 mc \bar{\sigma}}{3(2J+1)he^2} \left[\frac{(n^2+2)^2}{9n} S_{JJ'}^{\text{ED}} + n S_{JJ'}^{\text{MD}} \right],$$

где $S_{JJ'}^{\text{MD}}$ — сила линии магнитных дипольных переходов, выражение для которой хорошо известно [14]. Сила линии электрических дипольных переходов $S_{JJ'}^{\text{ED}}$ существенно зависит от структуры и свойств лигандов ближайшего окружения, и для ее оценки используют различные приближения. Самым простым является приближение Джадда—Офельта [13, 15]:

$$S_{JJ'}^{\text{ED}} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2. \quad (1)$$

Здесь Ω_k — параметры интенсивности, которые обычно определяют по экспериментальным значениям сил осцилляторов абсорбционных переходов; $\langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle$ — матричные элементы единичных неприводимых тензоров. Иногда параметр Ω_2 получается отрицательным, что свидетельствует о неадекватности приближения Джадда—Офельта. В таких случаях более корректные результаты можно получить в приближении либо сильного конфигурационного взаимодействия [16]:

$$S_{JJ'}^{\text{ED}} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left(\frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma' J'}} \right)^2 \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2, \quad (2)$$

либо аномально сильного конфигурационного взаимодействия [17]:

$$S_{JJ'}^{\text{ED}} = \frac{e^2}{4} \sum_{k=2,4,6} \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2 \left| O_{dk} \left(\frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma' J'}} \right) + O_{ck} \left[\left(\frac{\Delta_{c1}}{\Delta_{c1} - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_{c1}}{\Delta_{c1} - E_{\gamma' J'}} \right) + \left(\frac{\Delta_{c2}}{\Delta_{c2} - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_{c2}}{\Delta_{c2} - E_{\gamma' J'}} \right) + \dots \right] \right|^2, \quad (3)$$

где $E_{\gamma J}$ — энергия мультиплета основной конфигурации $4f^N$; Δ_d — энергия возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$; Δ_{c1} , Δ_{c2} — энергии возбужденных конфигураций, соответствующих переносу заряда. Энергии возбужденных конфигураций и параметры O_{dk} , O_{ck} будем рассматривать как варьируемые при описании экспериментальных значений сил осцилляторов абсорбционных переходов. Силы осцилляторов абсорбционных переходов, полученные в различных моделях теории интенсивностей и из измеренного спектра пропускания кристалла KGW, представлены в табл. 1.

Описание экспериментальных сил осцилляторов наиболее грубым получается в приближении Джадда—Офельта: большое среднее квадратичное отклонение ($0.9 \cdot 10^{-6}$) и отрицательное значение параметра Ω_2 . Это свидетельствует о сильном влиянии возбужденных конфигураций. Более последовательно влияние возбужденных конфигураций учитывается в варианте II. При этом опи-

Т а б л и ц а 1. Рассчитанные значения сил осцилляторов абсорбционных переходов иона Nd^{3+} в KGW

| Переход ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^{2S+1}L_J$ | $\bar{\sigma}$, см^{-1} | $f \cdot 10^6$ | | | |
|---|-----------------------------------|----------------|------|------|------|
| | | I | II | III | IV |
| ${}^4F_{3/2}$ | 11370 | 1.98 | 1.03 | 0.58 | 0.56 |
| ${}^4F_{5/2} + {}^2H_{9/2}$ | 12450 | 3.95 | 3.22 | 2.99 | 3.07 |
| ${}^4S_{3/2} + {}^4F_{7/2}$ | 13400 | 2.94 | 3.45 | 3.25 | 3.13 |
| ${}^4F_{9/2}$ | 14660 | 0.26 | 0.28 | 0.27 | 0.45 |
| ${}^2H_{11/2}$ | 15870 | 0.08 | 0.10 | 0.10 | 0.18 |
| ${}^4G_{5/2} + {}^4I_{9/2}$ | 17070 | 7.02 | 6.98 | 6.99 | 6.92 |
| ${}^4G_{7/2} + {}^4G_{9/2} + {}^2K_{13/2}$ | 19260 | 3.08 | 4.08 | 4.68 | 4.91 |
| ${}^2D_{3/2} + {}^2G_{9/2} + {}^4G_{11/2} + {}^2K_{15/2}$ | 21080 | 0.81 | 1.50 | 2.02 | 1.8 |
| ${}^2P_{1/2}$ | 23060 | 0.66 | 1.44 | 0.45 | 0.53 |
| ${}^2D_{5/2}$ | 23630 | 0.02 | 0.09 | 0.19 | 0.10 |
| Среднеквадратичное отклонение | | 0.90 | 0.50 | 0.17 | |

Примечание: I — приближение Джадда—Офельта (1), $\Omega_2 = -0.24$, $\Omega_4 = 3.26$, $\Omega_6 = 1.26 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$; II — приближение сильного конфигурационного взаимодействия (2), $\Omega_2 = 0.22$, $\Omega_4 = 0.93$, $\Omega_6 = 0.91 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$; $\Delta = 29270 \text{ см}^{-1}$; III — приближение аномально сильного конфигурационного взаимодействия (3), $O_{d2} = 0.050$, $O_{d4} = 0.852$, $O_{d6} = 0.841$, $O_{c2} = -0.047$, $O_{c4} = 0.30$, $O_{c6} = -0.019 \cdot 10^{-10} \text{ см}$; $\Delta_d = 26840$, $\Delta_{c1} = 22880$, $\Delta_{c2} = 11010 \text{ см}^{-1}$; IV — расчет из экспериментального спектра поглощения кристалла $\text{Nd}(3 \text{ ат. \%})\text{:KGW}$.

сание улучшается и среднеквадратичное отклонение понижается до $0.5 \cdot 10^{-6}$. Однако остается неудовлетворительным согласие между теорией и экспериментом для таких важных переходов, как ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$.

В работе [17] выдвинута гипотеза, что некоторые мультиплеты ионов с четным числом электронов в f -оболочке аномально сильно взаимодействуют с лигандами ближайшего окружения. Поэтому для сил осцилляторов переходов на такие мультиплеты обычные теории дают неудовлетворительные результаты. Для ионов с нечетным числом f -электронов и полужелым полным моментом влияние возбужденных конфигураций обычно менее существенно. Однако в данном случае для кристалла Nd:KGW имеет место аномально сильное взаимодействие мультиплетов ${}^4F_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$ с возбужденными конфигурациями. Об этом свидетельствует успешное описание экспериментальных сил осцилляторов с помощью формулы (3), учитывающей аномально сильное конфигурационное взаимодействие. В этом приближении получены минимальное среднеквадратичное отклонение $1.7 \cdot 10^{-7}$ и хорошее согласие теории с экспериментом для всех переходов.

Полученные из описания абсорбционных переходов параметры операторов (1)—(3) применены для вычисления коэффициентов ветвления люминесценции с мультиплета ${}^2P_{1/2}$ и приведены в табл. 2. В качестве наиболее эффективных каналов люминесценции с мультиплета ${}^2P_{1/2}$ можно ожидать переходы ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ с максимумом при $\lambda \approx 434 \text{ нм}$; ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$ с максимумом при $\lambda \approx 950 \text{ нм}$; ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ с максимумом при $\lambda \approx 1390 \text{ нм}$. Достоверность выполненных расчетов частично подтверждается наблюдением в [18] довольно интенсивной люминесценции, соответствующей переходу ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, и очень слабой люминесценции, соответствующей переходам ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ($\lambda \approx 502 \text{ нм}$) и ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ($\lambda \approx 475 \text{ нм}$). В наших экспериментах не наблюдалось испускания в областях 434 и 950 нм. Область 1390 нм находилась вне рабочего диапазона спектрометра. Интенсивное голубое свечение с максимумом около 475 нм, сопровождающее работу диодно-накачиваемого Nd:KGW -лазера, не соответствует ни одному из двух наиболее эффективных каналов люминесценции ионов Nd^{3+} (434 и 950 нм), т. е. оно не является результатом испускания с мультиплета ${}^2P_{1/2}$. Таким образом, голубое свечение не может быть обусловлено апконверсией на ионах неодима.

Т а б л и ц а 2. Вычисленные в разных моделях теории интенсивностей коэффициенты ветвления люминесценции с мультиплета ${}^2P_{1/2}$ иона Nd^{3+} в КGW

| Переход ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^{2S+1}L_J$ | $\beta_{JJ'}$ | | |
|---|---------------|------|------|
| | I | II | III |
| ${}^4I_{9/2}$ | 0.77 | 0.66 | 0.25 |
| ${}^4I_{11/2}$ | | | 0.01 |
| ${}^4F_{3/2}$ | | | 0.09 |
| ${}^4F_{5/2}$ | | | 0.04 |
| ${}^2H_{9/2}$ | 0.16 | 0.18 | 0.07 |
| ${}^4S_{3/2}$ | | | 0.05 |
| ${}^4F_{7/2}$ | 0.03 | 0.03 | 0.01 |
| ${}^2H_{11/2}$ | 0.04 | 0.11 | 0.40 |
| ${}^4G_{5/2}$ | | | 0.02 |
| ${}^2K_{13/2}$ | | 0.02 | 0.06 |

Пр и м е ч а н и е. I—III как в табл. 1.

З а к л ю ч е н и е. На основании анализа экспериментальных и расчетных данных можно сделать вывод, что люминесценция ионов Nd^{3+} и Tm^{3+} в кристалле КGW не может объяснить появления интенсивной люминесценции в области 460—490 нм. Форма спектров испускания ионов Tm^{3+} не соответствует форме спектра наблюдаемого голубого свечения. Экспериментальные данные по резонансному возбуждению люминесценции ионов Nd^{3+} и оценка эффективных каналов испускания с мультиплета ${}^2P_{1/2}$ иона неодима в наиболее близкой к эксперименту модели, учитывающей аномально сильное конфигурационное взаимодействие, не подтверждают их эффективность в рассматриваемом спектральном диапазоне.

- [1] I.V.Mochalov. Opt. Eng., **36** (1997) 1660—1669
 [2] A.Brenier, F.Bourgeois, G.Metrat, N.Muhlstein, G.Boulon. Opt. Mater., **16** (2001) 207—211
 [3] M.C.Pujol, R.Sole, Jna.Gavalda, J.Massons, M.Aguilo, F.Diaz. J. Mater. Res., **14** (1999) 3739—3745
 [4] C.Zaldo, M.Rico, C.Cascales, M.C.Pujol, J.Massons, M.Aguilo, F.Diaz, P.Porcher. J. Phys.: Condens. Matter, **12** (2000) 8531—8550
 [5] F.Gueell, X.Mateos, Jna.Gavalda, R.Sole, M.Aguilo, F.Diaz, J.Massons. J. Lumin., **106** (2004) 109—114
 [6] P.G.Zverev, T.T.Basiev, A.M.Prokhorov. Opt. Mater., **11** (1999) 335—352
 [7] V.A.Lisinetskii, A.S.Grabtchikov, A.A.Demidovich, V.N.Burakevich, V.A.Orlovich, A.N.Titov. Appl. Phys. B, **88** (2007) 499—501
 [8] R.P.Mildren, M.Convery, H.M.Pask, J.A.Piper, T.Mckay. Opt. Express, **12** (2004) 785—790
 [9] A.S.Grabtchikov, A.N.Kuzmin, V.A.Lisinetskii, G.I.Ryabtsev, V.A.Orlovich, A.A.Demidovich. J. Alloys and Compoun., **300-301** (2000) 300—302
 [10] H.M.Pask. Opt. Lett., **30** (2005) 2454—2456
 [11] L.C.Courrol, I.M.Ranieri, L.V.G.Tarelho, S.L.Baldochi, L.Gomes, N.D.V.Júnior. J. Appl. Phys., **98** (2005) 1135041—1135043
 [12] А.А.Каминский, Б.М.Антипенко. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров, Москва, Наука (1989)
 [13] B.R.Judd. Phys. Rev., **127** (1962) 750—761
 [14] М.И.Гайдук, В.Ф.Золина, Л.С.Гайгерова. Спектры люминесценции европия, Москва, Наука (1974)
 [15] G.S.Ofelt. J. Chem. Phys., **37** (1962) 511—520
 [16] А.А.Корниенко, Е.Б.Дунина, В.Л.Янкевич. Опт. и спектр., **80** (1996) 951—955
 [17] E.B.Dunina, A.A.Kornienko, L.A.Fomicheva. Cent. Eur. J. Phys., **6** (2008) 407—414
 [18] Yanlin Huang, Kyoung Hyuk Jang, Hyo Jin Seo. J. Appl. Phys., **100** (2006) 083513-1—083513-7