

# Управление спектральными параметрами ионов неодима в анизотропных кристаллах со структурой шеелита

Г.В.Шилова, А.А.Сироткин, П.Г.Зверев

*Экспериментально исследованы спектральные параметры ионов неодима в области 1 мкм в анизотропных кристаллах  $YLiF_4$ ,  $SrMoO_4$ ,  $PbMoO_4$ ,  $CaMoO_4$ ,  $SrWO_4$  и  $BaWO_4$  со структурой шеелита. Спектры люминесценции ионов неодима на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  в этих кристаллах имеют ярко выраженные поляризационные зависимости. Показано, что, используя различные ориентации активного элемента лазера, а также выделяя определенную поляризацию излучения, можно управлять спектральной зависимостью коэффициента усиления активной среды, переключать длину волны генерации лазера и создавать двухчастотные лазеры. Продемонстрирован двухчастотный лазер на кристалле  $Nd^{3+}:YLiF_4$ , генерирующий излучение на  $\lambda = 1047$  и  $1053$  нм с одинаковой линейной поляризацией, хорошим временным и пространственным согласованием.*

**Ключевые слова:** поляризованный спектр люминесценции, неодимовый лазер, анизотропные кристаллы, двухчастотная генерация.

## 1. Введение

Кристаллы, активированные ионами неодима, являются основой многих современных лазерных устройств. Применение в качестве источников накачки высокоэффективных полупроводниковых лазерных диодов значительно расширило спектр используемых лазерных сред. Среди них особый интерес представляют анизотропные кристаллы, которые позволяют создавать лазеры, длина волны генерации которых зависит от поляризации излучения [1–7]. Спектр генерации твердотельных лазеров определяется спектрально-люминесцентными характеристиками активной среды. В большинстве публикаций по исследованию и получению лазерной генерации используются анизотропные активные элементы, вырезанные для получения максимального коэффициента усиления. В анизотропных кристаллах длина волны генерации может изменяться в зависимости от ориентации кристалла и поляризации излучения. Так, например, в лазере на кристалле  $Nd^{3+}:YVO_4$  генерация с  $\pi$ -поляризацией происходит на  $\lambda = 1064$  нм, а с  $\sigma$ -поляризацией – на  $\lambda = 1066$  нм [6]. Ориентация кристаллов ванадатов вдоль различных направлений относительно кристаллографических осей позволяет в широком диапазоне изменять коэффициент усиления на той или иной спектральной компоненте [7]. Это, в свою очередь, расширяет функциональные возможности лазеров на кристаллах ванадатов: позволяет получить генерацию  $Nd^{3+}:YVO_4$ -лазеров на новых длинах волн, реализовать перестройку длины волны излучения, создать двухчастотный лазер с параллельными или ортогональными поляризациями соответствующих компонент [8], расширить спектр усиления среды и получить

генерацию пико- и фемтосекундных импульсов излучения [9, 10].

Твердотельные лазеры, генерирующие излучение на двух длинах волн одновременно, находят практические применения в системах оптической связи, для мониторинга окружающей среды, для дистанционного зондирования, лазерной локации, в медицинской аппаратуре. Например, в работе [11] для повышения плотности записи в голографической интерферометрии было предложено использовать двухчастотные лазеры. Внутррезонаторная генерация суммарной частоты мощного двухчастотного  $Nd^{3+}:YAG$ -лазера дало узкополосное излучение с  $\lambda = 589$  нм для создания искусственной натриевой звезды [12]. Бруно и др. [13] разработали двухволновой лазер на александрите для определения метеорологических параметров атмосферы. Большой интерес представляет получение терагерцевого излучения путем генерации разностной частоты двухчастотного лазера с небольшим частотным сдвигом спектральных компонент [14]. Для многих применений существенными требованиями к такому лазеру являются хорошие временное и пространственное согласования спектральных компонент, а также состояние их поляризаций.

Ионы  $Nd^{3+}$  в кристаллах со структурой типа шеелита обладают заметной анизотропией спектральных характеристик. Например, в лазерах на кристаллах  $Nd^{3+}:YLiF_4$ , вырезанных перпендикулярно оптической оси  $C$ , при переходе от  $\pi$ - к  $\sigma$ -поляризации наблюдается сдвиг длины волны генерации от 1047 к 1053 нм. Сечение вынужденного излучения на этих длинах волн составляет  $1.8 \times 10^{-19}$  и  $1.2 \times 10^{-19}$  см<sup>2</sup> соответственно [3]. Обычно такие лазеры генерируют излучение на  $\lambda = 1047$  нм. Для получения одновременной двухчастотной генерации необходимо выровнять коэффициенты усиления на двух спектральных компонентах. С этой целью авторы [15] использовали дихроичное выходное зеркало с разными коэффициентами отражения для двух спектральных компонент и получили двухчастотное излучение с двумя взаимно перпендикулярными поляризациями. В работе [16] внутррезонаторную

Г.В.Шилова, А.А.Сироткин, П.Г.Зверев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: zverev@lst.gpi.ru

Поступила в редакцию 9 ноября 2018 г., после доработки – 24 декабря 2018 г.

торная наклонная стеклянная пластинка использовалась для внесения спектрально- и поляризационно-селективных потерь и получения стабильной двухчастотной генерации также с разными поляризациями компонент. Анизотропия физических свойств в линзоподобном активном элементе  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}_4$  позволила управлять внутрирезонаторными потерями в лазере с диодной накачкой [17]. В работе [18] для выравнивания коэффициентов усиления было предложено использовать активный элемент  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}_4$ , вырезанный под углом  $50^\circ$  к оптической оси. В этом случае сечение вынужденного усиления на двух длинах волн стало одинаковым для двух взаимно ортогональных поляризаций, была получена двухчастотная генерация и продемонстрирована эффективная генерация разностной частоты в терагерцевом диапазоне. Заметим, что все описанные выше двухчастотные лазеры генерировали излучение с двумя взаимно перпендикулярными поляризациями.

Цель настоящей работы – исследование поляризационных зависимостей спектров люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  в анизотропных кристаллах  $\text{YLiF}_4$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$  и  $\text{BaWO}_4$ , а также изучение возможности создания двухчастотных лазеров на их основе и получение генерации в лазере на кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  одновременно на  $\lambda = 1047$  и  $1053$  нм с одинаковой линейной поляризацией излучения.

## 2. Экспериментальная установка и образцы кристаллов

Оптическая схема экспериментальной установки для исследования поляризованных спектров люминесценции образцов в зависимости от их ориентации представлена на рис.1. Для возбуждения люминесценции использовался диодный лазер с волоконным выводом излучения LIMO HLU30F200, который давал деполаризованное излучение на  $\lambda = 808$  нм с максимальной мощностью до 30 Вт. Возбуждающее излучение фокусировалось в пятно диаметром от 200 до 600 мкм в образец, установленный в держателе, вращающемся в плоскости, перпендикулярной пучку падающего излучения. Точность отсчета угла поворота образца составляла  $1^\circ$ . Оптическая система из двух линз и призмы Глана–Томпсона выделяла одну поляризацию люминесценции и направляла излучение на входную щель спектрометра. Спектр люминесценции регистрировался с помощью многоканального спектрометра, состоящего из автоколлимационной трубы УФ-90 (обратная линейная дисперсия 1.2 нм/мм) и ПЗС-линейки Toshiba TCD 1304JK размером 30 мм, сопряженной с компьютером. Спектры люминесценции с разной поляризацией регистрировались путем вращения исследуемого образца в диапазоне углов  $\alpha = 0-360^\circ$  с шагом  $10^\circ$ .

Образцы  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrWO}_4$  и  $\text{Nd}^{3+}:\text{BaWO}_4$  были вырезаны перпендикулярно оптической оси  $C$ . Длина образцов

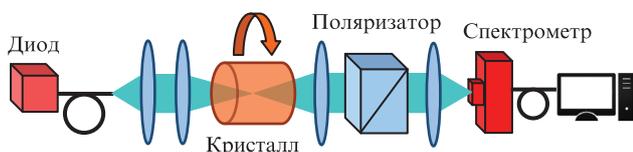


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки для измерения поляризационных зависимостей спектров люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристаллах.

варьировалась от 8 до 40 мм. Вращение исследуемого кристалла позволяло регистрировать люминесценцию с  $\pi$ -поляризацией ( $E \parallel C$ ,  $\alpha = 0^\circ$ ) и  $\sigma$ -поляризацией ( $E \perp C$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ), а также спектры при произвольном угле поворота кристалла  $\alpha$ .

## 3. Исследование поляризационных зависимостей люминесценции ионов $\text{Nd}^{3+}$ на переходе ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$

В общем случае спектр люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристаллах на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  в области 1.04–1.08 мкм состоит из 12 линий, соответствующих переходам между различными штарковскими компонентами: двумя компонентами верхнего уровня  ${}^4\text{F}_{3/2}$  ( $R_1$  и  $R_2$ ) и шестью – нижнего уровня  ${}^4\text{I}_{11/2}$  ( $Y_1$ – $Y_6$ ). Интенсивность отдельных полос и их частота определяются влиянием локального кристаллического поля на ион  $\text{Nd}^{3+}$  и связаны с кристаллической структурой кристалла. При комнатной температуре отдельные линии в спектрах люминесценции могут перекрываться, давая суммарный спектр, состоящий из полос значительной ширины. В анизотропном кристалле интенсивность отдельных линий (полос) зависит от поляризации регистрируемого излучения.

### 3.1. Поляризационные зависимости люминесценции ионов $\text{Nd}^{3+}$ в кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$

Кристаллы  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  обладают рядом преимуществ для создания лазеров с диодной накачкой. Время жизни ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в них в два раза больше, чем в  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ , что позволяет создать большую инверсию населенности в активной среде. Кристалл  $\text{YLiF}_4$  имеет шеелитоподобную кристаллическую структуру, что обуславливает анизотропию его оптических свойств. Рассмотрим подробнее схему энергетических уровней и спектр люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  в кристалле  $\text{YLiF}_4$  (рис.2, 3). Видно, что в спектрах люминесценции наблюдается хорошее соответствие длин волн максимумов полос значениям энергии соответствующих уровней. Отметим, что уровень с энергией  $2042 \text{ см}^{-1}$  двукратно вырожден ( $Y_2, Y_3$ ), а длины волн некоторых переходов имеют близкие зна-

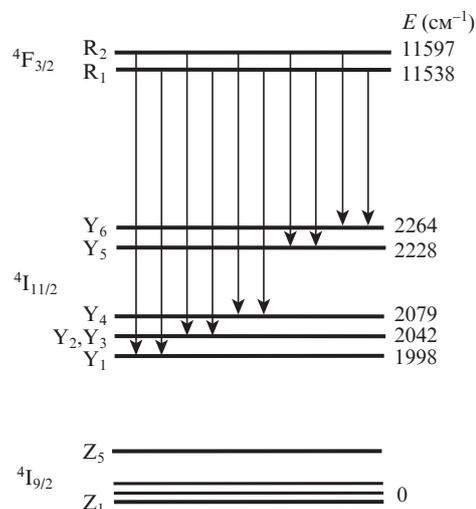


Рис.2. Схема энергетических уровней иона неодима и переходов  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  [19].

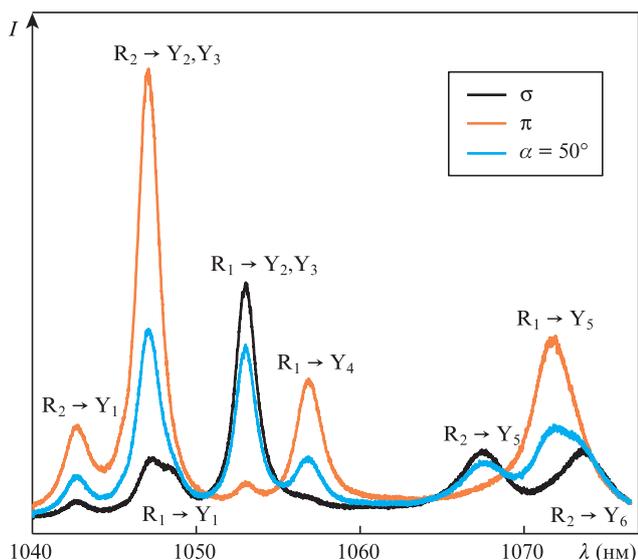


Рис.3. Спектры люминесценции ионов Nd<sup>3+</sup> на переходе <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> в кристалле Nd<sup>3+</sup>:YLiF<sub>4</sub> для различных поляризаций. Цветные варианты рис.3–9 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

чения, уменьшая общее число максимумов в спектре люминесценции до семи (см. рис.3).

Интенсивности линий в спектрах зависят от поляризации регистрируемого излучения. Наиболее интенсивная в люминесценции с π-поляризацией линия на λ = 1047.1 нм почти исчезает в случае σ-поляризации. А интенсивная в спектре с σ-поляризацией линия на λ = 1053 нм практически отсутствует в спектре люминесценции с π-поляризацией. При повороте образца на угол α = 50° наблюдается выравнивание амплитуд максимумов люминесценции на λ = 1047.1 и 1053 нм. На рис.4,а представлена более наглядная картина трансформации спектра люминесценции в зависимости от угла поворота кристалла в диапазоне α = 0–90°. На рис.4,б показаны зависимости интенсивности пиков на λ = 1047.1 и 1053 нм в спектре люминесценции при вращении образца в пределах 360° в полярных координатах. Угол поворота 0° (180°) соответствует π-поляризации.

Видно, что, вырезая кристаллы под тем или иным углом к оси и выделяя определенную поляризацию в из-

лучении, можно управлять спектральными параметрами активной среды на основе кристалла Nd<sup>3+</sup>:YLiF<sub>4</sub>, изменять в широком диапазоне сечение усиления на определенных длинах волн и форму спектров усиления, перестраивать длину волны излучения лазера. В точках пересечения кривых на рис.4,б, соответствующих повороту кристалла на углы α = 50°, 130°, 230° и 310°, интенсивности линий на λ = 1047.1 и 1053 нм становятся равными. Это свидетельствует об одинаковом коэффициенте усиления на этих длинах волн для излучения с данной поляризацией, т.е. о возможной двухчастотной генерации с одинаковой поляризацией излучения.

### 3.2. Поляризационные зависимости люминесценции ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах SrMoO<sub>4</sub>, PbMoO<sub>4</sub>, CaMoO<sub>4</sub>, SrWO<sub>4</sub> и BaWO<sub>4</sub>

Кристаллы молибдатов и вольфраматов со структурой шеелита (общая формула MXO<sub>4</sub>, где М = Ca, Sr, Ba, Pb; X = W, Mo) относятся к одноосным нелинейно-оптическим ВКР-активным кристаллам с большой кубической нелинейной восприимчивостью. Кристаллическая структура таких кристаллов позволяет их активировать ионами редкоземельных (РЗ) элементов, что делает такие кристаллы перспективными лазерными материалами. Однако при замещении двухвалентных катионов М<sup>2+</sup> трехвалентными РЗ ионами требуется компенсация заряда, которую реализуют путем введения дополнительных солегирующих примесей [20,21], что приводит к неоднородному уширению спектральных линий РЗ ионов. Рассмотрим более подробно люминесцентные характеристики ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах молибдатов и вольфраматов со структурой шеелита.

Лазерная генерация на кристалле Nd<sup>3+</sup>:SrMoO<sub>4</sub> была получена еще в 1963 г. [22]. В работе [20] наблюдалось переключение длины волны генерации с λ = 1057.6 нм на λ = 1064.3 нм при понижении температуры кристалла от 295 до 77 К в лазере с импульсным возбуждением. Позднее было обнаружено, что кристаллы SrMoO<sub>4</sub> представляют интерес в качестве ВКР-активной среды [23], а кристаллы, активированные ионами Nd<sup>3+</sup>, могут использоваться в качестве многофункциональной активной и нелинейной среды в твердотельных ВКР-лазерах с диодной накачкой [24,25].

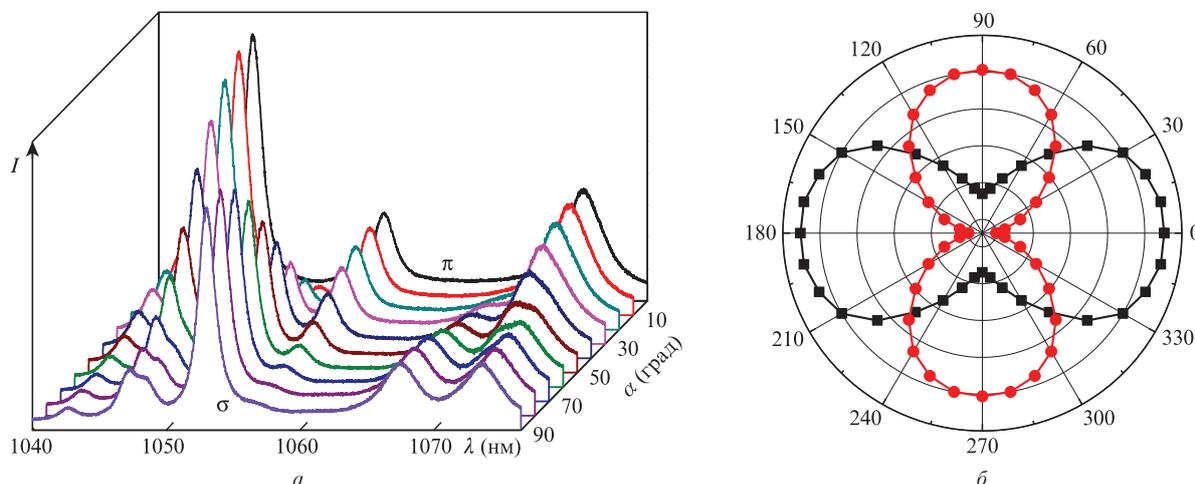


Рис.4. Спектры люминесценции кристалла Nd<sup>3+</sup>:YLiF<sub>4</sub> в зависимости от поляризации регистрируемого излучения относительно оптических осей кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей спектральных пиков на λ = 1047.1 (■) и 1053 нм (●) (б).

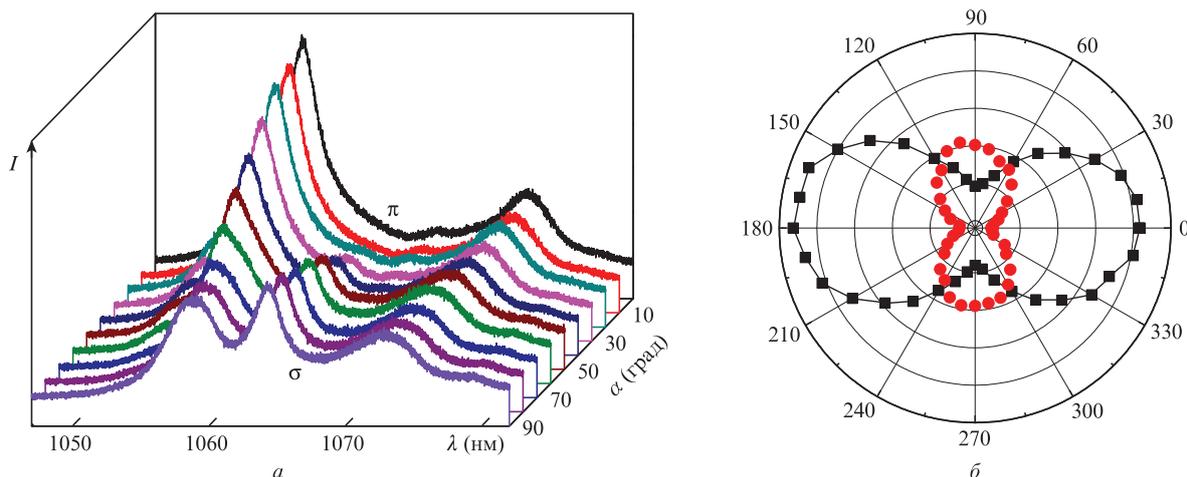


Рис.5. Спектры люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$  в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей пиков на  $\lambda = 1057.7$  (■) и  $1064.7$  нм (●) (б).

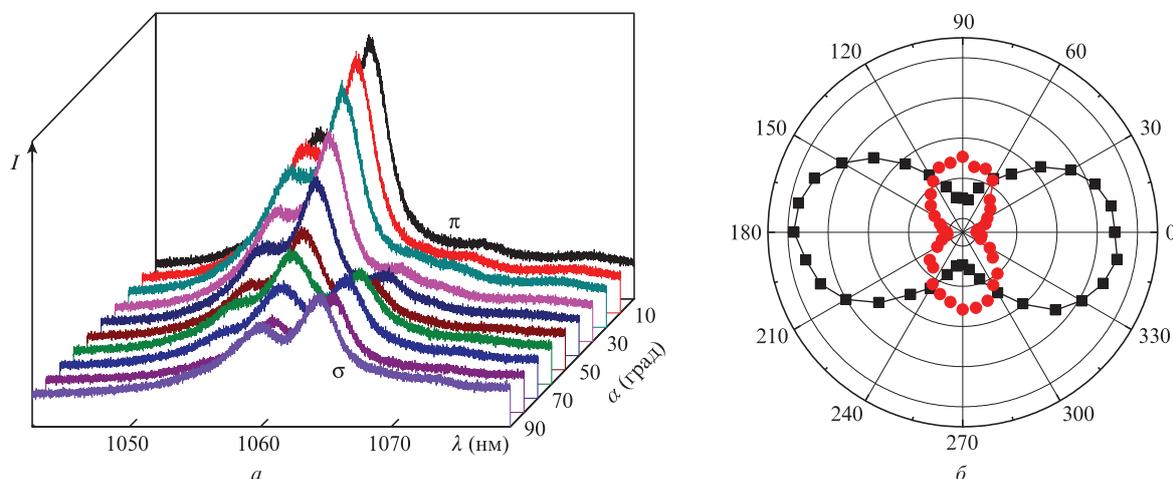


Рис.6. Спектры люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$  в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей пиков на  $1058.8$  (■) и  $1064.4$  нм (●) (б).

На рис.5,а представлены спектры люминесценции для разных ориентаций кристалла  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ . Ширина самой интенсивной линии составляет 3.5 нм, что значительно шире, чем в  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ . В спектрах можно выделить три основные линии – на  $\lambda = 1057.7$ ,  $1064.7$  и  $1073.0$  нм. В спектрах люминесценции с  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризациями линии максимальной интенсивности соответствуют  $\lambda = 1057.7$  и  $1064.7$  нм соответственно. При повороте кристалла на угол  $\alpha = 60^\circ$  интенсивности линий выравниваются (рис.5,б), и в этом случае в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$  вследствие одинакового коэффициента усиления на этих длинах волн возможна двухчастотная генерация.

Кристалл  $\text{PbMoO}_4$  известен как эффективный акустооптический материал также с аномально большой кубической нелинейностью [26]. Лазерная генерация в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$  наблюдалась на  $\lambda = 1058.6$  нм [22, 27]. Анизотропия кристалла приводит к изменению люминесцентных свойств ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в области 1 мкм в зависимости от ориентации образца. На рис.6,а представлены спектры люминесценции для  $\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$ . Спектральная ширина генерационного перехода для  $\pi$ -поляризации составляет 4.3 нм, а штарковское расщепление несколько меньше, чем в других исследованных кристаллах. Длины волн линий с максимальной интенсивностью для  $\pi$ - и

$\sigma$ -поляризаций равны 1058.8 и 1064.4 нм соответственно. Аналогично молибдату стронция при повороте кристалла на угол  $\alpha = 60^\circ$  интенсивности пиков этих линий становятся одинаковыми (рис.6,б).

Лазерная генерация в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaMoO}_4$  наблюдалась на  $\lambda = 1059.5$  и  $1067$  нм [20, 22]. Заметим, что в работе [28] отмечена возможность переключения длины волны излучения лазера при изменении его поляризации. В спектре люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaMoO}_4$  можно выделить девять штарковских компонент, которые перекрывают спектральную область от 1055 до 1084 нм (рис.7,а). Линия максимальной интенсивности для  $\pi$ -поляризации соответствует  $\lambda = 1067.1$  нм. В спектре люминесценции с  $\sigma$ -поляризацией наблюдаются две линии с одинаковой интенсивностью на  $\lambda = 1060$  и  $1081.9$  нм. Отметим, что при повороте кристалла на угол  $\alpha = 45^\circ$  интенсивности трех линий выравниваются, и спектр люминесценции представляет собой слабо структурированную полосу шириной 30 нм, что позволяет использовать данный кристалл в качестве активной среды субпикосекундного лазера.

Ранее лазерная генерация в кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrWO}_4$  на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  наблюдалась на  $\lambda = 1057$  и  $1063$  нм [22, 27]. На рис.8,а представлены спектры люминесценции

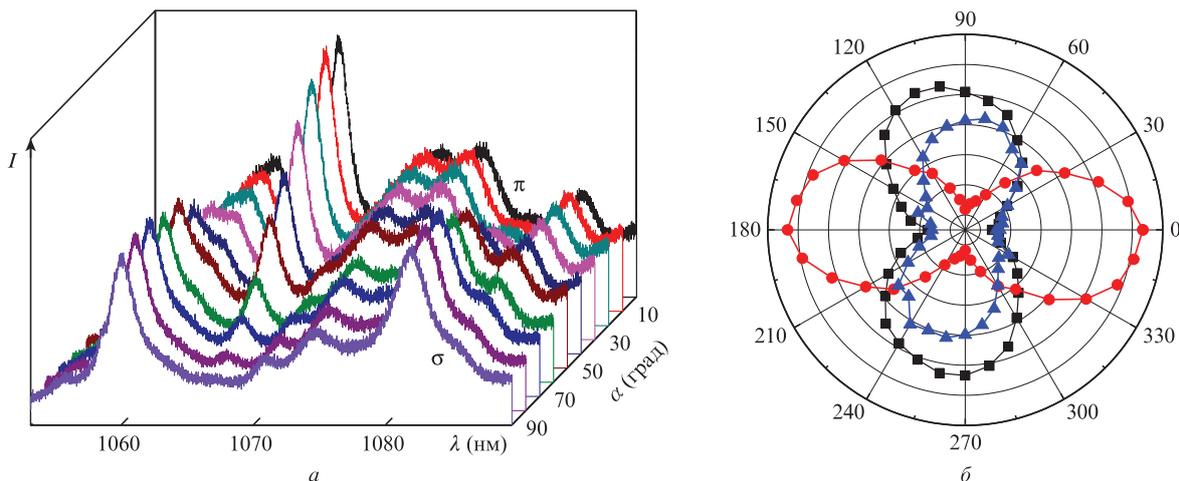


Рис.7. Спектры люминесценции ионов  $Nd^{3+}$  в кристалле  $Nd^{3+}:CaMoO_4$  в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей пиков на  $\lambda = 1060$  (■),  $1067.1$  (●) и  $1081.9$  нм (▲) (б).

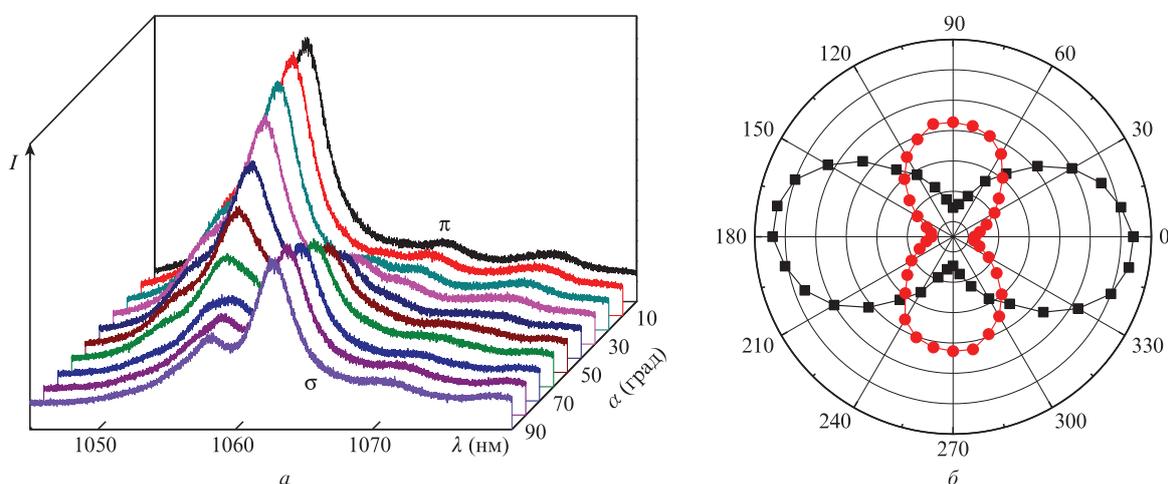


Рис.8. Спектры люминесценции ионов  $Nd^{3+}$  в кристалле  $Nd^{3+}:SrWO_4$  в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей пиков на  $\lambda = 1056.0$  (■) и  $1063.5$  нм (●) (б).

для разных ориентаций кристалла  $Nd^{3+}:SrWO_4$ . Видно, что в спектре люминесценции с  $\pi$ -поляризацией преобладает одна линия на  $\lambda = 1056.0$  нм со спектральной шириной 4.7 нм. В спектре люминесценции с  $\sigma$ -поляризацией максимум интенсивности соответствует  $\lambda = 1063.5$  нм. При повороте кристалла на  $\alpha = 45^\circ$  интенсивности линий выравниваются (рис.8,б), и в этом случае в лазере на  $Nd^{3+}:SrWO_4$  возможна двухчастотная генерация.

Заметим, что не во всех кристаллах с шеелитовой структурой наблюдается переключение длины волны генерации при переходе от  $\pi$ - к  $\sigma$ -поляризации. На рис.9 представлены спектры люминесценции для разных ориентаций кристалла  $Nd^{3+}:BaWO_4$ . Видно, что во всех спектрах преобладает лишь одна линия на  $\lambda = 1055.0$  нм со спектральной шириной  $\sim 4.9$  нм. Интенсивность этой линии максимальна для  $\pi$ -поляризации и уменьшается при переходе к  $\sigma$ -поляризации, что было отмечено в экспериментах по получению лазерной генерации [29]. Такая поляризационная зависимость спектров люминесценции, по-видимому, связана с особенностью структуры кристалла  $BaWO_4$ , приводящей к уменьшению анизотропии внутрикристаллического поля, воздействующего на ионы  $Nd^{3+}$ , по сравнению с другими исследованными кристал-

лами. Это, в частности, подтверждается тем, что различие показателей преломления  $n_o$  и  $n_e$  для  $BaWO_4$  минимально среди всех рассматриваемых кристаллов [21].

В табл.1 представлены результаты проведенных нами исследований, указаны длины волн максимумов спектров люминесценции в исследованных кристаллах с разной

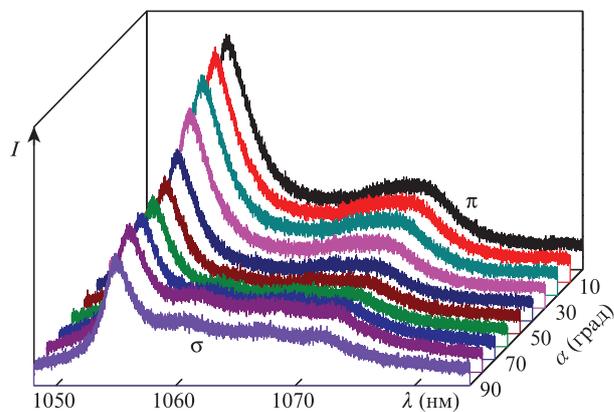


Рис.9. Спектры люминесценции ионов  $Nd^{3+}$  в кристалле  $Nd^{3+}:BaWO_4$  в зависимости от ориентации кристалла.

Табл.1. Длины волн максимумов спектров люминесценции с  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризациями ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в исследованных кристаллах, ориентация кристаллов для получения одинаковой интенсивности этих линий и возможного создания двухчастотного лазера, а также расчетная разностная частота в терагерцевом диапазоне.

Кристалл	Длина волны максимума (нм)	Ориентация кристалла (град)	Разностная частота (ТГц)
$\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$	1047.1 ( $\pi$ )	50	1.61
	1053.0 ( $\sigma$ )		
$\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$	1057.7 ( $\pi$ )	60	1.86
	1064.7 ( $\sigma$ )		
$\text{Nd}^{3+}:\text{CaMoO}_4$	1060.0 ( $\pi$ )	45	1.88
	1067.1 ( $\sigma$ )		
	1081.9 ( $\sigma$ )		
$\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$	1058.8 ( $\pi$ )	60	1.49
	1064.4 ( $\sigma$ )		
$\text{Nd}^{3+}:\text{SrWO}_4$	1056.0 ( $\pi$ )	45	2.00
	1063.5 ( $\sigma$ )		
$\text{Nd}^{3+}:\text{BaWO}_4$	1055.0 ( $\pi$ )	-	-
	1055.0 ( $\sigma$ )		

поляризацией, а также ориентация кристаллов для создания двухчастотного лазера с одинаковой поляризацией спектральных компонент и расчетная частота излучения в терагерцевом диапазоне, которая может быть получена путем генерации разностной частоты в нелинейном кристалле. Видно, что, используя ту или иную активную среду лазера, можно создавать источник терагерцевого излучения в диапазоне частот 1.46–3.87 ТГц. Отметим, что, несмотря на то что в работе использовались изоструктурные соединения, исследованные кристаллы существенно отличаются размерами ионных радиусов катионов либо анионными комплексами. Это приводит к различию параметров кристаллической решетки матрицы, изменению величины и анизотропии внутрикристаллического поля. В результате в спектрах люминесценции наблюдается различное штарковское расщепление уровней ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , приводящее к сдвигу частот максимумов и изменению интенсивностей спектральных линий. В целом структура уровней иона  $\text{Nd}^{3+}$ , ответственных за переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , в исследованных кристаллах схожа. Поэтому требуемая для получения двухчастотной генерации ориентация кристаллов отличается незначительно (в пределах 45–60°).

#### 4. Двухчастотный лазер на кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ с линейной поляризацией излучения

Для получения двухчастотной генерации с одинаковой линейной поляризацией генерируемых компонент использовался лазер на кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  с ламповой накачкой. Активный элемент диаметром 7 мм и длиной 90 мм помещался в квантрон К-301 с импульсной лампой ИНП 6/90. Резонатор длиной 45 см состоял из двух плоских зеркал (рис.10). Коэффициент отражения выходного зеркала, используемого при работе лазера в режиме свободной генерации ( $R_{1,04-1,06}$ ), составлял 62%. Призма Глана с просветляющими покрытиями, расположенная между активным элементом и глухим зеркалом, задавала поляризацию излучения лазера. Для получения режима модулированной добротности использовался электрооптический затвор (ЭОЗ) на кристалле DKDP длиной 20 мм и выходное зеркало с  $R_{1,04-1,06} = 41\%$ . Спектр генерации

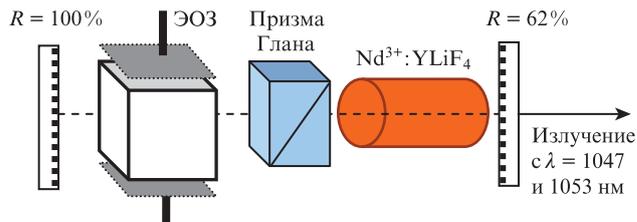


Рис.10. Оптическая схема двухчастотного  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ -лазера.

регистрировался спектрометром Ocean Optics и обрабатывался с помощью программы SpectraSuite. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 5 Гц. При поворотах призмы Глана между положениями, соответствующими пропусканию излучения с  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризациями, наблюдались изменения поляризации и интенсивности выходного излучения и переключение его длины волны от 1047.1 к 1053 нм. В промежуточном положении при угле поворота  $\alpha = 50^\circ$  имела место одновременная двухчастотная генерация излучения с линейной поляризацией. Максимальная энергия в режиме свободной генерации наблюдалась для излучения с  $\pi$ -поляризацией и  $\lambda = 1047.1$  нм (рис.11), что обусловлено более высоким значением сечения вынужденного излучения [3]. В двухчастотном режиме при энергии накачки 95 Дж лазер генерировал линейно поляризованное излучение на двух длинах волн с одинаковыми энергиями 160 мДж (рис.12). Поворот поляризатора на  $5^\circ$  приводил к изменению соотношения между энергиями спектральных компонент (см. рис.12).

Для работы двухчастотного лазера в режиме модулированной добротности использовался четвертьволновой электрооптический затвор на кристалле DKDP. Поворот активного элемента на угол  $\alpha = 50^\circ$  относительно плоскости поляризатора позволил получить двухчастотную генерацию с энергией в импульсе 32 мДж при длительности импульсов 25 нс. Отметим, что, поскольку внутрирезонаторные потери на двух длинах волн одинаковы, коэффициент усиления на них также одинаков, и развитие генерации происходит одновременно. Это позволило получить эффективную генерацию суммарной частоты в кристалле  $\text{LiIO}_3$  на длине волны 525 нм, что подтвердило хорошее временное и пространственное согласование компонент излучения двухчастотного лазера.

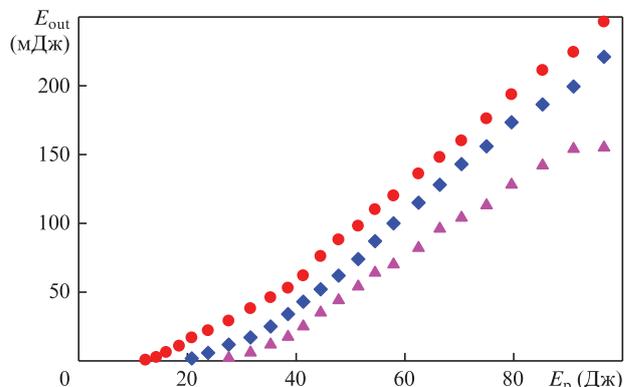


Рис.11. Зависимости от энергии накачки выходной энергии лазера  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  в режиме свободной генерации излучения с  $\pi$ -поляризацией на  $\lambda = 1047.1$  нм (●), излучения с  $\sigma$ -поляризацией на  $\lambda = 1053$  нм (◆), а также в режиме двухчастотной генерации излучения с линейной поляризацией при повороте призмы Глана на угол  $50^\circ$  (▲).

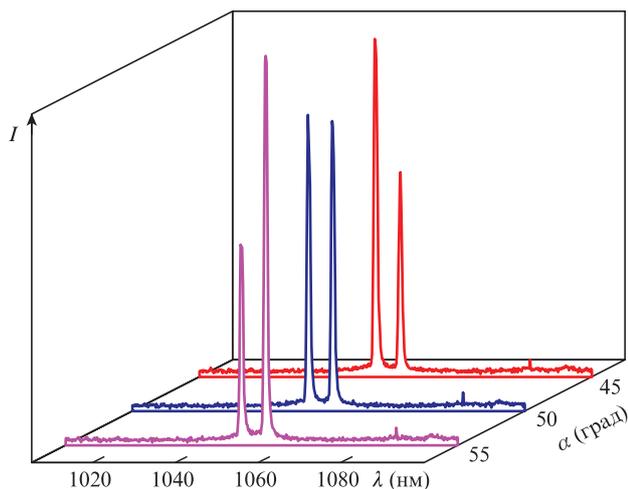


Рис.12. Спектры генерации двухчастотного  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ -лазера в режиме свободной генерации при повороте внутррезонаторной призмы Глана на угол  $45^\circ$ ,  $50^\circ$  и  $55^\circ$ .

## 5. Заключение

Проведены экспериментальные исследования поляризационных зависимостей спектров люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  в анизотропных кристаллах  $\text{YLiF}_4$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$  и  $\text{BaWO}_4$  со структурой типа шеелита. Показано, что, используя различные ориентации активного элемента лазера, а также выделяя определенную поляризацию в генерируемом излучении, можно управлять спектральной зависимостью коэффициента усиления активной среды, переключать длину волны генерации лазера и создавать двухчастотные лазеры. В кристаллах  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaMoO}_4$  и  $\text{Nd}^{3+}:\text{SrWO}_4$  определены ориентации поляризации излучения относительно оптической оси кристалла, при которой интенсивности люминесценции для двух длин волн становятся одинаковыми, что позволяет создавать на их основе двухчастотные лазеры с линейной поляризацией излучения. Впервые продемонстрирован двухчастотный лазер на кристалле  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ , генерирующий излучения с  $\lambda = 1047.1$  и  $1053$  нм и одинаковой линейной поляризацией, хорошим временным и пространственным согласованием.

Авторы благодарят Л.И.Ивлеву (ИОФ РАН) за предоставленные образцы кристаллов вольфраматов и молибдатов стронция и кальция, активированных ионами неодима.

1. Морозов А.М., Толстой М.Н., Феофилов П.П. *Оптика и спектроскопия*, **22**, 258 (1967).

2. Weber M.J., Varitimos T.E. *J. Appl. Phys.*, **42** (12), 4996 (1971).
3. Frei B., Balmer J.E. *Appl. Opt.*, **33** (30), 6942 (1994).
4. Šulc J., Jelinkova H., Basiev T.T., Doroshenko M.E., Ivleva L.I., Osiko V.V., Zverev P.G. *Opt. Mater.*, **30**, 195 (2007).
5. Chen Y.F. *Appl. Phys. B*, **70** (4), 475 (2000).
6. Власов В.И., Гарнов С.В., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кутовой С.А., Сироткин А.А., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **37** (10), 938 (2007) [*Quantum Electron.*, **37** (10), 938 (2007)].
7. Сироткин А.А., Власов В.И., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **44** (1), 7 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (1), 7 (2014)].
8. Сироткин А.А., Гарнов С.В., Власов В.И., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **42** (5), 420 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (5), 420 (2012)].
9. Сироткин А.А., Садовский С.П., Гарнов С.В. *Квантовая электроника*, **43** (7), 600 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (7), 600 (2013)].
10. Sirotkin A.A. *Прикладная спектроскопия*, **83** (6–16), 588 (2016).
11. Weigl F. *Appl. Opt.*, **10** (1), 187 (1971).
12. Bienfang J.C., Denman C.A., Grime B.W., Hillman P.D., Moore G.T., Telle J.M. *Opt. Lett.*, **28** (22), 2219 (2003).
13. Bruneau D., Cazeneuve H., Loth C., Pelon J. *Appl. Opt.*, **30** (27), 3930 (1991).
14. Zhao P., Ragam S., Ding Y.J., Zotova I.B. *Opt. Lett.*, **36** (24), 4818 (2011).
15. Lin Z., Wang Y., Xu B., Cheng Y., Xu H., Cai Z. *Opt. Eng.*, **54** (12), 126114 (2015).
16. Zhang J., Liu H.L., Xia J., Fu X. *Chin. Opt. Lett.*, **13** (3), 031402 (2015).
17. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **38** (10), 43 (2011).
18. Brenier A. *Opt. Lett.*, **40** (19), 4496 (2015).
19. Chuang T., Verdun H.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32** (1), 79 (1996).
20. Flournoy P.A., Brixner L.H. *J. Electrochem. Soc.*, **112** (8), 779 (1965).
21. Voronina I.S., Ivleva L.I., Basiev T.T., Zverev P.G., Polozkov N.M. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **5** (4), 887 (2003).
22. Зверев П.Г., Карасик А.Я., Басиев Т.Т., Ивлева Л.И., Осико В.В. *Квантовая электроника*, **33** (4), 331 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (4), 331 (2003)].
23. Doroshenko M.E., Basiev T.T., Vassiliev S.V., Ivleva L.I., Komar V.K., Kosmyna M.B., Kosmyna M.B., Jelinkova H., Šulc J. *Opt. Mater.*, **30** (1), 54 (2007).
24. Basiev T.T., Doroshenko M.E., Ivleva L.I., Voronina I.S., Konjushkin V.A., Osiko V.V., Vasilyev S.V. *Opt. Lett.*, **34** (7), 1102 (2009).
25. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Карасик А.Я., Осико В.В., Соболев А.А., Чунаев Д.С. *ЖЭТФ*, **126** (5), 1073 (2004).
26. Johnson L.F. *J. Appl. Phys.*, **34** (4), 897 (1963).
27. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Ивлева Л.И., Осико В.В., Космына М.Б., Комарь В.К., Шульц Я., Елинкова Х. *Квантовая электроника*, **36** (8), 720 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (8), 720 (2006)].
28. Блистанов А.А., Галаган Б.И., Денкер Б.И., Ивлева Л.И., Осико В.В., Полозков Н.М., Сверчков Ю.Е. *Квантовая электроника*, **16** (6), 1152 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19**, 747 (1989)].
29. Šulc J., Jelinkova H., Basiev T.T., Doroshenko M.E., Ivleva L.I., Osiko V.V., Zverev P.G. *Proc. SPIE*, **6100**, 61000Z (2006).