УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ НЕОДИМА

П. Г. Зверев, А. А. Сироткин, Г. В. Шилова

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

Введение

В настоящее время большой интерес представляют работы по созданию эффективных, надежных и компактных источников терагерцевого излучения. Одним из перспективных путей получения терагерцевого излучения является использование двухчастотных лазеров с последующей генерацией разностной частоты в нелинейных кристаллах. Возможность получения терагерцевого излучения с использованием двух лазеров, работающих на близких длинах волн, была продемонстрирована в работах [1–5].

Перспективным представляется реализация двухчастотного излучения не с помощью двух различных лазеров, а одного и того же [6]. Тем самым отпадает необходимость в совмещении лазерных пучков во времени и пространстве, в результате чего система получается более простой и надежной. В дальнейшем это может привести к появлению компактных и дешевых терагерцевых источников, в отличие от существующих систем на основе фемтосекундных лазеров.

В последнее время широкое распространение получили твердотельные лазеры с диодной накачкой. Они могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме генерации, обеспечивая высокие КПД. Такие лазеры обладают высокой стабильностью частоты излучения, имеют низкое энергопотребление и большой срок службы. Длина волны генерации твердотельных лазеров определяется спектрально-люминесцентными характеристиками активной среды. Обычно лазер работает на длине волны, соответствующей максимуму люминесценции среды. Если активная матрица анизотропна, то максимум люминесценции и длина волны генерации может изменяться в зависимости от направления поляризации излучения генерации относительно ориентации активного элемента. Так, например, в кристалле Nd^{3+}:$YLiF_4$ длина волны генерации 1047 нм наблюдается для излучения с π-поляризацией, 1053 нм – с σ-поляризацией.

Для одновременной двухчастотной генерации необходимо, что бы пороги генерации для этих двух частот были близки друг другу, а их отношение было порядка единицы [7]:

$$\gamma = \frac{P_{th,2}}{P_{th,1}} = \frac{\ln\left(\frac{1}{R_2}\right) + L_2}{\ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + L_1} \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \qquad (1)$$

где, $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения выходных зеркал, $L_{1,2}$ – потери в резонаторе за двойной обход, $\sigma_{1,2}$ – стимулированное сечение люминесценции. Из этого отношения (1) следует, что существует три способа для реализации двухчастотной генерации: внесение в резонатор дополнительных спектрально-селективных потерь, управление усилением активной среды и использование двойного резонатора с поляризационным разделением излучения по спектральным компонентам [6, 11].

Целью настоящей работы было исследовать возможность управления спектральной зависимостью коэффициента усиления в ионах Nd^{3+} на оптическом переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в области 1,06 мкм в анизотропных кристаллах Nd^{3+}:$YLiF_4$, Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$YAlO_3$ и Nd^{3+}:$SrWO_4$ с целью создания двухчастотных лазеров на этих средах.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для исследования поляризованных спектров люминесценции представлена на рис. 1. Для возбуждения кристаллов пользовалась диодный лазер с волоконным выводом излучения LIMO HLU30F200, который давал деполяризованное излучение на длине волны 808 нм с максимальной мощностью до 30 Вт. Возбуждающее излучение фокусировалось в пятно диаметром 500 мкм на образце, установленном в оправку, вращающуюся в плоскости перпендикулярной к падающему лучу. Точность отсчета угла поворота составляла около 1 градуса. Оптическая система из двух линз и призмы Глана-Томпсона собирала люминесценцию и направляла излучение только с одной поляризацией на входную щель спектрометра. Спектр люминесценции регистрировался с помощью спектрометра на основе автоколлимационной трубы УФ-90 (обратная линейная дисперсия 0,1 нм/мм) и линейного многоканального фотоприемника TOSHIBA TCD130JK, сопряженного с персональным компьютером. Спектры люминесценции регистрировались с шагом угла поворота 10° в диапазоне от 0 до 360°.

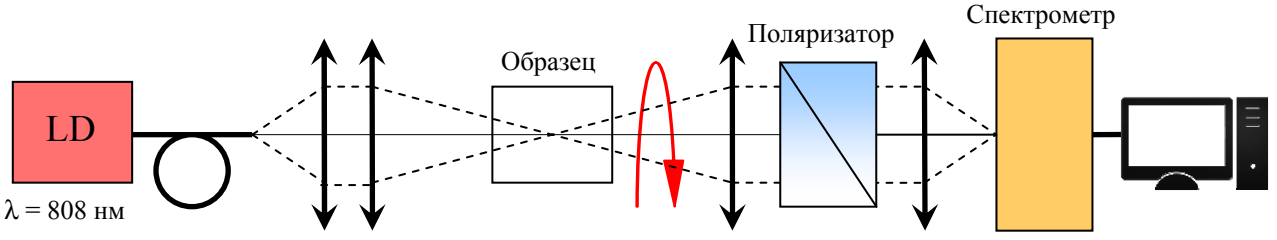


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования поляризационной зависимости спектров люминесценции исследуемых образцов

Исследованные кристаллы Nd^{3+}:YVO_4 и Nd^{3+}:$SrWO_4$ были выращены в Институте общей физики РАН методом Чохральского. Кристаллы Nd^{3+}:$YLiF_4$ и Nd^{3+}:$YAlO_3$ были коммерческими. Излучение в образцах распространялось перпендикулярно оптической оси. Вращение кристалла позволяло выделять люминесценцию с поляризацией плавно меняющейся от π- до σ-ориентации. Измерения проводились при комнатной температуре.

Обработка экспериментального спектра люминесценции результатов измерений проводилась в программе Fityk по следующей схеме. Выбирались два спектра для π- до σ-поляризации и на них определялись основные пики и их длины волн, которые фиксировались в программе. В дальнейшем определялись интенсивности этих пиков спектров, полученных при повороте кристалла на заданный угол. На рис. 2 представлено окно программы Fityk. Отметим, что нас интересовали только спектральные компоненты с максимальной интенсивностью.

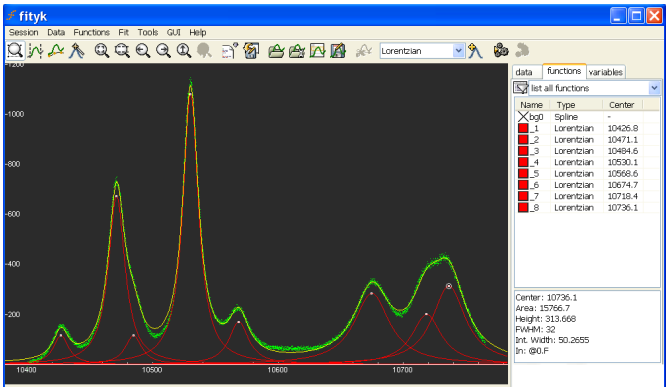


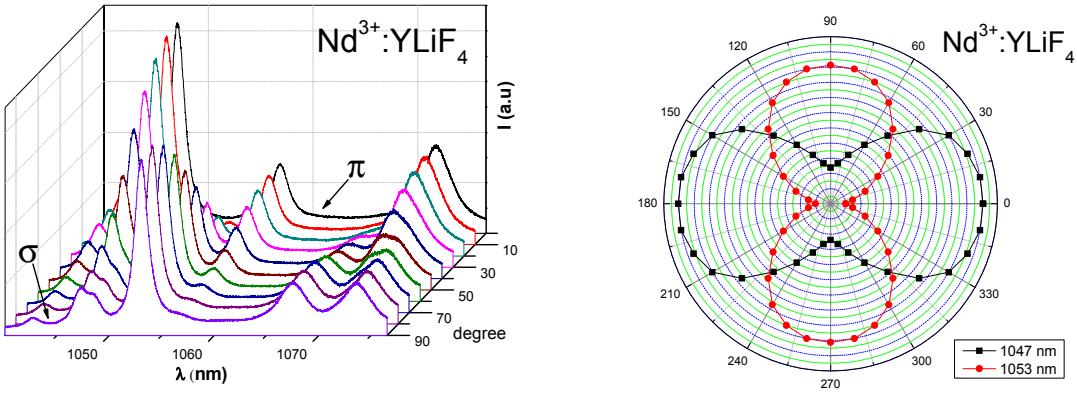
Рис. 2. Спектр люминесценции кристалла Nd^{3+}:$YLiF_4$ в окне программы Fityk и его разбиение на контура. На спектре отчетливо видны две основные линии генерации, соответствующие длинам волн 1047,1 нм и 1053 нм

Результаты и обсуждение

Если рассматривать спектр люминесценции ионов Nd^{3+} в кристаллах в области 1,06 мкм, то, в общем случае, лазерный переход $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ должен состоять из 12 линий, соответствующих переходам между различными Штарковскими компонентами: две компоненты для верхнего уровня $^4F_{3/2}$ и шесть для нижнего уровня $^4I_{11/2}$. Интенсивность полос и их длина волны определяется структурой кристалла, влиянием кристаллического поля на ион Nd^{3+}. При комнатной температуре отдельные линии в спектрах люминесценции обычно перекрываются, давая суммарный спектр, состоящий из полос значительной ширины. В анизотропном кристалле интенсивность отдельных Штарковских компонент зависит от поляризации излучения относительно его кристаллографических осей.

Кристаллы Nd^{3+}:$YLiF_4$ обладают рядом преимуществ для создания лазеров с диодной накачкой [8]. Время жизни ионов Nd^{3+} в них в два раза больше, чем в Nd^{3+}:YAG. Это позволяет использовать диодные лазеры с меньшей выходной мощностью для создания одинаковой инверсии населенности в активной среде. Высокая теплопроводность матрицы позволяет активным элементам из Nd^{3+}:$YLiF_4$ работать с высокими тепловыми нагрузками. Кристалл $YLiF_4$ обладает шеелитовой кристаллографической структурой, он анизотропен, что обуславливает анизотропию оптических свойств ионов Nd^{3+} в нем.

На рис. 3,а приведены фрагменты поляризованных спектров люминесценции ионов Nd^{3+} в кристалле $YLiF_4$. Видно, что интенсивность люминесценции пика на длине волны 1047,1 нм максимальна для π-поляризации. При переходе к σ-поляризации происходит уменьшение интенсивности этого пика и сдвиг абсолютного максимума люминесценции в длинноволновую область. Для σ-поляризации пик с максимальной интенсивностью наблюдается на длине волны 1053 нм. Таким образом, лазеры на кристалле Nd^{3+}:$YLiF_4$, работающие на π- и σ-поляризациях, будут отличаться по длине волны генерации. На рис. 3,б представлены зависимости интенсивности двух максимумов 1047,1 нм и 1053 нм от угла поворота кристалла при его вращении на 360° в полярных координатах. Угол поворота 0° и 180° соответствует π-поляризации (E//C). Видно, что при повороте кристалла на угол 50° наблюдается одинаковая интенсивность линий люминесценции 1047,1 нм и 1053 нм. Что свидетельствует о возможности получения двухчастотной генерации в лазере с активным элементом Nd^{3+}:$YLiF_4$ с данной ориентацией.



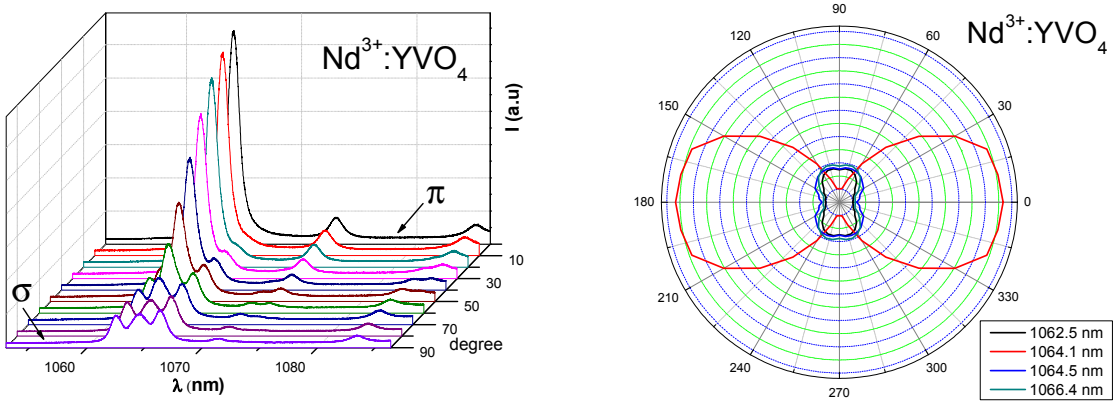
а б

Рис. 3. Фрагменты спектров люминесценции кристалла Nd^{3+}:$YLiF_4$ в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей излучения для пиков 1047,1 и 1053 нм (б)

Кристаллы ванадатов Nd^{3+}:YVO_4 [9] прекрасные материалы для создания лазеров с диодной накачкой. По сравнению с другими распространенными в настоящее время кристаллами, Nd^{3+}:YAG и Nd^{3+}:$YLiF_4$ они обладают рядом преимуществ: большим сечением вынужденного излучения,

а также широкими полосами поглощения излучения накачки. Сочетание хороших спектральных и механических свойств этих кристаллов приводит к возможности создания высокоэффективных лазеров на их основе, работающих в непрерывном и импульсном режимах. Анизотропия кристаллической решетки ванадатов позволяет получать поляризованное излучение, а высокая теплопроводность способствует хорошему охлаждению активной среды. Большинство известных работ посвящено использованию кристаллов ванадатов, вырезанных перпендикулярно оптической оси C, для создания лазеров с π-поляризацией излучения, которое соответствует максимальному усилению среды. В работе [10] показано, что при переходе от π- к σ-поляризации положения максимумов в спектрах люминесценции смещаются в длинноволновую область и, таким образом, становится возможной реализация простых схем получения двухчастотной генерации с ортогональными и параллельными поляризациями [6, 11].

Трансформация спектров люминесценции при повороте кристалла Nd^{3+}:YVO_4 показана на рис. 4,а. Видно, что для π-поляризации наблюдается один пик люминесценции на длине волны 1064,1 нм. Для σ-поляризации наблюдается три пика на длинах волн 1062,5, 1064,5 и 1066,3 нм, причем последний из них максимальный. На рис. 4,б представлены зависимости интенсивностей максимумов от угла поворота кристалла в полярных координатах. Видно, что при повороте кристалла на угол 70° максимумы 1064,1 и 1066,3 имеют одинаковую интенсивность. Такая ориентация кристалла Nd^{3+}:YVO_4 позволяет получать двухчастотную генерацию с одинаковой поляризацией излучения. Необходимо отметить, что интенсивности пиков на длинах волн 1062,5, 1064,1, 1064,5 и 1066,3 нм имеют близкие интенсивности, и можно получить многочастотную генерацию, исследованную в [11].



а б

Рис. 4. Фрагменты спектров люминесценции кристалла Nd^{3+}:YVO_4 в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей излучения для пиков 1062,5, 1064.1, 1064,5 и 1066,3 нм (б)

В отличие от традиционных кристаллов YAG анизотропные кристаллы $YAlO_3$, активированные ионами Nd^{3+}, позволяют получать поляризованное излучение без внутрирезонаторного поляризатора [8]. Это обусловлено тем, что максимальный коэффициент усиления наблюдается именно для одной поляризации излучения. Длина волны максимума генерации в кристалле Nd^{3+}:$YAlO_3$ сдвинута в длинноволновую область и составляет 1079,5 нм. Кристалл $YAlO_3$, активированный ионами Nd^{3+} – двухосный. В данной работе мы рассматривали изменение спектров люминесценции при изменении ориентации поля от E//b до E//a. В спектрах люминесценции имеются три характерных максимума на длинах волн 1079,5, 1072,6 и 1064,5 нм. При переходе от E//b до E//a интенсивности пиков сравниваются. Отметим, что в этом кристалле при повороте кристалла на угол 80° (рис. 5) наблюдается одинаковая интенсивность линий люминесценции на всех трех компонентах 1079,5, 1072,6 и 1064,5 нм и в таком лазере может наблюдаться не только двух, но и трехчастотная генерация рис. 5.

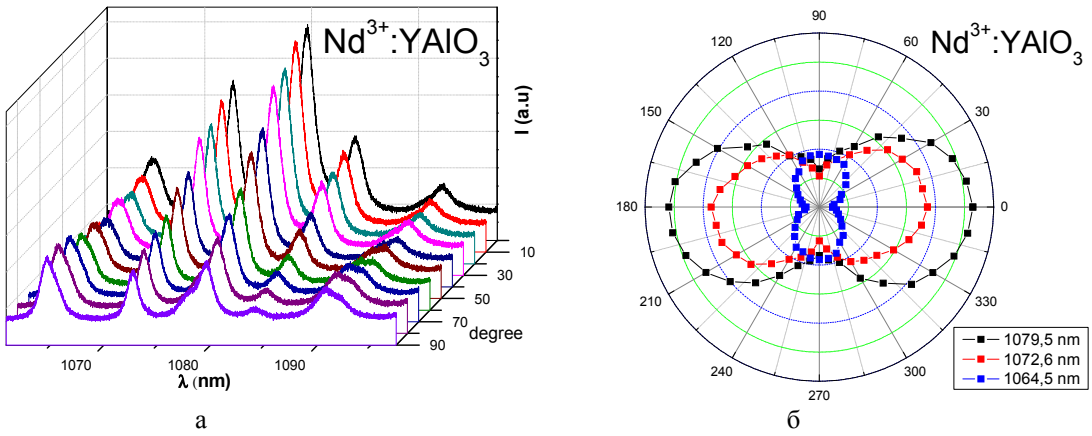


Рис. 5. Фрагменты спектров люминесценции кристалла Nd^{3+}:$YAlO_3$ в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей излучения для пиков 1079,5, 1072,6 и 1064,5 нм (б)

Кристалл $SrWO_4$ со структурой шеелита относится к классу нелинейно-оптических кристаллов, имеющих высокую кубическую нелинейность и ВКР параметры [12]. Хорошая механическая и химическая стабильность данного материала позволяют рассматривать $SrWO_4$, как эффективную матрицу для создания полифункциональной среды с одновременной лазерной генерацией и ВКР преобразованием излучения в самой активной лазерной среде. Замещение ионов Sr^{2+} ионами Nd^{3+} с последующей компенсацией заряда и сильное электрон-фононное взаимодействие приводит к неоднородному уширению спектральных линий ионов Nd^{3+} (рис. 6,а). В поляризованных спектрах видно, что длина волны максимума генерации для π- и σ-ориентации кристалла составляет 1055,9 и 1062,7 нм, соответственно.

Из зависимостей интенсивностей максимумов от угла поворота кристалла в полярных координатах (рис. 6,б) видно, что при угле поворота 45° максимумы 1055,9 и 1062,7 нм имеют одинаковую интенсивность. Такая ориентация кристалла Nd^{3+}:$SrWO_4$ позволяет получать двухчастотную генерацию.

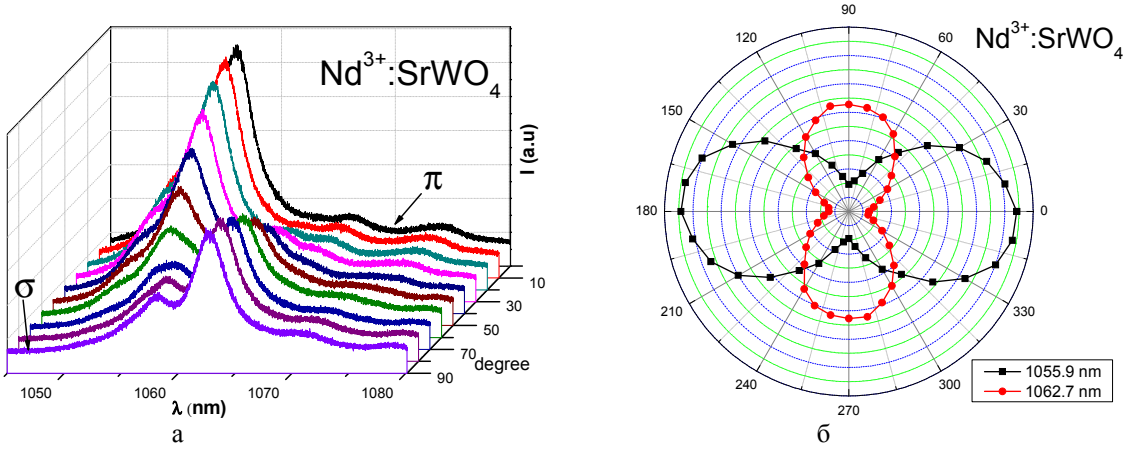


Рис. 6. Фрагменты спектров люминесценции кристалла Nd^{3+}:$SrWO_4$ в зависимости от ориентации кристалла (а) и полярная диаграмма интенсивностей излучения для пиков 1055,9 и 1062,7 нм (б)

В таблице представлены экспериментальные параметры исследованных кристаллов для получения двухчастотной и многочастотной генерации. Указан угол между требуемой поляризацией лазерного излучения и оптической осью активного элемента и предполагаемые длины волн такого лазера. В таблице указана расчетная частота терагерцового излучения, которую можно получить при использовании такого многочастотного лазера. Видно, что меняя активную среду лазера можно создавать источник терагерцового излучения в области от 0,58 до 3,9 ТГц.

Экспериментальные параметры исследованных кристаллов для получения многочастотной генерации: угол поворота кристаллов относительно оптической оси, длины волн многочастотной генерации и расчетная разностная частота

Кристалл	Угол поворота	Длина волны генерации, нм	Разностная частота, ТГц
Nd^{3+}:$YLiF_4$	50°	1047,1 1053,0	1,61
Nd^{3+}:YVO_4	70°	1064,1 1066,3	0,58
Nd^{3+}:$YAlO_3$	80°	1064,5 1072,6 1079,5	1,78; 2,13; 3,91
Nd^{3+}:$SrWO_4$	45°	1055,9 1062,7	1,82

Заключение

В настоящей работе исследованы поляризационные зависимости спектров люминесценции ионов Nd^{3+} на переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в анизотропных кристаллах $YLiF_4$, YVO_4, $YAlO_3$, $SrWO_4$. Показано, что спектры для различных ориентаций поля относительно осей кристаллов существенно отличаются по интенсивности пиков и длине волны максимального пика. В кристаллах Nd^{3+}:$YLiF_4$, Nd^{3+}:YVO_4, Nd^{3+}:$YAlO_3$ и Nd^{3+}:$SrWO_4$ найдены оптимальные ориентации поляризации излучения относительно оптической оси кристалла, при которой интенсивность люминесценции имеет два и более максимума близкой интенсивности, что позволяет рассчитывать на создание на их основе двух и много частотных лазеров с излучением, поляризованным в одной плоскости.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 15-02-05932) за частичную финансовую поддержку данной работы. Авторы благодарят Л.И. Ивлеву за предоставленный образец кристалла Nd^{3+}: $SrWO_4$.

Список литературы

1. Hyodo M., Tany M., Matsuuro S., Sakai K. Electron. Lett., 32, 1589 (1996).
2. Li M., Zhang X. C. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 3616, 126 (1999).
3. Ding Y. J. IEEE J. Selected Topics Quantum Electron., 13 (3), 705 (2007).
4. Hyodo M., Tani M., Matsuura S., Onodera N., Sakai K. Electron. Lett., 32 (17) (1996).
5. Willer U., Wilk R., Schippers W., Bottger S., Nodop D., Schossig T., Schade W., Mikulics M., Koch M., Walther M., Niemann H., Uttler B. G. Appl. Phys. B, 87, 13 (2007).
6. Сироткин А. А., Гарнов С. В., Власов В. И., Загуменный А. И., Заварцев Ю. Д., Кутовой С. А., Щербаков И. А. Квант. электрон., 42, 420–426 (2012).
7. Chen Y. F. Applied Physics B. 70, 475–478 (2000).
8. Koechner W. Solid-State Laser Engineering, Sixth Edition. Springer, 750 p. (2006).
9. Загуменный А. И., Остроумов В. Г., Щербаков И. А., Йенсен Т., Мейен Я. П., Хубер Г. Квант. электрон., 19, 1149 (1992).
10. Власов В. И., Гарнов С. В., Заварцев Ю. Д., Загуменный А. И., Кутовой С. А., Сироткин А. А., Щербаков И. А. Квант. электрон., 37:10 (2007), 938–940
11. Сироткин А. А., Власов В. И., Загуменный А. И., Заварцев Ю. Д., Кутовой С. А., Щербаков И. А., Квант. электрон., 44, 7–12 (2014).
12. Ivleva L. I., Basiev T. T., Zverev P. G., Osiko V. V., Voronina I. S., Polozkov N. M. Optical Materials, 23, 439–442 (2003).