

УДК 520.874.7

### ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИТРЕХУРОВНЕВОГО НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

*И. В. СТАШКЕВИЧ<sup>1)</sup>, В. И. ГЕРАСИМЕНКО<sup>1)</sup>*

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Республика Беларусь

Проанализированы генерационные характеристики неодимового лазера с квазитрехуровневой схемой для наиболее распространенных кристаллических матриц. Матрица, в которой находятся ионы неодима, определяет основные параметры активной среды – величину штарковского расщепления уровней, время жизни возбужденного состояния, концентрацию ионов неодима, сечений поглощения и излучения. Теоретическое исследование энергетических характеристик излучения такого лазера с различными матрицами проведено для стационарного режима генерации. Анализ выполнялся для модели лазера с продольной диодной накачкой. Показано, что максимальный КПД имеет неодимовый лазер с матрицей калий-гадолиниевого вольфрамата (KGW), следующие по эффективности матрицы – ванадат гадолиния и ванадат иттрия. Наиболее низкую эффективность демонстрируют матрицы из оксида иттрия, иттриево-алюминиевого перовскита (YAP) и гадолиниево-галлиевого граната (GGG). Самый низкий порог генерации имеют лазеры с матрицами иттриево-алюминиевого граната (YAG) и ванадата гадолиния (GVO).

**Ключевые слова:** неодимовый лазер; квазитрехуровневая схема; эффективность; порог генерации; Nd : KGW; Nd : GVO; Nd : YVO; Nd : YAG; Nd : YAP; Nd : GGG; Nd : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

---

#### Образец цитирования:

Сташкевич И. В., Герасименко В. И. Влияние матрицы на характеристики квазитрехуровневого неодимового лазера при стационарной генерации // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 1. С. 88–94.

#### For citation:

Stashkevich I. V., Herasimenka V. I. The matrix effect on the quasi-three-level neodymium laser parameters in the stationary regime. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 1. P. 88–94 (in Russ.).

---

#### Авторы:

**Игорь Вячеславович Сташкевич** – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

**Валерия Игоревна Герасименко** – студентка физического факультета.

#### Authors:

**Ihar Stashkevich**, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.

*stashkevitch@bsu.by*

**Valeryja Herasimenka**, student at the faculty of physics.

*gerasimenkovaleriya.i@gmail.com*

## THE MATRIX EFFECT ON THE QUASI-THREE-LEVEL NEODYMIUM LASER PARAMETERS IN THE STATIONARY REGIME

I. V. STASHKEVICH<sup>a</sup>, V. I. HERASIMENKA<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Belarusian State University, Nezavisimosti avenue, 4, 220030, Minsk, Republic of Belarus

Corresponding author: stashkevitch@bsu.by

The analysis of the output characteristics of a neodymium laser with a quasi-three-level scheme for most common crystalline matrices is presented. The matrix containing neodymium ions governs the basic parameters of an active medium: the value of Stark level splitting, lifetime of the excited state, maximal concentration of neodymium ions, absorption and emission cross-sections. The energy characteristics of radiation from such a laser with different matrices in the stationary mode of generation have been studied theoretically. The modeling has been performed for an end-pumped laser. It has been shown that the efficiency is at maximum for a neodymium laser with potassium-gadolinium tungstate (KGW) matrix, it is lowering for gadolinium and yttrium vanadates, being minimal for the matrices of yttrium oxide, yttrium aluminium perovskit (YAP), and gadolinium gallium garnet (GGG). The lowest lasing threshold is characteristic for lasers with yttrium aluminium garnet (YAG) and gadolinium vanadate (GVO) matrices.

**Key words:** neodymium laser; quasi-three-level scheme; efficiency; lasing threshold; Nd : KGW; Nd : GVO; Nd : YVO; Nd : YAG; Nd : YAP; Nd : GGG; Nd : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Твердотельные лазеры с диодной накачкой, обладающие высокой энергетической эффективностью, компактностью, большим КПД и стабильностью частоты генерации, нашли широкое применение в науке и производстве. Наиболее часто используются лазеры на основе ионов неодима Nd<sup>3+</sup>. Существующие нелинейные кристаллы позволяют получать преобразование частоты инфракрасного (ИК) излучения в видимый диапазон с высокой эффективностью при мощностях ИК-излучения 0,1–1,0 Вт и, таким образом, расширять область применения твердотельных лазеров с диодной накачкой. Одной из актуальных задач является получение лазерной генерации в синей области спектра. Такое излучение востребовано в сфере информационных технологий и связи, записи голограмм, медицине и зондировании атмосферы. Наиболее часто с этой целью используются неодимовые лазеры с квазитрехуровневой схемой, работающие на переходе иона неодима  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$ . При удвоении частоты здесь можно, используя различные матрицы, получить когерентное излучение в диапазоне 450–470 нм. Матрица, в которой находятся ионы неодима, определяет основные параметры активной среды – величину штарковского расщепления уровней, время жизни возбужденного состояния, концентрацию ионов неодима, сечений поглощения и излучения.

Цель настоящей работы – сравнить генерационные характеристики квазитрехуровневого неодимового лазера при работе с различными широко используемыми кристаллическими матрицами и дать рекомендации по выбору матриц с наилучшими показателями эффективности генерации и ее порога.

Анализ проводился для модели лазера, работающего в стационарном режиме. Схема энергетических уровней и переходов иона неодима в лазере с квазитрехуровневой схемой генерации представлена на рис. 1. При накачке ион переходит с нижнего подуровня  $Z_1$  основного состояния на уровень  ${}^4F_{5/2}$ . Время жизни его в этом состоянии – менее 10 нс, и в результате безызлучательных переходов осуществляется быстрая релаксация на уровень  ${}^4F_{3/2}$ . Генерация происходит на переходах между нижним подуровнем  ${}^4F_{3/2}$  ( $R_1$ ) и верхним подуровнем расщепленного основного состояния  ${}^4I_{9/2}$  ( $Z_5$ ). Общий вид схемы одинаковый для всех кристаллов, изменяются только значения энергий подуровней состояний  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{9/2}$ .

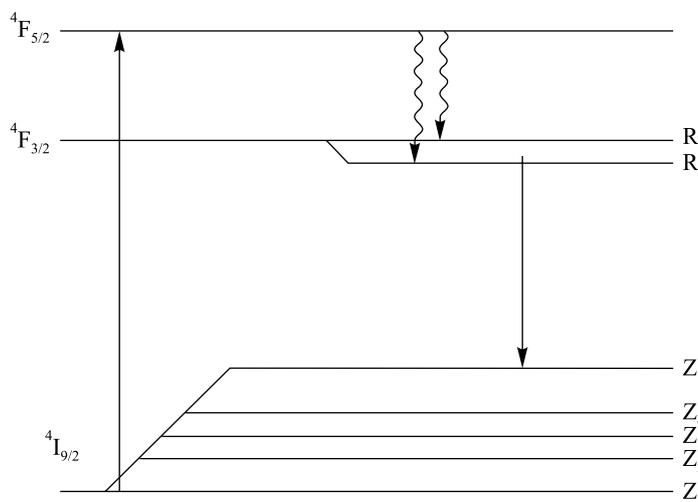


Рис. 1. Схема уровней энергии и переходов иона неодима в квазитрехуровневом лазере

Fig. 1. Scheme of energy levels and transitions of neodymium ions in quasi-three-level laser

Процесс генерации анализировался в рамках точечной модели активной среды (пространственное изменение переменных не рассматривалось) на основе балансных уравнений [1]. Предполагалось также, что в каждый момент времени населенность подуровней системы удовлетворяет распределению Больцмана, так что все подуровни будут частично заселены [2].

В системе балансных уравнений для стационарного режима производные по всем переменным приравнивались к нулю. В итоге для схемы энергетических уровней и переходов, приведенной на рис. 1, получена система однородных линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \mu v_c \sigma_e S (c_2 n_1 - n_0) - S r_{lc} &= 0, \\ \frac{a_1}{\tau_1} n_1 + a_1 \sigma_e S (c_2 n_1 - n_0) - S_{\text{нак}} \sigma_a a n_0 &= 0, \\ -\frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + \sigma_e S (n_0 - c_2 n_1) &= 0, \\ -\frac{n_2}{\tau_2} + S_{\text{нак}} \sigma_a c_2 \frac{a}{a_1} n_0 &= 0, \end{aligned}$$

где  $\sigma_e$  – сечение излучения;  $\sigma_a$  – сечение поглощения;  $n_i$  и  $\tau_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) – плотности населенности и время жизни нижнего лазерного уровня ( $Z_5$ ), уровней  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4F_{5/2}$  соответственно;  $S$  – плотность потока фотонов в резонаторе;  $S_{\text{нак}}$  – плотность потока фотонов накачки, определяемая мощностью накачки; величины  $\mu$  и  $r_{lc}$  характеризуют степень заполнения резонатора активной средой и обратное время жизни фотона в резонаторе соответственно [2];  $v_c$  – скорость света в среде. Коэффициенты  $a$ ,  $a_1$ ,  $c_2$  описывают относительное число частиц на подуровне, с которого проводится накачка ( $Z_1$ ), на нижнем ( $Z_5$ ) и верхнем ( $R_1$ ) лазерных подуровнях соответственно.

Эта система имеет два решения. Первое из них – тривиальное, при котором мощности накачки не хватает для возникновения генерации:

$$\left\{ \begin{aligned} S &= 0, \\ n_0 &= \frac{N_s}{1 + S_{\text{нак}} \sigma_a (\tau_1 + \tau_2)}, \\ n_1 &= \frac{N_s S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_1}{1 + S_{\text{нак}} \sigma_a (\tau_1 + \tau_2)}, \\ n_2 &= \frac{N_s S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_2}{1 + S_{\text{нак}} \sigma_a (\tau_1 + \tau_2)}. \end{aligned} \right.$$

Второе – нетривиальное, описывающее генерацию лазерного излучения в стационарном режиме:

$$\left\{ \begin{aligned} S &= \frac{-r_{lc} (1 + S_{\text{нак}} \sigma_a (\tau_1 + \tau_2)) + \mu v_c N_s \sigma_e (-c_2 + S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_1)}{r_{lc} \cdot \sigma_e \tau_1 (1 + c_2 + S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_2)}, \\ n_0 &= \frac{r_{lc} - \mu v_c N_s \sigma_e}{\mu v_c \sigma_e + c_2 \mu v_c \sigma_e + \mu v_c S_{\text{нак}} \sigma_a \sigma_e \tau_2}, \\ n_1 &= \frac{r_{lc} + S_{\text{нак}} r_{lc} \cdot \sigma_a \tau_2 + c_2 \mu v_c N_s \sigma_e}{\mu v_c \sigma_e + c_2 \mu v_c \sigma_e + \mu v_c S_{\text{нак}} \sigma_a \sigma_e \tau_2}, \\ n_2 &= \frac{S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_2 (-r_{lc} + \mu v_c N_s \sigma_e)}{\mu v_c \sigma_e (1 + c_2 + S_{\text{нак}} \sigma_a \tau_2)}. \end{aligned} \right.$$

Анализ второго решения показывает, что зависимость плотности потока фотонов в резонаторе от величины накачки  $S(S_{\text{нак}})$  хорошо аппроксимируется линейной функцией вида  $S = a + bS_{\text{нак}}$ , где с учетом того, что время  $\tau_1 \gg \tau_2$ ,

$$a = \frac{r_{lc} + c_2 \mu v_c \sigma_e N_s}{r_{lc} \sigma_e \tau_1 (1 + c_2)};$$

$$b = \frac{\sigma_a (-r_{lc} + \mu v_c \sigma_e N_s)}{\sigma_e r_{lc} (1 + c_2)},$$

где  $\sigma_e$  – сечение излучения;  $\sigma_a$  – сечение поглощения. Параметр  $b$  зависит от таких спектроскопических характеристик матриц, как сечения поглощения и излучения и объемная плотность ионов. Чем больше отношение сечения поглощения к сечению излучения для некоторой матрицы и объемная плотность ионов, тем больше параметр  $b$ , который является показателем эффективности генерации или дифференциальным КПД.

Пороговая плотность фотонов накачки  $S_{\text{нп}}$  будет определяться выражением

$$S_{\text{нп}} = \frac{a}{b} = \frac{r_{lc} + c_2 \mu v_c \sigma_e N_s}{\sigma_e \tau_1 (-r_{lc} + \mu v_c \sigma_e N_s)},$$

из которого видно, что наибольшее влияние на порог генерации оказывает время жизни возбужденного состояния. Чем оно больше, тем ниже порог, что хорошо согласуется с общей теорией генерации. Пороговая мощность накачки соответственно определяется по следующей формуле:

$$P_{\text{пор}} = S_{\text{нп}} \cdot S_{\text{аз}} \cdot h\nu_{\text{погл}},$$

где  $S_{\text{аз}}$  – площадь активной зоны;  $h\nu_{\text{погл}}$  – энергия поглощаемого средой фотона.

Численные расчеты проводились для лазера с продольной диодной накачкой, параметры которого соответствовали реально существующему лазеру: длина активного элемента 2 мм, длина резонатора 200 мм, диаметр области, на которую фокусируется излучение накачки, 0,3 мм. Коэффициент отражения выходного зеркала составляет 0,98, коэффициент неактивных потерь в резонаторе –  $0,002 \text{ см}^{-1}$ . Следует отметить, что получение генерации по квазитрехуровневой схеме значительно сложнее, чем по четырехуровневой, и здесь необходимо соответствующим образом подбирать параметры резонатора. Для сравнения брались матрицы с оптимальными концентрациями ионов неодима, когда еще не происходит концентрационного тушения и эффективность генерации максимальна. Основные характеристики рассматриваемых матриц приведены в табл. 1.

Зависимость плотности потока фотонов в резонаторе от мощности накачки для различных матриц приведена на рис. 2. Прямые с наибольшей эффективностью соответствуют матрицам KGW, GVO и YVO.

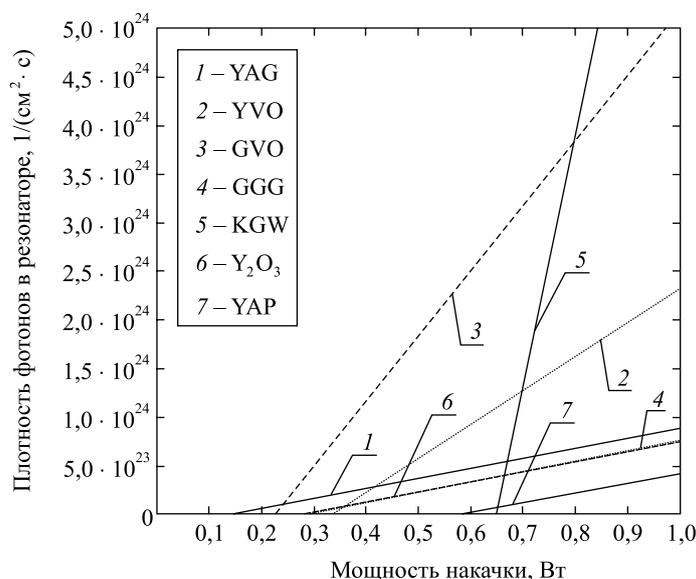


Рис. 2. Зависимость плотности потока фотонов в резонаторе от мощности накачки для различных матриц  
Fig. 2. The dependence of the photon flux density in the cavity of the pump power for various matrices

Таблица 1

## Параметры основных матриц, используемых в квазитрехуровневом неодимовом лазере

Table 1

## The main parameters of the matrices used in the quasi-three-level neodymium laser

Матрица	Химическая формула	Показатель преломления $n$	Концентрация ионов $\text{Nd}^{3+}$ , $\text{см}^{-3}$	$\lambda_{\text{e}}$ , нм	$\sigma_{\text{e}} \cdot 10^{20}$ , $\text{см}^2$	$\tau_2$ , мкс	$\lambda_{\text{p}}$ , нм	$\sigma_{\text{a}} \cdot 10^{20}$ , $\text{см}^2$	Энергии подуровней ${}^4\text{I}_{9/2}$ , $\text{см}^{-1}$	Энергии подуровней ${}^4\text{F}_{3/2}$ , $\text{см}^{-1}$	Источник
YAG	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	1,83	1,0 % $1,38 \cdot 10^{20}$	946,0	6,4	220	808,0	7,0	857, 312, 199, 133, 0	11 512 11 427	[3–5]
YVO	$\text{YVO}_4$	$n_1 = 2,16$ $n_o = 1,95$	1,0 % $1,25 \cdot 10^{20}$	915,0	5,0	110	808,5	27,0	439, 226, 173, 108, 0	11 384 11 366	[3–5]
GVO	$\text{GdVO}_4$	$n_1 = 2,19$ $n_o = 1,97$	1,0 % $1,25 \cdot 10^{20}$	912,0	7,0	94	808,4	52,0	409, 267, 173, 107, 0	11 375	[4; 5]
GGG	$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	1,94	1,6 % $2,0 \cdot 10^{20}$	937,0	2,95	250	808,0	4,8	772, 253, 178, 93, 0	11 485 11 442	[3; 6; 7]
$\text{Y}_2\text{O}_3$	$\text{Y}_2\text{O}_3$	1,89	1,0 % $2,68 \cdot 10^{20}$	914,3	2,6	378	820,0	3,87	643, 447, 267, 29, 0	11 404 11 208	[8]
YAP	$\text{YAlO}_3$	$n_{\alpha} = 1,914$ $n_{\beta} = 1,925$ $n_{\gamma} = 1,940$	1,0 % $1,9 \cdot 10^{20}$	930,0	5,3	150	794,5	5,0	670, 499, 208, 115, 0	11 545 11 421	[3; 4]
KGW	$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$	2,014	8,0 % $11,0 \cdot 10^{20}$	911,2	7,0	90	810,6	23,0	340, 295, 150, 102, 0	11 417 11 315	[3; 9]

Значения эффективности генерации и пороговой мощности накачки для исследуемых матриц в стационарном режиме приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения пороговой мощности и эффективности генерации для различных кристаллических матриц в стационарном режиме работы лазера

Table 2

Values of threshold power and generation efficiency for different crystalline matrices in stationary mode lasing

Матрица	Пороговая мощность накачки, мВт	Эффективность генерации $S/S_{\text{нак}}$
YAG	153	182,6
YVO	337	607,9
GVO	226	1164
GGG	280	179,4
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	321	192,3
YAP	579	176,6
KGW	650	4472

Максимальный КПД, как видно из рис. 2 и табл. 2, имеет неодимовый лазер с матрицей KGW, следующие по эффективности матрицы – GVO и YVO. Наихудшим вложением энергии будут матрицы из оксида иттрия, YAP и GGG.

Следует отметить, что хотя матрица KGW с неодимом дает максимальную эффективность генерации, однако она имеет высокое значение пороговой мощности возбуждения. Поэтому при проектировании непрерывных лазеров с небольшой выходной мощностью предпочтительнее выбирать матрицы GVO, YVO и YAG. При возможности обеспечить достаточно высокую мощность возбуждения предпочтительна матрица KGW. Компромиссным вариантом с достаточно низким порогом и высокой эффективностью генерации по квазитрехуровневой схеме является матрица GVO.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Храмов В. Ю. Расчет элементов лазерных систем для информационных и технологических комплексов. СПб., 2008.
2. Сташкевич И. В., Карановская Ю. В. Влияние температуры на генерационные характеристики неодимового лазера с квазитрехуровневой схемой // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 1. С. 68–74.
3. Kaminskii A. A. Laser crystals, their physics and properties. Berlin, 1990.
4. Mikhailov V. A., Zagumennyi A. I., Sherbakov I. A. Diode-Pumped Lasers Based on GdVO<sub>4</sub> Crystal // Laser Phys. 2003. Vol. 13, № 3. P. 311–318.
5. Diode-pumped quasi-three-level 456 nm Nd : GdVO<sub>4</sub> laser / Yu. D. Zavartsev [et al.] // Quantum. Electron. 2003. Vol. 33, № 7. P. 651–654.
6. Diode-pumped Nd : GGG laser at 937 nm under direct pumping / K. N. He [et al.] // Laser Phys. 2011. Vol. 21, № 10. P. 1745–1749.
7. Ground- and excited-state absorption and emission spectroscopy of Nd : GGG / R. Soulard [et al.] // J. Lumin. 2012. Vol. 132, № 10. P. 2521–2524.
8. Spectroscopic characterization of Nd : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: application toward a differential absorption lidar system for remote sensing of ozone / B. Walsh [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19, № 12. P. 2893–2903.
9. Сташкевич И. В., Новицкая Р. И. Генерационные характеристики квазитрехуровневого Nd : KGW лазера с диодным возбуждением // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 3. С. 71–75.

#### REFERENCES

1. Khramov V. Yu. Raschet elementov lazernykh sistem dlya informatsionnykh i tekhnologicheskikh kompleksov. Saint Petersburg, 2008 (in Russ.).
2. Stashkevich I. V., Karanouskaya Y. V. Temperature dependence generation of quasi-three-level Nd laser. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 1. P. 68–74 (in Russ.).
3. Kaminskii A. A. Laser crystals, their physics and properties. Berlin, 1990.

4. Mikhailov V. A., Zagumennyi A. I., Sherbakov I. A. Diode-Pumped Lasers Based on GdVO<sub>4</sub> Crystal. *Laser Phys.* 2003. Vol. 13, No. 3. P. 311–318.
5. Zavartsev Yu. D., Zagumennyi A. I., Zerrouk F., et al. Diode-pumped quasi-three-level 456 nm Nd : GdVO<sub>4</sub> laser. *Quantum. Electron.* 2003. Vol. 33, No. 7. P. 651–654. DOI: 10.1070/QE2003v033n07ABEH002473.
6. He K. N., Wei Z. Y., Li D. H., et al. Diode-pumped Nd : GGG laser at 937 nm under direct pumping. *Laser Phys.* 2011. Vol. 21, No. 10. P. 1745–1749.
7. Soulard R., Xu B., Doualan J. L., et al. Ground- and excited-state absorption and emission spectroscopy of Nd : GGG. *J. Lumin.* 2012. Vol. 132, No. 10. P. 2521–2524. DOI: 10.1016/j.jlumin.2012.03.061.
8. Walsh B., McMahon J., Edwards W., et al. Spectroscopic characterization of Nd : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: application toward a differential absorption lidar system for remote sensing of ozone. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2002. Vol. 19, No. 12. P. 2893–2903. DOI: 10.1364/JOS-AB.19.002893.
9. Stashkevich I. V., Navitskaya P. I. Lasing characteristics of quasi-three-level diode-pumped Nd : KGW laser. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 3. P. 71–75 (in Russ.).

Статья поступила в редакцию 30.09.2016.  
Received by editorial board 30.09.2016.