

РАЗГРУЗКА РЕЗОНАТОРА
ПОСРЕДСТВОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИА. С. ГОРБАЦЕВИЧ¹⁾, Р. И. НОВИЦКАЯ¹⁾, И. В. СТАШКЕВИЧ¹⁾¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Разработан метод разгрузки резонатора через генерацию второй гармоники. Проведено теоретическое моделирование работы лазера в данном режиме, рассчитаны основные характеристики выходных импульсов, рассмотрено влияние характеристик элементов установки на длительность и интенсивность импульса. Показано, что минимальная длина выходного импульса равна времени двойного обхода резонатора светом. Пиковая интенсивность импульса нелинейно уменьшается с ростом коэффициента неактивных потерь в резонаторе. Предложенный метод позволяет генерировать наносекундные импульсы второй гармоники со стабильной длительностью, пиковая интенсивность которых увеличивается с ростом мощности накачки и уменьшается при увеличении времени срабатывания электрооптического кристалла. Длительностью импульса можно управлять, изменяя коэффициент пропускания поляризатора и время срабатывания электрооптического кристалла. При наилучших условиях она составляет около 1 нс. Метод реализован экспериментально.

Ключевые слова: неодимовый лазер; разгрузка резонатора; вторая гармоника; электрооптический кристалл; балансные уравнения.

CAVITY DUMPING
BY THE SECOND HARMONIC GENERATIONA. S. GORBATSEVICH^a, R. I. NAVITSKAYA^a, I. V. STASHKEVICH^a^aBelarusian State University, Nezavisimosti avenue, 4, 220030, Minsk, BelarusCorresponding author: ihar007@gmail.com

In this paper we propose a method of cavity dumping by the second harmonic generation. Theoretical modeling of laser operation in this mode has been performed, the main characteristics of the output pulse have been calculated, and the effect exerted by the characteristics of the setup elements on the pulse duration and intensity has been examined. It is shown that a minimum length of the output pulse is equal to the time required for double-passing the cavity. The peak intensity of the pulse nonlinearly decreases with the increased ratio of inactive loss within the cavity. This affords an opportunity to generate stable duration nanosecond pulses of the second harmonic, the peak intensity being increased with the pump power and decreased with increasing operation time of the electrooptic crystal. The pulse duration can be controlled by changing the polarizer transmittance, and also the electrooptic crystal response time that at best is about 1 ns. The method is implemented experimentally.

Key words: neodymium laser; cavity dumping; second harmonic; electrooptic crystal; rate equations.

Образец цитирования:

Горбацевич А. С., Новицкая Р. И., Сташкевич И. В. Разгрузка резонатора посредством генерации второй гармоники // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 2. С. 57–62.

For citation:

Gorbatsevich A. S., Navitskaya R. I., Stashkevich I. V. Cavity dumping by the second harmonic generation. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 2. P. 57–62 (in Russ.).

Авторы:

Александр Сергеевич Горбацевич – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры общей физики физического факультета.

Роза Игоревна Новицкая – студентка физического факультета.

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

Authors:

Alexander Gorbatsevich, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of general physics, faculty of physics.

alex.gorbatsevich@gmail.com

Roza Navitskaya, student at the faculty of physics.

r.navitskaya@gmail.com

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

ihar007@gmail.com

Применение импульсных лазеров в таких областях, как дальнометрия, дистанционное зондирование, медицина и др., требует стабильности энергетических характеристик и высокого качества пучка. Обычные лазеры, работающие в режиме модуляции добротности, имеют принципиальные ограничения по стабильности энергии импульсов и длине импульса при работе в наносекундном диапазоне. Лазеры, работающие в режиме разгрузки резонатора, позволяют получить высокостабильные импульсы, длина которых определяется только временем открытия затвора и длиной резонатора [1–3]. В качестве выходного зеркала в таких лазерах обычно используют тонкопленочные или призмные поляризаторы, а разгрузка резонатора достигается поворотом плоскости поляризации выходного излучения на 90° с помощью электрооптического затвора.

В настоящей работе предлагается метод разгрузки резонатора через генерацию второй гармоники, что существенно упрощает конструкцию резонатора лазера (Nd : YAG). Данный метод позволяет вывести энергию, накопленную в резонаторе, за время, равное двойному проходу резонатора светом.

Разработанная модель лазера с разгрузкой резонатора представлена на рис. 1. Генерация осуществляется в два этапа: сначала происходит излучение основной частоты с переходом в стационарный режим, а затем формируется импульс излучения второй гармоники. На первом этапе вторая гармоника не генерируется, так как плоскость поляризации излучения совпадает с одной из осей кристалла второй гармоники (КВГ). Переключение между этапами происходит в случае изменения напряжения на электрооптическом кристалле (ЭОК). При этом поляризация излучения меняется с линейной на круговую, что приводит к выполнению условий фазового синхронизма на кристалле второй гармоники (КТР) и преобразованию основной частоты в гармонику.

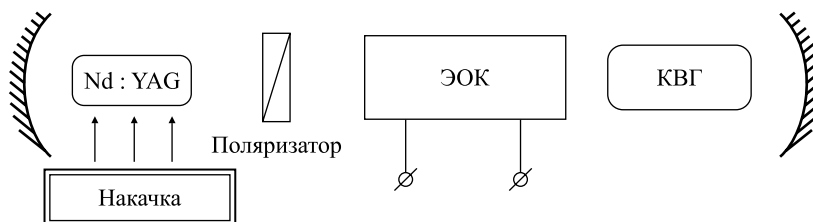


Рис. 1. Схема установки

Fig. 1. Setup schematic

Излучение основной частоты линейно поляризовано и заключено внутри резонатора, поскольку для него коэффициенты отражения зеркал $\rho \approx 1$. Зеркала резонатора считаются полностью прозрачными для излучения второй гармоники. Поляризация не преобразованного в гармонику излучения основной частоты после двукратного прохождения электрооптического кристалла становится перпендикулярной к исходной, и оно обрезается поляризатором.

В качестве активного элемента лазера рассматривался кристалл иттрий-алюминиевого граната Nd : YAG (концентрация ионов неодима – 1 %), работающий по стандартной четырехуровневой схеме. Основные параметры системы приведены в таблице [4].

Значения длин волн накачки и генерации, сечений поглощения и излучения, времени жизни на уровне ${}^4F_{3/2}$ и показателя преломления лазерного кристалла Nd : YAG

Pumping and generation wavelengths, absorption and emission cross sections, the lifetime at ${}^4F_{3/2}$, and the refractive index of the Nd : YAG laser crystal

Кристалл	Длина волны накачки λ_0 , нм	Длина волны генерации λ , нм	Сечение поглощения σ_a , 10^{-20} см ²	Сечение излучения σ_e , 10^{-20} см ²	Время жизни на уровне ${}^4F_{3/2}$, τ_2 , мкс	Показатель преломления n
Nd : YAG	808	1064	7,7	28	230	1,82

Характеристики резонатора и активной среды: длина активного элемента $L_{ag} = 4$ см, длина прокачиваемой области $l_{ag} = 1$ см, длина резонатора $L_c = 20$ см, диаметр области, на которую фокусируется излучение накачки, $d_a = 0,03$ см.

Для описания динамики генерации в рассматриваемой задаче использовались балансные уравнения (типа Статца – Де Марса) [5]:

$$\frac{dS}{dt} = \mu v_c \sigma_e S_1 (n_2 - n_1) - S r_{ic};$$

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} &= \sigma_e S_1 (n_2 - n_1) - \frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2}; \\ \frac{dn_2}{dt} &= \sigma_e S_1 (n_1 - n_2) + \frac{n_3}{\tau_3} - \frac{n_2}{\tau_2}; \\ \frac{dn_3}{dt} &= R_0 \sigma_a (N_s - n_1 - n_2 - n_3) - \frac{n_3}{\tau_3},\end{aligned}$$

где n_i , τ_i , $i = 1, 2, 3$, – плотности населенности и время жизни нижнего лазерного уровня (${}^4I_{11/2}$), верхнего лазерного уровня (${}^4F_{3/2}$) и уровня ${}^4F_{5/2}$ соответственно; $\tau_1 = 10$ нс; $\tau_3 = 30$ нс. Объемная плотность ионов неодима в кристалле (N_s) при концентрации 1 % равна $1,38 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$; S – плотность потока фотонов в резонаторе; R_0 – плотность потока фотонов накачки, определяемая мощностью накачки; величины μ и r_{lc} характеризуют степень заполнения резонатора активной средой и обратное время жизни фотона в резонаторе соответственно [6]; v_c – скорость света в среде. Коэффициент неактивных потерь в резонаторе $\gamma = 0,003$ см $^{-1}$.

В результате решения приведенной системы уравнений была получена зависимость плотности потока фотонов S_1 в резонаторе от времени для излучения основной частоты. Расчеты проводились в два этапа в соответствии с режимами работы установки. Первый этап – от начала действия накачки до установления стационарного режима генерации, второй – преобразование основной частоты во вторую гармонику. Для определения зависимости от времени интенсивности (I) излучения второй гармоники I_2 на втором этапе предполагалось, что она зависит квадратично от интенсивности излучения основной частоты I_1 :

$$I_2 = 0,01 \cdot I_1^2.$$

Таким образом, при интенсивности излучения внутри резонатора $I_1 = 1$ МВт · см $^{-2}$ 1 % энергии преобразуется во вторую гармонику. Такое приближение применимо при относительно небольших интенсивностях излучения. В рассмотренной модели коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику не превышал 30 %.

Зависимость плотности потока фотонов излучения основной частоты в резонаторе от времени и профиль импульса второй гармоники в приближении мгновенного включения электрооптического кристалла представлены на рис. 2. Коэффициент пропускания поляризатора для излучения с поляризацией, перпендикулярной к исходной, равен 20 %. В таком приближении длительность импульса практически не зависит от мощности накачки и определяется только длиной резонатора: импульс успевает сформироваться за время, соответствующее двум проходам резонатора (1,33 нс в рассматриваемой модели).

Пиковая интенсивность импульса зависит как от мощности накачки, так и от коэффициента неактивных потерь γ в резонаторе. Графики зависимости пиковой плотности потока фотонов второй гармоники от плотности потока фотонов накачки и коэффициента неактивных потерь в резонаторе в приближении мгновенного включения электрооптического кристалла приведены на рис. 3.

Коэффициент неактивных потерь γ описывает всевозможные потери, не связанные с выходом излучения через зеркала и преобразованием его во вторую гармонику (например, рассеяние и поглощение элементами внутри резонатора), а также дополнительные потери в реальной системе, обусловленные неабсолютным отражением зеркал (в модели использовалось приближение $\rho = 1$). Пиковая плотность потока фотонов второй гармоники зависит экспоненциально от γ и значительно увеличивается при достаточно низком его значении (0,002 см $^{-1}$ и меньше). Зависимость пиковой плотности потока фотонов импульса S_2 от плотности потока фотонов накачки R_0 является параболической, что обусловлено квадратичным законом преобразования интенсивности излучения основной частоты во вторую гармонику.

На параметры импульса в значительной степени влияют также коэффициент пропускания поляризатора и время срабатывания электрооптического кристалла (время, за которое поляризация излучения полностью преобразуется из линейной в круговую).

Зависимость относительной длительности импульса от коэффициента пропускания поляризатора K представлена на рис. 4.

Длительность импульса зависит от коэффициента пропускания поляризатора нелинейно и значительно увеличивается только при $K \rightarrow 100$ % (этот случай соответствует отсутствию поляризатора в системе). Зависимость коэффициента преобразования (по интенсивности) от времени считается линейной. Таким образом, даже используя поляризатор с очень большим коэффициентом пропускания (до ~60 %), можно сократить длительность выходного импульса до минимальной.

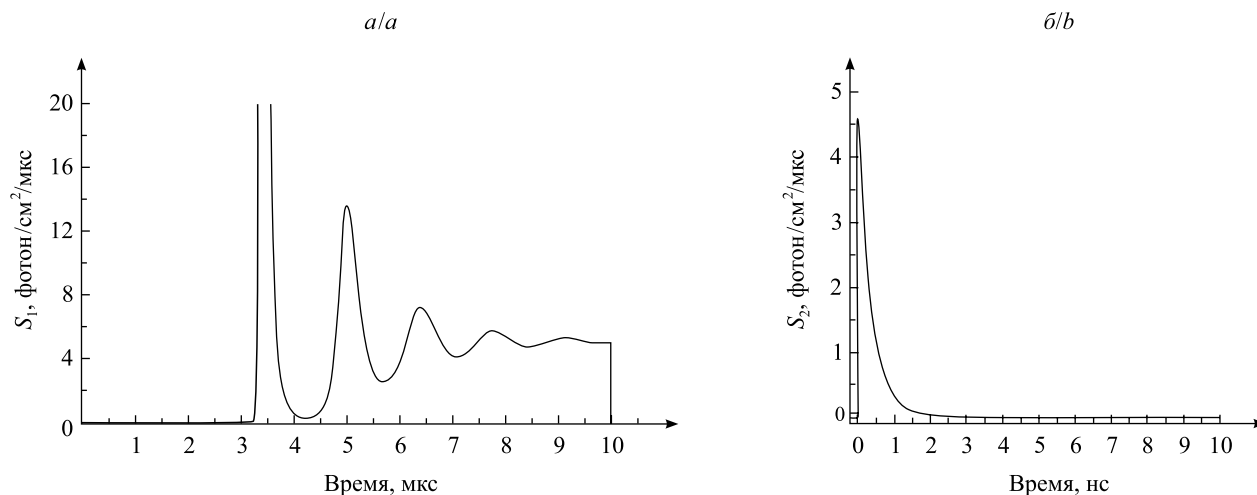


Рис. 2. Зависимости плотности потока фотонов второй гармоники S_2 (б) и основной частоты в резонаторе S_1 (а) от времени. Импульс второй гармоники начинается в момент времени $t = 10$ мкс, плотность потока фотонов накачки составляет $5,76 \cdot 10^{15}$ фотон/см²/мкс (соответствует мощности накачки 1 Вт)

Fig. 2. The photon-flux density of the second harmonic S_2 (b) and of the fundamental frequency within the cavity S_1 (a) as a function of time. The second harmonic pulse begins at $t = 10 \mu\text{s}$, the pump photon-flux density is $5.76 \cdot 10^{15}$ photons/cm²/μs (corresponding to the pumping power of 1 W)

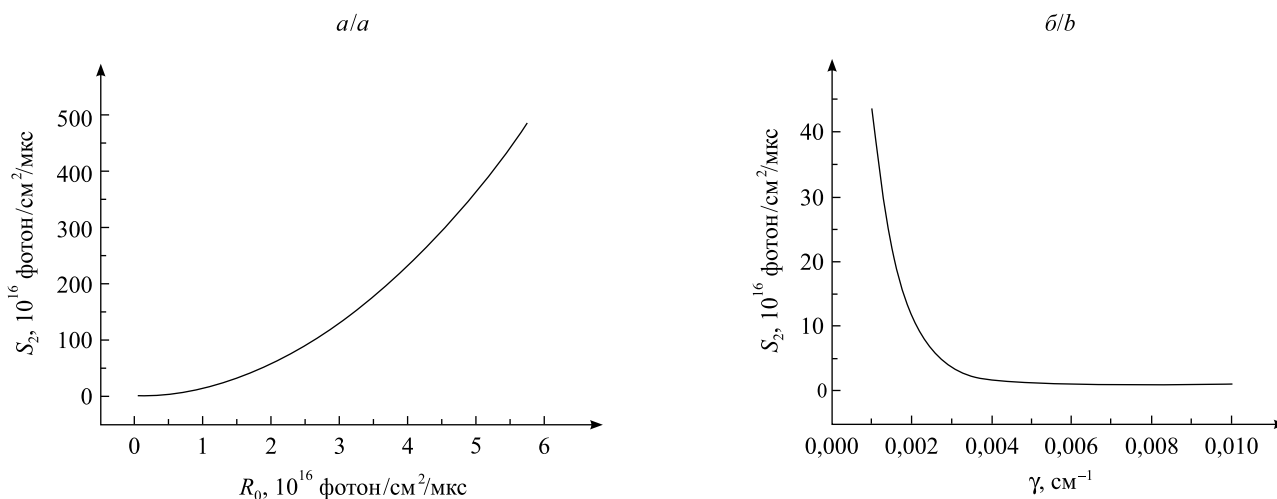


Рис. 3. Зависимость пиковой плотности потока фотонов импульса S_2 от плотности потока фотонов накачки (а) и коэффициента неактивных потерь в резонаторе при мощности накачки 1 Вт (б).

Кoeffициент пропускания поляризатора – 20 %
Fig. 3. The peak photon-flux density S_2 versus the pump photon-flux density (a) and versus the inactive loss in the cavity at the pump power 1 W (b).
The polarizer transmittance is 20 %

Зависимости относительной длительности t и интенсивности S/S_{max} импульса от времени срабатывания электрооптического кристалла Т (ЕОС) представлены на рис. 5.

Видно, что если время срабатывания электрооптического кристалла больше времени обхода резонатора светом (в нашем случае 1,33 нс) или сравнимо с ним, то параметры импульса существенно изменяются. Это связано с тем, что при медленном преобразовании поляризации из линейной в круговую формирование импульса растягивается во времени, а его интенсивность определяется не всем излучением основной частоты, а только той его частью, которая в момент прохождения через кристалл второй гармоники имеет круговую поляризацию. Поскольку коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику зависит от интенсивности первой, этот эффект проявляется в быстром падении максимальной интенсивности выходного импульса с ростом времени срабатывания электрооптического кристалла.

Режим работы лазера с разгрузкой резонатора через генерацию второй гармоники был реализован экспериментально. В экспериментальной установке использовался Nd : YAG-лазер с поперечной диодной

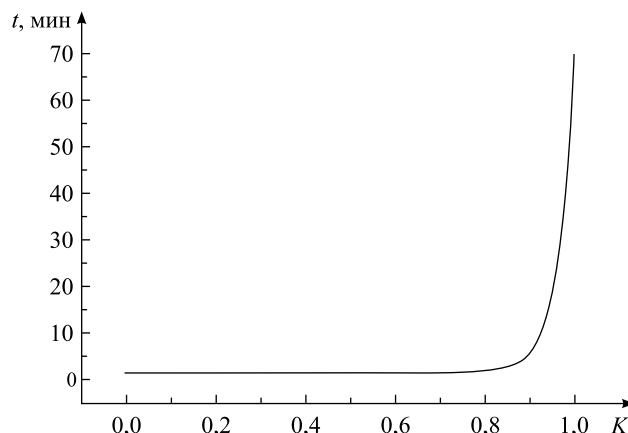


Рис. 4. Зависимость относительной длительности импульса от коэффициента пропускания поляризатора K в приближении мгновенного включения затвора. Минимальная длительность импульса соответствует времени обхода резонатора светом. Мощность накачки – 1 Вт

Fig. 4. Relative pulse duration versus transmission coefficient of the polarizer in the approximation of instantaneous shutter closure. The minimum pulse duration corresponds to the cavity double-passing time. The pump power is 1 W

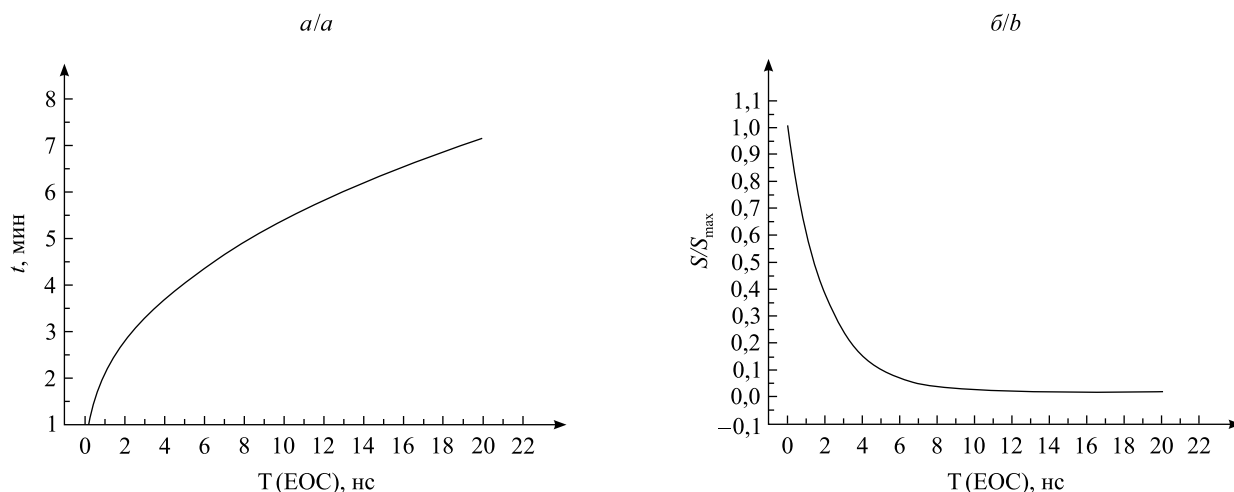


Рис. 5. Зависимости относительной длительности и интенсивности импульса от времени срабатывания электрооптического кристалла.

Коэффициент пропускания поляризатора – 20 %, мощность накачки – 1 Вт

Fig. 5. Relative duration and intensity of the pulse versus response time of the electrooptic crystal.

The polarizer transmittance is 20 %, the pump power is 1 W

накачкой. В качестве активного элемента использовался стержень размером 5×50 мм с концентрацией ионов неодима, равной 1 %. Накачка осуществлялась двумя полупроводниковыми лазерными диодными линейками с длиной волны 808 нм. Суммарная энергия излучения накачки составляла 120 мДж при длительности импульса 250 мкс. Резонатор был образован двумя глухими зеркалами – плоским и сферическим – с радиусом кривизны $R = 250$ мм. Длина резонатора составляла 250 мм. В качестве кристалла для генерации второй гармоники использовался кристалл КТР. При отключенном затворе излучение второй гармоники отсутствовало. При включении затвора происходила генерация второй гармоники, интенсивность которой зависела от напряжения на затворе.

Таким образом, предложенный метод позволяет генерировать наносекундные импульсы второй гармоники со стабильной длительностью, пиковая интенсивность которых увеличивается с ростом мощности накачки и уменьшается при увеличении коэффициента неактивных потерь в резонаторе и времени срабатывания электрооптического кристалла. Длительностью импульса можно управлять, изменяя коэффициент пропускания поляризатора и время срабатывания электрооптического кристалла. При наилучших условиях она составляет около 1 нс.

Библиографические ссылки

1. Ma Y. F., Zhang J. W., Li H., et al. High stable electro-optical cavity-dumped Nd : YAG laser // *Laser Phys. Lett.* 2012. Vol. 9, № 8. P. 561–563.
2. Yu X., Wang C., Ma Y. F., et al. Performance improvement of high repetition rate electro-optical cavity-dumped Nd : GdVO₄ laser // *Appl. Phys. B.* 2012. Vol. 106, issue 2. P. 309–313.
3. Hitotsuya H., Shimojo N., Matsubara S., et al. High efficiency laser-diode-pumped cavity-dumped ytterbium-doped Y₃Al₅O₁₂ laser // *Int. J. Latest Res. Sci. Technol.* 2013. Vol. 2, issue 1. P. 450–453.
4. Kalisky Y. Y. The physics and engineering of solid state lasers. 2006.
5. Храмов В. Ю. Расчет элементов лазерных систем для информационных и технологических комплексов. СПб., 2008.
6. Сташкевич И. В., Карановская Ю. В. Влияние температуры на генерационные характеристики неодимового лазера с квази-трехуровневой схемой // *Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика.* 2016. № 1. С. 68–74.

References

1. Ma Y. F., Zhang J. W., Li H., et al. High stable electro-optical cavity-dumped Nd : YAG laser. *Laser Phys. Lett.* 2012. Vol. 9, No. 8. P. 561–563.
2. Yu X., Wang C., Ma Y. F., et al. Performance improvement of high repetition rate electro-optical cavity-dumped Nd : GdVO₄ laser. *Appl. Phys. B.* 2012. Vol. 106, issue 2. P. 309–313. DOI: 10.1007/s00340-011-4786-7.
3. Hitotsuya H., Shimojo N., Matsubara S., et al. High efficiency laser-diode-pumped cavity-dumped ytterbium-doped Y₃Al₅O₁₂ laser. *Int. J. Latest Res. Sci. Technol.* 2013. Vol. 2, issue 1. P. 450–453.
4. Kalisky Y. Y. The physics and engineering of solid state lasers. 2006.
5. Khramov V. Y. [Calculation of elements of laser systems for information and technological complexes]. Saint Petersburg, 2008 (in Russ.).
6. 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.).

Статья поступила в редколлегию 25.01.2017.
Received by editorial board 25.01.2017.