ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 60, № 11 ФИЗИКА 2017

УДК 538.62, 548:537.611.46

А.И. ГРИБЕНЮКОВ[1], В.В. ДЁМИН[2], И.Г. ПОЛОВЦЕВ[2], Н.Н. ЮДИН[2]

ФИЗИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К РАЗРАБОТКЕ ДВУХКАСКАДНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРА С ГЕНЕРАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ $ZnGeP_2$ *

Предложена оптическая схема двухкаскадного преобразователя лазерного излучения среднего ИК-диапазона в излучение терагерцового (ТГц) диапазона. В первом каскаде предполагается использовать преобразование частоты излучения Tm:YLF-лазера в поликристалле Cr^{+2}:ZnSe в излучение с длиной волны ~ 2–3 мкм, а во втором каскаде – параметрическое преобразование частоты двух лазерных источников ~ 2–3-мкм диапазона в ТГц-диапазон путем генерации излучения разностной частоты в нелинейно-оптическом кристалле $ZnGeP_2$. Приведены оценки характеристик выходного терагерцового излучения.

Ключевые слова: *нелинейно-параметрическое преобразование частоты, ТГц-диапазон, генератор разностных частот.*

Введение

ТГц-диапазон спектра электромагнитного излучения ~ 0.2–2 ТГц в последние годы интенсивно исследуется. Достижения в области лазерной физики, нелинейной оптики, полупроводниковой физики и СВЧ-электроники стимулировали всплеск интереса исследователей к этой области спектра. Создание импульсных источников когерентного терагерцового излучения, обладающих повышенной проникающей способностью, узкой диаграммой направленности и селективным взаимодействием с газами, жидкостями, твердыми телами и сложными органическими веществами, актуально для разработки целого ряда перспективных прикладных устройств, в частности для создания дистанционных систем контроля взрывчатых и наркотических веществ. Именно селективное взаимодействие порошкообразных и твердых органических веществ с излучением ТГц-диапазона позволяет создавать системы дистанционного квазиоптического контроля их химического состава. Благодаря высокой отражательной способности металлов, излучение субмиллиметрового (ТГц) диапазона можно использовать для дистанционного поиска мелкоразмерных металлических предметов, всего в несколько раз больших (~ 1 мм) длины волны излучения, а также металлических объектов, удаленных на большие расстояния, при достаточной мощности источника. При этом может быть обеспечена высокая точность определения их пространственного положения как по дальности, так и по направлению. Системы селективного воздействия на молекулы могут обеспечить контроль синтеза лекарственных препаратов, диагностику злокачественных опухолей и высокотемпературной плазмы с высоким временным разрешением, а также решение других задач медицины, биологии и физики [1].

В настоящее время активно обсуждаются различные пути создания перестраиваемых, узкополосных, когерентных источников терагерцового излучения, работающих при комнатной температуре. Вакуумные источники электромагнитного излучения терагерцового диапазона превосходят полупровдниковые источники по уровню мощности выходного сигнала на двенадцать порядков и более чем на два порядка по величине граничной рабочей частоты.

Однако достичь плавной перестройки длины волны в диапазоне 0.1–1.0 ТГц в одном устройстве со средней выходной мощностью ~ 10 мВт, с высокой монохроматичностью и когерентностью, работающем при комнатной температуре с использованием вакуумных приборов, на данный момент так и не удалось. Полупроводниковые квантовые каскадные лазеры в терагерцовом диапазоне работают только при криогенных температурах и не обладают возможностью существенной перестройки частоты, а также почти не захватывают спектральный диапазон 0.1–1 ТГц. Источники терагерцового излучения, созданные на основе фемтосекундных лазеров, обладают чрезвычайно широким спектром излучения (порядка 1 ТГц), что не всегда приемлемо для спектрометрических

* Исследование выполнено в рамках госзадания Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 8.2712.2017/4.6).

применений. Таким образом, генерация разностной частоты в терагерцовом диапазоне обеспечивает возможность получения достаточно узкополосного и перестраиваемого в широких пределах источников. Эффективность генерации на разностной частоте требует использования кристаллов с высокой оптической прозрачностью в рабочем диапазоне частот (на всех длинах волн – накачки, сигнальной и холостой волн), с большим значением квадратичной нелинейной восприимчивостью, с высоким порогом оптического пробоя и пространственной однородностью. Наиболее перспективным для генерации излучения в ТГц-диапазоне по своим характеристикам (из большого многообразия нелинейно-оптических кристаллов) является монокристалл $ZnGeP_2$ [2–6].

Рассмотрим параметры $ZnGeP_2$. Монокристалл $ZnGeP_2$ имеет коэффициент поглощения ~ 0.1 см$^{-1}$ в спектральном диапазоне 2.5–8.3 мкм [7, 8], в диапазоне длин волн 2.05–2.39 мкм ~ 0.5 см$^{-1}$ [9–15], а при длинах волн ~ 1 мкм коэффициент поглощения составляет 1.5 см$^{-1}$ [2, 16], данные показатели поглощения приведены для 0-луча. Также данный кристалл имеет окно прозрачности в терагерцовом диапазоне (рис. 1) [17]. Лучевая стойкость $ZnGeP_2$ на длине волны 1.06 мкм при длительности импульса 30 нс и частоте следования импульсов 12.5 Гц составляет ~ 0.003 ГВт/см^2 [16], на длине волны 2.05 мкм при длительности импульса 10 нс и частоте следования импульсов 10 кГц ~ 0.074 ГВт/см^2 [18], а на длине волны 2.94 и длительности импульса 0.11 нс лучевая стойкость составила 30 ГВт/см^2. Данный монокристалл имеет нелинейную восприимчивость $d = 70\cdot10^{-12} – 85.4\cdot10^{-12}$ м/В.

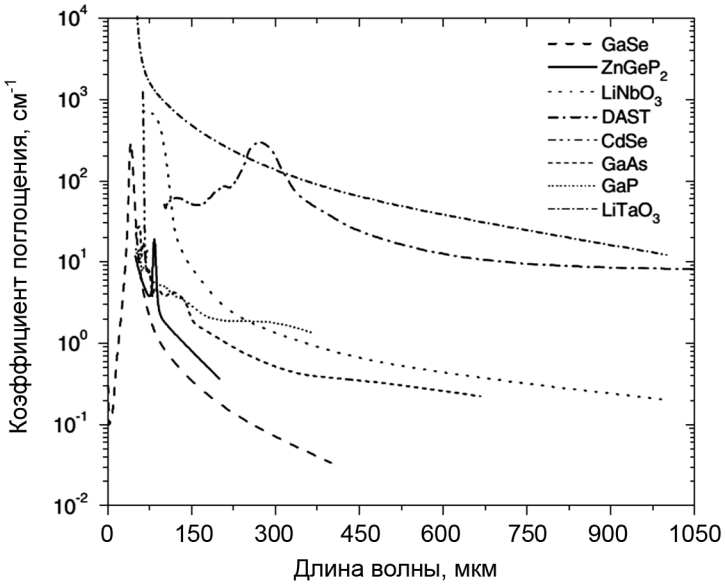

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны в ТГц-диапазоне [17]

Для получения предельных характеристик мощности генерируемого терагерцового излучения в $ZnGeP_2$ накачку на разностной частоте необходимо проводить на длинах волн ~ 2–3 мкм, где материал имеет значительно большую лучевую стойкость и меньшее поглощение, чем в диапазоне длин волн ~ 1 мкм.

На сегодняшний день в таких странах, как Россия, США и Китай, разработаны и внедрены в производство перестраиваемые источники большой мощности, работающие в спектральном диапазоне ~ 2–5 мкм, которые являются ключевым элементом систем противодействия инфракрасным сенсорам, а также нашли применение в медицине и спектроскопии. Эти источники представляют собой перестраиваемый параметрический генератор света, накачиваемый лазером, генерирующим излучение с длиной волны ~ 2 мкм. В качестве источника модулированного излучения с длиной волны ~ 2 мкм используется Ho:YAG-лазер с оптической накачкой излучением Tm:YLF-лазера. Эффективность преобразования излучения в такой схеме достигает ~ 50 %, при этом реализуется уровень средней мощности генерации ~ 10 Вт [19, 20]. Данный источник лазерного излучения имеет малые массогабаритные параметры и срок службы ~ 10000 ч. Лазерное излучение, перестраиваемое в диапазоне ~ 2–3 мкм, может быть реализовано также в поликристаллах Cr^{+2}:ZnSe с оптической накачкой излучением Tm:YLF-лазера, с эффективностью ~ 38 % [21].

Оптическая схема перестраиваемого терагерцового лазера

В данной работе рассмотрена возможность создания источника терагерцового излучения при накачке параметрического генератора разностных частот на базе монокристалла $ZnGeP_2$ излучением перестраиваемых лазерных источников среднего ИК-диапазона. Генерацию разностной частоты ТГц-диапазона предполагается реализовать в монокристалле $ZnGeP_2$ с накачкой двумя лазерами Cr^{+2}:ZnSe с оптической накачкой Tm:YLF-лазером по схеме, представленной на рис. 2.

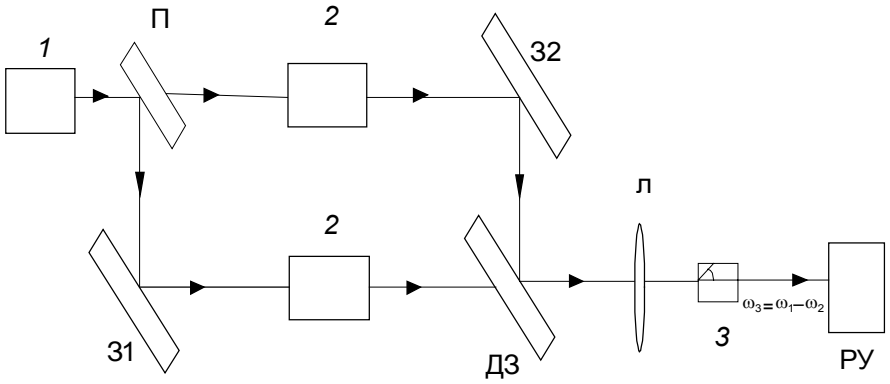

Рис. 2. Схема терагерцового перестраиваемого источника: *1* – Tm:YLF-лазер; *2* – лазер на базе поликристаллов Cr^{+2}:ZnSe; Л – линза; П – делительная пластина; З1, З2 – глухие зеркала; ДЗ – дихроичное зеркало; *3* – монокристалл $ZnGeP_2$; РУ – регистрирующее устройство

Один из лазеров Cr^{+2}:ZnSe в данной схеме накачки с изменяемой (варьируемой) по частоте (длине волны) отстройкой относительно другого лазера позволяет, в принципе, получить перестраиваемое терагерцовое излучение. Схема Cr^{+2}:ZnSe-лазера представлена на рис. 3.

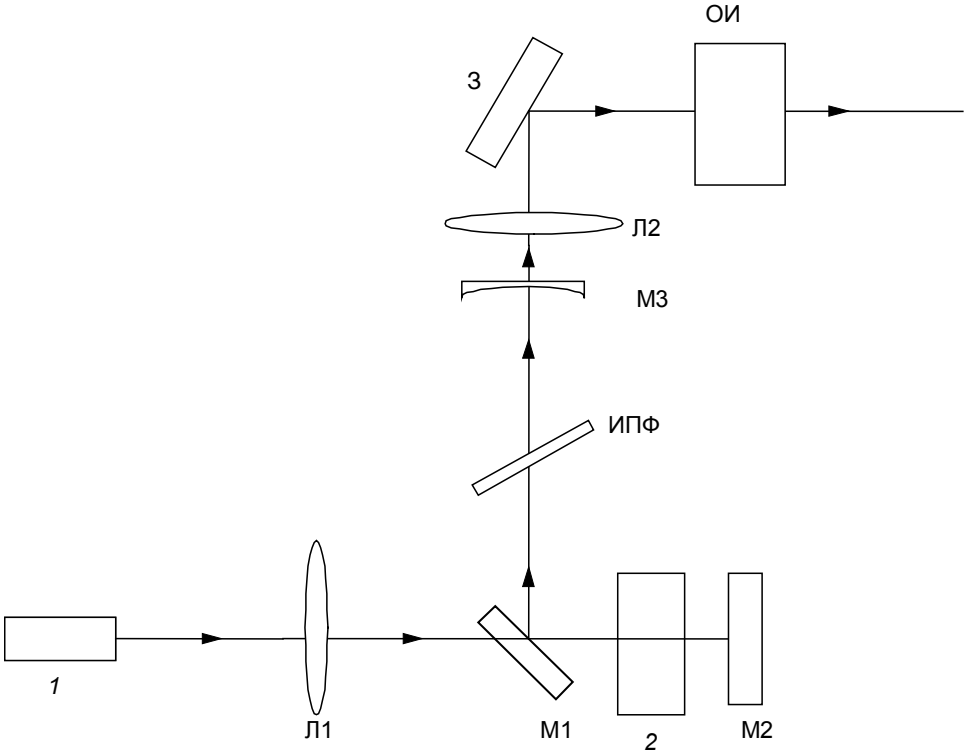

Рис. 3. Схема Cr^{+2}:ZnSe -перестраиваемого лазера с накачкой излучением Tm:YLF-лазера: *1* – Tm:YLF-лазер; *2* – поликристалл Cr^{+2}:ZnSe; Л1, Л2 – линзы; М1 – дихроичное зеркало; М2 – глухое зеркало резонатора; М3 –выходное зеркало резонатора; ИПФ – интерференционно-поляризационный фильтр; З – глухое зеркало; ОИ – оптический изолятор

Накачка Cr^{+2}:ZnSe осуществляется модулированным излучением Tm:YLF-лазера с частотой следования импульсов генерации ~ 10 кГц на длине волны 1.908 мкм и сфокусированным лин-

зой Л1 в поликристалл Cr^{+2}:ZnSe. Резонатор лазера образован дихроичным зеркалом М1 с отражением ~ 99 % на длине волны генерации и пропусканием ~ 99 % на длине волны накачки (1.908 мкм), глухим зеркалом М2, выходным сферическим зеркалом М3 с радиусом кривизны ~ 300 мм и светоделительным покрытием на длине волны генерации с отражением ~ 80 %. Перестройка длины волны излучения лазера осуществляется интерференционно-поляризационным фильтром ИПФ, помещенным в резонатор между выходным М3 и дихроичным М1 зеркалами. Оптическая развязка между резонатором параметрического генератора света и резонатором Cr^{+2}:ZnSe осуществляется оптическим изолятором ОИ.

Условия фазового синхронизма для генерации терагерцового излучения

Общий принцип действия генератора на разностной частоте терагерцового излучения в нелинейно-оптических кристаллах заключается в передаче энергии мощной световой волны – волны накачки (ω_p) – слабым электромагнитным волнам на частотах ω_s и ω_i (сигнальная и холостая волны соответственно), удовлетворяющим соотношению $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Физической причиной смешения волн является квадратичная нелинейность поляризации среды, проявляющаяся при высоких уровнях накачки (P = æ E + χ (2) E2 + ...). Усиление сигнальной или холостой волны будет происходить при выполнении условия фазового синхронизма $k_p = k_s + k_i$ (где k_p, k_s, k_i – волновые векторы).

В зависимости от требований, предъявляемых к спектральной ширине выходного излучения, могут применяться два режима преобразования излучения с понижением частоты:

– беспороговый режим, часто называемый «параметрическим усилением», при котором энергия излучения накачки используется для усиления сигнальной волны, а холостая волна с разностной частотой $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ возникнет в нелинейной среде автоматически;

– пороговый режим определяют термином «параметрической генерации» (в однопроходном, безрезонаторном варианте – «суперлюминесценции»), при реализации которой энергии излучения накачки достаточно для усиления слабых волн, возникающих в результате собственных тепловых флуктуаций (шумов, всегда имеющих место в кристалле) до уровня, сравнимого с энергией накачки.

Условие синхронизма проще всего реализуется в двулучепреломляющих кристаллах типа $ZnGeP_2$, где фазовый синхронизм достигается за счет естественной дисперсии показателей преломления обыкновенной $n_o(\omega)$ и необыкновенной $n_e(\omega)$ волн. Для реализации параметрической генерации нелинейный кристалл $ZnGeP_2$ помещается в мощный пучок лазерного излучения. При этом усиливаются те из всех возможных пар волн, суммарная частота которых удовлетворяет условиям фазового синхронизма.

Изменяя направление распространения волны накачки по отношению к оптической оси кристалла, например путем изменения угла между направлением излучения накачки и оптической осью кристалла С, можно изменить частоты усиливаемых волн в соответствии с условием фазового синхронизма. Для эффективной перекачки энергии из волн накачки на частотах ω_1, ω_2 в генерируемую в процессе вычитания частот ω_3 должны быть одновременно выполнены условия сохранения энергии и импульса. Излучение на разностной частоте наиболее эффективно генерируется в так называемом направлении синхронизма, определяемом из условия $k_i = k_p - k_s$. Если длина взаимодействия волн l конечна, то достаточно потребовать выполнения условия сохранения импульса с неопределённостью порядка $1/l$. Поле излучения, таким образом, будет иметь ограниченный по амплитуде пик в направлении синхронизма с угловой шириной, соответствующей $\Delta k \sim 1/l$. Наличие поглощения в среде может ограничить длину взаимодействия и уширить пик фазового синхронизма. Волновая расстройка Δk определяет когерентную длину $l_{ког} = 1/\Delta k$. Если длина среды l меньше $l_{ког}$, то сигнал разностной частоты возрастает приблизительно квадратично с ростом l. Если $l > l_{ког}$, то сигнал достигает насыщения и может даже начать уменьшаться при дальнейшем увеличении длины l. Для предотвращения сокращения эффективной длины взаимодействия пучков вследствие их конечных поперечных размеров желательно обеспечить синхронизм при коллинеарной геометрии взаимодействия. Это условие можно записать через показатели преломления $n(\omega_i)$:

$$\omega_p[n(\omega_i) - n(\omega_p)] + \omega_s[n(\omega_i) - n(\omega_s)] = 0.$$

Синхронизм в коллинеарной геометрии можно получить только:

1) при использовании аномальной дисперсии;

2) в двулучепреломляющих кристаллах. В данном случае среда должна быть отрицательным одноосным кристаллом, в котором $n_e(\omega_i) < n_o(\omega_i)$.

Обычно используют два типа коллинеарного синхронизма. При первом типе $n(\omega_p)$ и $n(\omega_s)$ одновременно являются обыкновенными или необыкновенными, при втором типе синхронизма либо $n(\omega_p)$, либо $n(\omega_s)$ является обыкновенным.

Рассмотрим возможность создания условий коллинеарного синхронизма в монокристалле $ZnGeP_2$ при длине волны накачки 2.89 мкм и варьировании сигнальной волны от 2.898 до 2.907 мкм для о–е–о-типа фазового синхронизма. Для данного случая волна накачки будет иметь о-поляризацию, сигнальная волна – е-поляризацию, а холостая терагерцовая волна – о-поляризацию, и уравнение синхронизма запишется в виде

$$\frac{n_o(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_e(\lambda_s,\theta)}{\lambda_s} = \frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i}, \quad (1)$$

где $n_o(\lambda)$ – показатель преломления для о-луча; $n_e(\lambda)$ – показатель преломления для е-луча; λ – длина волны излучения; θ – угол синхронизма.

Для определения показателя преломления для обыкновенной и необыкновенной волны на различных длинах волн в ИК-диапазоне используются уравнения Зельмеера [17].

Результаты решения уравнения (1) и уравнения Зельмеера для волны накачки 2.89 мкм и варьировании сигнальной волны от 2.898 до 2.907 мкм приведены на рис. 4.

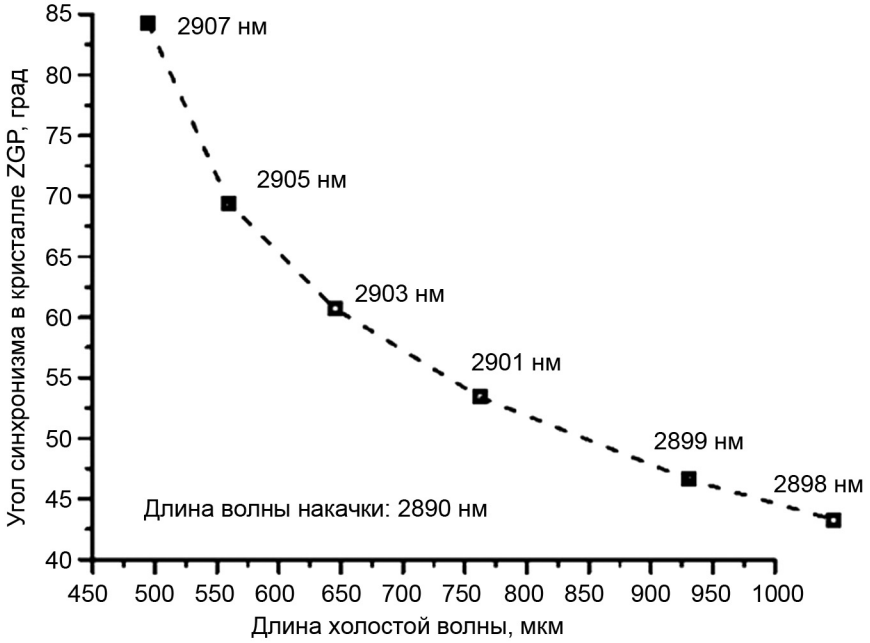

Рис. 4. Зависимость длины волны генерируемого излучения от угла синхронизма

Также необходимо учитывать, что при данных длинах волн излучения накачки сигнального излучения реализуется антиколлинеарный синхронизм (рис. 5).

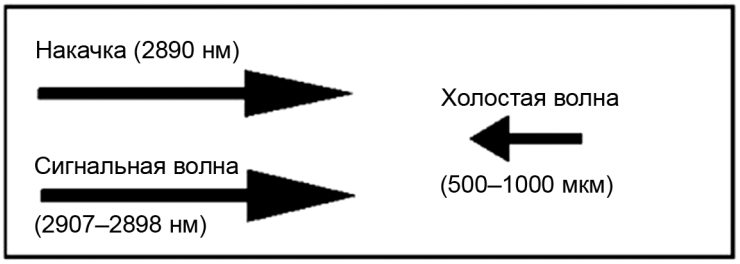

Рис. 5. Антиколлинеарная схема генерации излучения в монокристалле $ZnGeP_2$

Выводы

Сделанные оценки показали возможность получения выходного терагерцового излучения, генерируемого по представленной выше двухкаскадной схеме со следующими характеристиками: средняя мощность ~ 0.01 Вт, перестройка по частоте 0.6 ТГц – 1 ТГц, ширина линии излучения 30–50 нм, при использовании излучения модулируемого Tm:YLF-лазера с длиной волны 2 мкм, мощностью ~ 50 Вт и эффективностью преобразования во втором каскаде ~ 38 %.

Проведенный анализ показал возможность создания терагерцовых источников излучения с перестройкой длины волны в широком диапазоне, основанного на генерации излучения разностной частоты в нелинейно-оптическом кристалле $ZnGeP_2$ с накачкой излучением перестраиваемых лазерных источников среднего ИК-диапазона на базе поликристалла Cr^{+2}:ZnSe .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kitaeva G.Kh. // Laser Phys. Lett. – 2008. – V. 5. – No. 8. – P. 559–576.
2. Shi W. and Ding Y.J. // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83. – P. 848.
3. Tanabe T., Suto K., Nishizawa J., and Sasaki T. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2004. – V. 37. – P. 155–158.
4. Luo C., Reimann K., Woerner M., and Elsaesser T. // Appl. Phys. – 2004. – V. A78. – P. 435–440.
5. Shi W. and Ding Y.J. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – P. 1635–1637.
6. Shi W., Ding Y.J., and Schunemann P.G. // Opt. Commun. – 2004. – V. 233. – P. 183–189.
7. Andreev Y.M., Baranov V.Y., Voevodin V.G., et al. // Kvant. Elektron. – 1987. – V. 14. – P. 2252–2254.
8. Vodopyanov K.L., Voevodin V.G., Gribenyukov A.I., and Kulevskii L.A. // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. – 1985. – V. 49. – No. 3. – P. 569–572.
9. Barnes N.P., Murray K.E., Jani M.G., et al. // J. Opt. Soc. Am. – 1998. – V. 15. – P. 232–238.
10. Schunemann P.G., Schepler K.L., and Budni P.A. // MRS Bulletin. – 1998. – V. 23. – P. 45–49.
11. Ketteridge P.A., Budni P.A., Schunemann P.G., et al. // OSA Trends in Optics and Photonics Series. – 1998. – V. 19. – P. 233–235.
12. Gribenyukov A.I. // Oceanic Opt. – 2002. – V. 15. – P. 61–68.
13. Peterson R.D., Schepler K.L., Brown J.L., and Schunemann P.G. // J. Opt. Soc. Am. –1995 . – V. 12. – P. 2142–2146.
14. Andreev Y.M., Voevodin V.G., Geiko P.P., et al. // Kvant. Elektron. – 1987. – V. 14. – P. 2137–2138.
15. Chou H.P., Slater R.C., and Wang Y. // Appl. Phys. – 1998. – V. 66. – P. 555–559.
16. Schunemann P.G. and Pollak T.M. // MRS Bulletin. – 1998. – V. 23. – P. 23–27.
17. Shi W., Ding Y.J., and Schunemann P.G. // Opt. Commun. – 2004. – V. 233. – P. 183–189.
18. Budni P.A., Pomeranz L.A., Lemons M.L., et al. // OSA Trends in Optics and Photonics Series. – 1998. – V. 19. – P. 226–229.
19. Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Шарков В.В., Савикин А.П. // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 2. – С. 98–100.
20. Zhou Ren-Lai, Ju You-Lun, Wang Wei, et al. // Chin. Phys. Lett. – 2011. – V. 28. – No. 7. – P. 074210.
21. Владыкин А.В., Еремейкин О.Н., Захаров Н.Г. и др. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – № 5. – С. 85–87.
22. Daniel Creeden, John C. McCarthy, Peter A. Ketteridg, et al. // Quant. Electron. – 2007. – V. 13. – No. 3. – P. 483–484.

[1] Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, Россия
[2] Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 14.07.17.

Грибенюков Александр Иванович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., e-mail: loc@imces.ru;
Дёмин Виктор Валентинович, к.ф.-м.н., доцент, e-mail: dyomin@mail.tsu.ru;
Половцев Игорь Георгиевич, к.т.н., доцент, e-mail: polovcev_i@mail.ru;
Юдин Николай Николаевич, аспирант, e-mail: rach3@yandex.ru.