

Стержневой лазерный усилитель на неодимовом стекле диаметром 150 мм

А.А.Шайкин, А.П.Фокин, А.А.Соловьев, А.А.Кузьмин, И.А.Шайкин,
К.Ф.Бурдонов, А.В.Чарухчев, Е.А.Хазанов

Представлены результаты экспериментальных исследований уникального широкоапертурного стержневого усилителя на неодимовом стекле. Измерено распределение коэффициента усиления по слабому сигналу при различных значениях энергии накачки. Средний по апертуре коэффициент усиления составил 2.3. На основании проведенных исследований рассчитаны запасенная энергия (500 Дж), максимально возможная частота следования импульсов накачки, величина деполаризации в одиночном выстреле и в серии с частотой следования один выстрел в пять минут. Показано, что использование данного усилителя на выходе существующего лазера позволит увеличить энергию выходного импульса с 300 до 600 Дж.

Ключевые слова: широкоапертурные усилители, неодимовое стекло, наведенное двулучепреломление, термонаведенная деполаризация.

1. Введение

Стержневые усилители из неодимового стекла большой апертуры достаточно давно используются в лазерах с энергией импульса в сотни джоулей [1–3]. В последнее время интерес к таким лазерам возрастает в связи с появлением проектов по созданию мультитераваттных лазерных комплексов. Эти проекты можно разделить на три типа: в одних в качестве усиливающей среды используется неодимовое стекло, в других – титан-сапфир (корунд с титаном), в третьих реализован принцип параметрического усиления. Во втором и третьем типах лазеры на неодимовом стекле также играют ключевую роль, их излучение используется для накачки усилителей. Возможность создания активных элементов с большими объемом и апертурой, сочетающих в себе высокое оптическое качество и высокий уровень запасенной энергии, является основным преимуществом неодимового стекла по сравнению с другими известными на сегодняшний день лазерными средами. Большая апертура позволяет работать при безопасной с точки зрения оптического пробоя интенсивности лазерного излучения в импульсах наносекундной длительности с энергией вплоть до килоджоульного уровня. Именно такая энергия требуется для реализации мультитераваттных проектов.

В мощных усилителях на неодимовом стекле существуют две геометрии активных элементов: стержни и слэбы. К преимуществам первых относятся однопроходная геометрия усиления, лучшее качество выходного излучения, компактность и простота юстировки. Еще одним важным преимуществом стержней является возможность работать

с большой частотой следования импульсов [3,4] благодаря охлаждению боковой поверхности и компенсации оптических искажений с помощью 90-градусного вращателя плоскости поляризации, помещаемого между двумя одинаковыми элементами.

Факторами, ограничивающими энергию импульсов в лазерах на неодимовом стекле, является оптический пробой и мелкомасштабная самофокусировка [5]. Усилители на слэбах позволяют достичь большей энергии выходного импульса благодаря большой апертуре – вплоть до 40×40 см. Стержневые усилители на сегодняшний день имеют диаметр не более 10 см, что ограничивает энергию импульса на уровне примерно 300 Дж при длительности 1 нс [6]. В настоящей работе приводится описание и результаты исследования стержневого усилителя на неодимовом стекле диаметром 15 см.

2. Конструкция усилителя

Лазерный усилитель (рис.1) представляет собой цилиндр из допированного ионами неодима фосфатного стекла марки КГСС0180, который помещен в лазерный квантрон, обеспечивающий оптическую накачку активной среды. Торцевые поверхности цилиндра имеют скос 5°, боковая поверхность матирована.

Конструктивно квантрон выполнен в виде металлического каркаса 1, в котором крепятся активный элемент 2,

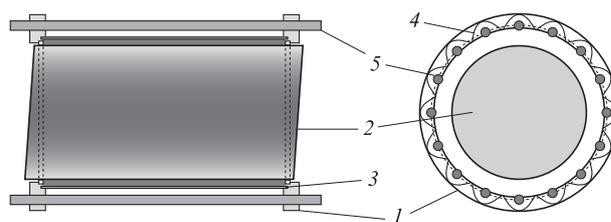


Рис.1. Геометрия лазерного усилителя:

1 – каркас усилителя; 2 – активный элемент; 3 – кварцевая колба; 4 – отражатели из алюминиевой фольги MIRO-Silver; 5 – лампы накачки ИФП8000.

А.А.Шайкин, А.П.Фокин, А.А.Соловьев, А.А.Кузьмин, И.А.Шайкин, К.Ф.Бурдонов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: shaykin@appl.sci-nnov.ru
А.В.Чарухчев. ОАО «НИИ ОЭП», Россия, Ленинградская обл., 188540 Сосновый Бор, п/я 23

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 2 апреля 2014 г.

кварцевая колба 3, отражатели 4 и лампы накачки 5. Активный элемент (АЭ) и колба закреплены соосно; промежуток между ними толщиной 7.5 мм заполняют водой для улучшения теплоотвода от АЭ, а также снижения отражения и рассеяния на его образующей. Конструкция квантрона предусматривает проток воды для лучшего отвода тепла от АЭ.

Накачка АЭ осуществляется 16 газоразрядными лампами ИФП8000 с разрядным промежутком диаметром 16 мм и длиной 250 мм, расположенными симметрично вдоль образующей активного элемента. С внешней стороны ламп размещены отражатели, увеличивающие поток излучения в сторону АЭ. Лампы подключены к четырем импульсным источникам питания (по четыре лампы на каждый блок). Емкость накопителя в каждом источнике питания равна 200 мкФ, рабочее напряжение составляет 6–12 кВ. Для увеличения срока службы ламп используется дополнительный контур предыонизации с напряжением 12 кВ [7].

Квантрон помещается на столик, обеспечивающий независимую настройку положения входного и выходного торцов АЭ относительно сигнального излучения.

3. Измерение коэффициента усиления

Измерение коэффициента усиления по слабому сигналу производилось согласно принципиальной схеме, изображенной на рис.2. Квантрон располагался между двумя телескопами. С помощью первого формировалось квазиоднородное распределение интенсивности оптического излучения по апертуре АЭ.

Энергия импульса на входе в АЭ измерялась при помощи фотодиода 8 и составляла ~2 мДж при длительности импульса 1 нс. Усиленное в АЭ излучение попадало в телескоп, переносящий изображение из плоскости выходного торца элемента в плоскость CCD-матрицы 7.

Для увеличения достоверности измерений, большая часть спонтанного излучения отфильтровывалась диафрагмой 5, установленной в перетяжке выходного телескопа. Диаметр диафрагмы выбирался исходя из компромисса между хорошей фильтрацией спонтанного излучения и качественной передачей изображения с выхода АЭ на CCD-матрицу. В наших экспериментах угловой размер диафрагмы составлял 4.5×10^{-7} ср. При этом энергия спонтанного излучения, попадающего на матрицу, была как минимум на порядок меньше энергии сигнального излучения.

Большая часть спектра излучения ламп накачки отсекалась фильтром, расположенным перед CCD-матрицей. Распределение коэффициента усиления по слабому сигналу K_0 вычислялось путем обработки четырех изображений по следующему алгоритму:

$$K_0 = \frac{A_1 - A_0}{I_1 - I_0},$$

где A_1 – интенсивность изображения усиленного сигнального излучения с вкладами спонтанного излучения и света ламп накачки; A_0 – интенсивность спонтанного излучения и света ламп накачки при тех же значениях запасенной энергии, но в отсутствие входного сигнального излучения; I_1 – интенсивность изображения сигнального излучения без спонтанного излучения и света ламп накачки; I_0 – интенсивность фоновой засветки с учетом соб-

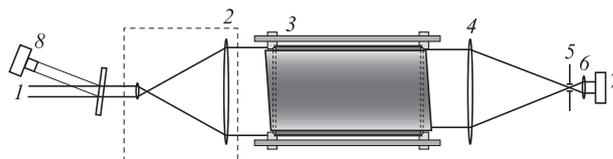


Рис.2. Схема измерения параметров лазерного усилителя: 1 – входной пучок; 2 – телескоп для формирования квазиоднородного распределения интенсивности по апертуре АЭ; 3 – исследуемый усилитель; 4, 6 – линзы телескопа, переносящего изображение АЭ на CCD-камеру; 5 – вспомогательная диафрагма; 7 – 12-битная CCD-камера с прогрессивной разверткой и разрешением 1392×1032 пикселей; 8 – фотодиод.

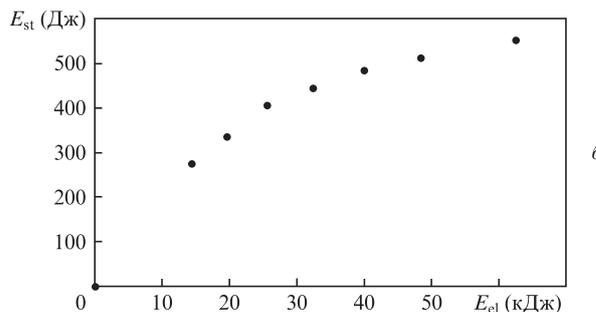
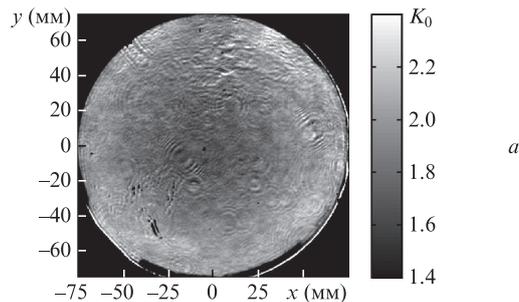


Рис.3. Распределение по апертуре усилителя коэффициента усиления по слабому сигналу (а) и зависимость запасенной в усилителе энергии от электрической энергии в накопителях (б).

ственных шумов CCD-матрицы. Погрешность измерения K_0 была не более 8%.

Экспериментальное распределение коэффициента усиления по слабому сигналу K_0 при энергии в конденсаторах 32.4 кДж представлено на рис.3.а. При рабочем значении электрической энергии в накопителе 48.4 кДж средний по апертуре коэффициент усиления составил 2.28, что соответствует ~500 Дж энергии излучения, запасенной в АЭ. Зависимость запасенной в АЭ энергии E_{st} от энергии в конденсаторах E_{el} приведена на рис.3.б. Максимально возможное значение $E_{st} = 550$ Дж достигается при $E_{el} = 62$ кДж, однако вероятность разрушения ламп при этом составляет 20%. Следовательно, использовать усилитель в таком режиме работы нельзя.

4. Перспективы использования усилителя

Как уже отмечалось, основными факторами, ограничивающими энергию импульсов в лазерах на неодимовом стекле, являются оптический пробой и мелкомасштабная самофокусировка. Еще один эффект, который надо учитывать, это смещение во времени максимума интенсивности усиленного импульса [8]. Из-за принципиально неоднородного распределения коэффициента усиления в АЭ это смещение различно в приосевой области и на перифе-

рии пучка, поэтому использование усиленного импульса для накачки параметрического усилителя может привести к модуляции спектра петаваттного импульса по апертуре.

Для оценки эффективности практического использования лазерного усилителя с АЭ диаметром 150 мм было проведено численное моделирование девятикаскадного лазера накачки петаваттного комплекса PEARL-10. За основу взят семикаскадный лазер накачки комплекса PEARL [9, 10] (энергия пучка 300 Дж, форм-фактор (коэффициент заполнения апертуры) 0.86, длительность импульса по полувысоте 1 нс), на выходе которого были добавлены масштабирующий пространственный фильтр, два исследуемых лазерных усилителя с апертурой 150 мм и пространственный фильтр между ними. При моделировании использовались экспериментальные распределения коэффициента усиления по слабому сигналу (см. рис.3,а), усредненные по угловой координате. В основе численного моделирования лежит решение балансных уравнений для импульсного лазерного усилителя, полученное в [11]. Для учета поглощения АЭ был разбит на n слоев, суммарная длина которых равна длине освещаемой части АЭ. Между слоями вводилось поглощение, интегрально равное поглощению в активном элементе (от 4% до 6% в различных АЭ). Кроме того, учитывались френелевские потери. Дифракционные эффекты и фазовые искажения в АЭ в данном расчете во внимание не принимались. Результаты расчетов приведены на рис.4.

Как видно из рис.4,а, плотность энергии в центре меньше, чем на периферии. В то же время форм-фактор составляет 0.83, что всего на 0.03 меньше, чем у пучка на входе в усилитель. Энергия выходного импульса равна 620 Дж, энергия на выходе предыдущего каскада – 460 Дж, т.е. из 500 Дж, запасенных в усилителе, 230 Дж попадали в выходной импульс. Подчеркнем, что этот расчет учитывает потери энергии на поглощение в стекле и френелевские потери на его непросветленных торцах.

Приращение B -интеграла при прохождении пучка через усилитель показано на рис.4,б. Максимальное ΔB , составляющее для линейной поляризации 3.4, может быть уменьшено при использовании круговой поляризации и будет меньше предельного значения [5]. Неоднородность временного сдвига максимума импульса (рис.4,в) в оконечном усилителе составляет не более 1/20 от длительности импульса и, соответственно, не может привести к существенному ухудшению параметров петаваттного параметрического усилителя. В результате, от добавления усилителей диаметром 150 мм можно ожидать увеличения энергии на выходе параметрического усилителя до 75

Дж, что соответствует мощности более 1 ПВт после сжатия импульса.

5. Определение максимальной частоты следования импульсов

Практическая ценность и удобство использования импульсной лазерной системы зависят от частоты следования импульсов. Мы исследовали предельное увеличение частоты следования импульсов накачки данного стержневого усилителя из неодимового фосфатного стекла диаметром 150 мм. Основными исходными данными для этих исследований являются изменения распределения температуры в результате действия импульса накачки. Температурные распределения в усилителях диаметром от 45 до 100 мм установлены в работах [4, 12–14] в результате экспериментов по измерению деполяризации. Характерной особенностью полученных распределений было наличие двух составляющих: первая, обусловленная дефектом кванта, в целом повторяла распределение коэффициента усиления по слабому сигналу, а вторая определялась поглощением УФ части спектра излучения ламп накачки и проявлялась как сильный нагрев узких областей вблизи боковой поверхности стержня:

$$\Delta T^{(0)} = \alpha G(r) + \beta \exp[(r - R)/\delta],$$

где r – радиальная координата; R – радиус стержня; $G(r)$ – радиальное распределение коэффициента усиления по слабому сигналу; δ – масштаб приповерхностных тепловыделений; α и β – коэффициенты. Коэффициент α зависит от параметров электрического разряда в лампах накачки и соотношения геометрических размеров элементов усилителя (диаметра стержня, толщины слоя охлаждающей АЭ воды, расстояния до ламп накачки, типа отражателя). Коэффициент β пропорционален энергии излучения ламп накачки, отнесенной к единице площади поверхности активного элемента. Рассматриваемый усилитель со стержнем диаметром 150 мм близок по соотношению геометрических пропорций, типу отражателя и характеристике газового разряда в лампах накачки к уже исследованному в [4, 13] усилителю диаметром 100 мм, для которого коэффициент $\alpha_{100} = 0.32$ К, $\beta_{100} = 1.5$ К, а $\delta_{100} = 2$ мм (здесь и далее нижний индекс характеризует диаметр АЭ). Принимая во внимание, что энергия электрического разряда в каждой лампе осталась прежней, количество ламп выросло вдвое (16 вместо 8), а диаметр стержня увеличился

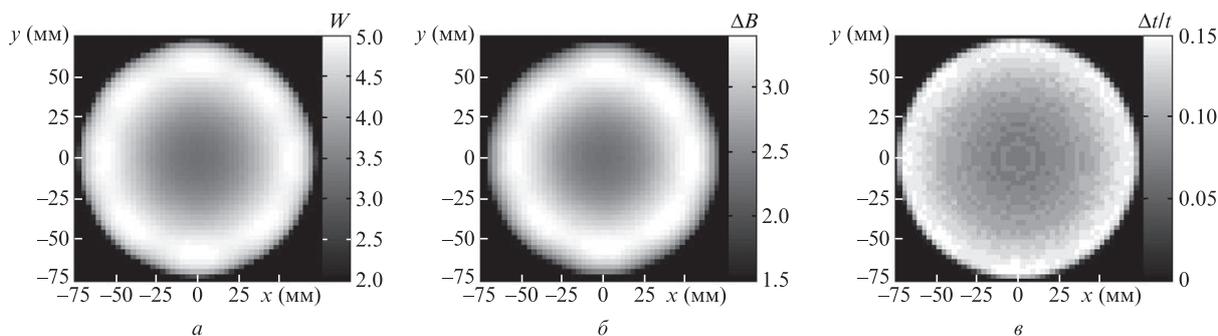


Рис.4. Распределение выходной плотности энергии (а), приращения B -интеграла (б) и смещения максимума интенсивности усиленного импульса в последнем усилителе (в).

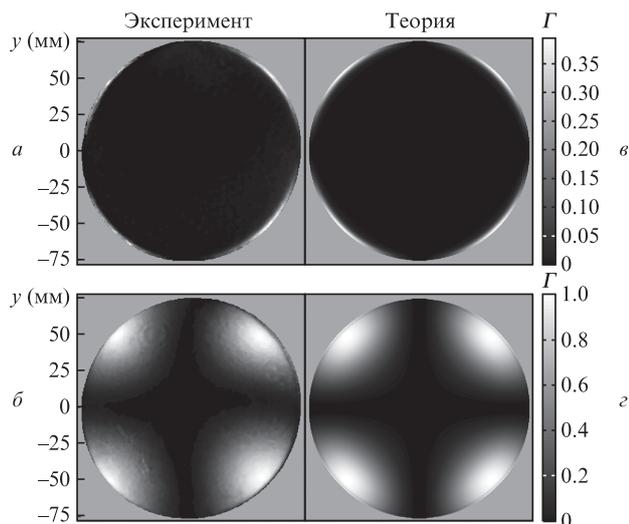


Рис.5. Распределения степени деполаризации Γ в АЭ диаметром 150 мм для серии импульсов накачки, следующих с частотой 1 вспышка в 10 мин ($f = 0.0017$ Гц): *a, в* – после первого импульса в серии; *б, з* – стационарные распределения; *a, б* – экспериментально измеренные; *в, з* – рассчитанные на основе предлагаемой модели. Напряжение накопителя 10 кВ, суммарная энергия 40 кДж.

в 1.5 раза, получим $\beta_{150} = 2\beta_{100}/1.5 = 2$ К. В расчетах мы полагаем, что $\alpha_{150} = \alpha_{100}$, а $\delta_{150} = \delta_{100}$.

Адекватность такого представления подтверждается хорошим совпадением результатов расчетов с экспериментально измеренными распределениями деполаризации (рис.5).

В импульсно-периодическом режиме работы через время после начала серии импульсов, превышающее время релаксации нулевой пространственной моды распределения температуры (нулевой функции Бесселя с наименьшим на радиусе активного элемента числом осцилляций), в АЭ устанавливается стационарное распределение: количество теплоты, поглощаемое АЭ за время импульса накачки, равно количеству теплоты, отводимому от его поверхности за время между импульсами. В расчетах мы пренебрегали продольными потоками тепла, что справедливо даже для достаточно умеренных скоростей потока охлаждающей жидкости [15]. Результаты расчетов деполаризации в АЭ диаметром 150 мм для частоты следования $f = 0.0017$ Гц (1 импульс в 10 мин), приведенные на рис.5,з, демонстрируют хорошее согласие с измеренным в эксперименте распределением (рис.5,б). В результате численного решения уравнений теплопроводности и упруго-

сти были определены распределения температуры и механических напряжений. Расчеты показали, что при частоте следования импульсов накачки $f = 0.0033$ Гц (1 импульс в 5 мин) напряжения в стержне в 5 раз меньше предельного напряжения, при котором происходит разрушение активного элемента (30 МПа [16]).

На рис.6,а и б приведены расчетные радиальные распределения температуры ΔT и приращения фаз радиально и тангенциально поляризованных волн $\Delta\psi_r$ и $\Delta\psi_\phi$ в стержне в стационарном режиме ($f = 0.0033$ Гц). Эти волны распространяются в АЭ без изменения поляризации. Разность их фазовых набегов $\delta = \Delta\psi_\phi - \Delta\psi_r$ определяет степень деполаризации Γ (отношение интенсивности деполаризованной компоненты к полной интенсивности излучения на выходе активного элемента). Распределения $\Delta\psi_r$ и $\Delta\psi_\phi$ на рис.6,б близки к параболическим с фокусными расстояниями F_r и F_ϕ , равными соответственно 1.5 и 30 км.

Стационарное распределение степени деполаризации по апертуре стержня сразу после импульса накачки, рассчитанное при $f = 0.0033$ Гц, приведено на рис.6,в. Пучок на входе в АЭ предполагается линейно поляризованным. Как показано в [3], подобные термонаведенные искажения могут быть эффективно (до уровня 1%–2%) компенсированы с помощью 90-градусного вращателя поляризации, расположенного между двумя усилителями. Как уже указывалось выше, при данной частоте следования имеется пятикратный запас относительно порога разрушения АЭ, что представляется вполне достаточным. Таким образом, исследованный усилитель может быть эффективно использован при частоте следования 1 импульс в 5 мин.

6. Заключение

Создан усилительный квантрон с активным элементом из фосфатного стекла, допированного неодимом (марка КГСС 0180). Геометрические размеры АЭ: диаметр 150 мм, длина 320 мм, угол скоса торцов 5° . Измерены следующие оптические характеристики усилителя: средний по апертуре коэффициент усиления по слабому сигналу при электрической энергии накачки 48 кДж составил 2.3; запасенная на рабочем переходе энергия излучения – 500 Дж; деполаризация при однократных импульсах накачки не превышает 0.2%. Показано, что максимальная частота следования импульсов накачки при пятикратном запасе прочности по механическому разрушению стержня составляет 1 импульс в 5 мин. При этом деполаризация превышает 25%, но может быть скомпенсирована до уровня

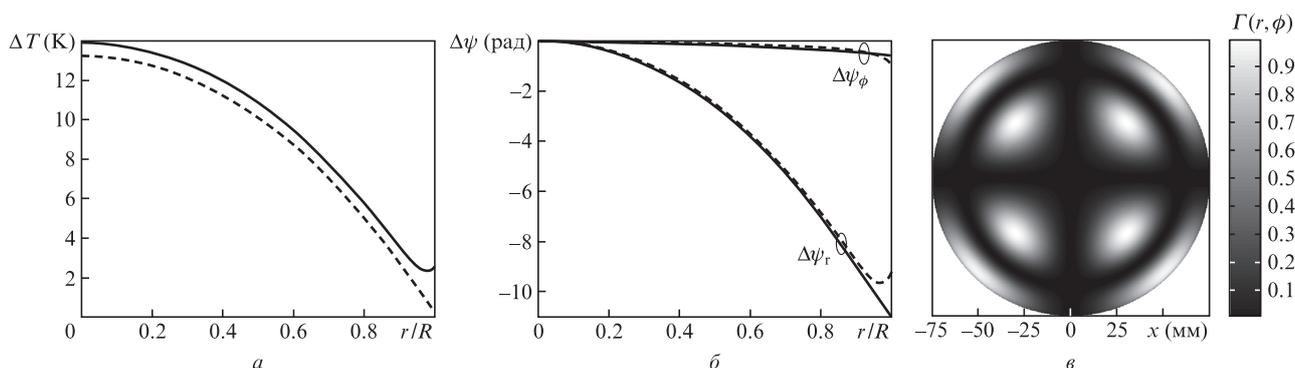


Рис.6. Стационарные распределения температуры (*a*), приращений фаз собственных волн в активном элементе (*б*) непосредственно до (пунктирные линии) и сразу после импульса накачки (сплошные линии) и степени деполаризации (*в*), рассчитанные для $f = 0.0033$ Гц.

1%–2% при использовании 90-градусного вращателя поляризации между двумя усилителями. Применение данного усилителя в качестве окончного каскада в лазере накачки создаваемого в ИПФ РАН комплекса PEARL-10 позволит получать оптические импульсы длительностью 1 нс и энергией более 600 Дж. При этом B -интеграл в окончном каскаде усиления не превысит допустимых значений. Апертура 150 мм, по-видимому, является максимально возможной для случая стержневой геометрии усилителей.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Волынкин В.М., Крыжановский В.И., Мак А.А., Моторин И.В., Никонова М.В., Серебряков В.А., Стариков А.Д., Чарухчев А.В., Щавелев О.С., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **13**, 1891 (1986).
2. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Щавелев О.С., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **11**, 310 (1984).
3. Кузьмин А.А., Кулагин О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **43**, 597 (2013).
4. Kuzmin A.A., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Opt. Express*, **19**, 14223 (2011).
5. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
6. Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kirsanov A.V., Shaykin A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 854 (2009).
7. Потемкин А.К., Журин К.А., Кирсанов А.В., Копелович Е.А., Кузнецов М.В., Кузьмин А.А., Флат Ф.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **41** (6), 487 (2011).
8. Мартянов М.А., Лучинин Г.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **38**, 103 (2008).
9. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Preprint IAP No.720* (N.Novgorod, 2006).
10. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
11. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
12. Кузьмин А.А., Лучинин Г.А., Потёмкин А.К., Соловьёв А.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **39** (10), 895 (2009).
13. Кузьмин А.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **42** (4), 283 (2012).
14. Kuzmin A.A., Silin D.E., Shaykin A.A., Kozhevato I.E., Khazanov E.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29** (6), 1152 (2012).
15. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
16. Авакянц Л.И., Бужинский И.М., Корягина Е.И., Суркова В.Ф. *Квантовая электроника*, **5** (4), 725 (1978).