

Мощный параметрический генератор света на основе задающего Nd:KGW-лазера с высокой частотой следования импульсов

М.В.Богданович, А.В.Григорьев, К.И.Ланцов, К.В.Лепченков, А.Г.Рябцев,
Г.И.Рябцев, М.А.Щемелев, В.С.Титовец, Л.Агравал, А.Бхардваш

Для формирования импульсов излучения с энергиями свыше 30 мДж и частотами следования в интервале 1–20 Гц в условно безопасном для органов зрения спектральном диапазоне 1.5–1.6 мкм предложена оптическая схема параметрического генератора света, в которой используется задающий Nd:KGW-лазер с двумя ортогонально ориентированными модулями поперечной диодной накачки. Двухмодульное возбуждение активной среды позволяет сделать более однородным распределение интенсивности излучения, генерируемого задающим лазером, в сечении выходного пучка и обеспечить надежную работу параметрического генератора света.

Ключевые слова: параметрический генератор света, двухмодульная поперечная диодная накачка, двуосный кристалл Nd:KGW, условно безопасный спектральный диапазон 1.5–1.6 мкм, энергия излучения, частота следования импульсов.

1. Введение

Лазеры с активным элементом (АЭ) на основе иттербий-эрбиевого фосфатного стекла, возбуждаемого по схеме поперечной накачки лазерными диодными линейками, зарекомендовали себя эффективными компактными источниками излучения для условно безопасного (при воздействии на органы зрения человека) спектрального диапазона 1.5–1.6 мкм [1–4]. Тем не менее их широкое применение в современных оптоэлектронных системах во многом сдерживается низкой теплопроводностью фосфатного стекла. По этой причине выходная энергия иттербий-эрбиевых лазеров ограничивается величиной 8–10 мДж, особенно, если частота следования импульсов излучения f превышает 5–10 Гц. Более мощные полностью твердотельные лазерные излучатели, устойчиво генерирующие в условно безопасном спектральном диапазоне при $f > 5–10$ Гц, разрабатываются, как правило, по схеме параметрического преобразования частоты излучения задающего Nd:YAG-лазера. Применение кристаллической активной среды позволяет создавать параметрические генераторы света (ПГС) с энергией выходных пучков свыше 50–60 мДж при частотах следования импульсов 10–30 Гц [5–10]. Однако кристалл Nd:YAG характеризуется относительно узкой полосой поглощения в области длины волны $\lambda = 810$ нм, на которую настраивается максимум спектральной плотности генерации линеек или матриц лазерных диодов (ЛЛД или МЛД), используемых в качестве источников излучения накачки. Это приводит к ужесточению требований к параметрам ЛЛД/МЛД и

системы термостабилизации блока диодной накачки, что в конечном счете повышает стоимость ПГС и снижает их конкурентоспособность.

Один из вариантов решения данной проблемы заключается в использовании АЭ на основе кристалла Nd:KGW [11–16], полоса поглощения которого в области $\lambda = 810$ нм более чем в пять раз шире такой же полосы для Nd:YAG [11–13]. В кристаллах Nd:KGW допускается повышение содержания ионов неодима Nd³⁺ до 4–8 ат.% без существенного концентрационного тушения люминесценции и изменения оптических свойств материала. Коэффициент поглощения излучения накачки в Nd:KGW может в 1.5–2 раза превышать аналогичный коэффициент в случае Nd:YAG [12, 13]. Все это открывает новые возможности для создания компактных высокоэффективных Nd:KGW-лазеров [13, 16–18]. К сожалению, отмеченные положительные свойства двуосного кристалла Nd:KGW отчасти нивелируются эффектами, инициируемыми сильной несферической тепловой линзой, которая формируется в объеме активной среды при высоких уровнях возбуждения и/или частотах следования импульсов накачки [19, 20]. Важно отметить, что при поперечной схеме возбуждения АЭ конфигурация тепловой линзы еще более усложняется из-за неоднородности распределения интенсивности излучения накачки во внутреннем объеме АЭ [21].

Настоящая статья посвящена разработке и исследованию характеристик импульсного ПГС с полностью твердотельным задающим лазером на основе кристалла Nd:KGW. Применение в Nd:KGW-лазере двух ортогонально ориентированных модулей диодной накачки (МДН) позволяет формировать выходной пучок с симметричным относительно оси резонатора распределением интенсивности излучения и минимизировать эффекты, связанные с неоднородной тепловой линзой в АЭ. Параметрический генератор света с двухмодульной схемой накачки генерирует импульсы излучения на $\lambda = 1.57$ мкм с энергией свыше 30 мДж при частотах их следования 1–20 Гц.

М.В.Богданович, А.В.Григорьев, К.И.Ланцов, К.В.Лепченков, А.Г.Рябцев, Г.И.Рябцев, М.А.Щемелев, В.С.Титовец. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by
L.Agrawal, A.Bhardwaj. Laser Science and Technology Center, Delhi-110-054, India

Поступила в редакцию 9 февраля 2017 г.

2. Эксперимент, моделирование работы излучателя

Оптическая схема разработанного импульсного ПГС-излучателя, генерирующего в условно безопасном для органов зрения спектральном диапазоне, представлена на рис.1. В схему входят два идентичных МДН, блок электрооптической модуляции добротности, 90-градусный кварцевый ротатор, ячейка ПГС и зеркала. Каждый МДН включает в себя прямоугольный АЭ на основе кристалла Nd:KGW с накачкой через боковые стороны двумя МЛД.

В экспериментах использовались МЛД типа СЛМ-3 с импульсной мощностью выходного излучения 1.25 кВт. Все матрицы соединялись последовательно и возбуждались импульсами тока с длительностью $\tau_p = 100-200$ мкс при частотах их следования $f = 1-30$ Гц. С целью стабилизации длины волны излучения в окрестности $\lambda = 810$ нм МЛД монтировались на теплоотводах, подключенных к системе электронной стабилизации температуры. Размер излучающей поверхности МЛД составлял 5.0×25.0 мм.

Кристаллы Nd:KGW с концентрацией ионов неодима 3 ат. % вырезались таким образом, чтобы главная ось N_p оптической индикатрисы совпадала с направлением распространения лазерного пучка в кристалле (т. е. с направлением оси резонатора z), а главная ось N_m совпадала с вектором электрического поля лазерного излучения [19]. Торцы кристаллических АЭ были скошены под углом Брюстера, при этом максимум пропускания обеспечивался для компоненты лазерного пучка с электрическим вектором, ориентированным вдоль оси N_m . Оба АЭ имели длину 36.7 мм и поперечное сечение размером $W_{AE} \times T_{AE} = 6.0 \times 2.8$ мм. Излучение накачки доставлялось в объем АЭ

через боковые грани размером 6.0×36.7 мм, просветленные на длину волны 810 нм. Выбранная геометрия АЭ позволила организовать эффективный отвод тепла через боковые грани, не задействованные в доставке излучения накачки.

В качестве электрооптического модулятора добротности использовалась ячейка Поккельса с нелинейным кристаллом КД*Р. Излучение, генерируемое задающим лазером с двумя МДН на длине волны $\lambda = 1.067$ мкм, конвертировалось в излучение с $\lambda = 1.570$ мкм по схеме внутриврезонаторного ПГС-преобразования. В ячейке ПГС в качестве нелинейного элемента использовался кристалл КТР размером $6 \times 6 \times 20$ мм, на боковые грани которого наносились просветляющие диэлектрические покрытия на длины волн 1.067 и 1.570 мкм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре окружающей среды.

Развернутые на 90° относительно друг друга МДН располагались в тандеме вдоль оси резонатора задающего лазера z . Основная цель применения такой конфигурации модулей заключалась в достижении симметричного относительно оси z и максимально однородного суммарного распределения интенсивности излучения накачки $I_a(x, y)$, поглощенного внутри АЭ. В рамках данного подхода учитывались особенности пространственного распределения интенсивности излучения $I_c(z, y)$ в ближнем поле МЛД. Как установлено, сильно расходящиеся пучки излучения лазерных диодных линеек, входящих в состав двумерных МЛД [22], практически полностью перекрываются вдоль оси z на расстоянии свыше $0.5-1.0$ мм от излучающей поверхности МЛД (рис.2), чем обеспечивается однородность распределения $I_c(z, y)$ в направлении оси резонатора. Вдоль оси y в распределении $I_c(z, y)$ наблю-

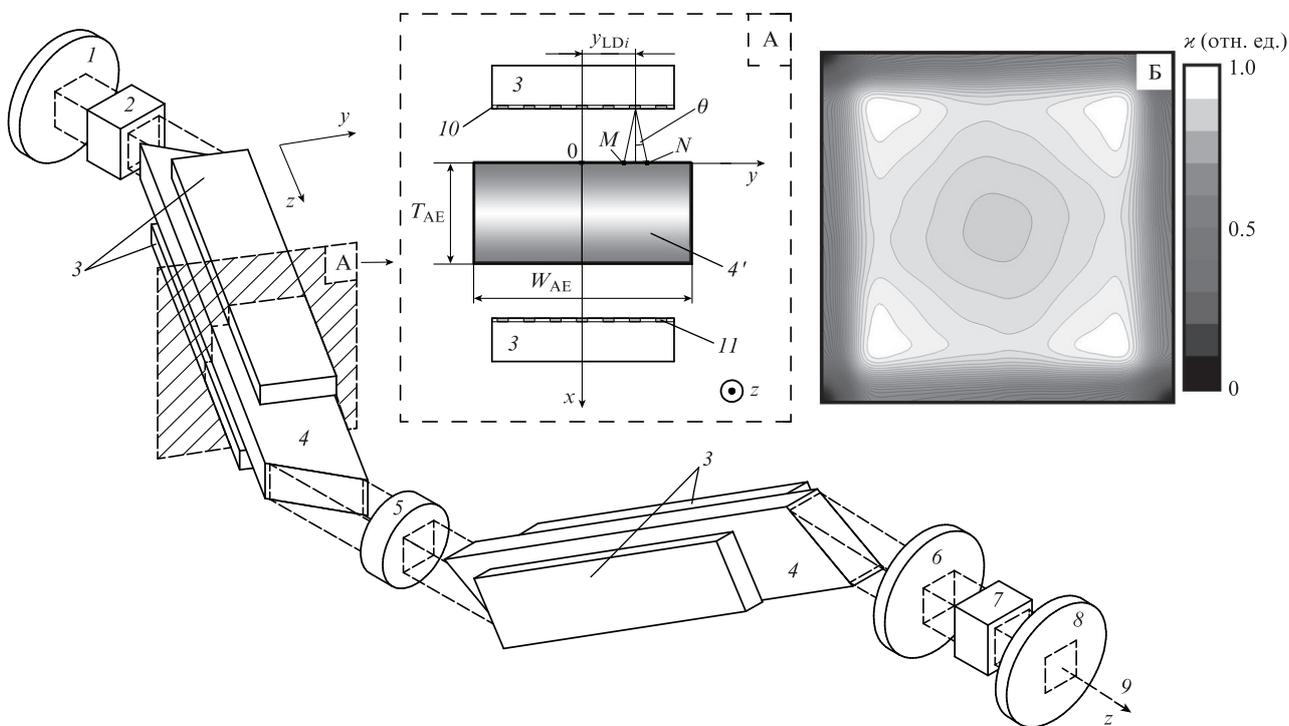


Рис.1. Оптическая схема ПГС на основе Nd:KGW-лазера:

1 – глухое сферическое зеркало задающего лазера; 2 – электрооптический модулятор добротности; 3 – МЛД; 4 – АЭ (4' – расчетное распределение $I_a(x, y)$, формируемое двумя МЛД, в поперечном сечении АЭ); 5 – 90-градусный кварцевый ротатор; 6 – плоское промежуточное зеркало; 7 – нелинейный кристалл КТР; 8 – выходное зеркало ПГС; 9 – выходной пучок ПГС; 10 – гетероструктура отдельной ЛЛД в МЛД; 11 – полосковые контакты ЛЛД; вставка А – взаимное расположение МЛД и АЭ в поперечном сечении МДН; вставка Б – пространственное распределение коэффициента усиления k задающего лазера в плоскости xy .

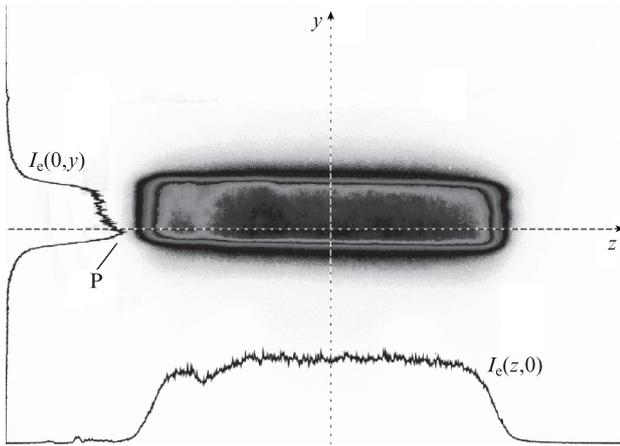


Рис.2. Распределение интенсивности излучения $I_c(z, y)$ для МЛД типа СЛМ-3 на расстоянии 2.5 мм от излучающей поверхности МЛД и сечения этого распределения вдоль осей z и y .

дается характерный максимум (обозначен буквой Р на рис.2), происхождение которого связано с особенностями растекания тока в конструкции СЛМ-3. Для компенсации влияния этого максимума на вид распределения интенсивности излучения накачки внутри активного элемента МЛД подбирались попарно с максимально близкими по форме пиками Р. Подобранные МЛД устанавливались в модулях накачки напротив боковых граней АЭ таким образом, чтобы пики Р приходились на противоположные торцы АЭ. Данный подход позволил более равномерно распределить энергию излучения накачки в объеме АЭ вдоль оси y . Как показывают результаты расчетов (см. вставку А на рис.1), неоднородность распределения $I_a(x, y)$ в рассматриваемом случае обусловлена только поглощением излучения накачки вдоль оси x .

С целью оценки эффективности выбранной схемы возбуждения задающего лазера проводилось моделирование распространения излучения накачки в объеме АЭ. Основываясь на экспериментальных данных, представленных на рис.2, мы полагали, что интенсивность излучения МЛД равномерно распределена по боковой поверхности АЭ вдоль оси z . В предположении гауссова распределения вдоль оси y интенсивностей выходного излучения отдельных излучателей с полосковой геометрией контакта, входящих в ЛЛД, которые формируют МЛД, а также экспоненциального закона поглощения вдоль оси x распределение интенсивности поглощенного излучения в сечении АЭ представлялось в виде

$$I_a(x, y) = \sum_{i=1}^{N_{LD}} \frac{P_{0i} \exp(-\alpha x)}{\sqrt{\pi/2} w_i(x)} \exp\left[-\frac{2(y - y_{LDi})^2}{w_i^2(x)}\right], \quad (1)$$

где N_{LD} – число отдельных излучателей (лазерных диодов); P_{0i} – мощность отдельного i -го излучателя; α – эффективный коэффициент поглощения Nd:KGW на $\lambda = 810$ нм; $w_i(x) = w_{0i} + (x/n) \tan \theta$ – ширина пучка i -го излучателя (на полувысоте максимума интенсивности) в зависимости от координаты x ; w_{0i} – ширина пучка i -го излучателя на боковой поверхности АЭ в направлении оси y (отрезок MN на вставке А на рис.1); n – показатель преломления Nd:KGW; y_{LDi} – координата по оси y центра полоскового контакта i -го излучателя. Значения P_{0i} и y_{LDi} определялись экспериментально. Следует отметить, что

выражение (1) задает распределение $I_a(x, y)$, формируемое МЛД только с одной стороны АЭ. В работе полагалось, что аналогичный вид имеет распределение $I_a(x, y)$, создаваемое МЛД на противоположной боковой стороне АЭ. Результат моделирования совместного действия двух МЛД иллюстрируется распределением суммарной интенсивности $I_a(x, y)$ излучения накачки, поглощенного в АЭ (см. вставку А на рис.1, позиция 4').

Геометрические параметры W_{AE} и T_{AE} обоих активных элементов выбирались такими, чтобы поперечное сечение пучка излучения, выходящего из торца кристалла Nd:KGW, скошенного под углом Брюстера, представляло собой квадрат. Исходя из ширины излучающей области МЛД (5.0 мм по оси y , рис.2), значение W_{AE} было взято равным 6.0 мм, при этом размер области возбуждения АЭ вдоль оси y составлял 5.0 мм. С учетом выбранной ширины W_{AE} , величины показателя преломления Nd:KGW на $\lambda = 1.067$ мкм ($n_{AE} = 1.986$ [23]) и при поглощении излучения накачки не менее 80% за один проход толщина активного элемента T_{AE} была взята равной 2.8 мм.

Согласно оптической схеме задающего лазера вектор электрического поля пучка с квадратным поперечным сечением, выходящего из торца АЭ первого МДН (на рис.1 он показан в левой части схемы), поворачивается на 90° после прохождения пучка через кварцевый ротатор 5. Далее лазерный пучок при минимальных оптических потерях попадает в АЭ второго МДН и преобразуется в пучок с прямоугольным поперечным сечением. Однако во втором МДН возбуждение АЭ осуществляется через боковые стороны (вдоль оси y), которые повернуты на 90° по отношению к сторонам АЭ первого МДН. В результате пространственное распределение коэффициента усиления задающего лазера в плоскости xu приобретает симметричный относительно оси z вид (см. вставку Б на рис.1).

Для экспериментальной проверки эффективности работы задающего лазера с двумя МДН (тип II) его характеристики сопоставлялись с характеристиками Nd:KGW-лазера, включающего в себя только один МДН (тип I), при сравнимых уровнях возбуждения активных сред.

С использованием стандартной системы скоростных уравнений для инверсной населенности и числа испускаемых фотонов [24] определялись параметры резонатора задающего Nd:KGW-лазера, при которых достигается максимальное значение энергии генерации E_{las} . Таким способом находились оптимальные значения коэффициентов отражения зеркал для двух вариантов исполнения задающего лазера: с одним и двумя МДН. Полученные данные использовались для согласования перетяжки моды генерации задающего лазера с размерами и положением нелинейного кристалла КТР в ячейке ПГС вдоль оси z . В результате в качестве «глухого» на $\lambda = 1.067$ мкм зеркала 1 (рис.1) было выбрано сферическое зеркало с радиусом кривизны 500 мм. Выходное плоское зеркало 6 было просветлено на длину волны 1.067 мкм при максимальном коэффициенте отражения на длине волны 1.57 мкм. Коэффициент отражения выходного зеркала 8 ячейки ПГС равнялся $\sim 99.5\%$ на $\lambda = 1.067$ мкм и $\sim 70\%$ на $\lambda = 1.57$ мкм. Длина резонатора задающего Nd:KGW-лазера составляла 150 или 250 мм в вариантах схем с одним или двумя МДН соответственно.

Для сопоставления энергетических характеристик задающих лазеров I и II типов при сравнимых условиях накачки МДН лазера I типа возбуждался импульсами тока с длительностью $\tau_p = 200$ мкс, в то время как МДН лазера

II типа – импульсами с $\tau_p = 100$ мкс. Поскольку МЛД соединялись последовательно во всех случаях, то одинаковые значения энергии накачки E_{pm} достигались путем подачи на МДН импульсов тока с одинаковыми амплитудами (вариации ватт-амперных характеристик использованных МЛД не превышали нескольких процентов).

Экспериментально изучалась зависимость выходной энергии ПГС с задающими лазерами I и II типов (величины E_I и E_{II} соответственно) от уровня накачки и частоты следования импульсов. Длительность импульсов излучения, генерируемых ПГС, составляла 7 нс.

3. Обсуждение результатов

Как видно из табл.1, задающие лазеры I и II типа при одинаковых энергиях накачки генерируют импульсы излучения со сравнимыми значениями энергии, если $f \leq 10$ Гц. Однако при дальнейшем росте частоты следования импульсов величины E_I и E_{II} заметно различаются. Так, например, при увеличении f от 10 до 20 Гц выходная энергия импульсов излучения ПГС с двумя МДН ($E_{pm} = 520$ мДж) уменьшается менее чем на 4% (от 35.4 до 34.0 мДж), при этом энергия ПГС с одним МДН снижается от 31.0 мДж до нуля.

Анализ измеренных значений E_I и E_{II} при разных частотах f совместно с картинами ближнего поля излучения задающих Nd:KGW-лазеров I и II типа позволяет заключить, что причина резкого снижения величины E_I при $f > 10$ Гц связана главным образом с формированием в объеме АЭ сильно анизотропной тепловой линзы и, как следствие, с выходом резонатора из зоны устойчивости. Распределение интенсивности излучения в сечении выходного пучка задающего лазера I типа становится неоднородным уже при относительно низких уровнях возбуждения АЭ. С увеличением тока накачки МЛД и/или частоты следования импульсов степень неоднородности этого распределения быстро возрастает. В отличие от данного случая интенсивность излучения, генерируемого задающим лазером II типа при всех исследованных режимах работы и значениях E_{pm} и f , распределяется относительно однородно по сечению пучка с явно выраженной симметрией относительно оси z (рис.3). Полученные экспериментально картины ближнего поля излучения лазера II типа коррелируют с модельным распределением коэффициента усиления в плоскости xu на выходе второго МДН, представленным на вставке Б на рис.1. Следует также отметить, что лазер II типа характеризуется более высокой (~1%) по сравнению с лазером I типа стабильностью амплитуды генерируемых импульсов.

Устранение явно выраженных «горячих» точек на картине ближнего поля задающего Nd:KGW-лазера II типа уменьшает вероятность оптического пробоя в объеме

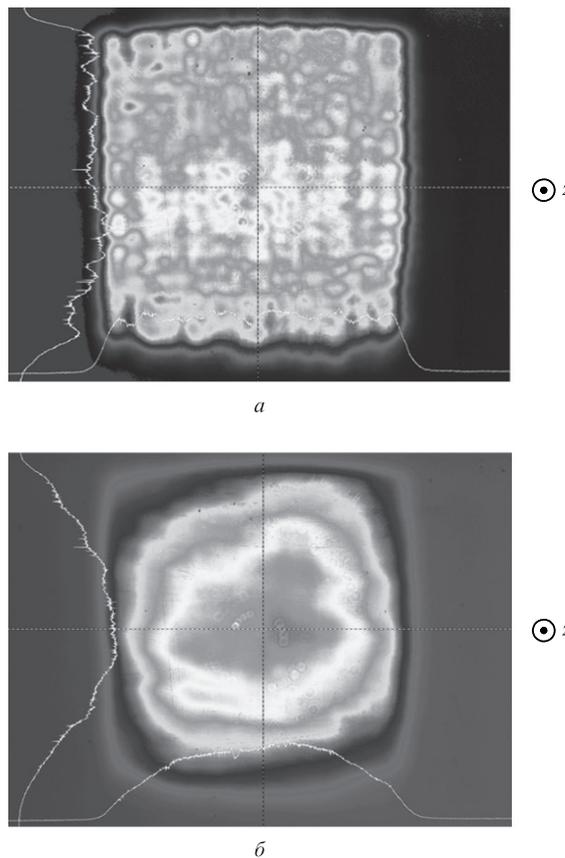


Рис.3. Картины распределения интенсивности в ближнем поле излучения задающего Nd:KGW-лазера ($\lambda = 1.067$ мкм) II типа в режимах свободной генерации (а) и модуляции добротности (б) при $f = 20$ Гц. Энергии лазерных импульсов составляли 110 (а) и 70 мДж (б). Картины регистрировались CCD-камерой, удаленной на 40 мм от промежуточного зеркала б (перед началом измерений из схемы (рис.1) удалялись нелинейный кристалл 7 и выходное зеркало 8).

ме нелинейного кристалла КТР, что значительно повышает надежность работы излучателя.

4. Заключение

Для формирования импульсов излучения с энергиями свыше 30 мДж и частотами следования до 20 Гц в условно безопасном для органов зрения спектральном диапазоне 1.5–1.6 мкм предложена оптическая схема ПГС на основе задающего Nd:KGW-лазера с двумя ортогонально ориентированными модулями поперечной диодной накачки. Двухмодульное возбуждение активной среды позволяет сделать более однородным распределение интенсивности излучения задающего лазера в сечении пучка и обеспечить энергию импульсов ПГС на уровне 30–35 мДж в интервале частот следования импульсов 1–20 Гц. Рост степени однородности распределения интенсивности в ближнем поле излучения в данном случае достигается тем, что в каждом из МДН возбуждение происходит через различные пары боковых граней прямоугольного АЭ. Симметрия картины ближнего поля излучения Nd:KGW-лазера относительно оси резонатора способствует формированию в активной среде тепловой линзы со стабильными оптическими параметрами в широких интервалах энергий возбуждения и частот следования импульсов накачки. Как результат, высокие значения энергии выходных импульсов ПГС поддерживаются при-

Табл.1. Энергии E_I и E_{II} выходных импульсов ПГС на основе задающего Nd:KGW-лазера с одним и двумя МДН соответственно в зависимости от частоты следования импульсов f (оба лазера работали в режиме модуляции добротности при $E_{pm} = 520$ мДж).

E_I	E_{II}	f (Гц)
31.1	37.1	1
31.1	36.3	5
31.0	35.4	10
2.5	35.4	15
0	34.0	20

мерно постоянными без дополнительной юстировки резонатора задающего лазера.

1. Ryabtsev G.I., Bezyazchnaya T.V., Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Kabanov V.V., Lebiadok Y.V., Ryabtsev A.G., Shchemelev M.A. *Appl. Phys. B*, **108**, 283 (2012).
2. Рябцев Г.И., Богданович М.В., Григорьев А.В., Кабанов В.В., Лебедок Е.В., Лепченков К.В., Рябцев А.Г., Щемелев М.А. *Оптический журнал*, **82**, 3 (2015).
3. Cole B., Hough N., Hays A., Nettleton J., Goldberg L. *Proc. SPIE*, **9726**, 972605 (2015).
4. Богданович М.В., Григорьев А.В., Ланцов К.И., Лепченков К.В., Рябцев А.Г., Рябцев Г.И., Титовец В.С., Щемелев М.В. *Фотоника*, **55**, 58 (2016).
5. Wang Y.Y., Xu D.G., Zhong K., Wang P., Yao J.Q. *Appl. Phys. B*, **97**, 439 (2009).
6. Bhardwaj A., Agrawal L., Maini A.K. *Defence Sci. J.*, **63**, 599 (2013).
7. Искандаров М.О., Никитичев А.А., Свердлов М.А., Тер-Мартirosян А.Л. *Научное приборостроение*, **25**, 124 (2015).
8. Zhong K., Wang Y.Y., Xu D.G., Geng Y.F., Wang J.L., Wang P., Yao J.Q. *Chin. Phys. Lett.*, **26**, 064210 (2009).
9. Wu F.F., Pierce J.W. *Proc. SPIE*, **7582**, 75820H (2010).
10. Cho C.Y., Chen Y.C., Huang Y.P., Huang Y.J., Su K.W., Chen Y.F. *Opt. Express*, **22**, 7625 (2014).
11. Каминский А.А. *Лазерные кристаллы* (М.: Наука, 1975).
12. Батай Л.Е., Грибковский В.П., Демидович А.А., Кузьмин А.Н., Рябцев Г.И. *Изв. НАНБ. Сер. физ.-мат. наук*, **4**, 82 (1998).
13. Kushawaha V., Michael A., Major L. *Appl. Phys. B*, **58**, 533 (1994).
14. Chen Y., Major L., Kushawaha V. *Appl. Opt.*, **35**, 3203 (1996).
15. Demidovich A.A., Shkadarevich A.P., Batay L.E., Gribkovskii V.P., Kuzmin A.N., Ryabtsev G.I., Stek W., Deren P. *Proc. SPIE*, **3176**, 272 (1997).
16. Demidovich A.A., Shkadarevich A.P., Danailov M.B., Apai P., Gribkovskii V.P., Kuzmin A.N., Ryabtsev G.I., Batay L.E. *Appl. Phys. B*, **67**, 11 (1998).
17. Demidovich A.A., Kuzmin A.N., Ryabtsev G.I., Stek W., Titov A.N. *Spectrochim. Acta, Part A*, **54**, 1711 (1998).
18. Grabtchikov A.S., Kuzmin A.N., Lisinetskii V.A., Ryabtsev G.I., Orlovich V.A., Demidovich A.A. *J. Alloys Comp.*, **300-301**, 300 (2000).
19. Yumashev K.V., Savitski V.G., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A., Molotkov D.D., Protasenya A.L. *Appl. Phys. B*, **89**, 39 (2007).
20. Berger J.A., Greco M.J., Schroeder W.A. *Opt. Express*, **16**, 8629 (2008).
21. Bezyazchnaya T.V., Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Kabanov V.V., Kostik O.E., Lebiadok Y.V., Lepchenkov K.V., Mashko V.V., Ryabtsev A.G., Ryabtsev G.I., Shchemelev M.A., Teplyashin L.L. *Opt. Commun.*, **308**, 26 (2013).
22. Botes D., Scifres D.R. (Eds) *Diode Laser Arrays* (Cambridge: Cambridge University Press, 1994).
23. www.exsmaoptics.com.
24. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (New York: Springer, 2002, Ch. 8).