

ЛАЗЕРЫ

Параметрические генераторы света среднего ИК диапазона мощностью 10 Вт на основе элементов $ZnGeP_2$, накачиваемых излучением $Ho:YAG$ -лазера с волоконно-лазерной накачкой. Экспериментальное и численное исследование

О.Л.Антипов, И.Д.Еранов, Р.И.Косицын

Исследована возможность повышения мощности и эффективности параметрического генератора света (ПГС) в диапазоне длин волн 3.5–5.0 мкм на основе одного или двух кристаллов $ZnGeP_2$, накачиваемых излучением импульсно-периодического лазера на кристалле $Ho:YAG$ ($\lambda = 2097$ нм), который в свою очередь накачивался излучением тулиевого волоконного лазера ($\lambda = 1908$ нм). В ПГС на тандеме элементов $ZnGeP_2$ продемонстрирована генерация пучков высокого качества со средней мощностью до 10 Вт в импульсах длительностью 15–25 нс, следующих с частотой ~ 17 кГц. Общая эффективность преобразования мощности накачки волоконного лазера в излучение среднего ИК диапазона достигала 25%. Развита теоретическая модель ПГС, объясняющая кластерный спектр генерации и большую выходную мощность при использовании тандема ZGP, чем при использовании одного элемента.

Ключевые слова: средний инфракрасный диапазон, параметрический генератор света, твердотельные и волоконные лазеры, нелинейно-оптический кристалл.

1. Введение

Лазерные источники излучения среднего ИК диапазона на длинах волн 3–8 мкм имеют множество применений: в медицине (для хирургии и диагностики заболеваний), для обработки материалов, экологического мониторинга и дистанционного определения состава веществ, контроля производственных процессов (в частности в нефте- и газопереработке), для инспекции продуктопроводов и в других областях [1–3]. В последнее десятилетие значительный прогресс достигнут в создании мощных параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона с накачкой излучением твердотельных лазеров ближнего ИК диапазона [4–6]. Одним из наиболее привлекательных для параметрического преобразования нелинейных кристаллов является кристалл $ZnGeP_2$ (ZGP), к достоинствам которого относят большие нелинейность и теплопроводность, а также хорошее пропускание в широком диапазоне длин волн (2.1–9 мкм) [7–11]. Для накачки кристаллов ZGP могут быть использованы лазеры на кристаллах $Ho:YAG$ с волоконно-лазерной или лазерной накачкой [12–15].

Целью настоящей работы являлось определение возможности повышения мощности и эффективности ПГС среднего ИК диапазона на основе нелинейного кристалла ZGP (одного или двух элементов) и лазера накачки на кристалле $Ho:YAG$, который накачивался излучением тулиевого волоконного лазера (на длине волны 1908 нм).

О.Л.Антипов, И.Д.Еранов, Р.И.Косицын. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; oleg_antipov@yahoo.com, 72ilya305@mail.ru, kositsin@gmail.com

Поступила в редакцию 17 марта 2017 г., после доработки – 1 мая 2017 г.

2. Экспериментальная система

Лазерная система среднего ИК диапазона состояла из двух основных частей: лазера накачки на кристалле $Ho:YAG$ и ПГС на основе кристалла ZGP (рис.1). Лазер на кристалле $Ho:YAG$, накачиваемый излучением волоконного Tm-лазера, подробно описан в работе [16]. Для накачки ПГС использовалось импульсно-периодическое излучение $Ho:YAG$ -лазера на длине волны 2097 нм с частотой следования, варьируемой в диапазоне 5–40 кГц, длительностью импульсов 20–30 нс и линейной поляризацией (отношение мощностей вертикально и горизонтально поляризованного излучения превышало 100:1). При проведении экспериментов с ПГС максимальная мощность двухмикронного излучения $Ho:YAG$ -лазера ограничивалась 27 Вт во избежание пробоя нелинейно-оптического элемента (энергия импульсов $Ho:YAG$ -лазера не превышала 3 мДж).

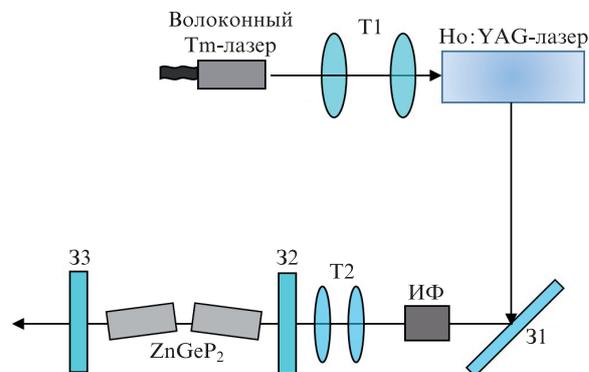


Рис.1. Схема системы: T1 – телескоп для излучения волоконного Tm-лазера; ИФ – изолятор Фарадея; T2 – телескоп для излучения $Ho:YAG$ -лазера; 31–33 – зеркала.

Ширина линии излучения Ho:YAG-лазера не превышала 0.25 см^{-1} (с точностью, ограниченной пределом разрешения спектрофотометра OSA-203 (Thorlabs, США) $\sim 40 \text{ пм}$). Спектрофотометр OSA-203 не позволял разрешать отдельные продольные моды, однако по гладкости формы лазерных импульсов и предельно высокой эффективности ПГС можно заключить, что при работе Ho:YAG-лазера был достигнут одномодовый режим генерации. Действительно, межмодовый интервал $\Delta\nu = c/2L_{\text{opt}}$ (где c – скорость света, L_{opt} – полная оптическая длина резонатора, равная $\sim 140 \text{ мм}$) составлял для гольмиевого лазера $\sim 1 \text{ ГГц}$. При наличии в спектре нескольких мод на осциллограмме лазерных импульсов в переходных режимах наблюдались биения с периодом $\sim 1 \text{ нс}$, которые исчезали при переходе к стабильному режиму работы лазера на частоте $\sim 17 \text{ ГГц}$ при выходной мощности $20\text{--}35 \text{ Вт}$.

Между резонатором гольмиевого лазера и ПГС помещался изолятор Фарадея ИФ. Излучение гольмиевого лазера фокусировалось в центр резонатора ПГС с помощью двухлинзового телескопа Т2.

Резонатор ПГС был сформирован двумя плоскими зеркалами 32 и 33, расположенными на расстоянии 20 мм (или 42 мм) друг от друга в различных конфигурациях. Зеркало 32 имело большой (свыше 98%) коэффициент отражения на длинах волн $3\text{--}5 \text{ мкм}$, зеркало 33 частично отражало двухмикронное излучение и обладало коэффициентом пропускания $\sim 50\%$ на длинах волн $3.5\text{--}5 \text{ мкм}$. В резонатор помещался один либо два элемента из кристалла ZGP (ООО «ЛОК», Томск) с размерами $18 \times 5 \times 5 \text{ мм}$. Кристаллы были вырезаны под углом $\varphi \approx 55^\circ$ к оптической оси для фазового синхронизма 1-го типа (о-е-синхронизм для электроположительного кристалла) и имели просветленные торцы (для длин волн накачки 2.1 мкм и генерации $3.5\text{--}5 \text{ мкм}$). В случае тандема ZGP оптические оси нелинейных элементов были ориентированы в противоположные стороны так, чтобы скомпенсировать снос (пространственное разбегание пучков) обыкновенной волны накачки относительно необыкновенных сигнальной и холостой волн параметрической генерации (рис.2). Длина резонатора ПГС составляла $\sim 22 \text{ мм}$ (для генератора на одном нелинейном элементе) или $\sim 43 \text{ мм}$ (для тандема элементов ZGP).

Размер перетяжки пучка двухмикронного излучения в резонаторе ПГС с помощью настройки телескопа варьировался от 900 до 1100 мкм таким образом, чтобы плотность энергии накачки на входном торце элемента ZGP не превышала 0.4 Дж/см^2 (для уменьшения вероятности пробоя элемента [17, 18]).

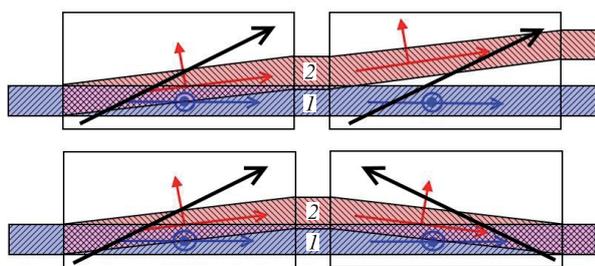


Рис.2. Траектории пучков накачки (штриховка справа налево, 1) и генерации (штриховка слева направо, 2) и области их перекрытия (штриховка крест-накрест) в резонаторе с компенсацией сноса (внизу) и без его компенсации (вверху). Жирными стрелками показаны ориентации оптических осей, более тонкими – направление распространения и поляризация пучков.

3. Результаты экспериментов

Импульсы ПГС регистрировались с помощью фотодетекторов собственного производства на основе фотодиодов PD 36-02-PR(TO18) и PD 48-03-NS-PR(TO18) (ООО «АИБИ», С.-Петербург) с диапазоном спектральной чувствительности $1.5\text{--}3.8$ и $3.8\text{--}4.8 \text{ мкм}$ соответственно. Длительность импульсов генерации ПГС (с коротким передним фронтом) составляла $15\text{--}25 \text{ нс}$ (по полувысоте) при длительности импульсов накачки $25\text{--}30 \text{ нс}$ (рис.3). Эффективность преобразования мощности излучения накачки в мощность параметрической генерации зависела как от частоты следования импульсов накачки, так и от мощности ПГС. Максимальная выходная мощность ПГС в среднем ИК диапазоне была получена в тандеме нелинейных элементов при мощности накачки 25 Вт и частоте следования импульсов 17 кГц и составила 10 Вт (с эффективностью $\sim 41\%$, определяемой по отношению мощностей) (рис.4). Генерируемые пучки, структура которых контролировалась с помощью камеры PYROCAM III (Ophir-Spiricon, США, Израиль) с фильтром, пропускающим излучение с $\lambda = 3\text{--}5 \text{ мкм}$, имели однородное пространственное распределение в ближней и дальней зонах и высокое качество (близкое к дифракционному пределу): расходимость пучка излучения на длине волны $\sim 4.5 \text{ мкм}$ составила не более 0.2 мрад при диаметре пучка 22 мм , параметр качества $M^2 \leq 1.4$ (измерен методом ножа [19]).

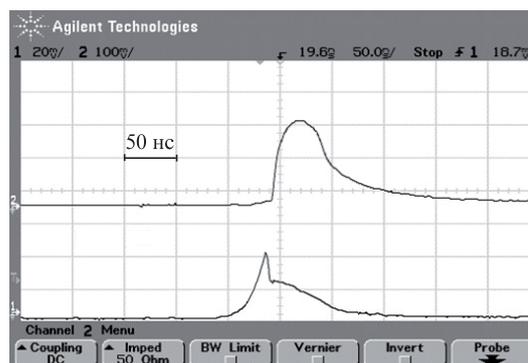


Рис.3. Осциллограммы импульсов излучений накачки (внизу) и параметрической генерации (вверху) вблизи порога.

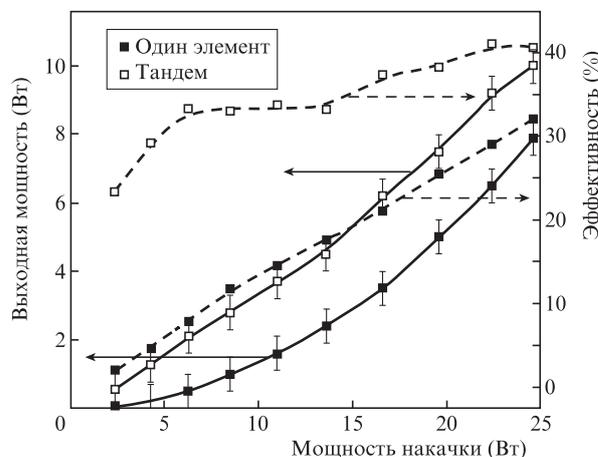


Рис.4. Зависимости выходной мощности ($\lambda = 3\text{--}5 \text{ мкм}$) (сплошные кривые) и эффективности (штриховые кривые) ПГС от мощности излучения накачки на $\lambda = 2097 \text{ нм}$ в одноэлементной и тандемной конфигурациях при частоте следования импульсов 17 кГц .

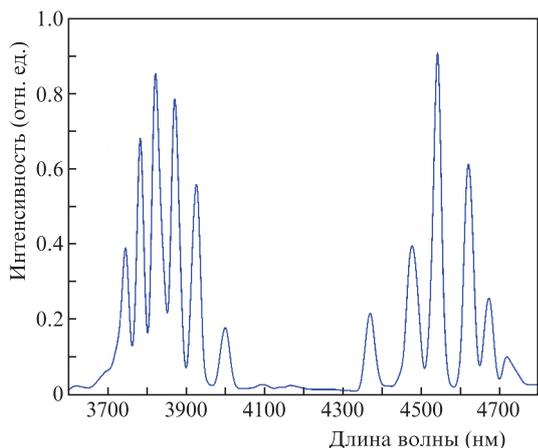


Рис.5. Спектр генерации ПГС, измеренный с помощью монохроматора МДР-41 с шагом 10 нм при ширине выходной щели 0.2 мм.

Спектр излучения ПГС, регистрируемый с помощью перестраиваемого монохроматора МДР-41 (ОКБ «Спектр», С.-Петербург), содержал группы линий с центрами на $\lambda = 3.8$ и 4.5 мкм, соответствующими сигнальной и холостой волнам (рис.5). Подобная кластерная структура генерации в ПГС на ZGP ранее отмечалась и в работах [5, 6, 14]. Из классических работ по теории двухрезонаторных ПГС известно (см., напр., [20]), что при большом превышении порога линии генерации представляют собой кластеры мод, для каждой из которых разность фаз за пробог $\Delta\varphi = 2(k_p - k_s - k_i)L_N = 2\pi N$ (где k_q – модули волновых векторов волны накачки, сигнальной и холостой волн соответственно, L_N – длина нелинейного элемента в одноэлементной конфигурации и длина двух элементов в тандеме, N – целое число). Для одночастотной волны накачки каждой моде сигнальной волны соответствует мода холостой волны, для которой наилучшим образом выполнено условие синхронизма.

4. Теоретическая модель ПГС

Теоретическая модель ПГС была разработана в предположении одномодовой одночастотной накачки, а для сигнальной и холостой волн учитывался набор продольных мод, каждая из которых взаимодействовала только с волной накачки (аналогичный подход был ранее разработан для ПГС на основе кристаллов ВВО [21]). Используемые в расчетах параметры эксперимента и нелинейных элементов ZGP приведены ниже.

Длина волны накачки λ_p (нм)	2097
Длина сигнальной волны λ_s (нм)	3800
Длина холостой волны λ_i (нм)	4680
Показатель преломления (на λ_p) n_p	3.14592 [22]
Показатель преломления (на λ_s) n_s	3.14833 [22]
Показатель преломления (на λ_i) n_i	3.14306 [22]
Угол синхронизма θ (°)55
Угол сноса ρ_w (мрад)11.6
Коэффициент поглощения (на λ_p) α_p (см ⁻¹)04
Коэффициент поглощения (на λ_s) α_s (см ⁻¹)01
Коэффициент поглощения (на λ_i) α_i (см ⁻¹)01
Коэффициент отражения выходного зеркала ПГС (на λ_p) R_p (%)	3

Коэффициент отражения выходного зеркала ПГС (на λ_s и λ_i) R (%)50
Длина нелинейного элемента L_N (мм)18
Радиус пучка накачки в перетяжке r_p (мкм)500
Температура радиатора элемента ZGP T_0 (К)	291
Коэффициент нелинейности ZGP d_{36} (пм/В)	69 [23], 70 [24], 75* [25]
Термооптический коэффициент ZGP (на λ_p) $\partial n_p / \partial T$ (10 ⁻⁶ К ⁻¹)	158.848 [22]
Термооптический коэффициент ZGP (на λ_s) $\partial n_s / \partial T$ (10 ⁻⁶ К ⁻¹)	162.47 [22]
Термооптический коэффициент ZGP (на λ_i) $\partial n_i / \partial T$ (10 ⁻⁶ К ⁻¹)	160.88 [22]
Коэффициент теплопроводности ZGP K (Вт/(см·К))	0.36 [26]
Плотность ZGP P (г/см ³)	4.12 [27]
Теплоемкость ZGP c_p (Дж/г·К)0464 [27]
Продольный коэффициент теплового расширения ZGP $\beta_{ }$ (10 ⁻⁶ К ⁻¹)	15.9 [28]
Поперечный коэффициент теплового расширения ZGP β_{\perp} (10 ⁻⁶ К ⁻¹)	17.5 [28]

Поскольку эксперименты выявили хорошее качество пучков генерации, расчеты проводились в приближении заданной гауссовой формы профилей всех пучков, (при этом учитывался поперечный снос сигнальной и холостой необыкновенных волн по отношению к обыкновенной волне накачки [29]):

$$E_q^{(j)\pm}(x, y, z, t) = c_q^{(j)\pm}(z, t) \times \exp\left(-\frac{r^2}{r_q^2(z)} - ik_q^{(j)} \frac{r^2}{2R_q(z)} + i\omega_q^{(j)} t \mp ik_q^{(j)} z - i\varphi_q^{(j)\pm} z\right) = c_q^{(j)\pm}(z, t) \exp[-i\varphi_q^{(j)\pm}(z) + i\omega_q^{(j)} t \mp i\Delta k^{(j)} z] \varepsilon_q(x, y, z), \quad (1)$$

где j – номер продольной моды для сигнальной или холостой волны; $E_q^{(j)\pm}$ – напряженность электрического поля волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях оси z в ПГС; $c_q^{(j)\pm}$ – амплитуда электрического поля; $k_q^{(j)}$ – волновой вектор моды; $\omega_q^{(j)}$ – частота световых волн; $\Delta k^{(j)} = k_p - k_s^{(j)} - k_i^{(j)}$ – расстройка для j -й моды; $\varphi_q^{(j)\pm}$ – фаза соответствующей волны; $r_q(z)$ и $R_q(z)$ – радиус пучка и радиус кривизны основной поперечной моды в резонаторе ПГС; $r^2 = (x - \rho_w z)^2 + y^2$; ρ_w – малый угол сноса для необыкновенных сигнальной и холостой волн (для волны накачки $\rho_w = 0$). Длины холостой и сигнальной волн генерации и угол сноса оценивались из условий синхронизма и уравнения Селлмейера.

Численно рассчитывалась следующая система укороченных уравнений для мощностей волн $P_q^{(j)\pm}$ и эйконоалов $(\Phi^{(j)\pm} = \varphi_s^{(j)\pm} + \varphi_i^{(j)\pm} + \varphi_p^{(j)\pm})$ в стационарном приближении (с учетом малого времени пробега на длине резонатора ПГС по сравнению с длительностью световых импульсов) и в предположении малого сноса сигнального и холостого пучков на длине нелинейного взаимодействия по сравнению с диаметром пучка накачки:

* Расчеты проводились для $d_{36} = 75$ пм/В.

$$\pm \frac{\partial P_s^{(j)\pm}}{\partial z} = -\gamma_s^{(j)} \sqrt{P_i^{(j)\pm} P_s^{(j)\pm} P_p^\pm} \times \sin(\Phi^{(j)\pm} + \Gamma \pm \Delta k^{(j)} z) J_\perp - \alpha_s P_s^{(j)\pm}, \quad (2)$$

$$\pm \frac{\partial P_i^{(j)\pm}}{\partial z} = -\gamma_i^{(j)} \sqrt{P_i^{(j)\pm} P_s^{(j)\pm} P_p^\pm} \times \sin(\Phi^{(j)\pm} + \Gamma \pm \Delta k^{(j)} z) J_\perp - \alpha_i P_i^{(j)\pm}, \quad (3)$$

$$\pm \frac{\partial P_p^\pm}{\partial z} = \sum_l \gamma_p^{(l)} \sqrt{P_i^{(l)\pm} P_s^{(l)\pm} P_p^\pm} \times \sin(\Phi^{(l)\pm} + \Gamma \pm \Delta k^{(l)} z) J_\perp - \alpha_p P_p^\pm, \quad (4)$$

$$\pm \frac{\partial \Phi_p^{(j)\pm}}{\partial z} + \left(\frac{2\pi i}{\lambda_p} \Delta n_p - \frac{2\pi i}{\lambda_s} \Delta n_s - \frac{2\pi i}{\lambda_i} \Delta n_i \right) = \sum_l \left[\gamma_p^{(l)} \cos(\Phi^{(l)\pm} + \Gamma \pm \Delta k^{(l)} z) \sqrt{\frac{P_i^{(l)\pm} P_s^{(l)\pm}}{P_p^\pm}} J_\perp - \left(\gamma_s^{(j)} \sqrt{\frac{P_p^\pm P_i^{(j)\pm}}{P_s^{(j)\pm}}} + \gamma_i^{(j)} \sqrt{\frac{P_p^\pm P_s^{(j)\pm}}{P_i^{(j)\pm}}} \right) \times \cos(\Phi^{(j)\pm} + \Gamma \pm \Delta k^{(j)} z) J_\perp \right], \quad (5)$$

где

$$J_\perp \exp(i\Gamma) \equiv \frac{\int \varepsilon_p \varepsilon_s^* \varepsilon_i^* dx dy}{\sqrt{\int |\varepsilon_s|^2 dx dy \int |\varepsilon_i|^2 dx dy \int |\varepsilon_p|^2 dx dy}};$$

$$d_{\text{eff}} = 2d_{36} \sin(2\theta);$$

$$\gamma_{s,i,p}^{(j)} = \left(\frac{8\pi}{c} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{n_s n_i n_p}} \omega_{s,i,p}^{(j)} d_{\text{eff}} \left(\frac{\sin(\Delta\omega^{(j)} \tau_{\text{res}})}{\Delta\omega^{(j)} \tau_{\text{res}}} \right);$$

$$\Delta\omega^{(j)} = \omega_p - \omega_s^{(j)} - \omega_i^{(j)};$$

Δn_q – изменения показателя преломления вследствие нагрева элемента; J_\perp , Γ – амплитуда и фаза интеграла перекрытия. Коэффициент $\sin(\Delta\omega^{(j)} \tau_{\text{res}}) / (\Delta\omega^{(j)} \tau_{\text{res}})$ возникает при усреднении нелинейного члена за время τ_{res} пробега волн по резонатору ПГС.

Уравнения (2)–(5) учитывали обратную перекачку энергий сигнальной и холостой волн (их нелинейное оптическое суммирование) в обратно бегущую волну на $\lambda = 2100$ нм.

Граничные условия для мощностей волн накачки и генерации и эйконалов имели следующий вид:

$$P_p^+(z=0, t) = P_0(t), \quad (6)$$

$$P_p^-(z=L_N, t) = R_p P_p^+(z=L_N, t),$$

$$P_{s,i}^{+(j)}(z=0, t) = P_{s,i}^{-(j)}(z=0, t), \quad (7)$$

$$P_{s,i}^{-(j)}(z=L_N, t) = R P_{s,i}^{+(j)}(z=L_N, t),$$

$$\Phi^{(j)\mp}(z=(0, L_N), t) = \Phi^{(j)\pm}(z=(0, L_N), t) \quad (8)$$

$$+ \left[\frac{P_{ns}}{P_s^{\pm(j)}(z=(0, L), t)} + \frac{P_{ni}}{P_i^{\pm(j)}(z=(0, L), t)} \right] \varphi_r + \frac{\Delta\omega^{(j)}}{c} L_{L,R},$$

$$\varphi_p^-(z=L_N, t) = \varphi_n, \quad \varphi_p^-(z=0, t) = \varphi_{p,0}(t), \quad (9)$$

где R и R_p – коэффициенты отражения выходного зеркала на длинах волн генерации и накачки; $L_{L,R}$ – длины участков резонатора от входного зеркала до нелинейного элемента и от элемента до выходного зеркала; φ_r – случайная фаза квантового шума, равномерно распределенная от 0 до 2π ;

$$P_{ns,ni} = \frac{hc^2}{2\lambda_{s,i} n_{s,i} (L_N + L_R + L_L)} \approx 4 \times 10^{-10} \text{ Вт} \quad (10)$$

– средние мощности квантового шума на моду сигнальной и холостой волн на торцах нелинейного элемента [30,31]; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме.

Начальным условием для комплексных амплитуд мод сигнальной и холостой волн была случайная величина с равномерным распределением фазы (от 0 до 2π) и средней мощностью квантового шума на одну моду, определяемой выражением (10). Рассчитывалось прохождение через ПГС импульса накачки заданной длительности с гауссовым распределением по времени $P_0(t) = P_0 \exp[-(t-t_0)^2/\tau_p^2]$ на входе нелинейного элемента, где τ_p – длительность импульса накачки. При расчете схемы с двумя элементами учитывался также набег фазы каждой волны между элементами. Спектр продольных мод ПГС рассчитывался для холодного резонатора, при этом в расчетах учитывались моды, для которых $\sin(\Delta\omega^{(j)}/\tau_{\text{res}}) \times (\Delta\omega^{(j)}/\tau_{\text{res}})^{-1} > 0.1$ (число мод в расчетах варьировалось, но в среднем составляло 50).

В численных расчетах учитывалось также влияние тепловых эффектов в кристалле на пространственное распределение пучков накачки и генерации, а также фазы волн. При анализе тепловых эффектов предполагалось, что вся поглощенная в кристалле мощность идет на его нагрев. Температурное поле в кристалле представлялось в виде суммы средней по времени части (рассматриваемой в стационарном приближении) и дополнительного нагрева за время импульса накачки, который полностью релаксировал за время между импульсами. Уравнение для расчета средней части температурного поля имело вид

$$K\Delta T = \alpha_p \langle I_p(z) \rangle + \alpha_s \langle I_s(z) \rangle + \alpha_i \langle I_i(z) \rangle, \quad (11)$$

где $I_{s,i,p}$ – интенсивность соответствующей волны; $\langle \dots \rangle$ – усреднение по времени наблюдения, которое получалось усреднением по нескольким реализациям. Граничным условием для уравнения (11) служила заданная температура T_0 на границе кристалла. Уравнение для изменения температуры за время импульса имело вид

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_p I_p(z, t) + \alpha_s I_s(z, t) + \alpha_i I_i(z, t). \quad (12)$$

Полученное распределение аппроксимировалось параболой $\delta T(z, r) = \delta T_0(z) + T_2(z)r^2$. Нагрев элемента при-

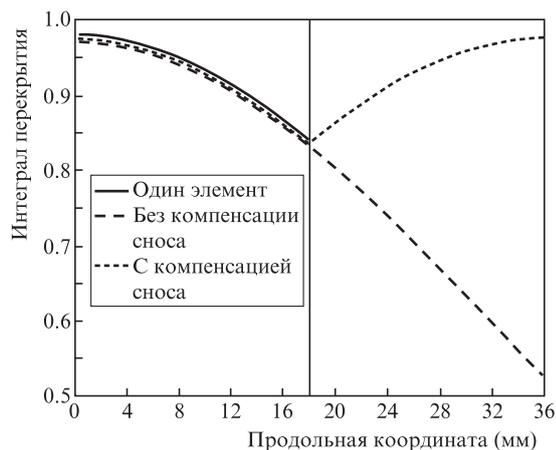


Рис.6. Зависимости интеграла перекрытия от координаты вдоль элемента для трех различных конфигураций ПГС. Вертикальная линия в центре – граница между элементами.

водил к изменению показателя преломления нелинейного кристалла $\Delta n_q = (\partial n_q / \partial T) \delta T$, а также к тепловому расширению (удлинению) элемента и к увеличению разности набегов фаз из-за удлинения $\beta_{\text{eff}} \delta T \Delta k^{(l)} L_N$, где $\beta_{\text{eff}} = \beta_{\parallel} \times \cos\theta + \beta_{\perp} \sin\theta$. Квадратичный по поперечной координате член в изменении показателя преломления учитывался как распределенная тепловая линза в безаберрационном приближении. Эта линза, в свою очередь, учитывалась при расчете моды резонатора методами матричной оптики, что определяло величины Γ и J_{\perp} в уравнениях (2)–(5).

Учитываемые в расчетах случайные факторы (фазы шумовых затравок, вариация оптической длины резонатора, количество мод) заметно влияли на их результат, так что для получения достоверных данных проводилось усреднение по 100 реализациям. Численные расчеты проводились для трех вариантов ПГС: резонатор с одним нелинейным элементом, с двумя последовательными элементами без компенсации сноса и с двумя элементами с компенсацией сноса (с ориентацией оптических осей, изображенных на рис.2). Зависимость интеграла перекрытия J_{\perp} от продольной координаты вдоль элементов для этих трех случаев изображена на рис.6.

5. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментом

Хорошо известно, что длины волн генерации в двухрезонаторном ПГС сильно изменяются при изменении параметров системы – оптической длины резонатора, температуры нелинейного элемента и др. [20, 31]. Поэтому в каждой реализации численных расчетов оптическая длина резонатора изменялась на случайную величину (среднее значение которой варьировалось), что меняло модовый состав и спектр генерации. Таким образом учитывались возможные вибрации зеркал резонатора и температурные флуктуации оптического пути. При полном отсутствии случайных изменений оптической длины спектр генерации состоял из нескольких линий, однако они содержали всего несколько мод и были слишком узкими по сравнению с экспериментально измеренными. При абсолютном значении отклонений длины резонатора, равном длине волны накачки, спектр представлял собой два широких пика, не содержащих каких-либо различимых компонент (рис.7). Наибольшего соответствия эксперименту

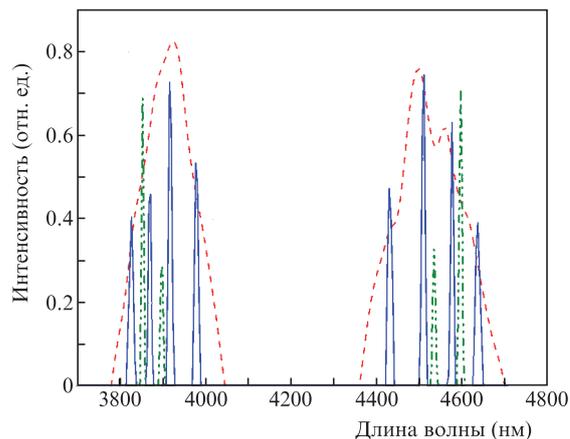


Рис.7. Расчетные спектры ПГС со случайными отклонениями длины резонатора 2000 нм (штриховая кривая) и 100 нм (сплошная кривая) при мощности накачки 24 Вт, а также при отклонении длины резонатора 100 нм и мощности накачки 10 Вт (штрихпунктир).

удалось добиться при величине случайного отклонения длины ~ 100 нм. В этом случае в спектре генерации ПГС отчетливо видны отдельные кластеры мод, которые соответствуют условию квазисинхронизма с разностью фаз за пробог, кратной 2π , и имеют близкую к экспериментальной ширину. Абсолютное положение этих кластерных линий сильно зависит от длины резонатора и длины волны накачки, однако их количество и ширина при заданной мощности накачки остаются постоянными. При максимальной мощности накачки 24 Вт в спектре сигнальной и холостой волн отчетливо различимы четыре линии, при уменьшении мощности накачки количество и ширины линий кластеров уменьшаются. Остальные вычисления также проводились с усреднением по многим реализациям со случайными изменениями длины резонатора, при этом средняя абсолютная величина этих изменений составляла 100 нм.

В результате расчетов были получены зависимости импульсной мощности и модового состава генерации от мощности накачки. Расчеты выходной мощности показывают большую эффективность ПГС с двумя элементами ZGP с компенсацией сноса по сравнению со схемой без компенсации и с ПГС на одном нелинейном элементе (рис.8). При этом порог генерации в одноэлементной схеме был значительно выше. Эти результаты находятся в

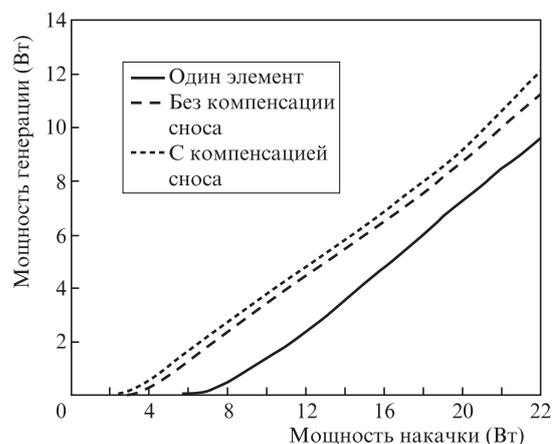


Рис.8. Рассчитанные численно зависимости мощности генерации от мощности накачки для трех различных конфигураций ПГС.

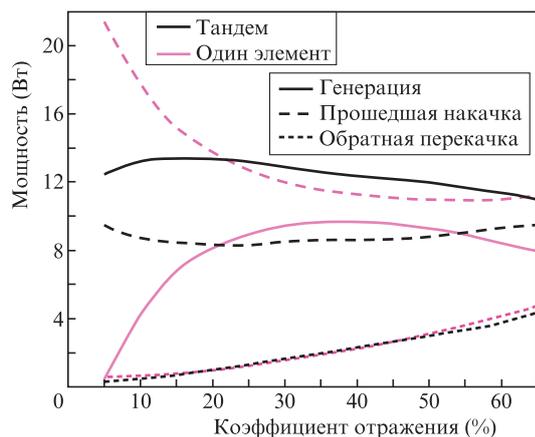


Рис.9. Рассчитанные численно зависимости мощностей ПГС (сплошные кривые), прошедшего излучения накачки (штриховые кривые) и волны обратного преобразования на $\lambda = 2097$ нм на обратном проходе (пунктир) от коэффициента отражения выходного зеркала для разных конфигураций ПГС.

качественном согласии с результатами эксперимента (см. рис.4), небольшое превышение расчетных значений выходной мощности по сравнению с экспериментальными (не более 15%) можно объяснять неучтенными потерями (например, нелинейными потерями внутри ZGP [9,11]), меньшим значением эффективного коэффициента нелинейности или наличием примеси нескольких маломощных продольных мод волны накачки.

Численно исследованы также зависимости выходной мощности генерации, мощностей прошедшего излучения накачки и генерации на длине волны накачки на обратном проходе от коэффициента отражения выходного зеркала при мощности накачки 24 Вт (рис.9). Как в одноэлементном, так и в двухэлементном ПГС имеется оптимальное для выходной мощности значение коэффициента отражения.

Это вызвано тем, что при малом отражении снижение эффективности преобразования обусловлено недостаточным усилением за прогон, а при большом — ростом эффективности обратной перекачки мощностей сигнальной и холостой волн. При этом максимум в ПГС на тандеме элементов смещен в область меньшего коэффициента отражения относительно максимума для одного элемента (из-за большего усиления за проход). Результаты расчетов указывают также на возможность получения еще большей выходной мощности в резонаторе ПГС с меньшим по сравнению с использованным в экспериментах коэффициентом отражения выходного зеркала.

6. Заключение

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность получения импульсно-периодической генерации в диапазоне длин волн 3.5–5 мкм со средней мощностью до 10 Вт в ПГС на тандеме нелинейно-оптических элементов ZnGeP₂. Эффективность преобразования излучения Ho:YAG-лазера в излучение ПГС среднего ИК диапазона (по суммарной средней мощности холостой и сигнальной волн) достигала ~40%, общая эффективность преобразования мощности излучения волоконного лазера (на $\lambda = 1908$ нм) в средний ИК диапазон — 25%. Развита теоретическая модель ПГС, учитывающая модовый со-

став генерации, снос пучков в нелинейном элементе и тепловые эффекты. Численные расчеты модели ПГС продемонстрировали хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке подпрограммы фундаментальных исследований ОФН РАН III.5 «Новые нелинейно-оптические материалы, структуры и методы для создания лазерных систем с уникальными характеристиками» в части исследования ПГС, а также гранта РФФИ № 15-42-02654 в части исследования Ho:YAG-лазера.

1. Sorokina I.T., Vodopyanov K.L. *Solid-State Mid-Infrared Sources* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2003).
2. Ebrahim-Zadeh M., Sorokina I.T. *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications* (Dordrecht: Springer, 2005).
3. Rudy C.W. *Laser Focus World*, **50** (5), 63 (2014).
4. Lippert E., Fonnnum H., Arisholm G., Stenersen K. *Opt. Express*, **18** (25), 26475 (2010).
5. Hemming A., Richards J., Davidson A., et al. *Opt. Express*, **21** (8), 10062 (2013).
6. Yao B.Q., Shen Y.J., Duan X.M., et al. *Opt. Lett.*, **39** (23), 6589 (2014).
7. Boyd G. D., Buehler E., Storz F. G. *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 301 (1971).
8. Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Гибенюков А.И. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1511 (1984) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **14**, 1021 (1984)].
9. Schunemann P.G., Schepler K.L., Budni P.A. *MRS Bulletin*, **23**, 45(1998).
10. Das S., Bhar G.C., Gangopadhyay S., Ghosh C. *Appl. Opt.*, **42** (21), 4335(2003).
11. Verozubova G.A., Gribenyukov A.I. *Crystallogr. Rep.*, **53**, 158 (2008).
12. Budni P.A., Lemons M.L., Mosto J.R., Chicklis E.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 629 (2000).
13. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Frolov Yu.N., et al. *Proc. Int. Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (NWP-2005)* (Nizhny Novgorod, 2005, p. 9).
14. Lippert E., Nicolas S., Arisholm G., et al. *Appl. Opt.*, **45** (16), 3839 (2006).
15. Elder I. *Proc. SPIE*, **7325**, 73250I (2009).
16. Antipov O.L., Eranov I.D., Kositsyn R.I. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 015002(2017).
17. Zawilski K.T., Setzler S.D., Schunemann P.G., Pollak T.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 2310 (2006).
18. Hildenbrand A., Kieleck C., Tyazhev A., et al. *Proc. SPIE*, **8964**, 896417 (2014).
19. ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008 «Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширины, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки».
20. Eckardt R.C., Nabors C.D., Kozlovsky W.J., Byer R.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (3), 646 (1991).
21. Fix A., Wallenstein R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (11), 2484 (1996).
22. Kato K., Takaoka E., Umemura N. *Techn. Digest Conf. Lasers and Electrooptics CLEO/QELS 2003* (Washington, DC: OSA, 2003, paper CTuM17).
23. Roberts D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (10), 2057 (1992).
24. Kato K. *Appl. Opt.*, **36** (12), 2506 (1997).
25. Mason P.D., Jackson D.J., Gorton E.K. *Opt. Commun.*, **110** (1), 163 (1994).
26. Beasley J.D. *Appl. Opt.*, **33** (6), 1000 (1994).
27. Tucker J.E., Marquardt C.L., Bowman S.R., Feldman B.J. *Appl. Opt.*, **34** (15), 2678 (1995).
28. Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals: a Complete Survey* (New York: Springer Science & Business Media, 2005).
29. Fleck J.A., Feit M.D. *J. Opt. Soc. Am.*, **73** (7), 920 (1983).
30. Smith A.V., Alford W.J., Raymond T.D., Bowers M.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12** (11), 2253 (1995).
31. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).