

Ю.М. Андреев, Г.Х. Бхар, А.И. Грибенюков, Г.А. Верозубова, К.Л. Водопьянов

## ПЕРЕСТРАИВАЕМАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ $ZnGeP_2$

Исследована температурная перестройка параметрической суперлюминесценции в кристалле  $ZnGeP_2$ , перспективном для разработки источников когерентного излучения, перекрывающих все основные окна прозрачности атмосферы среднего ИК-диапазона. При исследованиях в качестве источника накачки использовался  $Er^{3+}:YSGG$ -лазер (2,79 мкм) с модуляцией добротности, синхронизацией мод и выделением одиночных пикосекундных импульсов. Область длин волн 5,3–5,9 мкм, близких к области вырождения при II типе параметрического взаимодействия, не перекрываемая при угловой подстройке, была частично перекрыта увеличением температуры кристалла. Полученный результат объясняется изменениями фонового поглощения, двулучепреломления и термооптического коэффициента кристалла при повышении температуры. Температурная перестройка позволила устранить снос (смещение) пучка излучения, неизбежный при угловой подстройке.

### 1. Введение

Кристалл  $ZnGeP_2$  – это одноосный положительный кристалл точечной группы симметрии  $42m$ , имеющий третий по величине коэффициент качества по сравнению с другими инфракрасными кристаллами из числа  $Te$ ,  $CdGeAs_2$ ,  $Tl_3AsSe_3$ ,  $AgGaSe_2$ ,  $GaSe$  и др. Кристаллы  $ZnGeP_2$  выращиваются больших размеров ( $\varnothing 38 \times 210$  мм) и хорошего качества. Типичное значение коэффициента поглощения для кристаллов, не подверженных послеростовой обработке, в области максимальной прозрачности составляет  $0,01–0,05 \text{ см}^{-1}$ . Характерные спектры коэффициентов поглощения выращенных и отожженных кристаллов  $ZnGeP_2$  представлены на рис. 1.

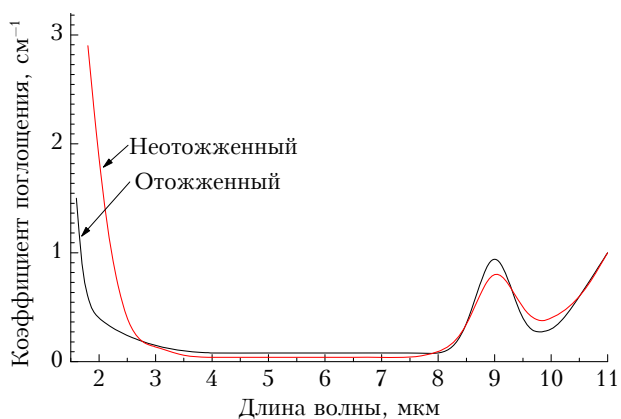


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны для выращенного и отожженного кристаллов  $ZnGeP_2$

Отжиг снижает коэффициент поглощения в коротковолновой части спектра прозрачности примерно в 4 раза на  $\lambda = 2$  мкм, вплоть до уровня  $\sim 0,4 \text{ см}^{-1}$  для неполяризованного пучка излучения. При этом хорошо известно, что коэффициент поглощения для обыкновенной волны по крайней мере в 2 раза ниже, чем для не обыкновенной. Мы нашли, что отличие

может достигать 3–4-кратной величины. Коэффициент поглощения для области максимальной прозрачности часто возрастает незначительно, а иногда до 2–3-кратной величины.

Изменения в области 9 мкм трехфононного пика поглощения всегда незначительны. Кристалл термически стоек и может быть погружен из кипящей воды в жидкий азот и обратно много раз. Он более твердый, чем вышеперечисленные кристаллы, на порядок превосходит их по величине коэффициента теплопроводности, нерастворим в кислотах и щелочах даже при кипячении и т.д.

Этот кристалл широко использовался ранее в ряде параметрических приборов для эффективной генерации второй и четвертой гармоник, суммарных и разностных частот среднего [1–5] и дальнего [6] ИК-диапазона. Сообщалось и о наиболее высокой квантовой эффективности, и наиболее низком пороге пикосекундной параметрической суперлюминесценции [7]. Из-за обычно наблюдающегося в монокристаллах  $ZnGeP_2$  без дополнительной послеростовой термообработки довольно сильного поглощения в коротковолновой части спектра прозрачности (0,75–2,5 мкм) такие эффективные лазеры, как  $Nd:YAG$  и  $Ho:Tm:ILF$ , как правило, не могут быть использованы в качестве источников накачки при параметрической генерации. В этом случае наиболее коротковолновой накачкой может быть лишь излучение эрбиевых лазеров, работающих в 3-мкм диапазоне.

Эффективность и спектральная перестройка параметрической суперлюминесценции были исследованы с использованием различных кристаллов, в том числе и  $ZnGeP_2$  [8], но всегда настройка на синхронизм осуществлялась путем угловой подстройки. Последняя вызывает необходимость постоянной юстировки всего оптического тракта. Более того, такая настройка невозможна в  $ZnGeP_2$  на длинах волн 5,3–5,9 мкм, близких к области вырождения, при накачке излучением в диапазоне 3 мкм при II типе параметрического

взаимодействия из-за недостаточной величины двулучепреломления при комнатной температуре. Однако с увеличением температуры двулучепреломление  $\text{ZnGeP}_2$  возрастает [9, 10], что может дать возможность расширить диапазон суперлюминесценции на область 5,3–5,9 мкм, недоступную для угловой настройки.

Ранее температурная настройка на синхронизм в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  была продемонстрирована лишь для генерации второй гармоники излучения  $\text{CO}_2$ -лазера [1, 11, 12].

Целью данной работы является экспериментальное исследование температурной перестройки параметрической суперлюминесценции в неотожженных кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  и, в частности, возможности перекрытия спектром суперлюминесценции

диапазона 5,3–5,9 мкм при II типе параметрического воздействия и накачке излучением эрбиевого лазера с длиной волны излучения 2,79 мкм, а следовательно, определение возможностей создания соответствующего параметрического генератора света.

## 2. Экспериментальное оборудование

Для исследований перестройки частоты параметрической суперлюминесценции за счет изменения температуры кристаллов была изготовлена экспериментальная установка, блок-схема которой представлена на рис. 2. Она состояла из лазера накачки, термостата с кристаллом, оптико-электронной системы управления лазером накачки и регистрации сигналов параметрической суперлюминесценции.

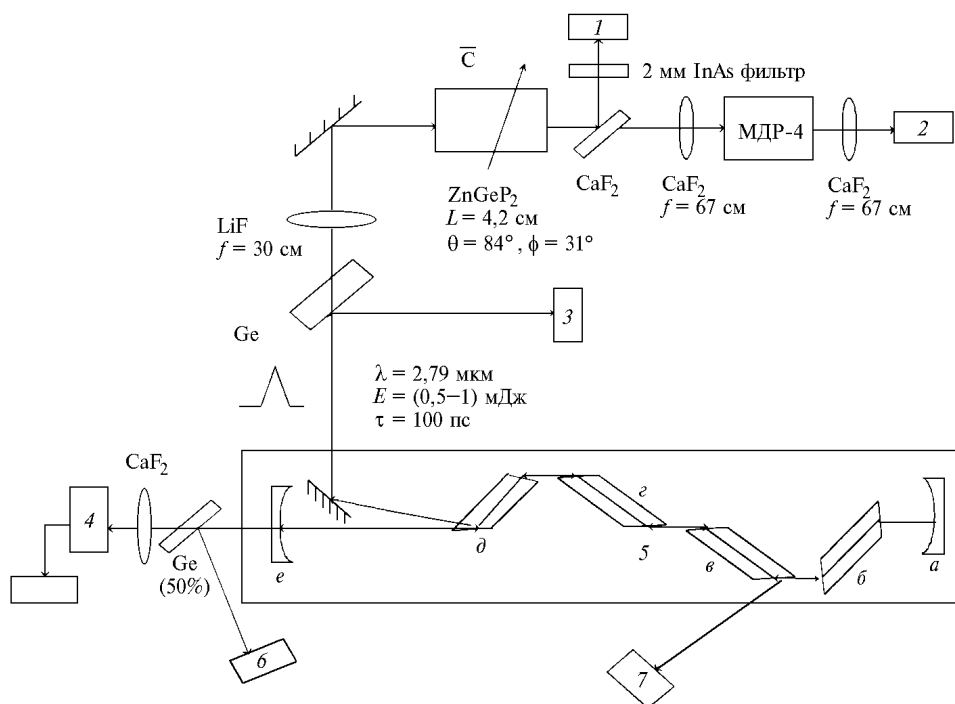


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: 1, 2, 3 и 4 – фоторезисторы Ge:Au; 5 –  $\text{Er}^{3+}$ :YSGG-лазер с модуляцией добротности, синхронизацией мод и выделением одиночных пикосекундных импульсов; а – 100%-й отражатель (монокристаллическое медное зеркало); б – кристалл  $\text{LiNbO}_3$  для синхронизации мод; в – кристалл  $\text{LiNbO}_3$  для модуляции добротности; z –  $\text{Er}$ :YSGG стержень; д – кристалл  $\text{LiNbO}_3$  для выделения одиночных импульсов; е – выходное диэлектрическое зеркало; б и 7 – Ge лавинные диоды

Активный элемент лазера накачки представлял собой  $\text{Er}$ :YSGG стержень длиной 73,5 мм, диаметром 5 мм, активированный хромом для увеличения эффективности накачки. Генерируемая в нем длина волны  $\lambda = 2,79$  мкм может быть слегка смещена в область  $\lambda = 2,94$  мкм при использовании YAG матрицы. Оптический резонатор состоял из монокристаллического медного зеркала радиусом 2,5 м и диэлектрического зеркала с радиусом кривизны 2,5 м, коэффициентом отражения 99,9%. Так как все кристаллы были вырезаны под углом Брюстера, интерференция пучков в резонаторе исключалась, кроме того, расширение пучка на входе в кристаллы минимизировало их

интенсивность. В свободном режиме генерации порог генерации соответствовал энергии накачки ~10 Дж, однако значительное число оптических элементов в резонаторе для реализации режима генерации одиночных пикосекундных импульсов увеличивало энергию накачки до 500–600 Дж при индуктивности цепи накачки 93 мкГн, заряжаемой до 500 В. Для реализации пикосекундного режима генерации в резонатор лазера помещались 3 кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Модуляция добротности осуществлялась кристаллом «в» из  $\text{LiNbO}_3$  размером  $5 \times 10 \times 20$  мм (см. рис. 2) при распространении света вдоль оси Z. Полуволновое напряжение равнялось 3 кВ. Электрооптический

синхронизатор мод «б» был выполнен из кристалла размером  $3 \times 6 \times 3$  мм. Длина резонатора подстраивалась микровинтом с точностью  $\pm 10$  мкм для установки модулирующей частоты радиочастотного управляющего устройства кристалла, равной 120 МГц.

Для выделения одиночного импульса использовалось управляющее шаговое напряжение 5 кВ с временем нарастания 8,3 нс, которое прикладывалось к кристаллу «д» из  $\text{LiNbO}_3$  от импульсного генератора, запускаемого выходным сигналом Ge лавинного диода, стоящего за диэлектрическим зеркалом «е». Это шаговое напряжение изменяло в кристалле поляризацию пучка излучения на  $90^\circ$ , и оно выходило из кристалла и, следовательно, из кюветы под углом  $6^\circ$  от исходного направления. Выделенный в данном лазере одиночный импульс имеет длительность 100 пс при энергии 0,5–1,0 мДж.

Лазерное излучение фокусировалось в кристалл  $\text{ZnGeP}_2$  линзой из  $\text{LiF}$  с фокусным расстоянием 30 мм. Излучение параметрической суперлюминесценции (ИПС) на входе и после прохождения монохроматора МДР-4 регистрировалось фоторезисторами Ge:Аu, охлаждаемыми жидким азотом. В первом случае остаточное излучение накачки блокировалось 2-мм фильтром из  $\text{InAs}$ . Так как расходимость ИПС на уровне 1/2 для этого кристалла широкая ( $6,2^\circ$ ), то для сбора излучения на детектор использовалась линза из  $\text{CaF}_2$ . Для реализации температурной перестройки параметрической суперлюминесценции кристалл помещали в простейший термостат: для этого его обматывали медной фольгой, имеющей длину, в три раза превышающую длину кристалла, для обеспечения однородности температуры по объему. Замотанный в фольгу кристалл термоизолировали и электроизолировали сверху каолиновой ватой и тканью из  $\text{SiO}_2$ . Затем наматывали слой Ni-Cr проволоки, используемой в качестве нагревательного элемента, а система из двух Pt-Pt/Ro термпар, находящихся в тесном контакте с внутренним слоем медной фольги, – для контроля температуры. Сверху снова производилась термо- и электроизоляция. Реализованная стабильность температуры кристалла составила  $\pm 0,1$  °С.

Фазосогласование параметрической суперлюминесценции достигалось нагревом кристалла за счет медленного увеличения тока нагревательного элемента и длительной выдержки по времени до установления теплового равновесия. Эксперимент повторялся при обратном ходе изменения температуры.

### 3. Результаты эксперимента

Итак, мы получили параметрическую генерацию при отсутствии зеркал, реализовав условия параметрической суперлюминесценции. Ее порог по интенсивности составил  $0,35$  ГВт/см<sup>2</sup> для используемого 42-мм кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  при условиях, близких к вырождению. При этом диаметр пучка накачки был

0,27 мм, его снос – 0,11 мм, рабочая интенсивность накачки –  $5\text{--}10$  ГВт/см<sup>2</sup> при пороге разрушения  $35$  ГВт/см<sup>2</sup>. Эффективность генерации составила 10%, а измеренная спектральная полуширина линии излучения –  $25$  см<sup>-1</sup> по уровню 1/2. В отличие от угловой при температурной перестройке положение кристалла не изменялось.

Интересным фактом было наблюдаемое постепенное снижение интенсивности параметрического сигнала во время роста температуры кристалла. Это ограничило сверху проведение экспериментов областью температур до  $325^\circ\text{C}$ , когда сигнал был еще едва различим. Отметим, что уровень исходных сигналов был на два порядка выше. Ранее этот факт наблюдался, по крайней мере, еще в трех случаях, в частности при генерации второй гармоники  $\text{CO}_2$ -лазера [1, 11, 12]. В экспериментах, описанных в [1], для 9-мм кристалла с коэффициентом поглощения  $0,35$  см<sup>-1</sup>, оптимальная температура оказалась равной  $160^\circ\text{C}$ . В [12] наблюдается максимум при  $200^\circ\text{C}$  на температурной зависимости эффективности генерации второй гармоники излучения  $\text{CO}_2$ -лазера и спад при последующем росте температуры. Как это было позднее установлено, оптимум зависел от эффективной длины кристалла и, следовательно, от его оптического качества. В третьем случае оптимум отмечается при  $250^\circ\text{C}$ . Во всех случаях рост потерь был связан с ростом и соответствующим спектральным расширением трехфононного пика поглощения в силу его температурной зависимости.

Аргументируя тем же, можно сказать, что спад сигнала параметрической суперлюминесценции при более высоких температурах является следствием роста поглощения в кристалле в зависимости от роста температуры и спектрального расширения этого пика в область  $\lambda \cong 5$  мкм. Для кристалла длиной 42 мм поглощение в диапазоне  $\sim 5,6$  мкм возрастает до нескольких десятков см<sup>-1</sup>, вызывая обнаруженное сильное ослабление сигнала.

Экспериментальные данные по спектральной перестройке сигнальной волны суперлюминесценции представлены на рис. 3.

Длина сигнальной волны при температурной перестройке спадает до значений ниже 5,9 мкм, в то время как соответствующая длина волны холостой моды, не представленная здесь, увеличивается от 5,3 мкм. Была сделана попытка объяснить температурную перестройку, используя данные по температурной зависимости показателей преломления. Теоретически предсказанная кривая сглаживающей процедуры. Видно, что наблюдаемая величина температурной перестройки гораздо меньше предсказанной. При условии линейности перестройки из-за малости ее диапазона можно сказать, что экспериментальные значения ее в 2,5–3 раза меньше по сравнению с предсказанными. Волновая дисперсия термооптического коэффициента должна быть тщательно учтена [10], но, несомненно, для того чтобы получить точную оценку температур-

ной перестройки, необходимо доопределить ее точное значение. При оценках мы этого не делали, а предположили его постоянство в пределах исследуемого диапазона температур. Спектральный диапазон области температурной перестройки суперлюминесценции, рассчитанный при условии линейного роста  $n_o$  и  $n_e$  с увеличением температуры, дал завышенные значения (см. рис. 3).

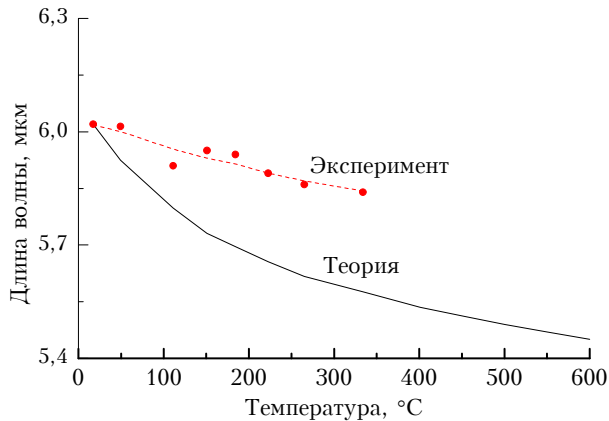


Рис. 3. Зависимость сигнальной длины волны параметрической суперлюминесценции в  $\text{ZnGeP}_2$  от температуры кристалла при накачке 2,79 мкм излучением  $\text{Er}^{3+}$ :YSGG-лазера

перестройки основана на измерении  $dn_o/dT$  и  $dn_e/dT$  с использованием сплайн-интерполяции в качестве

#### 4. Выводы

1. Впервые экспериментально реализована и исследована температурная перестройка параметрической суперлюминесценции в нелинейном кристалле  $\text{ZnGeP}_2$ .

2. Величина температурной перестройки параметрической суперлюминесценции в  $\text{ZnGeP}_2$  при накачке излучением  $\lambda = 2,79$  мкм  $\text{Er}^{3+}$ :YSGG-лазера в 2–3 раза меньше, чем дают оценки по известным сегодня данным о температурной зависимости. Это означает, что при температурах выше комнатной соответствующие

изменения  $n_o$  и  $n_e$  меньше предсказываемых (рассчитанных) [10]. Другой возможной причиной узкого диапазона перестройки может быть температурная зависимость термооптического коэффициента, которая должна быть дополнительно исследована.

3. Уменьшение на два порядка величины сигнала параметрической суперлюминесценции при увеличении температуры от комнатной до 325 °C может быть объяснено увеличением фоновых потерь.

4. Оба эффекта вместе не позволили перекрыть температурной перестройкой диапазон 5,3–5,9 мкм при II типе фазового согласования в  $\text{ZnGeP}_2$  при накачке излучением  $\lambda = 2,94$  мкм. Этот недостаток может быть преодолен использованием отожженных кристаллов с низким поглощением на  $\lambda = 2$  мкм ( $\leq 0,15 \text{ см}^{-1}$  для обыкновенной волны), накачиваемых излучением Ho:Tm:ILF-лазера ( $\lambda = 2,01$  мкм).

1. Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Зырянов О.Я., Ипполитов И.И., Морозов А.Н., Соснин А.В. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. N 8. С. 1511–1512.
2. Андреев Ю.М., Гейко П.П., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Белых А.Д., Гурашвили В.А., Изюмов С.В. // Квантовая электроника. 1987. N 4. С.782–783.
3. Андреев Ю.М., Грибенюков А.И., Воеводин В.Г., Новиков В.П. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 6. С. 1177–1178.
4. Андреев Ю.М., Гейко П.П., Грибенюков А.И. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 2137–2138.
5. Андреев Ю.М., Гейко П.П., Баранов В.Ю. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 11. С. 2252–2254.
6. Apollonov V.V., Gribenyukov A.I., Korotkova V.V., Suzdal'tsev A.G., and Shakir Yu.A. // Quantum Electronics. 1996. V. 26. N 26. P. 469–470.
7. Водопьянов К.Л., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Кулевский Л.А. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 9. С. 815–820.
8. Vodop'yanov K.L., Kulevskii L.A., Voevodin V.G., et al. // Optics Communications. 1991. V. 83. N 5,6. P. 322–326.
9. Boyd G.D., Bnehr E., Storz F.G. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. N 7. P. 301–303.
10. Bhar G.H., Ghosh G.C. // Japanese J. of Appl. Phys. 1980. V. 19. Suppl. 19–3. P. 129–132.
11. Bhar G.H., Das S., Chatterjee U., and Vodop'yanov K.L. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 4. P. 313–314.
12. Бетин А.А., Воеводин В.Г., Курсанов К.В., Новиков В.П. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. С. 813.
13. Hopkins F.K. // Laser Focus World. 1995. N 7. P. 87–93.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
10 апреля 1998 г.

*Yu. M. Andreev, G.H. Bhar, A.I. Gribenyukov, G.A. Verozubova, L.K. Vodop'yanov.* **Tunable Parametric Superluminescence in Nonlinear Crystals  $\text{ZnGeP}_2$ .**

Middle infrared tunability of parametric superluminescence is studied in  $\text{ZnGeP}_2$ , that is prospective for design of coherent emission source with possibility to cover main transparency middle IR windows of the atmosphere. Q-switched, actively mode-locked and damped  $\text{Er}^{3+}$ :YSGG laser (2.79  $\mu\text{m}$ ) is used to investigate the temperature tunability. Angular tunable wavelength gap 5.3–5.9  $\mu\text{m}$  near degeneracy of type II phase matching, not covered by angular tuning, is partially covered by crystal temperature rise. The result is explained by changes in crystal phonon absorption, birefringence and thermo-optical coefficients with rise in temperature. Temperature tuning eliminated beam work-off (displacement) unavoidable in angular tuning.