06

Изучение работоспособности нелинейного преобразователя на кристалле $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами поверхности под действием наносекундного лазерного возбуждения

© П.Д. Харитонова[1,2], С.Н. Сметанин[1], Л.И. Исаенко[2,3], И.В. Смирнов[4], А.А. Сироткин[1], П.Г. Зверев[14], А.Г. Папашвили[1], С.И. Лобанов[2,3], А.П. Елисеев[2,3], А.А. Голошумова[2,3], А.А. Бушунов[2,5], А.А. Тесленко[2,5], В.А. Лазарев[5], М.К. Тарабрин[2,5]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
[3] Институт геологии и минералогии имени С.В. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия
[4] Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия
[5] Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

e-mail: polincharik@ya.ru

Поступила в редакцию 27.12.2024 г.
В окончательной редакции 25.01.2025 г.
Принята к публикации 28.02.2025 г.

Исследован порог лазерного разрушения $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами поверхности и без них под действием наносекундного $YAG:Nd^{3+}$-лазера с внутрирезонаторной параметрической генерацией света на длине волны $2.1\,\mu$m методом 1-on-1. Разработан двухкаскадный параметрический генератор света в кристаллах $KTiOPO_4$ и $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами с накачкой наносекундным $YAG:Nd^{3+}$-лазером. Представлены результаты численного и физического эксперимента по апробации кристалла $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами в качестве активной нелинейной среды для параметрического преобразования лазерного излучения в средний инфракрасный диапазон.

Ключевые слова: кристалл $LiGaSe_2$, антиотражающие микроструктуры поверхности, порог лазерного разрушения, параметрическое преобразование, средний ИК диапазон.

DOI: 10.61011/OS.2025.03.60242.13-25

Введение

Широкополосные источники когерентного излучения среднего инфракрасного (ИК) диапазона с параметрической генерацией света (ПГС) являются мощным инструментом для широкополосной лазерной спектроскопии [1,2]. Для этого необходимо создание эффективных нелинейных преобразователей в средний ИК диапазон. В настоящее время литийсодержащие кристаллы тройных халькогенидов оказались весьма актуальными в качестве перспективных нелинейных сред для фотоники среднего ИК диапазона благодаря широкому диапазону пропускания и высокому порогу лазерного разрушения (ПЛР) [3–8]. Такие кристаллы ($LiGaS_2$, $LiGaSe_2$, $LiInS_2$ и $LiInSe_2$) были сравнительно проанализированы для преобразования частоты 1-μm и 2-μm лазеров в средний ИК диапазон [5]. Было показано, что использование накачки на длине волны $2\,\mu$m для ПГС в нелинейном кристалле $LiGaSe_2$ может обеспечить значительно более широкополосное выходное ИК излучение (~ 3000 nm), чем использование накачки на длине волны $1\,\mu$m (~ 300 nm). Это обусловлено спецификой дисперсии показателя преломления данного кристалла. $LiGaSe_2$ также характеризуется относительно высокой квадратичной нелинейностью (~ 10 pm/V), очень широким диапазоном пропускания ($0.37-13.2\,\mu$m) и умеренным значением ПЛР (0.45 J/cm^2) на длине волны $1.06\,\mu$m, 5.6 ns [9,10].

В то же время остро стоит вопрос снижения потерь на отражение от поверхностей кристалла для такого широкополосного излучения, поскольку показатель преломления $LiGaSe_2$ составляет около $n \approx 2.3$ в диапазоне длин волн $2-12\,\mu$m, а френелевские потери с каждой поверхности кристалла в среднем ИК диапазоне составляют около 16%. Решением является создание на поверхности кристалла специальных антиотражающих микроструктур поверхности (АМП) для обеспечения широкополосного антиотражающего эффекта [11]. Такой подход для лазерных кристаллов показал преимущество более высокой лучевой стойкости по сравнению со стандартным подходом нанесения широкополосных антиотражающих интерференционных покрытий [12]. Ранее АМП применялись не только для лазерных кристаллов [12,13], но и для нелинейного кристалла

GaSe на длинах волн, превышающих $\lambda_{\text{dif}} \approx 4\,\mu$m [14,15]. Минимальную длину волны просветления, оцениваемую как [13] $\lambda_{\text{dif}} \approx np$ (где p — период микроструктуры), можно уменьшить, применив меньшее значение p для обеспечения накачки лазера в диапазоне $2\,\mu$m. Недавно такие АМП с 2-микронным краем были успешно изготовлены на поверхности нелинейного кристалла $LiGaSe_2$ [16]. Теперь важно определить порог лазерного разрушения при накачке этого кристалла на длине волны $2\,\mu$m как в присутствии, так и в отсутствие АМП, а также проверить работоспособность $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами в качестве активных нелинейных сред для ПГС в среднем ИК диапазоне.

В настоящей работе проведены сравнительные испытания порога лазерного разрушения кристаллов $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами поверхности и без них на длине волны $2.128\,\mu$m с длительностью импульса 7.2 ns. Также впервые представлены результаты апробации кристалла $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами поверхности в качестве активной нелинейной среды для параметрического преобразования лазерного излучения в средний ИК диапазон.

Материал

Были выращены монокристаллы $LiGaSe_2$ (LGSe) оптического качества. Кристаллы выращивали модифицированным методом Бриджмена-Стокбаргера в условиях низких температурных градиентов [16]. Из полученных кристаллов для дальнейших исследований были изготовлены полированные плоскопараллельные оптические элементы с заданной ориентировкой: $\Theta = 90°$, $\varphi = 39°$. Ориентировка выбрана для второго типа синхронизма взаимодействия вида 1730 (e)$\rightarrow$ 2764 (o) + 4625 (e), где числа соответствуют длинам волн в нанометрах, (o) — обыкновенная волна, поляризованная перпендикулярно кристаллооптической плоскости XY, (e) — необыкновенная волна, поляризованная в кристаллооптической плоскости XY. Часть изготовленных образцов использовали для создания на поверхности антиотражающих микроструктур.

Для кристаллов LGSe с определенной ориентировкой вне зависимости от методики выращивания присущи характерные колебания значений пропускания в зависимости от длины волны, что обусловлено менее однородной объемной структурой с наличием мелких включений. С учетом этого были модифицированы режимы создания АМП, обеспечивающие максимальное пропускание в диапазоне от 2 до $10\,\mu$m. Полученные спектры пропускания LGSe с АМП и без АМП были продемонстрированы в [16]. При создании АМП на спектрах пропускания LGSe возникают выраженные полосы поглощения вблизи 3 и $6\,\mu$m, которые объясняются колебаниями связей O–H [17]. Для улучшения пропускания кристаллы литийсодержащих халькогенидов подвергают постростовому высокотемпературному отжигу в специальной атмосфере. Поэтому для снижения указанного поглощения использовали отжиг образцов с АМП в атмосфере селена. Поскольку на измененной поверхности остаются продукты воздействия лазерной абляции на вещество кристалла, перед отжигом образцы в несколько стадий промывали в растворителях. Это позволяло избавиться от поверхностного налета.

Другой подход к снижению поглощения реализовали в экспериментах по вариации режимов обработки при лазерной абляции. Разработанный метод создания просветляющих микроструктур на поверхности кристаллов использует лазерную абляцию для прецизионного удаления материала и создания микроскопических кратеров заданной глубины и диаметра. Удаленный абляцией с поверхности материал в виде капель, пара и твердых осколков выбрасывается на сверхзвуковых скоростях из зоны абляции в пространство над кристаллом, после чего происходит осаждение фракции материала на поверхности образца в области вокруг зоны абляции. Для устранения этого явления используется система обдува зоны абляции: сжатый воздух под давлением подводится непосредственно к области в фокусе объектива. Поток сжатого воздуха смещает факел удаленного абляцией материала таким образом, что осаждение материала происходит на значительном удалении от области абляции — вне рабочей поверхности кристалла. В качестве дальнейшего развития решения с устранением избыточной влаги в атмосфере в зоне абляции была реализована система обдува с помощью сжатого азота.

Измерение порога лазерного разрушения $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами и без них на длине волны $2.128\,\mu$m

Для ПЛР-тестирования использовался разработанный YAG:Nd^{3+}-лазер с поперечной диодной накачкой и электрооптической модуляцией добротности на длине волны $1.064\,\mu$m с внутрирезонаторной вырожденной оптической параметрической генерацией в кристалле $KTiOPO_4$ (KTP) на длине волны $2.128\,\mu$m [18]. Стабилизация работы лазера на длине волны $2.128\,\mu$m при ширине спектральной линии 1 nm была осуществлена путем установки преобразователя KTP в медный блок с терморегулятором Пельтье на 25°C. Энергия выходного импульса лазера фиксировалась на уровне 10 ± 0.1 mJ на длине волны $2.128\,\mu$m при длительности импульса 7.2 ± 0.1 ns. В процессе эксперимента энергию импульса излучения изменяли с помощью фильтров переменного пропускания на основе набора образцов цветных оптических стекол. Излучение фокусировалось на исследуемый образец с помощью линзы с фокусным расстоянием 75 mm. Методом ножа Фуко был измерен радиус пучка в фокусе (в плоскости установки исследуемого образца) по уровню $1/e^2$, который составил $537\,\mu$m по горизонтальной оси и $483\,\mu$m по вертикальной оси. Измерения

оптической стойкости образцов проводились методом испытаний „1 на 1“ (1-on-1 test), соответствующим ГОСТ Р 58370-2019 (ИСО 21254-2:2011) „Оптика и фотоника. Лазеры и лазерное оборудование. Методы определения порога лазерного разрушения. Часть 2. Определение порогового значения“.

В качестве исследуемых образцов использовались два образца LGSe с антиотражающими микроструктурами на каждом из них (образец 1 и образец 2), а также два образца без АМП (образец 3 и образец 4). Образцы были вырезаны в направлении синхронизма ($\Theta = 90°$, $\varphi = 39°$). Размер образцов составлял $7 \times 7 \times 2$ mm. На образец 1 на обе (входную и выходную) лицевые грани кристалла (7×7 mm) были нанесены две антиотражающие микроструктуры (АМП 1.1 и АМП 1.2) размером 2×2 mm каждая с периодом микроструктур, равным 1.0 и 1.1 μm соответственно. На образец 2 — две антиотражающие микроструктуры (АМП 2.1 и АМП 2.2) размером 2.2×3.9 mm и 3.5×2.6 mm с периодом микроструктур, равным 0.8 и 0.9 μm соответственно. Еще два образца (образец 3 и образец 4) — без АМП.

Измерения порогов оптической стойкости образцов проводились в 2 этапа — подготовительный и чистовой. На подготовительном этапе на образце 1 (в окрестности АМП 1.1) определялись необходимые условия для проведения чистового эксперимента — требуемый уровень энергии импульса излучения вблизи порога оптического пробоя и допустимое расстояние между соседними точками воздействия на образец, которое ограничено снизу взаимным влиянием актов воздействия и сверху поперечным размером микроструктуры.

На чистовом этапе измерения проводились на серии образцов с получением статистически значимых результатов. Наилучшие результаты сравнительных измерений были получены для образцов с АМП, частично покрывающими их поверхность, что обеспечивало измерение порога оптического пробоя как в области АМП, так и вне ее без смены образца.

На подготовительном этапе было установлено, что при расстоянии между точками воздействия не менее $H = 330\,\mu$m при вероятности пробоя менее $P = 1.0$ взаимным влиянием соседних актов воздействия можно пренебречь. Рисунок 1 демонстрирует измерения на подготовительном этапе.

На фотографии показана квадратная микроструктура АМП 1.1 размером 2×2 mm на поверхности образца 1 после воздействия лазерными импульсами с энергией 3.3 mJ (правый вертикальный ряд точек) и 3.5 mJ (левый вертикальный ряд точек). При $H = 330\,\mu$m в ряду внутри микроструктуры помещается пять точек воздействия. В левом ряду все точки воздействия внутри микроструктуры пробиты — вероятность пробоя $P = 1.0$. В правом ряду одна из точек внутри микроструктуры не пробита, т. е. вероятность пробоя $P = 4/5 = 0.8$, поэтому энергия импульса 3.3 mJ (соответствует плотности энергии

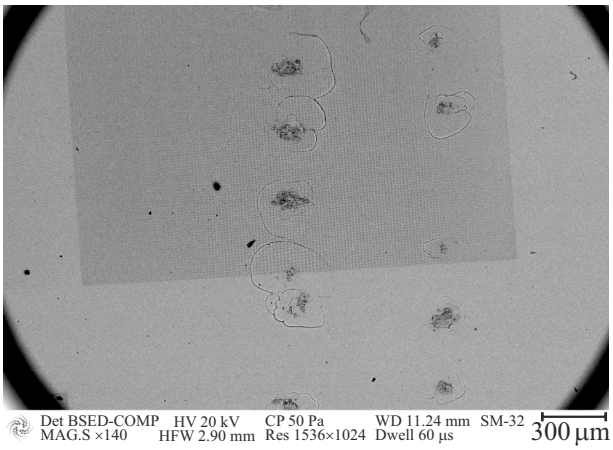

Рис. 1. Фотография образца 1 в окрестности микроструктуры АМП 1.1 после воздействия.

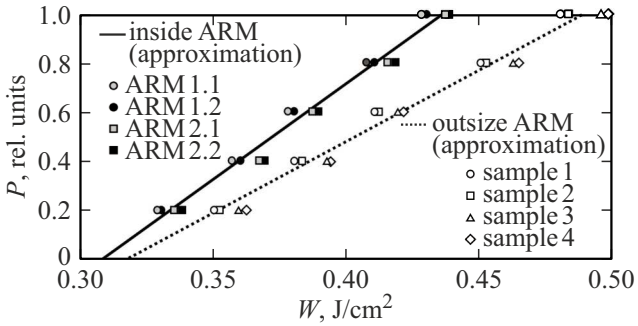

Рис. 2. Зависимости вероятности пробоя от плотности энергии излучения: ARM 1.1 (или АМП 1.1) — первая микроструктура образца 1; ARM 1.2 (или АМП 1.2) — вторая микроструктура образца 1; ARM 2.1 (или АМП 2.1) — первая микроструктура образца 2; ARM 2.2 (или АМП 2.2) — вторая микроструктура образца 2; sample 1 и sample 2 — образцы 1 и 2 вне микроструктур; sample 3 и sample 4 — образцы 3 и 4 без микроструктур.

$0.41\,\mathrm{J/cm^2}$) выбрана в качестве начальной для чистового этапа эксперимента на серии образцов.

Далее проводился чистовой этап эксперимента, на котором находились зависимости вероятности пробоя P от плотности энергии импульса излучения W для серии образцов. Полученные зависимости с их линейными аппроксимациями для серии образцов и микроструктур в них приведены на рис. 2.

В результате статистической обработки измерений, проведенных внутри микроструктур, получены следующие пороговые значения плотностей энергии излучения: $W_0 = 0.31\,\mathrm{J/cm^2}$, $W_{0.5} = 0.37\,\mathrm{J/cm^2}$ и $W_1 = 0.44\,\mathrm{J/cm^2}$ при вероятностях пробоя $P = 0$, 0.5 и 1 соответственно, т. е. порог пробоя по половинной вероятности можно определить как $W_{0.5} = 0.37\,\mathrm{J/cm^2}$ с погрешностью определения плюс-минус $(W_1 - W_0)/2 = 0.07\,\mathrm{J/cm^2}$. Вне микроструктур получены следующие пороговые значения плотностей энергии излучения: $W_0 = 0.32\,\mathrm{J/cm^2}$,

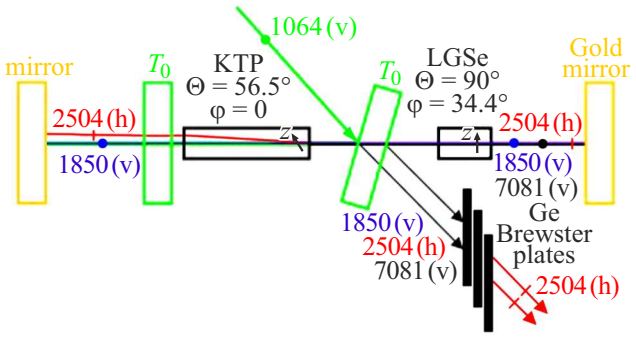

Рис. 3. Оптическая схема двухкаскадного ПГС на кристаллах KTP и LGSe: кристаллооптические оси Z кристаллов KTP и LGSe ориентированы в горизонтальной плоскости (плоскость рисунка); (v) — вертикальная поляризация излучения; (h) — горизонтальная поляризация излучения.

$W_{0.5} = 0.40\,\mathrm{J/cm^2}$ и $W_1 = 0.49\,\mathrm{J/cm^2}$ при вероятностях пробоя $P = 0$, 0.5 и 1 соответственно, т.е. порог пробоя по половинной вероятности можно определить как $W_{0.5} = 0.40\,\mathrm{J/cm^2}$ с погрешностью определения плюс-минус $(W_1 - W_0)/2 = 0.09\,\mathrm{J/cm^2}$. Таким образом, порог пробоя микроструктур кристаллов $LiGaSe_2$ оказался так же высок, как для кристаллов $LiGaSe_2$ без них. Разность значений находится внутри погрешности определения.

Настоящие результаты измерений на длине волны $2.128\,\mu$m (7 ns) можно сопоставить с полученным ранее результатом измерения порога пробоя на длине волны $1.064\,\mu$m (6 ns) для кристалла LGSe без АМП, который составил $0.4\,\mathrm{J/cm^2}$ [19], что находится в согласии с полученными значениями $W_{0.5} = 0.37-0.40\,\mathrm{J/cm^2}$ при половинной вероятности пробоя ($P = 0.5$) в кристаллах LGSe как с АМП, так и без них.

Двухкаскадный параметрический генератор света на кристаллах KTP и LGSe

В качестве апробируемого активного элемента был использован кристалл $LiGaSe_2$ апертурой 5×5 mm и длиной 7 mm, вырезанный в направлении синхронизма ($\Theta = 90°$, $\varphi = 39°$). На оба плоскопараллельных полированных торца (5×5 mm) кристалла были нанесены антиотражающие микроструктуры, увеличивающие пропускание кристалла LGSe с 68% до $T_{LGSe} = 75\%$ для сигнальной волны на длинах волн в диапазоне 2764–2418 nm, генерирующейся в параметрическом генераторе света (ПГС), где также должна происходить генерация холостой волны с разностной частотой на длинах волн в диапазоне 4625–8866 nm под действием параметрической накачки на длинах волн в диапазоне 1730–1900 nm (пропускание кристалла LGSe в этом диапазоне составило 60–67%), предварительно получаемых при параметрической генерации света в кристалле KTP под действием лазерной накачки с исходной длиной волны 1064 nm. Поэтому в настоящей работе также использован кристалл KTP апертурой 5×5 mm и длиной 20 mm, вырезанный в направлении $\Theta = 58°$, $\varphi = 0°$, с плоскопараллельными полированными торцами без антиотражающих покрытий (микроструктур). Пропускание кристалла KTP для сигнальной волны (2764–2418 nm) составило $T_{KTP} = 82\%$. В качестве источника лазерной накачки с исходной длиной волны 1064 nm и шириной спектра 0.15 nm использовался наносекундный $YAG:Nd^{3+}$-лазер с электрооптической модуляцией добротности резонатора с энергией импульса излучения 25 mJ, длительностью импульса 10 ns, параметром качества пучка $M^2 = 2.3$ при частоте следования импульсов 2 Hz.

Таким образом, было необходимо осуществить перестраиваемое двухкаскадное преобразование длины волны лазерного излучения сначала из $1\,\mu$m в $2\,\mu$m в кристалле KTP, а потом из $2\,\mu$m далее в средний ИК диапазон ($> 5\,\mu$m) в кристалле LGSe. Для этого мы предлагаем оригинальную схему двухкаскадного одно-резонаторного параметрического генератора света на кристаллах KTP и LGSe с единым резонатором, высокодобротным для волны 2764–2418 nm, являющейся сигнальной как в кристалле KTP, так и в кристалле LGSe. Тогда волна 1730–1900 nm будет являться холостой волной в KTP, а волна 4625–8866 nm — холостой волной в LGSe.

Предлагаемая оптическая схема двухкаскадного ПГС представлена на рис. 3. Здесь для примера показана генерация сигнальной волны с длиной 2504 nm одновременно в двух процессах: 1) 1064 (v)→2504 (h) + 1850 (v) в кристалле KTP ($\Theta = 56.5°$, $\varphi = 0°$); 2) 1850 (v)→2504 (h) + 7081 (v) в кристалле LGSe ($\Theta = 90°$, $\varphi = 34.4°$). В скобках указано направление поляризации взаимодействующих волн в лабораторной системе координат: (v) — вертикальная, (h) — горизонтальная. Холостая волна (1850 nm) первого процесса является волной накачки второго процесса. Поскольку в кристалле KTP происходит снос генерируемой необыкновенной волны (2504 nm), используется схема встречной накачки первого кристалла (KTP) исходной волной (1064 nm) по отношению к волнам, поступающим во второй кристалл (LGSe), что обеспечивает компенсацию сноса входных волн (1850 и 2504 nm) в кристалле LGSe. Высокодобротный резонатор образован зеркалами с золотым напылением, высокоотражающими для всех генерируемых волн.

Для ввода лазерной накачки, защиты золотых зеркал, имеющих низкую лучевую стойкость, и защиты кристалла LGSe, непрозрачного на 1064 nm, а также для обеспечения двухпроходной накачки кристалла KTP в схеме использована пара внутрирезонаторных интерференционных зеркал, напыленных на подложку из CaF_2 (прозрачную в ИК диапазоне до 9000 nm), высокоотражающих на длине волны лазерной накачки

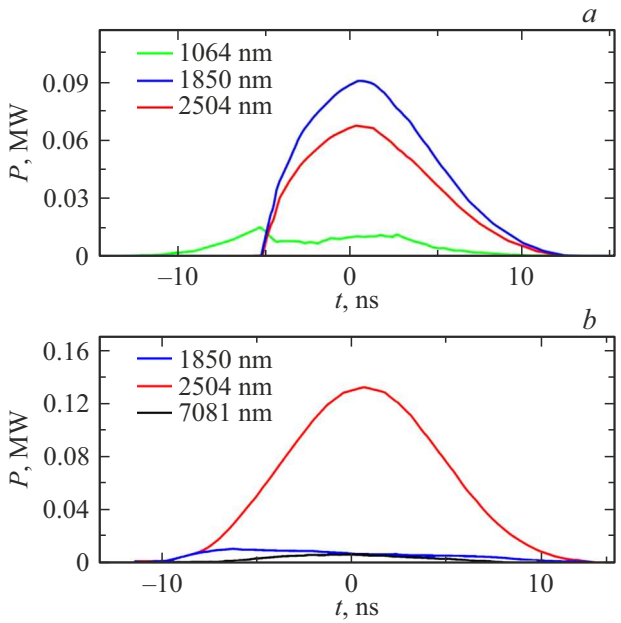

Рис. 4. Результаты моделирования двухкаскадного ПГС: (*a*) преобразование в KTP на первом этапе расчета; (*b*) преобразование в LGSe на втором этапе расчета.

1064 nm, но имеющих высокое пропускание $T_0 = 94\%$ в диапазонах длин волн 1730–2764 и 4625–8866 nm. Для отдельной регистрации генерируемой сигнальной волны (2504 nm) на выходе преобразователя устанавливалась брюстеровская стопа германиевых пластин, пропускающая горизонтально поляризованное излучение с длиной волны 2504 nm. Для регистрации суммарного выходного излучения стопа убиралась. Для исследования вклада кристалла LGSe в генерацию сигнальной волны (2504 nm) из схемы он убирался.

В настоящей схеме отсутствует элемент эффективного вывода генерируемого излучения. Для регистрации излучение выводится при отражении от обеих граней одного из внутрирезонаторных зеркал (малый коэффициент отражения — около 3% — от каждой грани). В будущем схема будет оптимизирована для более эффективного вывода ИК излучения, но это приведет к увеличению порога генерации из-за увеличения коэффициента полезных потерь.

Настоящая схема представляет интерес благодаря наибольшей добротности резонатора, позволяющей получить самый низкий порог генерации. Еще снижению порога генерации способствует уменьшение радиуса пучка лазерной накачки (при фокусировке) и уменьшение длины резонатора ПГС. Минимальный радиус пучка накачки определяется величиной сноса необыкновенной волны (2504 nm) после прохода кристалла KTP длиной 20 mm, который составляет 0.9 mm. Длина резонатора технически ограничена снизу величиной 80 mm, соответствующей наиплотнейшей упаковке оптических элементов в схеме.

Было проведено прогностическое моделирование двухкаскадного ПГС в программном продукте SNLO. Поскольку программа расчета описывает одиночный преобразователь, то моделирование было разбито на два этапа: 1) кристалл KTP — активный, кристалл LGSe — пассивный, 2) кристалл LGSe — активный, кристалл KTP — пассивный. Для активного кристалла учитывались его нелинейно-оптические характеристики и коэффициент пропускания, для пассивного — только коэффициент пропускания. Учитывались потери, вносимые всеми зеркалами. Учитывались параметры лазерной накачки (1064 nm) — энергия импульса 25 mJ, длительность импульса 10 ns, радиус пучка варьировал (как и длина резонатора ПГС) на первом этапе. Выходные параметры расчета на первом этапе (для длин волн 1850 и 2504 nm) были входными параметрами расчета на втором этапе.

Расчеты на первом этапе показали, что для увеличения эффективности преобразования целесообразно использовать наиплотнейшую упаковку оптических элементов с уменьшением длины резонатора до $L = 80$ mm, а также нужно выбирать наименьший радиус пучка накачки ($r = 0.9$ mm), равный величине сноса пучка необыкновенной волны в кристалле KTP. В результате расчета (при оптимальных $L = 80$ mm и $r = 0.9$ mm) на первом этапе получено, что в кристалле KTP генерируется двухмикронное излучение с энергиями импульсов 0.90 и 0.66 mJ на длинах волн 1850 и 2504 nm соответственно.

На втором этапе расчета (в кристалле LGSe) на выходе преобразователя получено излучение с энергиями импульсов 0.16, 1.32 и 0.08 mJ на длинах волн 1850, 2504 и 7081 nm соответственно. Рисунок 4 демонстрирует эти результаты расчетов на временной шкале. Видно, что добавление в схему активного кристалла LGSe должно приводить к двухкратному (1.32 mJ/0.66 mJ) усилению сигнальной волны (2504 nm) на выходе преобразователя. При этом доля выходного излучения, приходящаяся на сигнальную волну (2504 nm), при добавлении активного кристалла LGSe возрастает также примерно в 2 раза — с 42% до 85%. Эффективность преобразования из исходной волны лазерной накачки (1064 nm) в наиболее длинную холостую волну (7081 nm) здесь оценивается как 0.3% (0.08 mJ/25 mJ) при квантовой эффективности 2%. В дальнейшем предполагается увеличение эффективности преобразования при оптимизации выводного оптического элемента схемы.

С учетом результатов моделирования было проведено экспериментальное исследование генерации двухкаскадного ПГС на кристаллах KTP и LGSe. Проводились измерения спектра выходного излучения монохроматором МДР-2 с PbS-фотодетектором PDA30G-EC и энергии импульсов отдельных спектральных компонент измерителем мощности и энергии Ophir с пироэлектрическим датчиком PE50BB-DIF-C. Как и ожидалось, наиболее эффективную генерацию удалось получить в наиболее коротком резонаторе ($L = 80$ mm) и при наименьшем

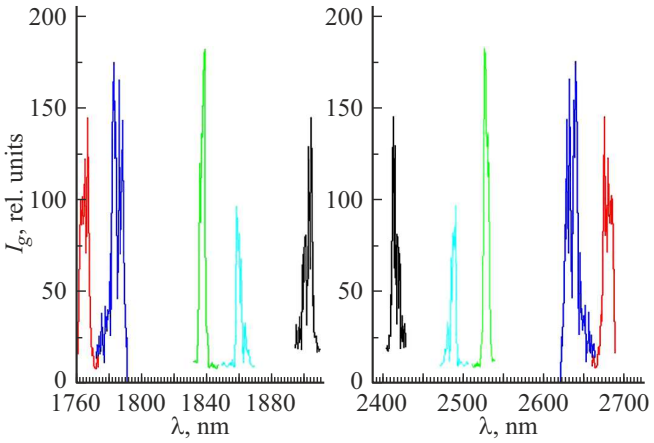

Рис. 5. Полученные спектры перестраиваемого выходного двухмикронного излучения: красные линии — пара 1766 и 2677 nm; синие линии — 1784 и 2636 nm; зеленые линии — 1838 и 2527 nm; голубые линии — 1858 и 2490 nm; черные линии — 1900 и 2418 nm.

радиусе пучка ($r = 0.9$ mm). Поворот кристаллов KTP и LGSe в плоскости синхронизма позволяет перестраивать длины волн выходного излучения. Рисунок 5 демонстрирует результаты перестройки длин волн параметрической генерации двухмикронного излучения, полученной при повороте кристалла KTP, под действием лазерной накачки (1064 nm, 25 mJ, 10 ns) в представленной схеме ПГС (рис. 3). Под действием лазерной накачки (1064 nm) экспериментально реализована перестраиваемая генерация сигнальной и холостой волн в кристалле KTP в диапазонах перестройки 1766–1900 и 2636–2418 nm. Генерация разностной частоты для этих волн, реализуемая в кристалле LGSe, обеспечивает диапазон длин волн перестраиваемого ИК излучения 5351–8869 nm.

При экспериментальной реализации параметрической генерации на длинах волн 1850 и 2504 nm (при соответствующих углах поворота кристаллов KTP и LGSe), как в проведенном моделировании, измерялась энергия импульса для суммарного выходного излучения (1850 nm + 2504 nm + 7081 nm) (без брюстеровской стопы германиевых пластин в схеме) и отдельно для сигнального излучения (2504 nm) (с брюстеровской стопой германиевых пластин в схеме) как в присутствии, так и в отсутствие кристалла LGSe в схеме.

Получены следующие экспериментальные результаты. В схеме, содержащей оба кристалла (KTP и LGSe), энергия импульса суммарного выходного излучения (1850 nm + 2504 nm + 7081 nm) составила 0.42 mJ, а энергия импульса сигнальной волны (2504 nm) отдельно — 0.33 mJ, т. е. доля сигнальной волны в выходном излучении составила 79%, что удовлетворительно согласуется с результатом второго этапа моделирования — 85%. Поворот кристалла LGSe, выводящий его из условия синхронизма, приводил к уменьшению доли сигнальной волны в выходном излучении.

При извлечении кристалла LGSe из схемы энергия импульса суммарного выходного излучения (1850 nm + 2504 nm) сильно увеличилась до 1.03 mJ благодаря уменьшению вредных потерь, которые перед этим вносил кристалл LGSe ($T_{\mathrm{LGSe}} = 75\%$). Однако при этом энергия импульса сигнальной волны (2504 nm) увеличилась слабо — до 0.36 mJ, поэтому доля сигнальной волны в выходном излучении уменьшилась до 35%, что удовлетворительно согласуется с результатом первого этапа моделирования — 42%. Энергию импульса с длиной волны 7081 nm измерить не удалось, она пока не превышает уровня 0.01 mJ (в модели 0.08 mJ) — на пределе чувствительности измерителя. Однако наблюдаемое увеличение доли сигнальной волны (2504 nm) в выходном излучении в присутствии кристалла LGSe, которое согласуется с результатами моделирования, доказывает успешную работу кристалла LGSe как активного кристалла двухкаскадного ПГС с единой сигнальной волной.

Заключение

В настоящей работе были выращены кристаллы $LiGaSe_2$ с большой апертурой и высоким оптическим качеством, вырезаны и отполированы в ориентации, подходящей для понижающего преобразования с длины волны 2 μm. Антиотражающие микроструктуры на обеих полированных поверхностях были изготовлены с использованием оптимизированной фемтосекундной лазерной абляции, что обеспечило эффект просветления в широком диапазоне длин волн 2–10 μm.

Проведены сравнительные испытания порога лазерного разрушения поверхности под действием наносекундного YAG:Nd^{3+}-лазера с внутрирезонаторной параметрической генерацией света на длине волны 2.1 μm с длительностью импульса 7.2 ns методом 1-on-1 для различных поверхностей с АМП и для полированной поверхности без АМП. Порог пробоя микроструктур кристаллов $LiGaSe_2$ оказался так же высок, как для кристаллов $LiGaSe_2$ без них. Разность значений находится внутри погрешности определения. Настоящие результаты измерений на длине волны 2.128 μm (7 ns) можно сопоставить с полученным ранее результатом измерения порога пробоя на длине волны 1.064 μm (6 ns) для кристалла $LiGaSe_2$ без микроструктур, который составил 0.4 mJ/cm^2 [19], что находится в согласии с полученными значениями $W_{0.5} = 0.37–0.40$ J/cm^2 при половинной вероятности пробоя ($P = 0.5$) в кристаллах $LiGaSe_2$ как с микроструктурами, так и без них.

Разработана модель установки для двухкаскадной параметрической генерации света в кристаллах KTP при накачке наносекундным YAG:Nd^{3+}-лазером и $LiGaSe_2$ с антиотражающими микроструктурами. Представлены

результаты теоретического расчёта эксперимента с конфигурацией резонатора, соответствующей разработанной модели в программном продукте SNLO. Настоящая схема представляет интерес благодаря наибольшей добротности резонатора, позволяющей получить самый низкий порог генерации. В будущем схема будет оптимизирована для более эффективного вывода ИК излучения, но это приведет к увеличению порога генерации из-за увеличения коэффициента полезных потерь.

С учетом результатов моделирования было проведено экспериментальное исследование генерации двухкаскадного ПГС на кристаллах $KTiOPO_4$ и $LiGaSe_2$. Как и ожидалось, наиболее эффективную генерацию удалось получить в наиболее коротком резонаторе ($L = 80\,\text{mm}$) и при наименьшем радиусе пучка ($r = 0.9\,\text{mm}$). Под действием лазерной накачки ($1064\,\text{nm}$) экспериментально реализована перестраиваемая генерация сигнальной и холостой волн в кристалле $KTiOPO_4$ в диапазонах перестройки 1766–1900 и 2636–2418 nm. Генерация разностной частоты для этих волн, реализуемая в кристалле $LiGaSe_2$, обеспечивает диапазон длин волн перестраиваемого ИК излучения 5351–8869 nm. В результате эксперимента наблюдалось увеличение доли сигнальной волны в выходном излучении в присутствии кристалла $LiGaSe_2$, которое согласуется с результатами моделирования и доказывает успешную работу кристалла $LiGaSe_2$ как активного кристалла двухкаскадного ПГС с единой сигнальной волной.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 20-72-10027-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G. Ycas, F.R. Giorgetta, E. Baumann, I. Coddington, D. Herman, S.A. Diddams, N.R. Newbury. Nat. Phot., **12** (4), 202–208 (2018). DOI: 10.1038/s41566-018-0114-7
[2] L. Maidment, Zh. Zhang, Ch.R. Howle, D.T. Reid. Opt. Lett., **41** (10), 2266–2269 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.002266
[3] W. Cai, A. Abudurusuli, C. Xie, E. Tikhonov, J. Li, Sh. Pan, Zh. Yang. Adv. Funct. Mater., **32** (23), 2200231 (2022). DOI: 10.1002/adfm.202200231
[4] L. Isaenko, L. Dong, A. Kurus, Zh. Lin, A. Yelisseyev, S. Lobanov, M. Molokeev, K. Korzhneva, A. Goloshumova. Adv. Optical Mater., **10** (24), 2201721 (2022). DOI: 10.1002/adom.202201727
[5] L. Zhou, O. Novak, M. Smrz, T. Mocek. J. Opt. Soc. Am. B, **39** (4), 1174–1185 (2022). DOI: 10.1364/JOSAB.454372
[6] M. Namboodiri, Ch. Luo, G.H. Indorf, J.H. Buss, M. Schulz, R. Riedel, M.J. Prandolini, T. Laaмпann. Optics Continuum, **1** (5), 1157–1164 (2022). DOI: 10.1364/OPTCON.451879
[7] I.O. Kinyaevskiy, A.V. Koribut, L.V. Seleznev, Yu.M. Klimachev, E.E. Dunaeva, A.A. Ionin. Optics and Laser Technology, **169**, 110035 (2024). DOI: 10.1016/j.optlastec.2023.110035
[8] M. Jelínek, M. Frank, V. Kubeček, O. Nová k, J. Huynh, M. Cimrman, M. Chyla, M. Smrž, T. Mocek. In: *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference* (Munich, Germany, 2023). DOI: 10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10232202
[9] L.I. Isaenko, A.P. Yelisseyev. Semicond. Sci. Technol., **31**, 123001 (2016). DOI: 10.1088/0268-1242/31/12/123001
[10] S.N. Smetanin, M. Jel?nek, V. Kubeček, A.F. Kurus, V.N. Vedenyapin, S.I. Lobanov, L.I. Isaenko. Opt. Mater. Express, **10** (8), 1881–1890 (2020). DOI: 10.1364/OME.395370
[11] D.H. Raguin, G.M. Morris. Appl. Opt., **32** (7), 1154–1167 (1993). DOI: 10.1364/AO.32.001154
[12] D. Hobbs, B. MacLeod, E. Sabatino, S. Mirov, D. Martyshkin, M. Mirov, G. Tsoi, S. McDaniel, G. Cook. Opt. Mater. Express, **7** (9), 3377–3388 (2017). DOI: 10.1364/OME.7.003377
[13] A.A. Bushunov, M.K. Tarabrin, V.A. Lazarev, V.E. Karasik, Y.V. Korostelin, M.P. Frolov, Y.K. Skasyrsky, V.I. Kozlovsky. Opt. Mater. Express, **9** (4), 1689–1697 (2019). DOI: 10.1364/OME.9.001689
[14] A.A. Bushunov, A.A. Teslenko, M.K. Tarabrin, V.A. Lazarev, L.I. Isaenko, A.P. Eliseev, S.I. Lobanov. Opt. Lett., **45** (21), 5994–5997 (2020). DOI: 10.1364/OL.404515
[15] A.P. Yelisseyev, L.I. Isaenko, S.I. Lobanov, A.V. Dostovalov, A.A. Bushunov, M.K. Tarabrin, A.A. Teslenko, V.A. Lazarev, A.A. Shklyaev, S.A. Babin, A.A. Goloshumova, S.A. Gromilov. Opt. Mater. Express, **12** (4), 1593–1608 (2022). DOI: 10.1364/OME.455050
[16] A.A. Teslenko, A.A. Bushunov, L.I. Isaenko, A.A. Shklyaev, A.A. Goloshumova, S.I. Lobanov, V.A. Lazarev, M.K. Tarabrin. Opt. Lett., **48** (5), 1196–1199 (2023). DOI: 10.1364/OL.480758
[17] V.F. Kokorina. *Glasses for Infrared Optics* (CRC press, Boca Raton, 1996).
[18] I.V. Smirnov, P.G. Zverev, A.A. Sirotkin. J. Physics: Conf. Series, **2494**, 012008 (2023). DOI: 10.1088/1742-6596/2494/1/012008
[19] J.-J. Zondy, V. Vedenyapin, A. Boyko, D. Kolker, L. Isaenko, S. Lobanov, N. Kostyukova, A. Yelisseyev, V. Petrov. Laser Phys. Lett., **13**, 115401 (2016). DOI: 10.1088/1612-2011/13/11/115401