

УДК 621.373.826; 535:530.182

Д.Е. ГЕНИН*, Д.В. БЕЛОПЛОТОВ**, А.Г. СИТНИКОВ*, А.Н. ПАНЧЕНКО*,
С.Ю. САРКИСОВ***, А.И. ЧЕРНЫШОВ***

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ МОД В КРИСТАЛЛАХ GaSe и GaSeS

Для получения и сравнения генерации второй гармоники (ГВГ) в кристаллах GaSe и GaSe_{0,7}S_{0,3} использован TEA CO₂-лазер, генерирующий на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм в режимах свободной генерации или самосинхронизации мод. При работе лазера в режиме самосинхронизации мод получена в 5 раз более высокая энергетическая эффективность ГВГ по сравнению со случаем без самосинхронизации. Проведена оценка эффективности ГВГ в кристалле GaSe_{0,7}S_{0,3} и его нелинейной восприимчивости второго порядка по отношению к легированному GaSe.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, CO₂-лазер, кристалл GaSe, GaSe_{1-x}S_x, самосинхронизация мод.

Кристаллы GaSe являются известными кристаллами для нелинейно-оптических преобразований частоты в пределах ИК-диапазона [1] и, в частности, для удвоения частоты CO₂-лазеров [2, 3]. В последние 10 лет наиболее широко данные кристаллы применяются в импульсных терагерцовых спектрометрах временной области (ТГц-TDS) в качестве генераторов и электрооптических детекторов терагерцового излучения [4, 5]. Для этих приложений GaSe имеет преимущество перед кристаллами-аналогами, например ZnTe, в случаях, когда необходимо получить максимально широкий спектр генерации (детектирования) – от 0,1 до 40 ТГц и выше.

Кристаллы GaSe имеют ряд известных недостатков, а именно мягкость [1, 6] и окисляемость [7], сложность получения оптических элементов с рабочими поверхностями, не параллельными плоскости (001). Это приводит к недолговечности оптических элементов на основе GaSe, изменению показателей преломления и коэффициентов отражения с течением времени, к ограничению реализуемых внутренних углов синхронизма. В качестве способа улучшения механических свойств кристаллов GaSe было предложено легирование [1]. К настоящему времени существует множество работ, посвященных исследованию свойств кристаллов GaSe, легированных самыми различными примесями [1, 8]. В частности, установлено повышение микротвердости при легировании рядом элементов [1, 6, 9]. В настоящей работе исследуется легирование серой. На основе анализа собственных и литературных данных сделан вывод о том, что в сравнении с GaSe кристаллы GaSe:S обладают более высокими микротвердостью, силой связи между слоями и лучевой прочностью, пригодностью для механической резки под углами к плоскостям слоев [5, 8–10], меньшей окисляемостью и более высоким качеством поверхностей. При этом наблюдается некоторое снижение эффективности преобразования частот в данных кристаллах по сравнению с легированным GaSe [5, 9, 11]. По-видимому, это связано с меньшей нелинейностью GaSe:S из-за меньшей поляризуемости серы по сравнению с селеном. В настоящей работе исследуются кристаллы состава GaSe_{0,7}S_{0,3}. Данный состав по технологическим возможностям получения крупных однородных кристаллов с существенно более высокой твердостью, при этом сохраняющих нецентросимметричную решетку ϵ -GaSe, близок к оптимальному. В этой связи встает вопрос об определении нелинейных восприимчивостей этих кристаллов. Простейшим процессом, в котором может быть определена нелинейная восприимчивость второго порядка, является ГВГ. Классическим можно считать процесс удвоения частоты CO₂-лазера в GaSe. Для ГВГ линии излучения 10,6 мкм кристаллы ZnGeP₂ уже не эффективны.

Как известно, для получения значительных мощностей преобразованного по частоте излучения необходимо использовать значительные мощности излучения накачки. Это хорошо видно из известной формулы [2]

$$P_{\text{ГВГ}} = \frac{2\pi^2 d_{\text{эф}}^2 d^2 P_{\text{CO}_2}^2}{s_0 c n_{\text{CO}_2}^2 n_{\text{ГВГ}} \lambda_{\text{ГВГ}}^2 S} \sin^2 c^2 \left(\frac{|\Delta k| d}{2} \right), \quad (1)$$

где P_{CO_2} и $P_{\text{ГВГ}}$ – мгновенные значения мощности лазерного излучения и второй гармоники; d_{eff} – эффективная нелинейность; n_{CO_2} и $n_{\text{ГВГ}}$ – показатели преломления на соответствующих длинах волн; S – площадь сечения лазерного пучка; Δk – волновая расстройка; d – толщина кристалла. Если поделить обе части на мощность лазерного излучения, слева получим мгновенный КПД процесса. С другой стороны, мощность накачки ограничена порогами пробоя кристаллов. Таким образом, в идеальном случае максимально возможная доля энергии импульса накачки должна вкладываться при максимально высоком уровне мощности, не превышающем, однако, порог пробоя. Известно, что лучевая прочность кристаллов выше для более коротких импульсов.

Одним из способов получения коротких импульсов ТЕА CO_2 -лазера является использование режима самосинхронизации мод. В настоящей работе для сравнения эффективностей ГВГ в кристаллах GaSe и $\text{GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}$ было использовано два режима работы импульсного ТЕА CO_2 -лазера. В первом случае лазерный импульс имел типичную для CO_2 -лазера временную форму с мощным лидирующим пиком (до 1,6 МВт) и «азотным хвостом». Во втором случае, при работе лазера в режиме самосинхронизации мод, форма импульса излучения лазера представляла собой последовательность коротких пиков (2,4–5 нс на полувысоте, 10–12 нс между пиками). Несмотря на то, что во втором случае энергия импульса была в 2 раза меньше, энергетическая эффективность ГВГ (т.е. отношение энергий импульсов второй гармоники и лазерного излучения) увеличилась примерно в 5 раз.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка строилась на основе мощного импульсного ТЕА CO_2 -лазера с накачкой от генератора с индуктивным накопителем энергии и прерывателем тока на основе SOS-диодов [12]. Лазер был настроен на основную моду TEM_{00} на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм. Индуктивный накопитель позволял легко формировать импульс с коротким передним пиком около 50 нс на полувысоте и микросекундным хвостом.

Оптический резонатор состоял из глухого стального плоского зеркала и плоской пластинки из KRS-5 с коэффициентом отражения 32 % на длине волны лазерного излучения. Для получения поляризованного излучения внутрь резонатора устанавливались пластинки из KBr, расположенные под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Для выделения основной моды применялась диафрагма диаметром 7 мм, также расположенная внутри резонатора. Выходная энергия лазерного и преобразованного излучения измерялась калориметром OPHIR с измерительными головками FL-250A и PE-50BV соответственно. Ошибка в измерениях энергии была не больше 20 %. Временные формы импульсов регистрировались охлаждаемым Ge:Au-фоторезистором ФСГ-22-3A2 или приёмником ФП-1 на основе эффекта фотонного увлечения носителей заряда. Электрические сигналы с приёмников регистрировались осциллографом Tektronix TDS-3034B с полосой пропускания 300 МГц. Чтобы отсечь излучение лазера, проходящее через кристалл, использовалась сапфировая пластинка с коэффициентом пропускания 43 % на длине волны $\lambda = 5,3$ мкм, непрозрачная на $\lambda = 10,6$ мкм.

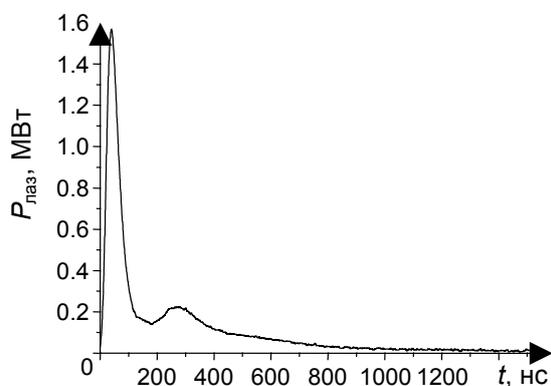


Рис. 1. Осциллограммы импульсов излучения CO_2 -лазера, работающего на смеси $\text{H}_2:\text{N}_2:\text{CO}_2 = 2:4:1$ при общем давлении $p = 0,7$ атм

Лазер работал в двух режимах генерации. В первом режиме использовалась смесь $\text{H}_2:\text{N}_2:\text{CO}_2 = 2:1:4$ при общем давлении 0,7 атм. При этом энергия импульса лазера составляла 180 мДж, в первом пике содержалось 52 % от всей энергии в импульсе (рис. 1).

Измеренный профиль интенсивности лазерного излучения соответствует гауссовому с радиусом пучка 3 мм по уровню e^{-2} (рис. 2).

Во втором случае лазер работал в режиме самосинхронизации мод, использовалась смесь $\text{H}_2:\text{N}_2:\text{CO}_2 = 2:1:6$ при общем давлении 0,5 атм. При этом энергия генерации лазера составляла около 100 мДж, часть излучения отводилась светоделительной пластинкой из ZnSe для контроля энергии импульса. Энергия импульса,

непосредственно падающего на кристалл, составляла около 70 мДж. Осциллограмма импульса излучения приведена на рис. 3. В данном режиме временная форма импульсов была нестабильна, от импульса к импульсу изменялась глубина модуляции, а также могли появляться промежуточные (т.е. расположенные между основными) пики. Чтобы исключить влияние нестабильности на измерения, для каждого импульса регистрировались энергия падающего на кристалл излучения, энергия преобразованного излучения и форма лазерного импульса.

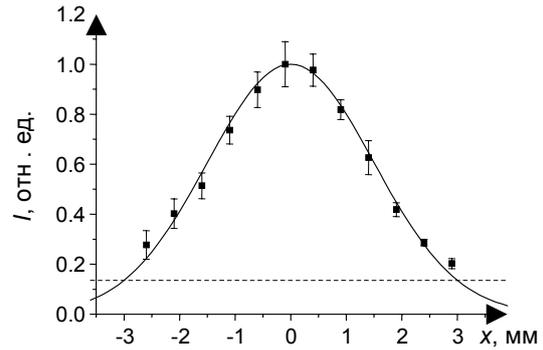


Рис. 2. Профиль поперечного сечения пучка лазерного излучения и распределение Гаусса (сплошная линия – теория, точки – эксперимент)

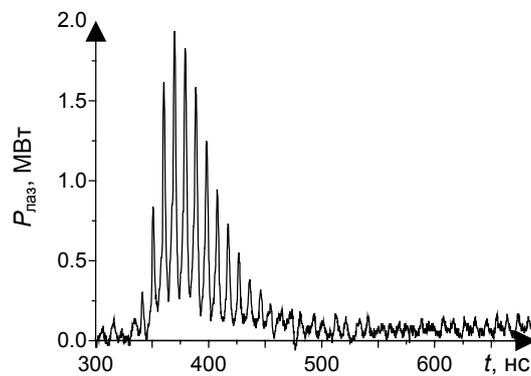


Рис. 3. Осциллограмма импульсов излучения CO₂-лазера, работающего в режиме самосинхронизации мод. Энергия 78 мДж

Генерация второй гармоники. Режим без самосинхронизации

Эксперимент по ГВГ проводился следующим образом. Лазерное излучение на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм направлялось на кристалл, расположенный на подвижной платформе. Сначала проводилась настройка по вертикальному углу θ , а затем по азимутальному φ .

Процесс ГВГ шел по I типу взаимодействия, то есть ооо. Сначала были проведены эксперименты с кристаллом GaSe толщиной 6 мм. Измеренные зависимости мощности ГВГ от азимутального угла φ и от угла падения θ представлены на рис. 4 и 5 соответственно.

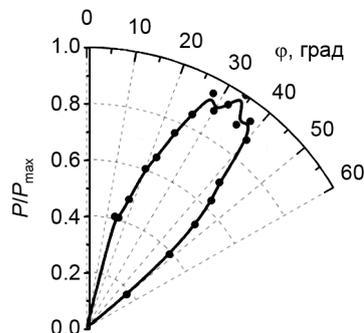


Рис. 4. Измеренная зависимость мощности ГВГ от азимутального угла φ для GaSe

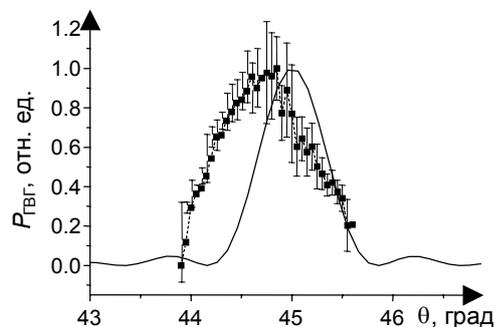


Рис. 5. Зависимость мощности ГВГ от угла падения излучения накачки θ для GaSe. Точки – экспериментальные данные, линия – расчет по выражению (1)

Согласно известной формуле для эффективной нелинейности в GaSe для ооо-типа взаимодействия

$$d_{\text{eff}} = -d_{22} \cos\theta \sin 3\varphi, \quad (2)$$

максимум нелинейности должен достигаться при $\varphi \approx 30^\circ$. Отклонение от этого значения на рис. 4 может объясняться неточностью в ориентации кристалла (в определении оси x), а также отклонениями в поляризации излучения накачки. Экспериментальный внешний угол фазового синхронизма составляет $\theta \approx 44,8^\circ$, а расчетный – $\theta \approx 45^\circ$, т.е. наблюдается несовпадение в $0,2^\circ$. Расчет выполнялся на основе дисперсионных уравнений для показателей преломления GaSe [13], которые дают наиболее близкое соответствие расчета нашим экспериментальным результатам среди известных в литературе уравнений. На рис. 6 представлены временные формы импульсов излучения на второй гармонике. В первом случае (кривая 1) кристалл позволил получить излучение на длине волны 5,3 мкм с помощью I типа взаимодействия со значительной мощностью, даже без фокусировки излучения накачки.

Удельная энергия лазерного излучения на поверхности кристалла была порядка 2 Дж/см². Согласно формуле (1), фокусировка излучения накачки должна привести к более высокой эффективности преобразования энергии. В эксперименте пиковая мощность преобразованного излучения при увеличении плотности мощности накачки удвоилась и достигла 8 кВт для GaSe толщиной 6 мм (кривая 2). Фокусировка осуществлялась NaCl-линзой с фокусным расстоянием 234 мм, кристалл располагался в 120 мм от линзы.

Эффективность преобразования мгновенной мощности η в кристалле GaSe для сфокусированного излучения лазера показана на рис. 7. Эффективность преобразования мгновенной мощности определялась путем деления мгновенной мощности преобразованного излучения на величину мгновенной мощности излучения накачки.

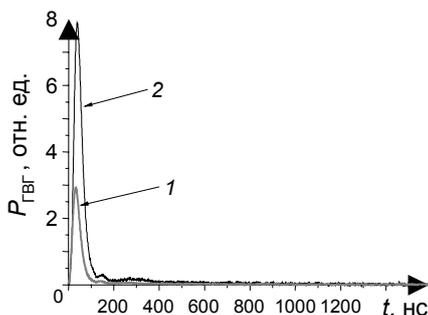


Рис. 6. Временная форма импульсов второй гармоники излучения для GaSe: кр. 1 – без линзы, кр. 2 – с линзой

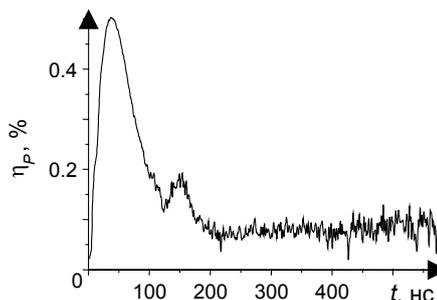


Рис. 7. Эффективность преобразования мгновенной мощности для GaSe в случае фокусировки накачки линзой

Из рис. 7 видно, что значительная эффективность преобразования наблюдается в течение первых ≈ 200 нс лазерного импульса. Наибольшая эффективность по мощности достигается в момент времени, соответствующий максимуму мощности лазерного импульса и составляет 0,51 %. Следует отметить, что ГВГ наблюдалась в течение всего импульса накачки, однако эффективность преобразования в хвосте лазерного импульса была ниже на порядок.

Максимальная энергетическая эффективность преобразования энергии, полученная в моноимпульсном режиме работы лазера, составила 0,38 %: при 180 мДж падающего излучения получено 0,7 мДж на длине волны 5,3 мкм. Для увеличения энергетической эффективности в данном режиме необходимо обеспечить большее содержание энергии в первом пике лазерного излучения.

Для кристалла GaSe_{0,7}S_{0,3} толщиной 3,7 мм в этом режиме было лишь зарегистрировано наличие сигнала второй гармоники, однако оценить его энергетические параметры не удалось из-за низкой мощности.

Генерация второй гармоники. Режим самосинхронизации мод

В режиме самосинхронизации мод картина несколько менялась. В этом случае первый пик генерации состоит из набора коротких по длительности пиков (примерно 2,5 нс, рис. 8, а). Мощность каждого пика значительно выше, чем при моноимпульсном режиме. Измеренная ширина пиков изменялась от импульса к импульсу и составляла от 5 до 2,4 нс. Для ГВГ использовались те же самые кристаллы, что и в моноимпульсном режиме. Лазерное излучение фокусировалось на

кристалл с помощью сферического зеркала с фокусным расстоянием 2,33 м, расстояние от зеркала до кристалла составляло 70 см.

Энергия преобразованного излучения для GaSe достигла 1650 мкДж при падающей энергии 78 мДж. Таким образом, КПД по энергии преобразованного излучения составил более 2 %. По сравнению с моноимпульсным режимом работы лазера достигается увеличение эффективности преобразования примерно в 5 раз.

Максимум сигнала второй гармоники при преобразовании в GaSe_{0,7}S_{0,3} наблюдался при внешнем угле синхронизма около 54°. Если использовать дисперсионные уравнения для показателей преломления GaSe_{0,8}S_{0,2} и GaSe_{0,6}S_{0,4} из [14] и вычислять показатели преломления для GaSe_{0,7}S_{0,3} как среднее арифметическое показателей преломления для указанных кристаллов, то расчетный внешний угол синхронизма будет равен 52,97°. Провести прямое измерение энергии сигнала ГВГ в кристалле GaSe_{0,7}S_{0,3} толщиной 3,7 мм не удалось. Была осуществлена одновременная регистрация сигналов лазера и ГВГ. В этом случае лазерное излучение, отражённое от кристалла, регистрировалось детектором ФП-1, а сигнал второй гармоники – охлаждаемым приёмником ФСГ-22. Результаты приведены на рис. 8, б. Энергия импульса накачки при этом несколько увеличена, примерно до 100 мДж. Отсюда можно оценить параметры импульса ГВГ на кристалле GaSe_{0,7}S_{0,3}. В случае с GaSe сигнал второй гармоники приходилось ослаблять 10 слоями лавсана для работы приёмника в линейном режиме. Пропускание такого фильтра составляет 0,6–1 % на длине волны 5,3 мкм. Для GaSe_{0,7}S_{0,3} амплитуда сигнала в 2–2,5 раза ниже. То есть пиковая мощность ГВГ примерно в 200–250 раз меньше, чем для нелегированного кристалла. Если предположить, что формы импульсов подобны, то их энергии и эффективности процессов должны отличаться во столько же раз. Таким образом, при энергии импульса накачки 100 мДж ГВГ на кристалле GaSe_{0,7}S_{0,3} толщиной 3,7 мм должно происходить с энергией около 8 мкДж и эффективностью 0,015 %.

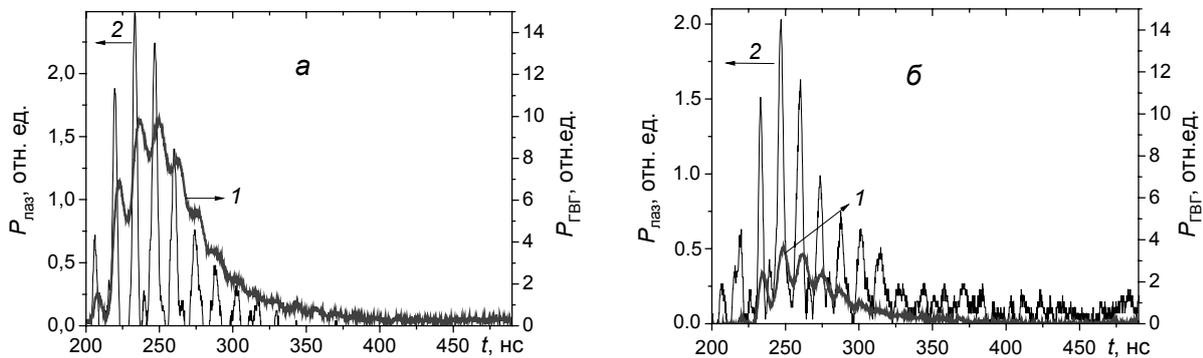


Рис. 8. Осциллограммы импульсов излучения CO₂-лазера и ГВГ: а – кристалл GaSe; б – кристалл GaSeS, кр. 1 – ГВГ, кр. 2 – лазерный импульс. Сигналы ГВГ зарегистрированы приёмником ФСГ-22-3А2

Предполагая одинаковые условия регистрации сигналов для случая точного фазового синхронизма, на основе уравнения (1) можно записать

$$\frac{P_{\text{ГВГ GaSe}}}{P_{\text{ГВГ GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}} = \frac{P_{\text{CO}_2 \text{ GaSe}}^2 \cdot d_{22 \text{ GaSe}}^2 \cdot \cos^2(\theta_{\text{внут GaSe}}) d_{\text{GaSe}}^2 \cdot n_{\text{GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}^3 (\lambda = 10,6 \text{ мкм})}{P_{\text{CO}_2 \text{ GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}^2 \cdot d_{22 \text{ GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}^2 \cdot \cos^2(\theta_{\text{внут GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}) d_{\text{GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}}^2 \cdot n_{\text{GaSe}}^3 (\lambda = 10,6 \text{ мкм})} \quad (3)$$

Подставляя в (3) значения для показателей преломления кристаллов GaSe и GaSe_{0,7}S_{0,3}, рассчитанные как описано выше, а также значения мощностей накачки и оцененные значения мощностей ГВГ, можно оценить отношение нелинейных восприимчивостей $d_{22 \text{ GaSe}}/d_{22 \text{ GaSe}_{0,7}\text{S}_{0,3}} = 10,6$. Это значение в 3–4 раза больше, чем значения, полученные в [14] для кристаллов близких составов. По разным данным фазовый переход от нецентросимметричной решетки кристаллов GaSe_{1-x}S_x к центросимметричной происходит в диапазоне значений $0,2 < x < 0,6$. Состав использованного в экспериментах кристалла попадает в указанный диапазон, возможно, с этим связана низкая нелинейность данного кристалла.

Был проведён также теоретический расчёт мощности и эффективности ГВГ в GaSe. Для этого значения мощности лазерного излучения были подставлены в формулу (1). Для моноимпульсного режима наблюдалось хорошее совпадение результатов, а в случае самосинхронизации мод расхождение было почти на порядок. Данное обстоятельство может свидетельствовать о том, что длительности пиков на самом деле меньше, чем было измерено. Соответственно пиковая мощность должна быть выше. Совпадение результатов расчёта и эксперимента ожидается для случая, когда пиковая мощность выше в 3–4 раза. Однако временное разрешение имеющейся системы регистрации не позволило зарегистрировать форму импульса лазерного излучения с достаточной точностью.

Косвенным подтверждением данного предположения является тот факт, что при увеличении выходной энергии лазера всего до 120 мДж наблюдался пробой кристалла, тогда как в работе [10] данное явление имело место при 180 мДж энергии и с более жёсткой фокусировкой излучения. По другим расчётам при синхронизации уже 3 мод длительность пиков на полувысоте должна составлять 3,1 нс, а при синхронизации 9 мод длительность составляет 1 нс. В ТЕА CO₂-лазере в контур усиления в наших условиях попадает более 10 мод. Длительность пиков, зарегистрированная в ходе эксперимента, составляла 4 нс. Это значит, что длительности пиков затянуты из-за недостаточного быстродействия регистрирующей аппаратуры. Из литературных данных известно, что типичная длительность пиков на полувысоте в режиме самосинхронизации мод составляет 1 нс. Следовательно, реальная пиковая мощность может как минимум в 4 раза превышать значения, полученные на основе измеренных данных.

Заключение

Продемонстрирован способ увеличения эффективности ГВГ ТЕА CO₂-лазера путём изменения временной формы лазерного импульса. Режим, реализованный в данной работе, с точки зрения получения ГВГ излучения CO₂-лазера имеет следующие преимущества:

1. Техническая реализация данного режима сравнительно проста.
2. Значительная часть энергии импульса вкладывается в кристалл при высоком уровне мощности, что способствует высокой эффективности преобразования.
3. Пички имеют малую длительность, за счёт чего минимизируется негативное воздействие на кристалл. В таком режиме лучевая стойкость кристалла выше, чем для случая моноимпульсного режима.

Самосинхронизация имеет один существенный недостаток: непостоянство формы импульса лазерного излучения. При наличии промежуточной структуры между основными пиками излучения, соответствующими полному обходу резонатора, эффективность ГВГ уменьшается, иногда в несколько раз. Данная проблема может быть решена путём использования активной синхронизации мод.

В режиме самосинхронизации мод CO₂-лазера проведено сравнение эффективности генерации второй гармоники в кристаллах GaSe и GaSe_{0,7}S_{0,3}. Установлено, что последние обладают существенно меньшей эффективностью для ГВГ линии излучения 10,6 мкм, нелинейная восприимчивость до 10 раз ниже по сравнению с GaSe. Это обуславливает необходимость выбора состава кристаллов GaSe_{1-x}S_x с меньшим содержанием серы для нелинейно-оптических приложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Singh N.B., Suhre D.R., Balakrishna V., et al. // Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. – 1998. – V. 37. – P. 47–102.
2. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16. – № 3. – С. 130–133.
3. Абдуллаев Г.Б., Аллахвердиев К.Р., Карасев М.Е. и др. // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16. – № 4. – С. 757–763.
4. Liu K., Xu J., Zhang X.-C. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 85. – P. 863–865.
5. Nazarov M.M., Sarkisov S.Y., Shkurinov A.P., and Tolbanov O.P. // Appl. Phys. Lett. – 2011. – V. 99. – No. 8. – P. 081105-1–3.
6. Voevodin V.G., Voevodina O.V., Bereznyaya S.A., et al. // Opt. Mat. – 2004. – V. 26 – P. 495–499.
7. Драпак С.И., Гаврилюк С.В., Ковалюк З.Д., Литвин О.С. // ФТП. – 2008. – Т. 42. – № 4. – С. 423–430.

8. Allakhverdiev K.R., Yetis M.O., Ozbek S., et al. // Laser Phys. – 2009. – V. 19. – No. 5. – P. 1092–1104.
9. Nazarov M.M., Kosobutsky A.V., Sarkisov S.Y., et al. // Proc. SPIE. – 2011. – V. 7993. – P. 799326-1–10.
10. Саркисов С.Ю., Новиков В.А., Ситников А.Г. и др. // Фунд. пробл. совр. материаловед. – 2010. – Т. 7. – № 4. – С. 7–13.
11. Petrov V., Panyutin V.L., Tyazhev A., et al. // Laser Phys. – 2011. – V. 21. – No. 4. – P. 774–781.
12. Орловский В.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40(3). – С. 192–194.
13. Chen C.-W., Hsu Y.-K., Huang J.Y., et al. // Opt. Exp. – 2006. – V. 14. – No. 22. – P. 10636–10644.
14. Аллахвердиев К.Р., Гулиев Р.И., Салаев Е.Ю., Смирнов В.В. // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – № 7. – С. 1483–1485.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 09.10.13.

**Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

***Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия
E-mail: dm_genin@vtomske.ru

Генин Дмитрий Евгеньевич, аспирант;
Белоплотов Дмитрий Викторович, аспирант;
Ситников Алексей Геннадьевич, к.ф.-м.н., науч. сотр.;
Панченко Алексей Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
Саркисов Сергей Юрьевич, д.ф.-м.н., зав. лабораторией;
Чернышов Андрей Иванович, к.х.н., ст. науч. сотр.