

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 681.7.069.223: 621.791.72

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕА CO₂-ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЛЕ ZnGeP₂

© 2012 г. Л. В. Ковальчук*, канд. физ.-мат. наук; Д. А. Горячкин*; В. В. Сергеев*;
А. Г. Калинин**, канд. физ.-мат. наук; Н. А. Калининца*; В. П. Калинин*;
А. И. Грибенюков***, канд. физ.-мат. наук

* ЗАО “Лазерная физика”, Санкт-Петербург

** НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

*** Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

E-mail: dmitrigrigor@mail.ru, agkalin@mail.ru

Создание высокоинтенсивного источника в диапазоне 4,6–5,4 мкм является задачей, привлекающей внимание исследователей уже нескольких десятков лет. В настоящей работе проведена оптимизация процесса генерации второй гармоники излучения импульсно-периодического ТЕА CO₂-лазера путем выбора нелинейного кристалла и временной формы импульса лазера накачки. В кристалле ZnGeP₂ экспериментально получена эффективность преобразования по энергии до 20% при средней мощности излучения в области $\lambda = 4,8$ мкм до 0,24 Вт и частоте следования импульсов 10 Гц.

Ключевые слова: ТЕА CO₂-лазер, нелинейный кристалл ZnGeP₂ генерация второй гармоники.

Коды OCIS: 350.3390.

Поступила в редакцию 08.12.2011.

1. Введение

Спектральный диапазон на второй гармонике излучения CO₂-лазера позволяет перекрыть область 4,6–5,4 мкм, важную для решения многочисленных прикладных задач. Поэтому создание высокоинтенсивного источника в этом диапазоне является задачей, привлекающей внимание исследователей уже несколько десятков лет [1–8].

Как правило, в качестве источника излучения на основной частоте используется импульсный (или импульсно-периодический) ТЕА CO₂-лазер, позволяющий с высокой эффективностью получать импульсы генерации субмикросекундной длительности с узким спектром и возможностью широкой перестройки излучения по дискретным вращательным линиям спектра в области от 9,2 до 10,8 мкм. При этом, благодаря быстрой вращательной релаксации молекулы CO₂ при атмосферном давлении смеси, удается извлечь на сильных линиях

9- и 10-микронных ветвей до 70% энергии генерации, достижимой в режиме отсутствия селекции спектра.

Возможность генерации второй гармоники (ГВГ) излучения ТЕА CO₂-лазера экспериментально продемонстрирована в целом ряде нелинейных кристаллов среднего ИК диапазона [4–8]. Достигнуты достаточно высокие (до десятков процентов) эффективности преобразования излучения во вторую гармонику [1–3]. Однако работ, связанных с созданием источников 4–5 мкм-излучения высокой мощности на основе ГВГ излучения ТЕА CO₂-лазеров, отличающихся высокой энергией импульсов, в научно-технической литературе представлено очень мало.

Как показывает более чем 30-летний мировой опыт разработок, базирующихся на принципах нелинейной оптики, для высокоэффективного преобразования частоты излучения и получения максимально возможной интенсивности (мощности) излучения второй

гармоники требуется тщательная оптимизация параметров системы “лазер-кристалл” в целом. Один из путей решения этой достаточно сложной научно-технической задачи описан в настоящей работе. В качестве нелинейного кристалла, пригодного для эффективной ГВГ излучения импульсно-периодического ТЕА CO_2 -лазера с энергией в импульсе до 0,4 Дж, был выбран кристалл ZnGeP_2 . Путем изменения состава лазерной смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ была проведена оптимизация временной формы импульса излучения накачки для эффективной ГВГ. Были проведены эксперименты по ГВГ излучения в кристаллах ZnGeP_2 , получены предварительные данные по лучевой стойкости кристаллов и по эффективности преобразования лазерного излучения во вторую гармонику.

2. Выбор кристалла для ГВГ излучения ТЕА CO_2 -лазера

Для получения максимально возможной эффективности процесса ГВГ необходимо выполнить ряд условий как физического, так и технологического свойства. Нелинейная среда (кристалл) должна

- обладать синхронизмом для процесса ГВГ;
- иметь малые значения оптических потерь на длинах волн лазерного излучения и второй гармоники;
- обладать высокой лучевой стойкостью (с учетом нанесенных на его входную и выходную грани “просветляющих” покрытий);
- иметь высокое структурное совершенство (отсутствие размерных дефектов и однородность показателя преломления) при габаритах, соответствующих поставленной задаче;
- обладать высокой теплопроводностью для эффективного отвода тепла (при работе в импульсно-периодическом режиме).

Условия синхронизма для параметрической ГВГ от излучения CO_2 -лазера, используемого в качестве накачки, можно выполнить почти во всех известных и доступных нелинейно-оптических кристаллах ИК диапазона. К настоящему времени возможность ГВГ экспериментально подтверждена для кристаллов-аналогов алмазоподобных соединений A^2B^6 и A^3B^5 – диселенида серебра-галлия AgGaSe_2 [1, 3], дифосфида цинка-германия ZnGeP_2 [2, 3, 9], диарсенида кадмия-германия CdGeAs_2 [7], дителлурида лития-галлия LiGaTe_2 [4], а также ряда других кристаллов – селенида галлия GaSe [5],

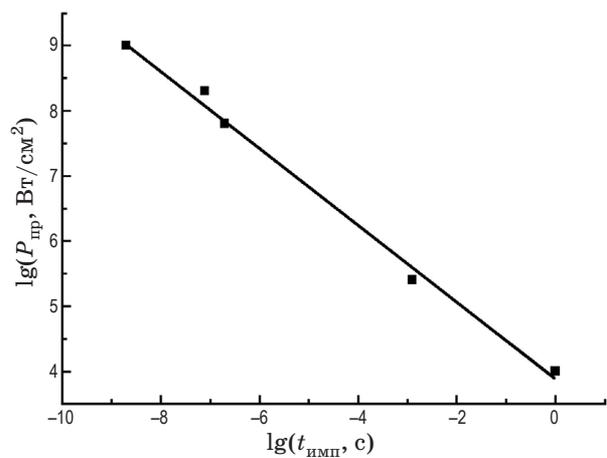


Рис. 1. Пороговая мощность пробоя кристалла ZnGeP_2 излучением CO_2 -лазера с различной длительностью импульса (по уровню e^{-2}) [10].

арсенида-селенида таллия Tl_3AsSe_3 [6], прустита Ag_3AsSe_3 [8].

Среди указанных нелинейно-оптических кристаллов соединение ZnGeP_2 положительно выделяется уникальным комплексом физических, теплофизических и механических свойств, позволяющих создавать оптические приборы и системы с экстремальными эксплуатационными параметрами. Высокий порог оптического пробоя, величина которого повышается с уменьшением длительности импульса (см. рис. 1), дает возможность использовать взаимодействующие оптические пучки с высокой мощностью. Высокая теплопроводность (18 Вт/К м) позволяет работать с высокими уровнями средней мощности излучения, проходящего через кристалл. Небольшое двулучепреломление позволяет пренебрегать эффектами сноса излучения, большая ширина синхронизма по температуре дает устойчивость к вариациям температуры, а механическая прочность и большая ширина углового синхронизма обуславливают устойчивость приборов к вибрациям и простоту юстировки.

Одной из причин, сдерживающих широкое применение кристаллов ZnGeP_2 для удвоения частоты излучения CO_2 -лазеров, является то, что вблизи комнатной температуры условия синхронизма для ГВГ не выполняются для длин волн накачки, превышающих 10,3 мкм. Этот факт заведомо снижает энергетические возможности системы лазер-кристалл, так как исключает возможность применения в качестве накачки излучения на наиболее сильных

линиях 10P-ветви и диктует выбор длины волны генерации лазера в области более слабых 9-микронных ветвей.

К другим негативным факторам необходимо отнести заметное двухфононное поглощение в кристаллах ZnGeP_2 с максимумом коэффициента поглощения порядка $0,9 \text{ см}^{-1}$ вблизи $\lambda = 9 \text{ мкм}$ и порядка $0,4 \text{ см}^{-1}$ на длине волны наиболее сильной линии 9-микронной ветви 9P(20) – $\lambda = 9,55 \text{ мкм}$. Типичный фрагмент спектральной зависимости коэффициента поглощения в ZnGeP_2 для луча с необыкновенной поляризацией (которая требуется для накачки ГВГ) представлен на рис. 2. Значительные потери на поглощение на длине волны излучения накачки вызывают разогрев кристалла и усложняют теплоотвод от него при работе с высокой частотой следования импульсов. Коэффициент поглощения кристалла в области 3–8 мкм значительно ниже и не превышает $0,05 \text{ см}^{-1}$.

Несмотря на указанные недостатки, начиная с середины 80-х годов, когда технология выращивания монокристаллов ZnGeP_2 высокого оптического качества с размерами до десятков миллиметров вышла на достаточно воспроизводимый уровень [10–12], именно этот материал привлекает наибольшее внимание исследователей, работающих в области ГВГ излучения CO_2 -лазеров. В настоящее время развитие технологии получения монокристаллов направлено на улучшение структурного совершенства крупноразмерных монокристаллов и повышение порога оптического пробоя за счет снижения концентрации поверхностных

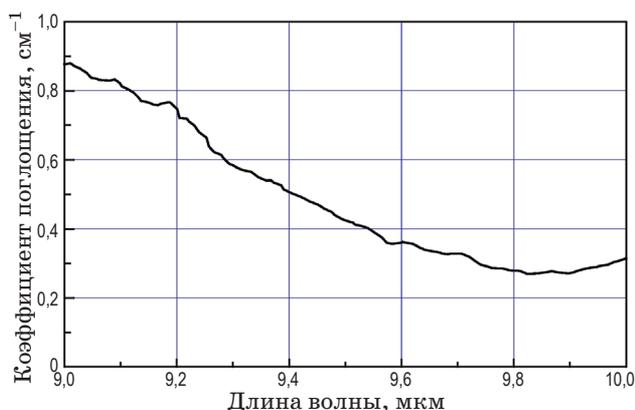


Рис. 2. Коэффициент поглощения кристалла ZnGeP_2 в области длин волн CO_2 -лазера [11, 13].

дефектов, от которых, как правило, начинается необратимый процесс разрушения основного (матричного) кристалла под действием оптических пучков экстремальной интенсивности.

3. Оптимизация формы импульса ТЕА CO_2 -лазера для ГВГ

Хорошо известно, что для эффективной ГВГ необходимо повышать импульсную мощность излучения накачки за счет сокращения его длительности и, что особенно важно в импульсно-периодическом режиме, устранять малоинтенсивную “фоновую” составляющую импульса излучения, практически не участвующую в процессе ГВГ, но способную вызвать перегрев кристалла.

Импульс ТЕА CO_2 -лазера, как правило, характеризуется острым пиком с длительностью по основанию порядка 200 нс, содержащим примерно половину энергии, и более длительным (до нескольких микросекунд) низкоинтенсивным “хвостом”. Хвост импульса генерации целесообразно устранить, что достигается его “отрезанием” с применением плазменного оптического затвора [3] или ослаблением путем изменения распределения энергии импульса в пользу пика.

Известно, что перераспределения энергии между пиком и “хвостом” импульса генерации в ТЕА CO_2 -лазере можно добиться путем варьирования состава его рабочей смеси [13]. Настоящий раздел посвящен исследованию возможности подобного управления формой импульса лазера при варьировании компонентов смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ в достаточно широких пределах. Показано, что путем уменьшения частичной доли азота в смеси по сравнению с CO_2 можно снизить долю энергии, содержащейся в длинном “хвосте”, частично “перекачав” ее в передний пик, не прибегая к технике плазменного затвора, усложняющего устройство лазера при его работе в импульсно-периодическом режиме.

В экспериментах использовался импульсно-периодический ТЕА CO_2 -лазер с самостоятельным разрядом и искровой предионизацией смеси с размерами активной среды $17 \times 17 \times 700 \text{ мм}$ (рис. 3). Благодаря медленной прокачке смеси в разрядном объеме он мог работать с частотой следования импульсов до 10 Гц, которая ограничивалась мощностью зарядного устройства конденсаторных батарей (унифицированный



Рис. 3. Внешний вид разрядной камеры импульсно-периодического ТЕА CO_2 -лазера (верхняя крышка открыта).

блок 701С-250-220-10-р, ООО “Оптосистемы”, г. Троицк).

Для стабилизации объемного разряда лазер имел систему предварительной фотоионизации, выполненную в виде ряда объемных искр, размещенных под сетчатым катодом основного газового разряда. Другой электрод (анод) был профилирован для получения однородного электрического поля в основном разряде. Система предионизации включалась на доли микросекунд раньше основного разряда, коммутация напряжения предионизатора и основного газового разряда была отдельной и осуществлялась серийными водородными тиратронами ТГИ1-1000/25. Модулятор основного разряда был построен по схеме удвоения напряжения в L-C инвертере – по так называемой схеме Фитча (см., например, [14]).

Резонатор лазера состоял из вогнутого зеркала и дифракционной решетки (эшелетт 100 штр/мм с углом блеска 30°), что позволяло осуществлять дискретную перестройку по R- и R-ветвям 9- и 10-микронной области спектра (более 50 линий). Одно из окон разрядной камеры, изготовленное из селенида цинка, было установлено под углом Брюстера таким образом, что эшелетт работал в *p*-поляризации с коэффициентом отражения в первый порядок около 50%. Вывод излучения осуществлялся через нулевой порядок дифракционной решетки. Выходное излучение было плоскополяризованным. Длина резонатора составля-

ла 2,3 м, число Френеля при этом было равно примерно 3, что позволяло обеспечить малую угловую расходимость излучения лазера (порядка 1,5 мрад по уровню 0,8 энергии, т. е. не более $2,5\lambda/d$, где $d = 17$ мм – размер пучка).

Регистрация временной формы импульса генерации проводилась стандартным германиевым фотоприемником фотонного увлечения (drag-detector) ФП-1 (ФТИ им А.Ф. Иоффе) и осциллографом фирмы Tektronix (полоса пропускания от 20 до 500 МГц).

Как правило, максимум энергии излучения генерации ТЕА CO_2 -лазеров достигается при равных парциальных давлениях молекулярных компонентов $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:1$. Роль гелия в смеси, наряду с расселением нижнего лазерного уровня, сводится к поддержанию однородности и стабильности разряда, для чего его долю в смеси приходится увеличивать до 70–80% [15]. В последующих экспериментах суммарная доля молекулярных компонентов по отношению к гелию фиксировалась ($\text{CO}_2 + \text{N}_2$):He = 1:3 (75% гелия в смеси), в то время как соотношение $\text{CO}_2:\text{N}_2$ варьировалось в пользу углекислого газа в широких пределах (полное давление смеси составляло 1 атм).

Типичные формы импульсов для каждой из смесей показаны на рис. 4. В табл. 1 приведены результаты обработки соответствующих импульсов. Данные, приведенные в табл. 1 и на рис. 4, соответствуют настройке резонатора на линию 9P(20).

Видно, что для газовой смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:6$ ($\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:1$), оптимальной с точки зрения эффективности генерации, энергия импульсов лазера составляла 0,4 Дж и рас-

Таблица 1. Распределение энергии между пиком и хвостом импульса для смесей различного состава. Соотношение $(\text{CO}_2 + \text{N}_2):\text{He} = 1:3$ фиксировано

$\text{CO}_2:\text{N}_2$	W , Дж	W_{peak} , Дж	W_{peak}/W	W_{tail} , Дж	W_{tail}/W
1:1	0,4	0,23	0,58	0,17	0,42
2:1	0,35	0,25	0,71	0,10	0,29
3:1	0,24	0,2	0,83	0,04	0,17
6:1	0,2	0,18	0,9	0,02	0,1
10:1	0,17	0,16	0,95	0,01	0,05

Примечание. W – полная энергия в импульсе, W_{peak} – энергия, содержащаяся в пике (длительность пика определялась по уровню 0,1 интенсивности), W_{tail} – энергия в “хвосте”.

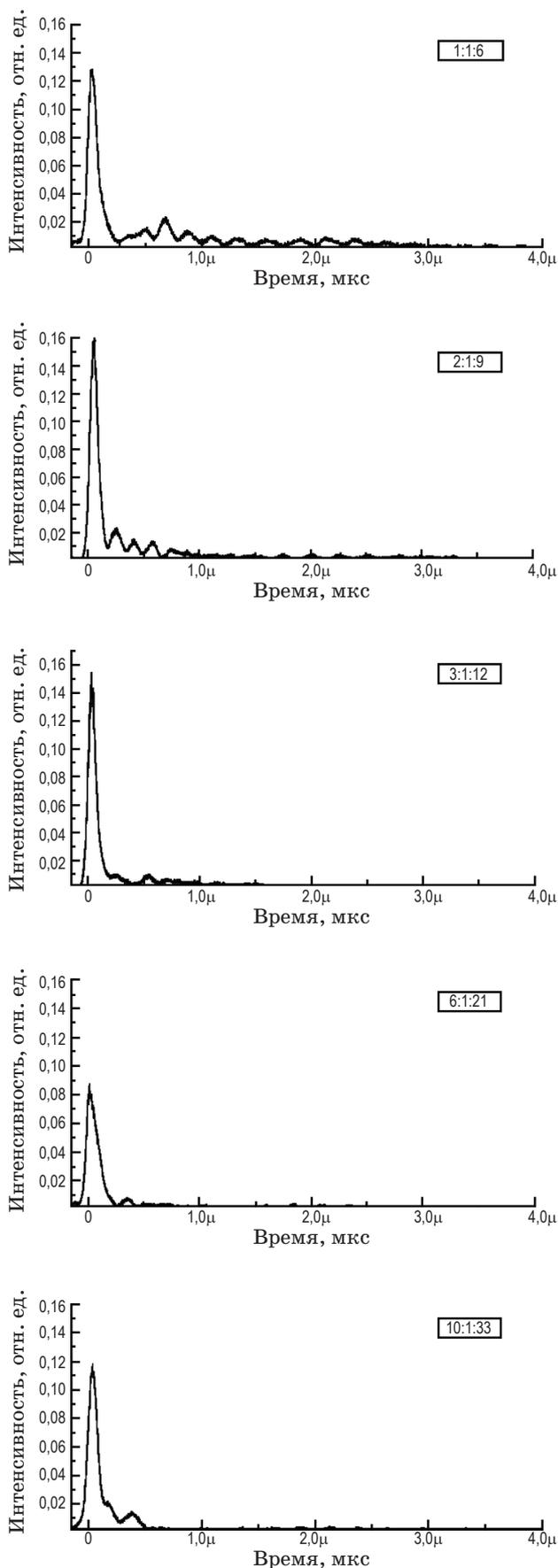


Рис. 4. Форма импульсов генерации лазера при разных составах смеси ($\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$), полка 20 МГц.

пределялась между коротким передним пиком (около 60% полной энергии импульса) и длинным (несколько микросекунд) хвостом, содержащим более 40% энергии импульса. Отметим, что на сильной линии 10-микронной ветви, 10Р(20), энергия генерации была выше (около 0,7 Дж). Но поскольку, как уже отмечалось, ГВГ в кристалле ZnGeP_2 реализуется лишь в 9-микронной ветви полосы генерации CO_2 , то все последующие эксперименты были проведены при настройке резонатора на наиболее сильную линию этой ветви – 9Р(20).

При последовательном уменьшении парциального давления азота в смеси в пользу углекислого газа (сверху вниз на рисунке и в таблице) полная энергия генерации лазера снижается, при этом относительная доля энергии, сосредоточенной в пике, значительно увеличивается. При изменении отношения парциальных давлений $\text{CO}_2:\text{N}_2$ от 1:1 до 2:1 и 3:1 снижение полной энергии импульсов происходит главным образом за счет низкоинтенсивного хвоста. Однако дальнейшее увеличение этого отношения в пользу углекислого газа сопровождается сопоставимыми снижениями энергии в пике и хвосте, поэтому смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:12$ была принята нами для дальнейших экспериментов по ГВГ в качестве компромиссного варианта как с точки зрения энергетики, так и слабого фонового излучения.

Отметим, что при фиксированном соотношении $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 3:1$ и сохранении полного давления смеси 1 атм вариации содержания гелия по отношению к молекулярным газам, т. е. $(\text{CO}_2 + \text{N}_2):\text{He}$, не приводили к заметным изменениям длительности переднего пика. При этом, как и ожидалось, полная энергия в импульсе уменьшалась при “разбавлении” молекулярных газов гелием и увеличивалась, если их доля по отношению к гелию была большей. Вместе с тем, как уже отмечалось выше, уменьшение содержания гелия (менее 70–75%) было нежелательным, так как вызывало появление нестабильностей в разряде.

Для смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:12$ зависимость длительности переднего пика импульса от полного давления смеси представлена в табл. 2. Видно, что при снижении давления ниже 0,7–0,8 атм наблюдалось заметное удлинение пика, а значит, и падение пиковой мощности генерации.

В процессе измерений формы импульса с полной полосой пропускания осциллографа (500 МГц) была выявлена тонкая структура

Таблица 2. Длительность переднего пика импульса при различных давлениях для смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:12$

Полное давление смеси, атм	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4
Длительность пика по уровню 0,1 интенсивности, нс	180	180	190	200	220	230	240

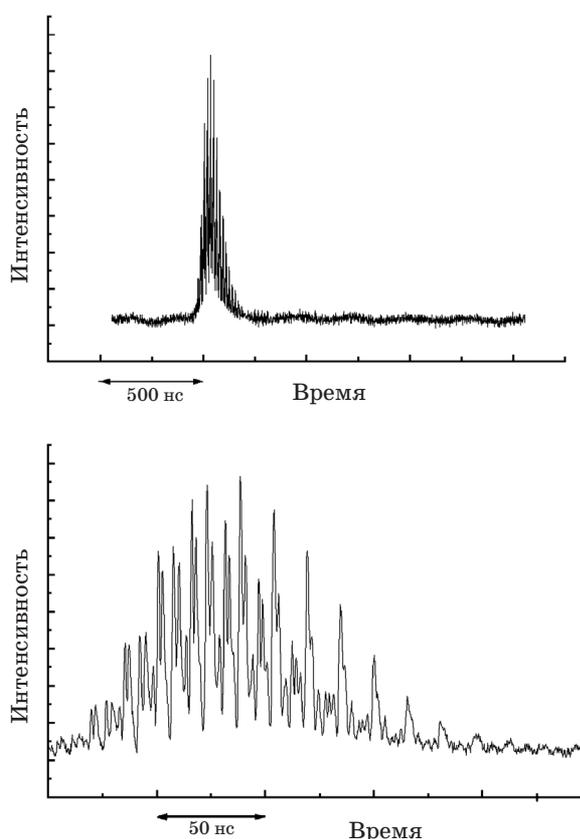


Рис. 5. Осциллограммы импульсов генерации лазера при двух различных горизонтальных развертках осциллографа, полном давлении 1 атм и полосе 500 МГц.

колебаний интенсивности внутри переднего пика, соответствующая биениям продольных мод резонатора. На рис. 5 показаны типичные осциллограммы импульсов, полученных при разных развертках во времени для смеси 3:1:12 при полном давлении 1 атм.

Наличие тонкой временной структуры необходимо учитывать при проведении экспериментов по ГВГ, так как мощность в каждом из коротких пичков может заметно превышать мощность, усредненную по огибающей, и, следовательно, порог оптического пробоя будет определяться не средней по пикам мощностью, а мощностью пичка с максимальной амплитудой.

4. ГВГ излучения лазера в кристалле ZnGeP_2

Ниже приведены результаты экспериментов и расчетов эффективности ГВГ при использовании импульса генерации лазера с оптимизированной формой (частичная обрезка хвоста благодаря правильному выбору состава рабочей смеси лазера) на длине волны линии 9P(20) в нескольких образцах кристалла ZnGeP_2 . Приведены также данные по лучевой стойкости кристаллов для импульсов используемой формы.

В работе использовались образцы кристаллов ZnGeP_2 (изготовленные в ООО “Лаборатория оптических кристаллов”, г. Томск), размеры которых и ориентация относительно падающего излучения (взаимодействие $ee \rightarrow o$) показаны на рис. 6. Входная А и выходная В грани кристаллов были полированными и в случае образца 3 (см. таблицу на рисунке) имели широкополосное (в области 5–10 мкм) просветление с коэффициентом отражения от грани 3,5–4%.

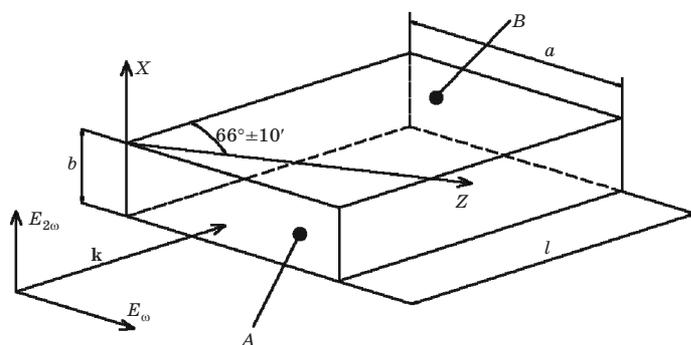


Рис. 6. Ориентация и размеры образцов кристаллов, использованных в экспериментах.

№ образца	Размеры $a \times b \times l$, мм
1	12×4×4,5
2	8×4×11
3	12×4×15

Кроме этого, для испытаний на лучевую прочность в нашем распоряжении было несколько полированных пластинок из того же материала (без просветления). Для испытаний на лучевую прочность выходное излучение лазера на длине волны 9,55 мкм (линия 9P(20)) фокусировалось на поверхность испытуемых пластинок с варьированием плотности энергии путем применения зеркал с разными фокусными расстояниями.

Типичное распределение интенсивности в фокальной плоскости зеркала $f = 5140$ мм, полученное с помощью матрицы Pyrosam (Spiricon Inc.), показано на рис. 7а. На рис. 7б приведено распределение плотности энергии излучения в этой же плоскости, измеренное при

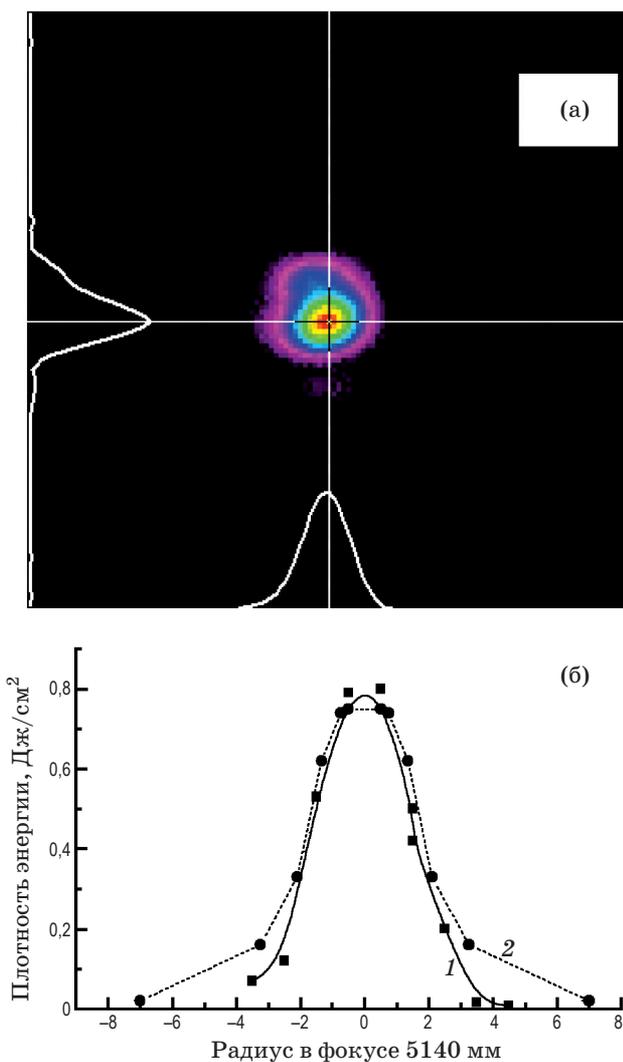


Рис. 7. Распределения интенсивности (а) и плотности энергии излучения (б), измеренные в фокусе зеркала $f = 5140$ мм. 1 – измерения путем перемещения диафрагмы $\varnothing 1,5$ мм, 2 – измерения со сменными диафрагмами.

сканировании диафрагмой $\varnothing 1,5$ мм поперек центрального сечения пучка, а также методом сменных диафрагм.

При последовательном повышении плотности энергии повреждение кристалла наблюдалось на поверхности задней грани испытуемого образца при плотности энергии, превышающей 2 Дж/см². При оценке по огибающей пика лазерного импульса мощность повреждения составляла около 20 МВт/см², что примерно вдвое ниже данных, приведенных на рис. 1. Повреждение вначале имело место на задней грани кристалла и наблюдалось, как правило, не с первого импульса воздействия, а в результате накопления 5–10 последовательных лазерных импульсов, что согласуется с результатами работы [16] и требует дополнительной осторожности при выборе допустимых режимов ГВГ в кристалле ZnGeP₂.

На основании полученных данных о пороге пробоя геометрия фокусировки излучения в дальнейших экспериментах по ГВГ выбиралась так, чтобы максимальная плотность энергии на кристалле не превышала 0,6–1 Дж/см², для чего в лазерный пучок перед кристаллом устанавливались сменные калиброванные ослабители. Для усиления отвода тепла, выделяющегося за счет поглощения излучения накачки, кристалл-преобразователь изготавливался с прямоугольной апертурой (см. рис. 6), а для фокусировки излучения лазера применялась система из сферической и цилиндрической линз. В результате сечение пучка в области перетяжки (в середине вдоль длины кристалла) имело вид овала с размерами осей (по уровню $1/e^2$) 3×7 мм.

Значения эффективности преобразования излучения во вторую гармонику, полученные с каждым из кристаллов, показанных на рис. 6, приведены в табл. 3.

В процессе работы было проведено несколько 10-секундных частотных экспериментов при частоте повторения импульсов 10 Гц. При максимальной энергии на входе в кристалл 0,12 Дж средняя мощность излучения второй гармоники составила 0,24 Вт. Кристалл ZnGeP₂ не охлаждался, каких-либо его повреждений не отмечено.

Для сравнения результатов экспериментов с теоретическими предсказаниями был проведен расчет эффективности ГВГ на основе модифицированного геометро-оптического метода [17]. Временной ход излучения и поперечное распределение интенсивности пучка на входе

Таблица 3. Результаты экспериментов по ГВГ излучения лазера в нескольких образцах кристаллов ZnGeP₂

№ образца	Энергия на входе в кристалл, Дж	Максимальная плотность энергии, Дж/см ²	Максимальная плотность мощности, МВт/см ²	Эффективность преобразования по энергии, %
1	0,12	0,8	8	1,7
2	0,1	0,67	6,7	7
3	0,05	0,33	3,3	9
	0,08	0,53	5,3	12
	0,12	0,8	8	20

в нелинейный кристалл учитывались параметрически. Учет угловой расходимости проводился путем интегрирования решения системы укороченных уравнений по угловым расстройкам в пределах угла расходимости лазерного излучения.

Параметры взаимодействия, принятые в расчете, были приближены к соответствующим параметрам экспериментов, описанных выше. Параметры кристалла ZnGeP₂ (длина 15 мм, просветляющие покрытия) соответствовали образцу 3 (см. табл. 3). Коэффициенты поглощения на длине волны лазерного излучения и второй гармоники принимались равными 0,4 и 0,02 см⁻¹ соответственно. Потери на отражение на просветленных входной и выходной гранях кристалла принимались равными 3% для обеих длин волн. Нагрев кристалла за счет поглощения лазерного излучения в настоящем расчете не учитывался, так как частота следования импульсов в экспериментах, описанных ниже, не превышала 10 Гц.

На рис. 8 приведены расчетные зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от энергии импульса излучения накачки. Входная апертура кристалла устанавливалась в положение, соответствующее перетяжке пучка накачки. Расчеты проводились для значений угловой расходимости излучения в плоскости критического угла синхронизма, равных 1,5 (кривая 1), 3 (2) и 4,5 мрад (3). Форма импульса лазерного излучения, использованного в расчете, соответствовала рис. 5. Для сравнения на рис. 8 точками нанесены экспериментальные данные по эффективности ГВГ для образца 3. Можно констатировать приемлемое соответствие экспериментальных результатов и теоретически рассчитанных значений, что свидетельствует об адекватности теоретической модели и о возможности достоверного прогнозирования результатов экспериментов.

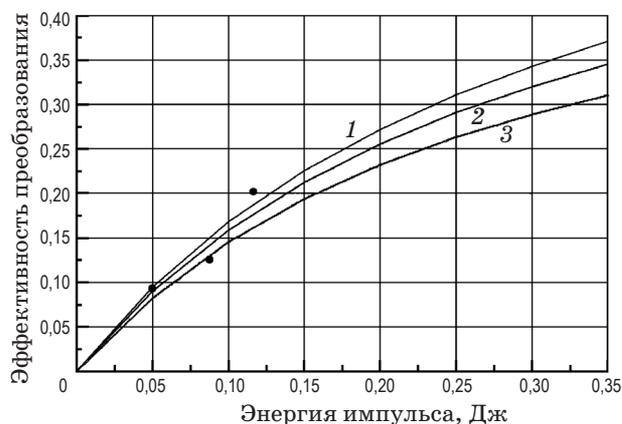


Рис. 8. Расчетные зависимости эффективности преобразования от энергии излучения на входе в кристалл. Прямоугольниками обозначены экспериментальные данные для кристалла 3 (см. рис. 6).

5. Выводы

Показана возможность простой и эффективной оптимизации формы импульса ТЕА СО₂-лазера путем выбора состава газовой смеси для эффективного преобразования излучения во вторую гармонику. Данный метод хорошо адаптирован к импульсно-периодическому режиму работы лазера.

Проведены измерения порога плотности мощности оптического пробоя кристалла ZnGeP₂ излучением на длине волны 9,55 мкм (линия 9P(20)). Полученные значения (около 20 МВт/см²) несколько ниже оценок, приводимых в литературе (около 40 МВт/см², см. рис. 1), что объясняется тонкой структурой временной формы импульса излучения.

В предварительных экспериментах с применением импульса с уменьшенным фоновым излучением (хвостом) получена достаточно

высокая (до 20%) энергетическая эффективность ГВГ для излучения накачки с длиной волны 9,55 мкм, что хорошо согласуется с результатами теоретического расчета процесса ГВГ для импульса рассматриваемой формы.

Получена средняя мощность излучения второй гармоники 0,24 Вт. Данный результат, на

наш взгляд, позволяет рассчитывать на возможность реализации более высокой средней мощности излучения второй гармоники при накачке охлаждаемого кристалла ZnGeP_2 импульсно-периодическим ТЕА CO_2 -лазером с большей энергией и более высокой частотой следования импульсов.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Eckardt R.C., Fan Y.X., Byer R.L., Route R.K., Feigelson R.S., Jan van der Laan. Efficient second harmonic generation of 10 μm radiation in AgGaSe_2 // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. № 8. P. 786–788.
2. Mason P.D., Jackson D.J., Gorton E.K. CO_2 frequency doubling in ZnGeP_2 // Opt. Commun. 1994. V. 110. № 8. P. 163–166.
3. Горобец В.А., Петухов В.О., Точицкий С.Я., Чураков В.В. Исследование нелинейно-оптических характеристик ИК кристаллов, используемых для преобразования частоты излучения ТЕА CO_2 -лазера // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 1. С. 62–67.
4. Isaenko L., Krinitsin P., Vedenyapin V., Yelissev A., Merkulov A., Zondy J.-J., Petrov V. LiGaTe_2 : A New Highly Nonlinear Chalcopyrite Optical Crystal for the Mid-IR // Crystal Growth and Design. 2005. V. 5. № 4. P. 1325–1329.
5. Абдуллаев Г.Б., Аллахвердиев К.Р., Карасев М.Е., Конов В.И., Кулевский Л.А., Мустафаев Н.Б., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Стародумов Ю.М., Чаплиев Н.И. Эффективная генерация второй гармоники излучения CO_2 -лазера в GaSe // Квант. электрон. 1989. Т. 16. № 4. С. 757–763.
6. Auyeung R.C. Y., Zielke D.M., Feldman B.J. Multiple harmonic conversion of pulsed CO_2 laser radiation in Tl_3AsSe_3 // Appl. Phys. B. 1989. V. 48. № 3. P. 293–297.
7. Menyuk N., Iseler G.W., Mooradian A. High-efficiency high-average-power second-harmonic generation with CdGeAs_2 // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. № 7. P. 422–424.
8. Никогосян Д.Н., Сухоруков А.П., Головей М.И. Насыщение генерации второй гармоники излучения лазера на двуокиси углерода с поперечным разрядом // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 3. С. 609–612.
9. Churnside J.H., Wilson J.J., Andreev Yu.M., Gribenyukov A.I., Shubin S.F., Dolgii S.I., Zuev V.V. Frequency conversion of a CO_2 laser with ZnGeP_2 // NOAA Technical Memorandum ERL WPL-224 / Boulder, Colo, Springfield, VA. USA. 1992. P. 1–18.
10. Верозубова Г.А., Гривенюков А.И. Рост кристаллов ZnGeP_2 из расплава // Кристаллография. 2008. Т. 53. № 1. С. 175–180.
11. Datasheet “Zinc Germanium Phosphide” // www.inrad.com.
12. Гривенюков А.И. Нелинейно-оптические кристаллы ZnGeP_2 : Ретроспективный анализ технологических исследований // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. № 1. С. 71–80.
13. Аполлонов В.В., Ахунов Н., Державин С.И., Кононов И.К., Сиротин А.А., Фирсов К.Н., Ямщиков В.А. CO_2 -лазер с перестраиваемой длительностью импульса излучения // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 9. С. 1929–1931.
14. Баранов Г.А., Астахов А.В., Зинченко А.К., Кучинский А.А., Шевченко Ю.И., Соколов Е.Н., Калицкий А.К., Годисов О.Н., Федичев С.В., Баранов В.Ю., Дядькин А.П., Рябов Е.А. Технологический комплекс для лазерного разделения изотопов углерода // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). 2001. Т. XLV. № 5–6. С. 89–95.
15. Горячкин Д.А., Иртуганов В.М., Калинин В.П., Мазуренко Ю.Т., Рубинов Ю.А. CO_2 -лазеры атмосферного и сверхатмосферного давления с самостоятельным разрядом // Изв. АН СССР, серия Физическая. 1982. Т. 46. № 10. С. 1877–1885.
16. Gallais L., Natoli J.Y., Amra C. Statistical study of single and multiple pulse laser-induced damage in glasses // Optics Express. 2002. V. 10. № 25. P. 1465–1474.
17. Калинин А.Г., Калинин Н.А., Серебряков В.А., Копыльцов А.В. Математическое моделирование многокаскадных параметрических преобразователей частоты // Тез. докл. XIV Международ. конф. “Оптика лазеров” СПб., 2010. WeR1-P.45.