

# Лучевая стойкость нелинейных кристаллов на длине волны 9.55 мкм

Ю.М.Андреев\*, В.В.Бадиков\*\*, В.Г.Воеводин\*\*\*, Л.Г.Гейко\*, П.П.Гейко\*, М.В.Иващенко\*\*\*\*, А.И.Карапузиков\*\*\*\*, И.В.Шерстов\*\*\*\*

*Представлены результаты измерения лучевой стойкости рабочих поверхностей двенадцати нелинейных кристаллов. Среди них известные нелинейные кристаллы среднего ИК диапазона  $CdGeAs_2$ ,  $ZnGeP_2$ ,  $AgGaSe_2$ ,  $GaSe$ ,  $AgGaS_2$  и  $Ag_3AsS_3$ , не исследованные ранее новые смешанные кристаллы  $AgGaGeS_4$  и  $Cd_{0.35}Hg_{0.65}Ga_2S_4$ , две фазы (оранжевая и желтая) кристалла  $HgGa_2S_4$ , а также легированный кристалл  $GaSe:In$ . Смешанные кристаллы и две фазы кристалла  $HgGa_2S_4$  прозрачны в диапазоне от 0.4–0.5 до 11.5–14.5 мкм. Измерения впервые проведены с использованием импульсного одномодового высокостабильного ТЕА  $CO_2$ -лазера с длительностью импульсов излучения ~30 нс. Установлено, что лучевая стойкость новых нелинейных кристаллов  $AgGaGeS_4$ ,  $Cd_{0.35}Hg_{0.65}Ga_2S_4$  и кристаллов  $HgGa_2S_4$  (оранжевая и желтая фазы) в 1.5–2.2 раза выше, чем у известных кристаллов среднего ИК диапазона.*

**Ключевые слова:** нелинейные кристаллы, лучевая стойкость, ТЕА  $CO_2$ -лазер.

## 1. Введение

Эффективное преобразование частоты излучения ТЕА  $CO_2$ -лазеров существенно расширяет область их применений. Однако тривиальная, на первый взгляд, задача выбора лучшего кристалла для какого-либо конкретного типа преобразователя частоты на практике оказывается совсем непростой. Причина заключается в заметном разбросе имеющихся данных по таким параметрам нелинейных кристаллов, как нелинейная восприимчивость и тепловые характеристики. Сводные же данные по лучевой стойкости, приведенные в [1], в силу целого ряда причин также имеют чрезвычайно большой разброс. Дело в том, что обычно порог разрушения определяется методом визуальной индикации, при котором субъективный фактор имеет немаловажное значение. Количественные же критерии используются редко.

Описанные не во всех деталях условия и результаты экспериментов не позволяют сделать количественную переоценку приводимых данных. Например, при описании внутренних пробоев часто не указывается глубина их возникновения. Порой не идентифицируется различие между лучевой стойкостью рабочей поверхности кристалла к излучению накачки и лучевой стойкостью нелинейного элемента как такового, когда происходит разрушение выходной поверхности из-за тепловой самофокусировки взаимодействующих излучений. В этом случае лучевая стойкость оказывается зависящей от длины кристалла, что приводит к различию результатов изме-

рений в идентичных условиях при использовании кристаллов различной длины.

Во многих работах по исследованию лучевой стойкости [1] использовались серийные ТЕА  $CO_2$ -лазеры без электрооптического затвора с существенным разбросом выходных параметров. Выходные импульсы типичной формы содержат лидирующий пик длительностью 60–250 нс на полувысоте и низкоинтенсивный «азотный хвост» излучения длительностью 1–3 мкс и более. В этом «хвосте» содержится от 25–30 до 60–80 % общей энергии импульсов. Для таких лазеров характерны заметные вариации энергии и формы импульсов, интенсивности и длительности лидирующих пиков излучения, увеличивающие ошибку измерений. Вариации полной энергии импульсов порой превышают 10–20 %.

Отметим, что лучевая стойкость распространенных кристаллов  $ZnGeP_2$ , как и эффективность преобразования частоты в них, нелинейно растет с уменьшением длительности импульсов накачки [2]. Приемлемые с практической точки зрения эффективности преобразования частоты в десятки процентов достигаются при уменьшении длительности импульсов накачки ниже 40–50 нс. Это утверждение справедливо и для других нелинейных кристаллов среднего ИК диапазона.

Целью настоящей работы является определение лучевой стойкости входных поверхностей нелинейных кристаллов  $CdGeAs_2$ ,  $ZnGeP_2$ ,  $AgGaSe_2$ ,  $GaSe$ ,  $GaSe:In$  (вещная концентрация In составляла 0.5 %),  $CdSe$ ,  $HgGa_2S_4$  (оранжевая и желтая фазы),  $AgGaS_2$ ,  $Ag_3AsS_3$ ,  $AgGaGeS_4$  и  $Cd_{0.35}Hg_{0.65}Ga_2S_4$  к излучению стабильного по параметрам короткоимпульсного ТЕА  $CO_2$ -лазера ( $\lambda = 9.55$  мкм) в идентичных условиях эксперимента. Выбор этого лазера обусловлен двумя факторами: благоприятными условиями для генерации второй гармоники 9-микрометровой полосы излучения  $CO_2$ -лазера в большинстве перечисленных кристаллов и широким использованием такого лазера с удвоением частоты генерации для дистанционного газоанализа атмосферы.

\*Институт оптического мониторинга СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 10/3; e-mail: andreev@iom.tsc.ru

\*\*Краснодарский государственный университет, лаборатория новейших технологий, Россия, 350040 Краснодар, ул. Ставропольская, 149

\*\*\*Сибирский физико-технический институт, Россия, 634050 Томск, пл. Новособорная, 1

\*\*\*\*Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3

## 2. Методика эксперимента

Для увеличения точности измерений лучевой стойкости нелинейных кристаллов в настоящей работе был использован оптимизированный для преобразования частоты импульсно-периодический ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазер со стабильными параметрами импульсов излучения. Базовый вариант лазера описан в работе [3]. Его характерной особенностью является сочетание интенсивной симметричной предыонизации разрядного промежутка, оптимизированной задержки включения основного разряда, биполярного импульсного источника питания с амплитудой 80 кВ и малоиндуктивного режима ввода энергии в газовый разряд. Это позволяет лазеру работать со смесями газов при высоких давлениях вплоть до 1 атм. При этом в разрядной ячейке объемом  $\sim 10$  л формируется однородный разряд в объеме 0.44 л ( $2 \times 3 \times 73$  см). Активная среда лазера возбуждается импульсами тока высокого напряжения с длительностью на полувысоте 240 нс. Устойчивый резонатор лазера длиной 1.3 м образован отражающей дифракционной решеткой с периодом  $100 \text{ мм}^{-1}$ , работающей в автоколлимационном режиме, и выходным полупрозрачным зеркалом с пропусканием  $\sim 75\%$ . На рис.1 приведены формы импульсов излучения базового ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера и того же лазера с рабочей смесью состава  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2 = 56:14:30$  в случае многомодовой и одномодовой генерации.

Максимальная энергия импульсов излучения лазера на линии  $10P(20)$  в многомодовом режиме достигает 10 Дж, пиковая мощность – 100 МВт при длительности лидирующих пиков  $\sim 40$ –50 нс и длительности «хвоста»  $\sim 1$  мкс. Как показали последующие исследования, для формирования укороченных импульсов без «азотного хвоста» излучения подходящей для данного лазера является безгелиевая смесь молекулярных газов состава  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2 = 56:14:30$  при давлении 0.7 атм [4]. При использовании этой смеси обеспечивается наиболее приемлемая совокупность таких выходных и эксплуатационных параметров лазера, как энергия, пиковая мощность, длительность импульса, энерговыход лидирующего пика и ресурс работы на одной заправке смеси.

При работе в многомодовом режиме на той же линии излучения энергия импульсов достигает 3.5 Дж при пиковой мощности до 60 МВт, причем до 80 % энергии импульса содержится в лидирующем пике длительностью

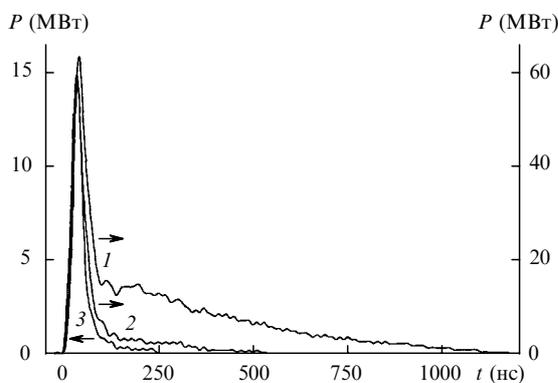


Рис.1. Временные формы импульсов излучения базового ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера (1) и того же лазера с рабочей смесью состава  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2 = 56:14:30$ , работающего в многомодовом (2) и одномодовом (3) режимах.

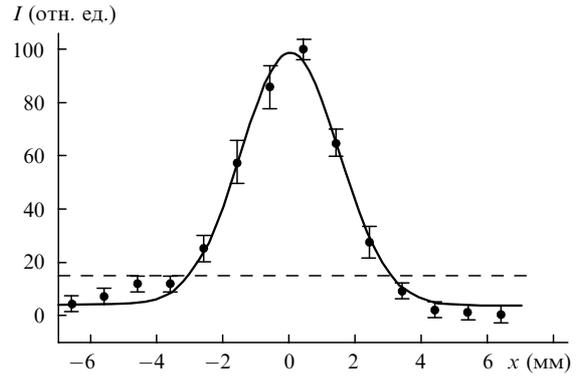


Рис.2. Пространственное распределение интенсивности лазерного пучка  $I$  в поперечном сечении на входе в фокусирующую линзу. Точки – эксперимент, сплошная кривая – гауссова аппроксимация поперечного распределения интенсивности в пучке, штриховая линия соответствует интенсивности  $e^{-2}I_{\text{max}}$ .

$\sim 30$ –35 нс. Для формирования одномодового режима генерации внутри резонатора лазера были установлены две диафрагмы диаметром 10 мм. В результате генерации на выбранной для проведения измерений линии  $9P(20)$  с  $\lambda = 9.55$  мкм длительность лидирующего пика составила  $\sim 30$  нс (рис.1), а энерговыход «хвоста» уменьшился до  $\sim 10\%$  от полной энергии импульсов, достигающей 560 мДж. Поперечное распределение интенсивности в пучке накачки на входе в фокусирующую линзу на расстоянии  $\sim 1$  м от лазера представлено на рис.2. Видно, что пучок излучения имеет близкое к гауссову поперечное распределение интенсивности при диаметре 6 мм на уровне  $e^{-2}$ .

В эксперименте энергия импульсов излучения лазера контролировалась калориметром ИМО-2Н, а временная форма импульсов регистрировалась с помощью Гедетектора с увлечением носителей (постоянная времени 1 нс) и записывалась цифровым запоминающим осциллографом С9-27 ( $\Delta f = 50$  МГц, время выборки 10 нс), соединенным с компьютером, или осциллографом TDS-210 ( $\Delta f = 60$  МГц, время выборки 1 нс). По измеренным значениям энергии и записанным осциллограммам формы импульсов определялись средние значения и среднеквадратичные отклонения энергии и пиковой мощности, энерговыход лидирующего пика, длительность импульсов. Вариации энергии импульсов излучения во время одной серии измерений не превышали 3.5 %, длительности лидирующих пиков – 2 нс, а их энерговыхода в общую энергию импульсов – 2 %. Тонкая структура импульсов не регистрировалась. Таким образом, стабильность энергетических параметров импульсов излучения и их длительности у разработанного лазера более чем в 5 раз превышала стабильность этих параметров у обычных ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Все исследованные на лучевую стойкость кристаллы, за исключением двух, были отполированы механическим способом. Кристалл  $\text{CdGeAs}_2$  полировался химико-динамическим методом, а кристалл  $\text{GaSe}$  был получен отслоением по слоям спайности. Коэффициент оптических потерь  $\alpha$  кристаллов  $\text{AgGaSe}_2$ ,  $\text{GaSe}$ ,  $\text{AgGaS}_2$  и  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  не превышал  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Для кристалла  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  (толщиной 3.1 мм), большая часть которого соответствовала оранжевой, а оставшаяся – желтой фазе, а также для смешанных кристаллов  $\text{AgGaGeS}_4$ ,  $\text{Cd}_{0.35}\text{Hg}_{0.65}\text{Ga}_2\text{S}_4$  (толщиной 2.1 мм) была определена верхняя граница  $\alpha$ ,

которая составила не более 0.2–0.3 см<sup>-1</sup>. Для кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> коэффициент  $\alpha = 0.26 \text{ см}^{-1}$ , а для неохлажденного кристалла CdGeAs<sub>2</sub> имеем  $\alpha = 0.42 \text{ см}^{-1}$ . Кристаллы GaSe:In, вырезанные из выращенной були, были заметно неоднородны по цвету. Ориентация всех кристаллов, кроме GaSe и CdSe, соответствовала условиям синхронизма для генерации второй гармоники с  $\lambda = 9.55 \text{ мкм}$ . Рабочая поверхность кристаллов GaSe, полученных методом отслоения, ортогональна оптической оси, а кристалл CdSe имел ориентацию, при которой  $\theta = 80^\circ$  [1].

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Определение лучевой стойкости проводилось путем вычисления пиковой интенсивности излучения ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера на передней поверхности кристалла при возникновении оптического пробоя, который визуальнo фиксировался одним и тем же оператором в условиях затемнения. Для фокусировки излучения использовалась линза из NaCl с фокусным расстоянием  $f = 673 \text{ мм}$ . Интенсивность излучения изменялась путем перемещения кристалла вдоль оси пучка. Перед кристаллом, на расстоянии 20 мм от его передней грани, устанавливалась диафрагма диаметром 1.25 мм, которая пропускала центральную часть пучка излучения. Это позволяло рационально использовать поверхность исследуемого кристалла, нанося дефекты, вызванные оптическим пробоем, на локальные участки поверхности. Высокая стабильность энергетических параметров импульсов излучения позволяла уверенно фиксировать порог разрушения при плавном увеличении энергии накачки лазера.

Вычисление интенсивности оптического пробоя  $I_d$  проводилось в приближении гауссова пучка по формуле

$$I_d^{-1} = (2E)^{-1} \pi w_d^2 \int_0^\infty \frac{\psi(t)}{\psi_{\max}} dt, \quad (1)$$

где  $E$  – энергия импульса;  $\psi(t)/\psi_{\max}$  – нормированная форма импульса. Радиус пучка в месте возникновения оптического пробоя  $w_d$  рассчитывался по формуле

$$w_d = w_{02} \left[ 1 + \left( \lambda \frac{f - L_d}{\pi w_{02}^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $L_d$  – расстояние от линзы до кристалла;  $w_{02} = \lambda f / (\pi w_{01})$  – радиус пучка в фокусе линзы;  $w_{01}$  – радиус пучка на входе в линзу [5].

Для каждого из исследуемых кристаллов было проведено по 10–20 независимых серий измерений расстояния  $L_d$ , при котором регистрировался оптический пробой поверхности. Влияние вариаций тонкой структуры импульсов накачки, обусловленных спонтанной синхронизацией продольных мод, на точность измерений компенсировалось статистической обработкой накапливаемого массива данных и сплайн-аппроксимацией при построении усредненной формы импульсов излучения. Отметим, что особое внимание при измерениях уделялось максимально корректному определению относительной лучевой стойкости различных кристаллов. Абсолютные измерения энергии импульсов накачки длительностью 30 нс отдельно не проводились.

Сводные результаты измерений лучевой стойкости кристаллов  $I_d$  и расстояний  $L_d$ , при которых наблюдался оптический пробой, приведены в табл.1. Здесь же указаны средние значения и среднеквадратичные отклонения энергии  $E$  и пиковой мощности  $P$  импульсов излучения лазера, измеренные на выходе фокусирующей линзы, отношение энергий  $E_1/E$  (где  $E_1$  – энергия, содержащаяся в начальном интервале времени шириной 100 нс) и длительности импульсов, определенные по уровням 50 % ( $\tau_{0.5}$ ), 10 % ( $\tau_{0.1}$ ) и 1 % ( $\tau_{0.01}$ ) от пиковой мощности  $P$ . Длительности  $\tau_{0.5}$  и  $\tau_{0.01}$  по сути являются длительностью лидирующих пиков по полувысоте и полной длительностью импульсов соответственно. Энергия  $E_1$  соответствует полной энергии лидирующих пиков излучения. Приведенные в табл.1 данные позволяют объективно сравнивать лучевую стойкость исследованных кристаллов.

Согласно полученным результатам лучевая стойкость кристаллов CdGeAs<sub>2</sub>, ZnGeP<sub>2</sub>, AgGaSe<sub>2</sub>, CdSe, AgGaS<sub>2</sub> и Ag<sub>3</sub>AsS<sub>3</sub> лежит в относительно узком интервале значений. Несколько большую лучевую стойкость кристаллов Ag<sub>3</sub>AsS<sub>3</sub> можно объяснить минимальной длительностью импульсов накачки и относительно большой ошибкой измерений в этом случае. Невысокая (по сравнению с рассмотренными кристаллами) лучевая стойкость кристаллов GaSe объясняется, скорее всего, плохой спайностью слоев, которую, в принципе, можно устранить легированием. Низкая лучевая стойкость легированных кристаллов GaSe, безусловно, связана с несовершенством технологии их производства и, как следствие, с визуальнo заметной неоднородностью кристаллов.

Поскольку во время измерений производилось периодическое обновление рабочей смеси лазера, длитель-

Табл.1. Сводные результаты измерений лучевой стойкости нелинейных кристаллов.

Кристалл	$I_d$ (МВт/см <sup>2</sup> )	$L_d$ (мм)	$E$ (мДж)	$P$ (МВт)	$E_1/E$ (%)	$\tau_{0.5}$ (нс)	$\tau_{0.1}$ (нс)	$\tau_{0.01}$ (нс)	$I'_d$ (МВт/см <sup>2</sup> )
CdGeAs <sub>2</sub>	163 ± 14	396 ± 15	203 ± 16	5.1 ± 0.51	88 ± 4	29 ± 2	82 ± 5	275 ± 40	157
ZnGeP <sub>2</sub>	142 ± 9	386 ± 6	195 ± 13	4.7 ± 0.3	90 ± 2	31 ± 2	85 ± 4	263 ± 34	142
AgGaSe <sub>2</sub>	145 ± 6	310 ± 5	273 ± 10	7.03 ± 0.3	90 ± 2	29 ± 1	82 ± 4	226 ± 36	139
CdSe	127 ± 7	306 ± 11	219 ± 8	5.06 ± 0.32	85 ± 2	30 ± 1	84 ± 2	301 ± 13	130
GaSe	121 ± 11	358 ± 13	189 ± 6	4.62 ± 0.36	89 ± 3	31 ± 1	125 ± 6	266 ± 37	121
GaSe:In(0.5%)	66 ± 3	256 ± 5	163 ± 6	4.09 ± 0.23	93 ± 2	32 ± 2	81 ± 1	284 ± 67	68
AgGaS <sub>2</sub>	176 ± 7	415 ± 5	183 ± 6	3.34 ± 0.15	84 ± 1	31 ± 1	129 ± 3	285 ± 18	146
Ag <sub>3</sub> AsS <sub>3</sub>	183 ± 20	402 ± 13	234 ± 12	5.53 ± 0.57	85 ± 2	27 ± 2	89 ± 3	289 ± 34	169
AgGaGeS <sub>4</sub>	234 ± 9	446 ± 6	215 ± 1	5.46 ± 0.13	89 ± 2	30 ± 1	73 ± 2	268 ± 19	230
HgGa <sub>2</sub> S <sub>4</sub> (оранжевая)	294 ± 32	502 ± 19	201 ± 5	4.8 ± 0.1	88 ± 2	31 ± 1	84 ± 3	291 ± 28	294
HgGa <sub>2</sub> S <sub>4</sub> (желтая)	310 ± 35	510 ± 20	201 ± 5	4.8 ± 0.1	88 ± 2	31 ± 1	84 ± 3	291 ± 28	310
Hg <sub>0.65</sub> Cd <sub>0.35</sub> Ga <sub>2</sub> S <sub>4</sub>	281 ± 53	505 ± 33	181 ± 8	4.46 ± 0.24	89 ± 1	29 ± 2	85 ± 2	300 ± 7	271

ность импульсов излучения накачки заметно изменялась от одного цикла измерений к другому. На наш взгляд, лучевую стойкость для некоторой приведенной длительности импульсов можно получить следующим образом. Будем считать, что зависимость мощности импульса  $P_d$ , при которой наступает пробой, от длительности импульсов  $\tau$  описывается уравнением, приведенным в [2]:

$$\lg P_d = 5.1 + 0.053 \lg \tau (1 + \lg \tau). \quad (3)$$

При небольшом разбросе длительностей импульсов накачки эту зависимость можно считать линейной и, исходя из этого, оценить лучевую стойкость  $I'_d$  исследованных кристаллов к импульсам накачки идентичной длительности. Соответствующие оценки лучевой стойкости  $I'_d$  к импульсам накачки со средней для проведенных экспериментов длительностью 31 нс приведены в последнем столбце табл.1.

В этом случае разброс значений лучевой стойкости для различных кристаллов уменьшается до  $\pm 15\%$ , что гораздо меньше известных данных [1]. Во время измерений в кристаллах  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  и  $\text{GaSe}$  длиной  $\sim 1$  см наблюдались внутренние пробои из-за термической самофокусировки, а у кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  той же длины разрушалась задняя поверхность. В отличие от результатов работы [6], мы увидели четкую корреляцию между оптическим качеством кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  и их лучевой стойкостью. Лучевая стойкость новых нелинейных кристаллов  $\text{AgGaGeS}_4$  оказалась в 1.6 раза выше, чем у кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ . При приведении результатов измерений к идентичным условиям лучевая стойкость кристаллов  $\text{Cd}_{0.35}\text{Hg}_{0.65}\text{Ga}_2\text{S}_4$  и  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  (оранжевая и желтая фазы) оказалась соответственно в 1.9, 2.1 и 2.2 раза выше, чем у кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ .

Принимая, что для  $\text{ZnGeP}_2$  коэффициент нелинейной восприимчивости второго порядка  $d_{36} = 75$  пм/В, для генерации второй гармоники излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 9$  мкм) получаем эффективный коэффициент  $d_{\text{eff}} = d_{36} \times \sin(2\theta) \cos(2\varphi) \leq 30.5$  пм/В. Аналогично для  $\text{AgGaGeS}_4$ , учитывая, что  $d_{32} = 13$  пм/В и  $d_{31} = 8$  пм/В, получаем  $d_{\text{eff}} = d_{32} \cos^2 \varphi + d_{31} \sin^2 \varphi = 9.8$  пм/В. В свою очередь для кристаллов  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  имеем  $d_{36} = 32$  пм/В,  $d_{31} = 12$  пм/В,  $d_{\text{eff}} = d_{36} \sin(2\varphi) + d_{31} \cos(2\varphi) = 33$  пм/В. С учетом показателей преломления кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ ,  $\text{AgGaGeS}_4$  и  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  на длинах волн в районе 9 мкм (3.1, 2.3 и 2.45) и углов синхронизма (70, 50 и 65°) соотношение коэффициентов качества перечисленных кристаллов для генерации второй гармоники излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров составит 1:0.81:2.5.

Эффективность генерации второй гармоники без учета оптических потерь пропорциональна произведению коэффициента качества на лучевую стойкость. Поскольку оптические потери в кристаллах  $\text{AgGaGeS}_4$  и  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$

не выше потерь в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , соотношение ожидаемых эффективностей удвоения частоты в перечисленных кристаллах составит 1:1.4:5.5. Иными словами, данные кристаллы имеют преимущества или, по крайней мере, конкурентоспособны при генерации второй гармоники излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров. Аналогичная ситуация имеет место и при анализе других преобразований частоты в среднем ИК диапазоне спектра. Отметим, что в отличие от известных кристаллов новые смешанные кристаллы и обе фазы кристалла  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  имеют спектры прозрачности, позволяющие использовать широко распространенные лазеры ближнего (Nd:YAG-лазеры) и даже видимого (лазеры на парах меди) диапазонов в качестве источников накачки параметрического генератора света среднего ИК диапазона.

#### 4. Заключение

Таким образом, впервые исследована лучевая стойкость большого числа нелинейных кристаллов, включая известные кристаллы среднего ИК диапазона  $\text{CdGeAs}_2$ ,  $\text{ZnGeP}_2$ ,  $\text{AgGaSe}_2$ ,  $\text{GaSe}$ ,  $\text{AgGaS}_2$ ,  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ , а также новые смешанные кристаллы  $\text{AgGaGeS}_4$  и  $\text{Cd}_{0.35}\text{Hg}_{0.65}\text{Ga}_2\text{S}_4$ , легированный кристалл  $\text{GaSe:In}(0.5\%)$  и две фазы (оранжевая и желтая) кристалла  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$ , в идентичных условиях эксперимента.

Показано, что измеренные лучевые стойкости известных кристаллов среднего ИК диапазона  $\text{CdGeAs}_2$ ,  $\text{ZnGeP}_2$ ,  $\text{AgGaSe}_2$ ,  $\text{CdSe}$ ,  $\text{AgGaS}_2$  и  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  лежат в узком ( $\pm 15\%$ ) интервале. Лучевая стойкость новых нелинейных кристаллов  $\text{AgGaGeS}_4$ ,  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  (оранжевая и желтая фазы) и  $\text{Cd}_{0.35}\text{Hg}_{0.65}\text{Ga}_2\text{S}_4$  выше лучевой стойкости широко используемых кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  в 1.6, 2.1, 2.2 и 1.9 раза соответственно. Из полученных результатов следует, что новые смешанные кристаллы и кристаллы  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  конкурентоспособны по отношению к известным кристаллам при освоении среднего ИК диапазона. Эти кристаллы могут также использоваться для преобразования частот таких широко распространенных лазеров ближнего и видимого диапазонов спектра, как Nd:YAG-лазер и лазер на парах меди.

1. Dmitriev V.G., Guzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of nonlinear crystals* (N.Y., Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1999).
2. Churnside J.H., Wilson J.J., Andreev Yu.M., Grybenyukov A.I., Shubin S.F., Zuev V.V. *Frequency conversion of a CO<sub>2</sub> laser with ZnGeP<sub>2</sub>* (NOAA technical memorandum ERL WPL-224. Wave propagation laboratory, Boulder, Colorado, 1992).
3. Karapuzikov A.I., Malov A.V., Sherstov I.V. *Infrared Phys. Technol.*, **41**, 77 (2000).
4. Иващенко М.В., Карапузиков А.И., Шерстов И.В. *Квантовая электроника*, **31**, 965 (2001).
5. Звелто О. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990).
6. Peterson R.D., Schepler K.L., Brown J.L. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **12**, 2142 (1995).