

Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, П.П. Гейко

Ап-конверсия микросекундных импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазеровИнститут оптического мониторинга СО РАН,  
Сибирский физико-технический институт, г. Томск

Поступила в редакцию 18.08.99 г.

Экспериментально исследована ап-конверсия длинных (3–50 мкс) импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазеров. Достигнута эффективность преобразования от 1 до 2% по мощности при использовании излучения Nd:YAG-лазеров на длине волны 1,064 мкм в качестве источника накачки и кристалла ZnGeP<sub>2</sub> длиной 3,9 мм с коэффициентом поглощения 2 см<sup>-1</sup> на этой и 2,5 см<sup>-1</sup> на преобразованной длине волны 0,9548 мкм. Показано, что применение толстого кремниевого лавинного диода, работающего в режиме счета фотонов, может обеспечить 450-кратное увеличение отношения сигнал-шум по сравнению с прямым детектированием не конвертированных сигналов КРТ-фотодиодом.

Ап-конверсия (преобразование по частоте вверх) ИК-излучения в видимый и ближний ИК-диапазон чрезвычайно привлекательна в силу целого ряда причин. Для регистрации ап-конвертированных ИК-сигналов и изображений оказывается возможным использование высокочувствительных, быстродействующих детекторов и регистраторов изображений, не требующих криогенного охлаждения, обычных фоточувствительных материалов, других хорошо отработанных и, как правило, более дешевых технических средств. Особый интерес вызывает ап-конверсия излучения CO<sub>2</sub>-лазеров, широко используемых во многих прикладных устройствах. Среди проведенных до последнего времени исследований наибольшее распространение и наивысшую эффективность имеют ап-конверторы на основе нелинейных монокристаллов AgGaS<sub>2</sub> и Ag<sub>3</sub>AsS<sub>3</sub>. Их квантовая эффективность достигает 20–40% при использовании в качестве излучения накачки наносекундных Nd:YAG и более коротковолновых лазеров. Однако при ап-конверсии длинных 3–50-мкс импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазеров ее эффективность падает до уровня 4·10<sup>-8</sup> – 10<sup>-2</sup> % [1]. Причин такого положения несколько. Во-первых, типичные значения углов фазового синхронизма известных ап-конверторов лежат, как правило, в пределах 20–55°. Это ограничивает длину используемых кристаллов и, следовательно, эффективность ап-конверсии из-за влияния эффекта сноса излучений и невозможности осуществления оптимальной фокусировки. Во-вторых, следует отметить относительно низкие значения коэффициентов качества  $M = d^2/n^3$  (пропорциональных эффективности преобразования частот), характерных для широко используемых кристаллов. В-третьих, увеличение длительности импульсов накачки уменьшает лучевую стойкость кристаллов и предельную интенсивность накачки, что также приводит к соответствующему уменьшению эффективности. В итоге столь низкая эффективность ап-конверсии и гораздо меньшая, чем у детекторов среднего ИК-диапазона (обычно равная 0,5), квантовая эффективность регистрации сигналов у детекторов ближнего ИК-диапазона сделали нецелесообразным использование ап-конверторов длинных импульсов CO<sub>2</sub>-лазеров, в частности в составе лидарных систем.

Очевидными путями увеличения эффективности ап-конверсии являются использование оптически качественных образцов более эффективных нелинейных кристаллов, обес-

печение выполнения условий 90° синхронизма и увеличение лучевой стойкости рабочих поверхностей кристаллов. Из рис. 1 видно, что использование кристаллов с большим значением коэффициентов качества на практике означает применение кристаллов, коротковолновая граница спектра прозрачности которых смещена в длинноволновую сторону по сравнению с границей кристаллов AgGaS<sub>2</sub> и Ag<sub>3</sub>AsS<sub>3</sub>.

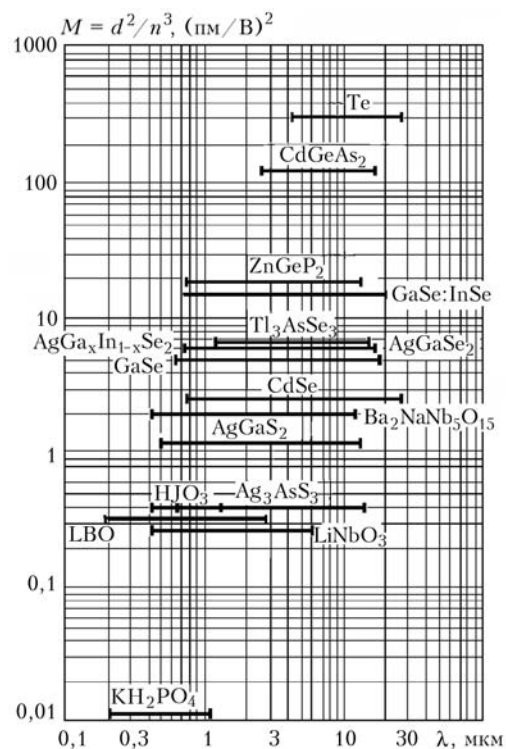


Рис. 1. Коэффициент качества и области спектральной прозрачности различных нелинейных кристаллов

До последнего времени потенциальными преимуществами такого перехода пренебрегали из-за несовершенства технологий производства качественных образцов таких перспективных типов кристаллов, как ZnGeP<sub>2</sub>. Эти кри-

сталлы характеризуются высоким значением нелинейной восприимчивости  $d_{14} = 75$  пм/В, имеют третий по величине коэффициент качества среди известных нелинейных кристаллов и первый среди кристаллов, прозрачных в во всем ближнем ИК-диапазоне 0,7–2,5 мкм. Все это обеспечивает в потенциале в 6 раз большую эффективность ап-конверсии, чем в  $\text{AgGaS}_2$ , и в 140 раз большую, чем в  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ . Ранее показано, что реализация II ( $oe \rightarrow o$ ) типа фазового синхронизма в  $\text{ZnGeP}_2$  с использованием в качестве конвертирующего излучения Nd:YAG-лазера обеспечивает выполнение условий синхронизма при углах синхронизма, близких к  $90^\circ$  [2], что снимает ограничение на длину используемых кристаллов и позволяет осуществить оптимальную фокусировку излучений. Тем не менее первые две попытки использования кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  для ап-конверсии излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров не дали желаемого результата. Осуществленная в 1971 г. ап-конверсия излучения непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера позволила зафиксировать лишь ее наличие [2], а реализованная в 1979 г. с помощью наносекундного Nd:YAG-лазера – достичь лишь 5% эффективности [3]. Причиной этого явилось низкое оптическое качество используемых монокристаллов. В области генерации  $\text{CO}_2$ -лазеров коэффициент оптических потерь  $\alpha$  достигал значения  $1,0\text{--}2,0 \text{ см}^{-1}$ , а на длинах волн Nd:YAG-лазера ( $\lambda_1 = 1,064$  мкм) и ап-конвертированного ( $\lambda_3 = 0,9548$  мкм) излучения – на уровне от 10–20 до  $50 \text{ см}^{-1}$ . Уменьшению интереса к ап-конверсии способствовали и успехи в разработке твердотельных матричных высокочувствительных визуализаторов изображений.

На наш взгляд, в настоящее время ситуация с разработкой и использованием ап-конверторов длинных импульсов  $\text{CO}_2$ -лазеров изменилась в силу двух новых обстоятельств.

Первое обстоятельство связано с технологическими успехами в производстве высококачественных нелинейных кристаллов, пригодных для ап-конверсии излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров в ближний ИК-диапазон спектра. Прежде всего к их числу надо отнести кристаллы  $\text{ZnGeP}_2$ . Как сообщалось ранее [4], оптическое качество производимых нами по модернизированной ростовой технологии монокристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  характеризуется коэффициентами поглощения  $\alpha = 0,01 \text{ см}^{-1}$  в окне максимальной прозрачности. Успехи в послеростовой обработке позволили снизить его на длинах волн в районе  $\lambda = 0,95\text{--}1,06$  мкм до уровня  $2,5\text{--}2,0 \text{ см}^{-1}$ .

Второе обстоятельство заключается в том, что разработанные в последнее время на основе кристаллов Ge,  $\text{A}_3\text{B}_5$  и компаундов  $\text{InGaAs}$  и  $\text{AgGaAsP}$  неохлаждаемые детекторы среднего ИК-диапазона отодвинули длинноволновую границу чувствительности до 1,6–1,7 мкм. При этом квантовые эффективности регистрации сигналов превысили уровень 50% для длин волн в районе  $\lambda = 0,84$  мкм, находятся на уровне 30% на длинах волн суммарных частот  $\text{CO}_2$ - и Nd:YAG-лазеров и превышают 15%-й уровень на  $\lambda = 1,3$  мкм и 10%-й – на  $\lambda = 1,55$  мкм с наличием возможности работы в режиме счета фотонов во всех случаях. Сообщено также о разработке ФЭУ с фотокатодом, имеющим квантовую эффективность 0,1% на длине волны 1,6 мкм [5, 6]. Эти детекторы имеют и оптимальный для лидарных систем размер чувствительных площадок в пределах 0,1–0,5 мм, что обеспечивает минимальную эквивалентную мощность шума (NEP). Для сравнения отметим, что лучшие образцы ФЭУ с фотокатодом типа С-1, например ФЭУ-83, имеют квантовую эффективность порядка  $10^{-6}\%$  на  $\lambda = 1,3$  мкм,  $10^{-3}\%$  на  $\lambda = 1,06$  мкм и 0,1% на  $\lambda = 0,958$  мкм.

В данной статье экспериментально исследуется возможность создания высокоэффективных ап-конверторов

излучения длинных импульсов  $\text{CO}_2$ -лазеров смешением с излучением Nd:YAG-лазеров в монокристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , выращенных по модернизированной технологии и подвергнутых послеростовой обработке с целью улучшения оптического качества и увеличения лучевой стойкости рабочих поверхностей.

Вообще говоря, преобразование по частоте вверх излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров в  $\text{ZnGeP}_2$  может быть реализовано путем генерации суммарных или разностных частот как по I ( $e + e \rightarrow o$ ;  $o - e \rightarrow e$ ), так и по II ( $e + o \rightarrow o$ ;  $o - e \rightarrow o$ ) типам трехчастотных взаимодействий. Из закона сохранения энергии следует, что должно выполняться соотношение  $1/\lambda_1 \pm 1/\lambda_2 = 1/\lambda_3$ . Тогда преобразованное излучение будет иметь длины волн:

$$\lambda_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \text{ и } \lambda_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}. \quad (1)$$

Максимум эффективности преобразований достигается при выполнении условий синхронизма, имеющих в векторной форме следующий вид:

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \quad (2)$$

где  $\mathbf{k}_i$  – волновые векторы излучения накачки ( $i = 1$ ),  $\text{CO}_2$ -лазера ( $i = 2$ ) и генерируемого излучения ( $i = 3$ ). Они выражают, по своей сути, закон сохранения импульса. В скалярной форме для генерации суммарных частот по второму типу взаимодействия в положительных кристаллах из (2) получим:

$$\frac{n_1^o n_1^e}{\lambda_1 \sqrt{(n_1^o \sin \theta)^2 + (n_1^e \cos \theta)^2}} + \frac{n_2^o}{\lambda_2} = n_3^o \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}. \quad (3)$$

Здесь  $n_i^{oe}$  – главные значения показателей преломления для  $i$ -й  $o$ - и  $e$ -волн соответственно, определяемые дисперсионными уравнениями Сельмейера. Согласно нашему опыту лучшее совпадение с экспериментальными результатами дают оценки значений показателей преломления, выполненные с помощью уравнений Сельмейера:

$$(n^{oe})^2 = A^{oe} + B^{oe} \lambda^2 / (\lambda^2 - C^{oe}) + D^{oe} \lambda^2 / (\lambda^2 - E^{oe}), \quad (4)$$

где  $\lambda$  выражено в мкм. Соответствующие константы приведены в таблице. Все другие найденные в научной литературе варианты констант дают афизичные результаты, скорее всего, в силу известной некорректности констант Сельмейера в коротковолновой части спектра прозрачности [7].

Кривые синхронизма, рассчитанные с использованием данных таблицы, представлены на рис. 2, а, в. Как следует из их хода, практически весь спектр излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров может быть ап-конвертирован путем генерации суммарных или разностных частот при смешении с излучением Nd:YAG-лазеров ( $\lambda = 1,064$  мкм) в условиях  $90^\circ$  синхронизма. Кроме того, наиболее интенсивные части 9 и 10 мкм полос излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров могут быть ап-конвертированы с выполнением условий  $90^\circ$  синхронизма по II типу взаимодействий, т.е. в наиболее оптимальных условиях. Среди преобразований по I типу взаимодействий генерация разностных частот должна быть более эффективна, чем генерация суммарных частот, при этом она характеризуется большей спектральной и меньшей угловой шириной синхронизма. Темпера-

турная зависимость условий фазосогласования при генерации суммарных частот в кристалле, находящемся при комнатной температуре, определится как

$$\frac{\partial \theta}{\partial T} \approx \frac{1}{\sin(2\theta)(n_1^e - n_1^o)} \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{\partial n_3^o}{\partial T} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial n_2^o}{\partial T} - \frac{\partial n_1^o}{\partial T} - \frac{\partial(n_1^e - n_1^o)}{\partial T} \sin^2 \theta \right\}. \quad (5)$$

Константы уравнений Сельмейера для кристаллов ZnGeP<sub>2</sub>, находящихся при температурах от 100 до 500 К

T, К	Тип	A	B	C	D	E
100	o	4,49338530	5,10900476	0,12778958	2,16855561	900
	e	4,53789703	5,28559310	0,13390490	2,10759312	900
150	o	4,52238331	5,10517584	0,12953514	2,16873708	900
	e	4,56209039	5,28876458	0,13562281	2,10527581	900
200	o	4,55320893	5,10583525	0,13153917	2,16893560	900
	e	4,59314629	5,29268202	0,13772522	2,10451540	900
250	o	4,58457517	5,11280186	0,13378216	2,16914685	900
	e	4,62177621	5,30603357	0,13993953	2,10214323	900
300	o	4,61511259	5,12797577	0,13623774	2,16936050	900
	e	4,69874418	5,27924444	0,14339365	2,09861247	900
350	o	4,64099213	5,14791199	0,13856847	2,16952994	900
	e	5,13295051	4,89674401	0,15576712	2,10317249	900
400	o	4,66484235	5,17782620	0,14107930	2,16968693	900
	e	5,09042780	4,99794548	0,15680542	2,09884054	900
450	o	4,68535622	5,21956368	0,14373622	2,16981674	900
	e	5,05767976	5,09918075	0,15816346	2,10218698	900
500	o	4,70134287	5,27485500	0,14650344	2,16991032	900
	e	5,19415933	5,04078045	0,16466963	2,09668743	900

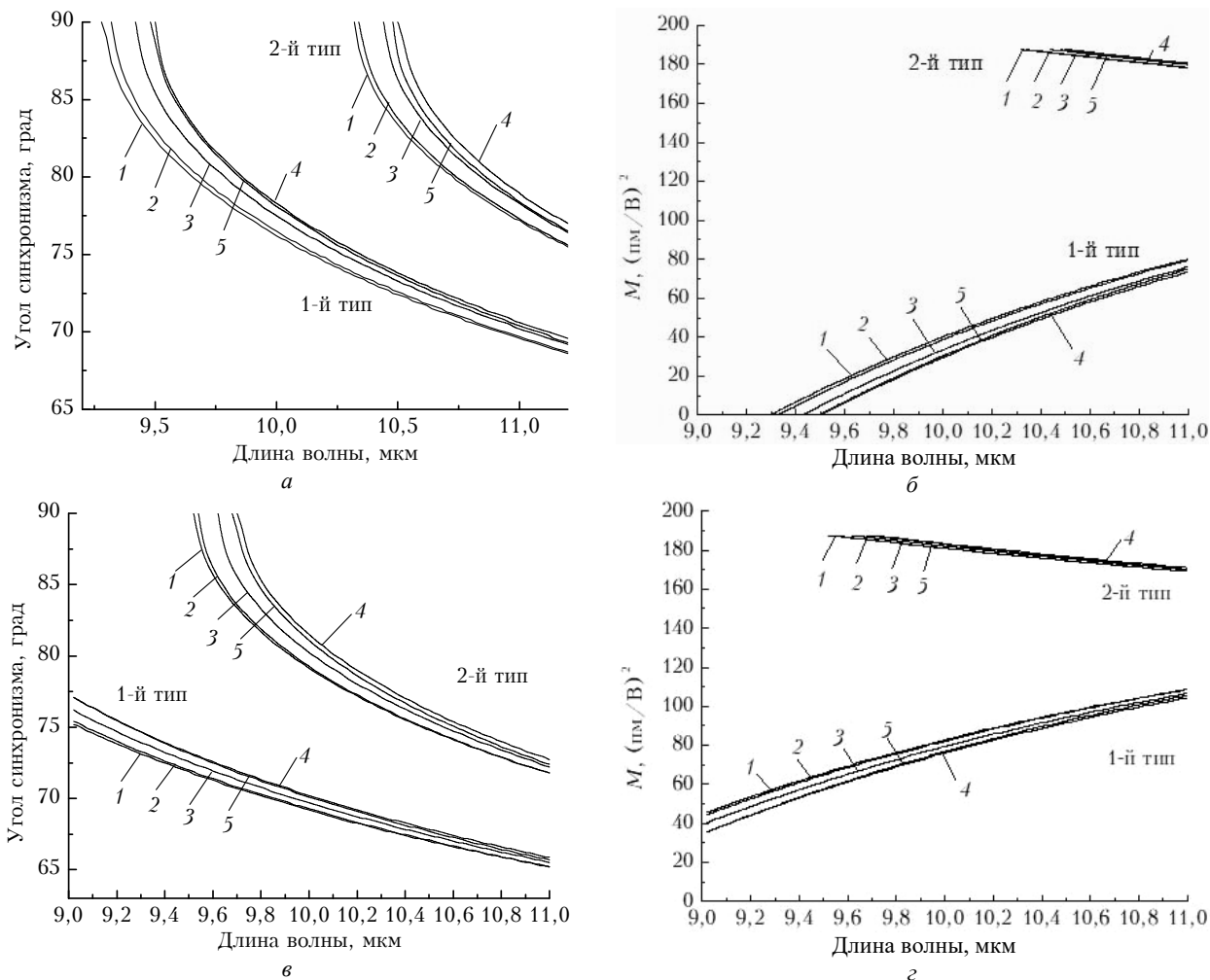


Рис. 2. Кривые синхронизма для генерации суммарных (а) и разностных (б) частот излучения Nd:YAG ( $\lambda_1 = 1,064$  мкм) и CO<sub>2</sub> ( $\lambda_2 = 9,2-10,8$  мкм) лазеров в кристаллах ZnGeP<sub>2</sub> и соответствующие значения эффективных коэффициентов качества (б, г) при температурах кристалла 100 (1), 200 (2), 300 (3), 400 (4) и 500 К (5)

После подстановки соответствующих значений получим  $\partial\theta/\partial T = -0,006$  град/К. Как видно на рис. 2, а, в, это значение не является постоянной величиной во всем диапазоне рассмотренных температур, а значительно уменьшается при температурах ниже 200 и выше 400 К. В последнем случае даже происходит смена знака градиента двулучепреломления. Эффективность ап-конверсии для плоских взаимодействующих волн в приближении заданного поля имеет вид

$$\eta = \frac{I_3}{I_1} = \frac{8\pi^2 d_{\text{эф}}^2 L^2 I_2}{n_1 n_2 n_3 c \epsilon_0 \lambda_3^2} \text{sinc}^2 \left( \frac{|\Delta k| L}{2} \right) \approx \frac{2,974 \cdot 10^4 M_{\text{эф}} L^2 I_2}{\lambda_3^2}, \quad (6)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности волн накачки;  $L$  – длина кристалла;  $d_{\text{эф}}$  – эффективный коэффициент нелинейной оптической восприимчивости второго порядка, имеющий вид  $d_{\text{эф}} = (d_{14} + d_{36}) \sin\theta \cos\theta \cos 2\varphi \approx d_{14} \sin 2\theta \cos 2\varphi$  и  $d_{\text{эф}} = -d_{36} \sin\theta \sin 2\varphi$  соответственно для I и II типов взаимодействий. Здесь  $M_{\text{эф}} = d_{\text{эф}}^2 / (n_1 n_2 n_3)$  – действующее или эффективное значение коэффициента качества. Значения  $M$  для I и II типов взаимодействий в  $\text{ZnGeP}_2$  при различных температурах кристалла представлены на рис. 2, б, г. Формула (6) справедлива при спектральной ширине излучения накачки, не превышающей при генерации суммарных частот значений

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda_2^2}{L} \left\{ \lambda_3 \frac{\partial n_3^o}{\partial \lambda_3} - \lambda_1 \frac{\partial n_1^o}{\partial \lambda_1} - n_3^o + n_1^o \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где  $\partial n/\partial \lambda$  находится из уравнений Сельмейера. Излучение накачки, кроме того, должно лежать во внешнем угле поля зрения кристалла

$$\Delta\theta = 2 \sqrt{\frac{2\lambda_2}{L n_2^e |1 - (n_2^e/n_2^o)^2|}}. \quad (8)$$

При соблюдении этих условий значение эффективности преобразования, при генерации суммарных частот, в нашем случае может быть легко оценено по выражению

$$\eta = 1,8 \cdot 10^{-6} I_2. \quad (9)$$

Здесь  $I_2$  выражено в  $\text{МВт}/\text{см}^2$ . Из (9) следует, что можно рассчитывать на достижение эффективности до нескольких процентов при предпробойных интенсивностях накачки.

Экспериментальная установка представлена на рис. 3. Длинные импульсы излучения формировались с помощью двух типов  $\text{CO}_2$ -лазеров: модернизированного варианта серийного непрерывного лазера ЛГ-704 и ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера собственного изготовления. Оба лазера пассивно стабилизировались установкой в жестком инваровом каркасе. Излучение непрерывного лазера модулировалось по амплитуде внутри- или внерезонаторно оптико-механическим обтюратором с частотой от 10 до 200 Гц. Импульсы выходного излучения длительностью 1–20 мкс имели пиковую мощность от 10 Вт до 3 кВт.

Модовая структура излучения формировалась с помощью ирисовых диафрагм, магнестрикционной подстройки частоты и регулировкой тока разряда. При этом легко реализовывался режим генерации одной продольной  $\text{TEM}_{00}$  моды с диаметром пучка излучения около 5 мм. Во втором случае использовался ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазер, обеспечивающий получение импульсов излучения с обычным для этого типа лазеров 250 нс передним пиком и длинным

(3–5 мкс) «хвостом» импульса. Пиковое значение мощности излучения равнялось соответственно 2,4–3,0 и 0,4–0,8 МВт.

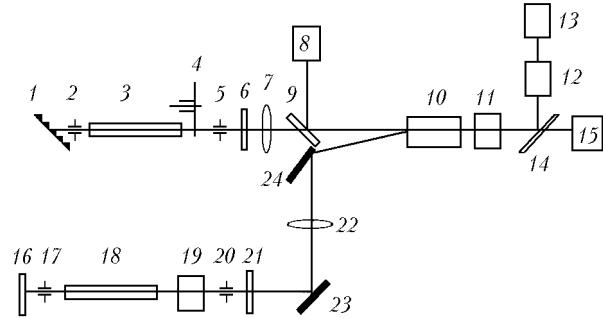


Рис. 3. Блок-схема ап-конвертора излучения  $\text{CO}_2$ -лазера: 1; 2, 5; 3 и 6 – дифракционная решетка, диафрагмы, активный элемент и выходное зеркало  $\text{CO}_2$ -лазера соответственно; 4 – модулятор; 7 и 22 – фокусирующие просветленные линзы из GaAs; 8 – трехчастотный He-Ne-лазер ЛГ-126; 9, 14 – делительные пластины; 10 – кристалл  $\text{ZnGeP}_2$ ; 11 – три полосовых интерференционных фильтра; 12 – осциллограф; 13 – ФЭУ-83; 15 – пирозлектрический измеритель мощности и энергии; 16, 17 и 20, 18, 19 и 21 – глухое зеркало, диафрагмы, активный элемент, акустооптический затвор и выходное зеркало Nd:YAG лазера; 23, 24 – поворотные зеркала

Ослабление излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров до милли- и микроваттного уровня производилось с помощью набора плоскопараллельных пластинок из  $\text{CaF}_2$ . Серийный Nd:YAG-лазер, снабженный оптико-акустическим затвором, обеспечивал согласование выходных импульсов по временной форме и размеру пучка излучения. Пиковое значение мощности его излучения варьировалось в пределах 0,2–3,0 МВт. Технологические успехи позволили нам изготовить оптический элемент из кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  с коэффициентами оптической потери  $\alpha = 0,59 \text{ см}^{-1}$  на  $\lambda = 10,513 \text{ мкм}$  (линия излучения 10P(12)  $\text{CO}_2$ -лазера),  $\alpha = 2,0$  и  $2,5 \text{ см}^{-1}$   $\lambda = 1,064$  (Nd:YAG-лазер) и  $\lambda = 0,9548 \text{ мкм}$  (ап-конвертированное излучение) соответственно при толщине 3,9 мм и ориентации  $\theta = 85^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .

На рис. 4 приведена коротковолновая часть спектра прозрачности двух кристаллов после удачного послеростового отжига (кривые 1 и 2), которая подчеркивает повторяемость полученного результата. Кривая 1 соответствует использованному в нашем эксперименте кристаллу.

Для сравнения приведена и кривая 3, характерная для кристаллов, выращиваемых в начале 80-х – 90-х гг. Ап-конвертированное излучение селективировалось тремя полосовыми интерференционными фильтрами с  $T = 47\%$  для  $\lambda < 0,96 \text{ мкм}$  и  $T = 1,7 \cdot 10^{-5}\%$  для  $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$ . Его регистрация осуществлялась с помощью пирозлектрического измерителя мощности и энергии ПВДЦ, а временная форма импульсов наблюдалась с помощью отобранного экземпляра ФЭУ-83 с фотокатодом типа S-1 (Ag-O-Cs), имеющего квантовую эффективность  $2 \cdot 10^{-3}\%$  на  $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$  и 0,1% на длине волны преобразованного излучения с  $\lambda = 0,958 \text{ мкм}$ . За счет слабой фокусировки диаметр взаимодействующих пучков уменьшался в 1,5–2 раза при преобразовании излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров и в 2,5–3,0 раза при ап-конверсии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с модуляцией добротности. При этом наибольшая  $\sim 0,1\%$  эффективность ап-конверсии по пиковой мощности в устойчивом режиме и почти 0,2% при появлении признаков разрушения кристалла

в течение рабочего дня достигнута для импульсов ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера с полной длительностью около 3 мкс. Идентичная эффективность отмечена и при ап-конверсии импульсов излучения СО<sub>2</sub>-лазеров второго типа. Однако до 3/4 энергии импульсов излучения Nd:YAG-лазера было потеряно при согласовании размеров сечений взаимодействующих пучков излучений и для предотвращения пробоя рабочих поверхностей кристаллов.

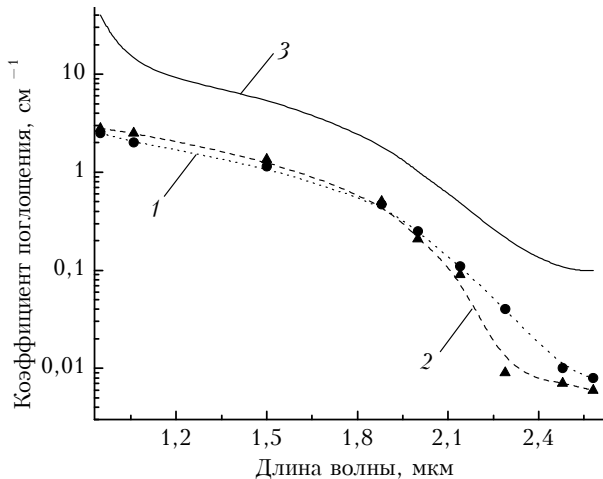


Рис. 4. Коротковолновая часть спектральной зависимости коэффициентов поглощения двух качественных кристаллов ZnGeP<sub>2</sub>, подвергнутых дополнительной послеростовой обработке — отжигу (1, 2), и типичного кристалла (3) для состояния технологии их производства в начале 80-х — 90-х гг. Кривая 1 соответствует использованному в эксперименте кристаллу

Принципиальную целесообразность использования такого ап-конвертора для регистрации сигналов лидарного типа, без детального учета всех возмущающих факторов, можно определить из сравнения эквивалентной мощности шума NEP-лидара как измерительной системы с использованием прямых детекторов излучения СО<sub>2</sub>-лазеров и ап-конвертора с детектором ближнего ИК-диапазона. При этом следует иметь в виду тот факт, что основным источником шума для процессов детектирования реальных лидарных сигналов с ап-конверсией регистрируемого излучения путем генерации суммарных частот является шум фонового излучения. Этот шум может быть подавлен использованием охлаждаемых диафрагм [8]. В данном, как и в нашем случае, основным источником шума останется собственный шум фотодетекторов  $N(\text{det})$ . Оценка преимуществ рассматриваемых способов регистрации сигналов определится следующим образом.

Обнаружительная способность  $D$  фоточувствительного материала КРТ фотодиодов, работающих на длинах волн СО<sub>2</sub>-лазеров, равна  $2 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  [6, 8]. При использовании КРТ фотодиода с обычным для лидарных систем диаметром  $d = 0,5 \text{ мм}$  фоточувствительной площадки  $S$  соответствующая  $\text{NEP}(\text{КРТ}) = \sqrt{S}/D$  будет равна  $2,2 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ . Для старого типа ФЭУ-83 производства СССР, ФЭУ РСАС31034С фирмы РСА с InGaAs фотокатодом и толстого Si лавинного фотодиода С30902S фирмы EG&G, имеющих тот же диаметр фоточувствительной площадки 0,5 мм и пригодных для регистрации ап-конвертированного излучения на длине волны 0,958 мкм,  $\text{NEP}(\text{det})$  составит, соответственно, (4; 2,5 и 1,9)  $\cdot 10^{-16} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$  согласно паспортным данным [6, 8]. В последнем случае речь идет о диоде,

работающем в режиме счета фотонов с темновой скоростью счета  $10^4$  импульсов в секунду при рабочем напряжении питания всего лишь 20 В. NEP (Вт) на выходе двух упомянутых выше систем может быть найдена с учетом квантовых эффективностей детектора  $\eta$  и ап-конверсии  $\eta_{\text{ап}}$ , а также полосы пропускания  $\Delta f$  и эквивалентной шумовой мощности самого детектора по формуле

$$\text{NEP} = \text{NEP}(\text{Det}) \sqrt{\Delta f} / (\eta \eta_{\text{ап}}). \quad (10)$$

Квантовая эффективность КРТ фотодиода на длине волны 0,958 мкм составляет 0,5, в то время как для трех других упомянутых детекторов ее значение равно 0,002; 0,005 и около 0,3 соответственно [8]. Все перечисленные детекторы имеют полосу пропускания не менее 10 МГц, что обеспечивает регистрацию лидарных сигналов с обычным для лидаров-газоанализаторов среднего ИК-диапазона пространственным разрешением от минимальных 50 м до более приемлемых в газоанализе 150–450 м. Тогда на выходе согласованной по 10 МГц полосе пропускания электронной системы регистрации сигналов эквивалентная шумовая мощность будет равна  $2,9 \cdot 10^{-9} \text{ Вт}$  для случая прямой регистрации сигналов с помощью КРТ диода и (12,8; 2,6; 1,9)  $\cdot 10^{-13} \text{ Вт}$  соответственно для систем регистрации с ап-конверсией излучения СО<sub>2</sub>-лазеров в ближнюю ИК-область и регистрацией ап-конвертированных сигналов с помощью других перечисленных детекторов ближнего ИК-диапазона. Учитывая их квантовые эффективности, при 1% эффективности ап-конверсии окончательно получим следующие значения NEP:  $1,4 \cdot 10^{-8}$ ;  $6,4 \cdot 10^{-8}$ ;  $5,2 \cdot 10^{-9}$  и  $6,3 \cdot 10^{-12}$  соответственно. Использование ФЭУ-83 нецелесообразно, так как получаем проигрыш в отношении сигнал-шум лидаров в 4,6 раза по сравнению с прямым детектированием. Однако, применяя ФЭУ РСАС31034С и кремниевый лавинный фотодиод, работающий в режиме счета фотонов, можно получить выигрыш в отношении сигнал-шум в 37 и 450 раз соответственно. Дальнейшее увеличение эффективности ап-конверсии возможно в ZnGeP<sub>2</sub> при уменьшении потерь на  $\lambda = 0,9548 \text{ мкм}$  до желательного уровня  $\leq 0,1 \text{ см}^{-1}$  за счет усовершенствования технологии выращивания качественных кристаллов. В последнее время зарубежные технологи уже получили кристаллы с потерями порядка  $1 \text{ см}^{-1}$  [9].

Технологические успехи в выращивании и послеростовой обработке кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> позволили снизить коэффициент оптических потерь в диапазоне 0,95–1,1 мкм до уровня 2,5–2,0  $\text{см}^{-1}$ , а применение таких кристаллов для ап-конверсии длинных импульсов излучения СО<sub>2</sub>-лазеров путем смешения с излучением Nd:YAG-лазеров ( $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$ ) — достигнуть эффективностей преобразования от 1 до 2%. В частности, при генерации суммарных частот эффективность преобразования порядка 1% получена в устойчивом режиме. Реализованный уровень эффективности ап-конверсии длинных (3–50 мкс) импульсов СО<sub>2</sub>-лазеров делает целесообразным изучение применимости ап-конверторов и существующих детекторов ближнего ИК-диапазона, в том числе современных ИК ФЭУ, в системах регистрации лидаров на основе СО<sub>2</sub>-лазеров. Выигрыш в отношении сигнал-шум может составить до 450 раз при использовании современных лавинных диодов, работающих в режиме счета фотонов. Целесообразным является также и изучение возможностей применения для ап-конверсии излучения СО<sub>2</sub>-лазеров новых нелинейных кристаллов, например HgGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>, а также легированных и смешанных кристаллов типа GaSe:In и GaSe:InSe.

1. Гурдазян Г.Г., Дмитриев В.Д., Никогосян Д.Н. Нелинейные оптические кристаллы: Справочник. М.: Радио и связь, 1991. 160 с.
2. Boyd G.D., Gandrud W.B., Buehler E. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. № 10. P. 446–448.
3. Андреева Н.П., Андреев С.А., Матвеев И.Н. и др. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 2. С. 357–359.
4. Andreev Yu.M., Apollonov V.V., Shakir Yu.A. et al. // J. of Korean Phys. Soc. 1998. V. 33. № 3. P. 320–325.
5. Cova S., Ghioni M., Lacaita A. et al. // Appl. Optics. 1996. V. 35. № 12. P. 1956–1976.
6. EG&G Optoelectronics, Short form catalog. 1996. Issue 1. Canada. 20 p.
7. Ghosh G. // Appl. Optics. 1998. V. 37. № 7. P. 1205–1212.
8. Itabe T. and Bufton J.L. // Appl. Optics. 1982. V. 21. № 13. P. 2381–2385.
9. Giles N.S., Halliburton L.E. // MRS Bulletin. 1998. № 6. P. 37–40.

*Yu.M. Andreev, V.G. Voevodin, P.P. Geiko.* **Up-conversion of microsecond pulsed CO<sub>2</sub>-laser radiation.**

Up-conversion of long, 3–50  $\mu\text{s}$ , CO<sub>2</sub> pulses was investigated experimentally. Efficiency of 1 to 2% has been achieved when using 1.06  $\mu\text{m}$  Nd:YAG emission as a pump and 3.9 mm length ZnGeP<sub>2</sub> crystal that is characterized by absorption coefficient equal to 2.0  $\text{cm}^{-1}$  at this wavelength and 2.5  $\text{cm}^{-1}$  at up-converted 0.9548  $\mu\text{m}$  one. It was shown that when using a thin silicon avalanche photodiode operating in photon counting mode operation 450 times folded increase in signal to noise ratio can be realized in comparison with direct detection of the CO<sub>2</sub>-laser signals by MCT photodiode.