

УДК 621.375.826

## О возможности генерации ТГц-излучения на разностной частоте в монокристалле $ZnGeP_2$ при накачке излучением лазера на парах стронция

Н.Н. Юдин<sup>1</sup>, В.В. Демин<sup>2</sup>, А.Н. Солдатов<sup>2</sup>,  
А.С. Шумейко<sup>2</sup>, Н.А. Юдин<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева РАН*  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский Томский государственный университет*  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 23.01.2019 г.

Рассмотрены условия формирования ТГц-излучения в монокристаллах  $ZnGeP_2$  при генерации разностной частоты. Показано, что для реализации эффективного ТГц-излучения требуются источники двухчастотной лазерной накачки с длительностью импульсов генерации  $\sim 1$  нс. Предлагается использовать в качестве такого источника ИК-излучение (на переходах  $Sr\ I$  в области 3 мкм и  $Sr\ II - 1$  мкм) системы «задающий генератор–усилитель» на парах стронция. Рассмотрены условия формирования инверсии населенности, при которых в активной среде лазера на парах стронция реализуется длительность импульсов генерации  $\sim 1$  нс. Показано, что при использовании такой системы можно увеличить среднюю мощность генерации лазера на парах стронция пропорционально увеличению объема активной среды усилителя.

*Ключевые слова:* лазер на парах стронция, разностная частота, терагерцовое излучение; strontium vapor laser, differential frequency generation, terahertz radiation.

### Введение

Терагерцовый диапазон ( $\sim 0,3$ – $30$  ТГц) спектра электромагнитного излучения лежит между областью миллиметровых длин волн и инфракрасным диапазоном. В настоящее время наблюдается существенный прогресс в получении ТГц-излучения электровакуумными источниками (лампы обратной волны, лампы бегущей волны, гиротроны и т.д.) [1]. Однако эти источники эффективны при генерации излучения  $\sim 0,5$ – $1$  мм ( $0,6$ – $0,3$  ТГц). Источники ТГц-излучения, созданные на основе фемтосекундных лазеров, обладают чрезвычайно широким спектром излучения ( $\sim 1$  ТГц), что неприемлемо для многих приложений [2].

Квантово-каскадные лазеры в диапазоне 1–3 ТГц работают при криогенных температурах со средней мощностью генерации  $\sim 1$  мВт [3]. В [4] экспериментально реализована генерация на длине волны 385 мкм со средней мощностью  $\sim 30$  мВт при накачке паров  $D_2O$  излучением  $CO_2$ -лазера, которое обладает высокой спектральной стабильностью и малой спектральной шириной линии генерации. Однако такой способ позволяет получать ТГц-излучение лишь на одной длине волны. ТГц-излучение в диапазоне

длин волн  $\sim 90$ – $500$  мкм со средней мощностью  $\sim 2$  мВт при генерации разностной частоты реализовано в [5]. Достижение средней выходной мощности  $\sim 10$  мВт в диапазоне  $\sim 0,1$ – $10$  ТГц на дискретном наборе длин волн или при плавной перестройке по спектру с высокой монохроматичностью и когерентностью (при комнатной температуре) остается на настоящий момент нерешенной задачей.

Другие способы накачки позволяют генерировать ТГц-излучение со средней мощностью на порядок меньше вышеуказанных значений [6], из-за чего эти источники излучения малоэффективны для лидарных ТГц-систем, систем визуализации, дефектоскопии и т.д. Для создания устройств, имеющих практическую значимость, необходимо увеличить их среднюю мощность на порядок, что представляет собой технически очень сложную задачу.

В настоящее время имеется значительное количество различных нелинейных кристаллов, пригодных для генерации ТГц-излучения и обладающих большим коэффициентом нелинейной восприимчивости второго порядка, малым поглощением и высокой оптической стойкостью [7]. Наиболее высокий уровень средней мощности ТГц-генерации реализован в диапазоне длин волн  $\sim 90$ – $500$  мкм на нелинейных кристаллах  $ZnGeP_2$  [5]. Однако до сих пор не созданы источники двухчастотной лазерной накачки, способные полностью раскрыть потенциал таких нелинейных сред, в частности монокристалла  $ZnGeP_2$  для генерации мощного ТГц-излучения.

\* Николай Николаевич Юдин (nach3@yandex.ru); Виктор Валентинович Демин (dyomin@mail.tsu.ru); Анатолий Николаевич Солдатов (general@tic.tsu.ru); Алексей Семенович Шумейко (Shas171@yandex.ru); Николай Александрович Юдин (yudin@tic.tsu.ru).

В настоящей работе рассмотрена возможность накачки нелинейных сред с использованием ИК-излучения лазера на парах стронция. Цели работы – обоснование целесообразности использования системы «задающий генератор – усилитель» на парах стронция для генерации ТГц-излучения на разностной частоте и оценка предельных энергетических характеристик ТГц-излучения с накачкой лазером на парах стронция.

## 1. Требования к параметрам накачки монокристалла ZnGeP<sub>2</sub>

Генерация в лазере на парах стронция реализуется в ближнем и среднем ИК-диапазонах в импульсно-периодическом режиме на длинах волн  $\lambda = 6,456; 1,09; 1,03; 3,06; 3,01; 2,60; 2,69; 2,92$  мкм (длины волн расположены в порядке убывания интенсивности при одновременной генерации) [8, 9]. Излучение такого лазера попадает в окно прозрачности нелинейных кристаллов ZnGeP<sub>2</sub>, GaSe [7] и имеет небольшую ширину спектральных линий генерации, характерную для газовых лазеров.

Общий принцип действия генератора разностной частоты ТГц-излучения заключается в передаче энергии волны накачки (на частоте  $\omega_p$ ) сигнальной ( $\omega_s$ ) и слабой электромагнитной холостой ( $\omega_i$ ) волнам:  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . Физическая причина смещения волн – квадратичная нелинейность поляризации среды, проявляющаяся при высоких уровнях накачки:  $P = \alpha E + \chi^{(2)} E^2 + \dots$ , где  $\alpha$  – линейная диэлектрическая восприимчивость;  $\chi$  – квадратичная нелинейная восприимчивость;  $E$  – напряженность электрического поля световой волны. Усиление холостой волны происходит при выполнении условия фазового синхронизма  $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$  (где  $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$  – волновые вектора).

Условие фазового синхронизма можно также записать как

$$\frac{n_p(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_s(\lambda_s)}{\lambda_s} = \frac{n_i(\lambda_i)}{\lambda_i}, \quad (1)$$

где  $n_p, n_s, n_i$  – показатели преломления волны накачки, сигнальной и холостой волн соответственно. Варьируя направление распространения волны накачки и сигнальной волны по отношению к оптической оси кристалла, например путем изменения угла ( $\theta$ ) между направлением излучения и оптической осью кристалла, можно менять усиление холостой волны в соответствии с условием фазового синхронизма. Зависимость показателя преломления необыкновенной волны от угла  $\theta$  определяется следующим соотношением [7]:

$$n_e(\lambda, \theta) = n_o(\lambda) \sqrt{\frac{1 + \text{tg}^2(\theta)}{1 + \left(\frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)}\right)^2 \text{tg}^2(\theta)}}. \quad (2)$$

Для расчета углов синхронизма в монокристалле ZnGeP<sub>2</sub> при накачке излучением лазера на парах стронция с длинами волн  $\sim 1; 3$  мкм использовались

уравнения Зельмеера для излучения среднего ИК-диапазона [10]:

$$n_o^2(\lambda) = 4,47330 + \frac{5,26576\lambda^2}{\lambda^2 - 0,13381} + \frac{1,49085\lambda^2}{\lambda^2 - 662,55}, \quad (3)$$

$$n_e^2(\lambda) = 4,63318 + \frac{5,34215\lambda^2}{\lambda^2 - 0,14255} + \frac{1,45795\lambda^2}{\lambda^2 - 662,55}, \quad (4)$$

и для ТГц-излучения [11]:

$$n_o^2(\lambda) = 10,93904 + \frac{0,60675\lambda^2}{\lambda^2 - 1600}, \quad (5)$$

а также формулы (1) и (2). Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения углов синхронизма для различных длин волн излучения накачки

Тип синхронизма	$\lambda_1$ , мкм	$\lambda_2$ , мкм	$\lambda_3$ , мкм	$\omega$ , ТГц	$\theta$ , град
<i>o-e-o</i>	1,03	1,09	18,70	16,0	64
<i>e-o-o</i>	2,60	2,69	77,70	3,9	29
<i>e-o-o</i>	2,92	3,01	97,65	3,0	27
–	2,69	2,92	34,15	8,78	–
–	2,60	2,92	23,70	12,6	–
–	2,69	3,01	25,30	11,8	–
–	2,60	3,01	19,088	15,7	–
<i>e-o-o</i>	3,01	3,06	184,212	1,6	19
–	2,60	3,06	17,296	17,35	–
<i>e-o-o</i>	2,92	3,06	63,823	4,7	37
–	2,69	3,06	22,247	13,48	–

Импульсная мощность ТГц-излучения, генерируемого на разностной частоте в приближении медленно меняющихся амплитуд и заданного поля, без учета влияния поглощения определяется соотношением [12]:

$$P_{\text{thz}} = \frac{2\omega_i^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 P_p P_s}{\epsilon_0 c^3 n_p n_s n_i} \sin^2 \left( \frac{|\Delta k| L}{2} \right), \quad (6)$$

где  $\omega_i$  – частота генерируемого излучения;  $d_{\text{eff}} = 75$  пм/В [7] – коэффициент нелинейной восприимчивости второго порядка;  $L$  – длина кристалла;  $P_p, P_s$  – импульсная мощность излучения накачки и излучения сигнальной волны соответственно;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость в вакууме;  $c$  – скорость света. Расчетное значение импульсной мощности, полученное по формуле (6) без учета влияния поглощения и при длине кристалла, равной эффективной длине взаимодействия, отличается от экспериментально полученного значения не более чем на 30% [5]. Следовательно, это выражение можно использовать для расчета мощности ТГц-излучения, генерируемого на разностной частоте. Средняя мощность генерируемого ТГц-излучения рассчитывается по формуле

$$P = P_{\text{thz}} f t. \quad (7)$$

( $f$  – частота следования импульсов).

Соотношение (6) указывает на то, что необходимо повышать среднюю мощность излучения на-

качки и сигнальной волны и уменьшать длительность их импульсов излучения для увеличения средней мощности ТГц-излучения. При этом необходимо подбирать длину нелинейного элемента с учетом поглощения на всех трех длинах волн взаимодействия и с учетом сноса излучения, чтобы выходная мощность ТГц-излучения достигала максимального значения.

Оценим угол сноса по формуле  $\beta_{\max} \approx \arctg\left(\frac{n_e}{n_o} - 1\right)$  [12]. Угол сноса составляет  $\sim 42'$  при значениях показателя преломления монокристалла  $\text{ZnGeP}_2$ , рассчитанного по формуле Зельмеера [10] для длин волн излучения лазера на парах стронция. Диаметр пучка накачки (при накачке излучением со средней мощностью  $\sim 10$  Вт) должен в этих условиях быть  $\approx 35$  мкм с учетом того, что порог оптического пробоя  $\text{ZnGeP}_2$  в среднем ИК-диапазоне составляет  $\sim 2$  Дж/см<sup>2</sup>. Следовательно, расстояние, на котором пучки накачки различных поляризаций начнут перекрываться только наполовину, целесообразно принять за длину нелинейного элемента —  $L = 350$  мкм/2tg $\beta$ , которая составит  $\sim 15$  мм.

Возьмем частную производную  $\left(\frac{\partial P}{\partial L}\right)$  от выражения (3) (при  $\Delta k = 0$ ) и приравняем к нулю. Получим  $(\Delta\alpha + \alpha_3)e^{\frac{1}{2}\Delta\alpha L} = 0$  с экстремумом  $L_f = L = -\frac{2}{\Delta\alpha} \ln \times \frac{\alpha_S}{\Delta\alpha + \alpha_S}$ , что позволяет оценить эффективную длину нелинейного элемента. Проведем оценку эффективной длины для генерации ТГц-излучения в нелинейном кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  на  $\lambda_3 \approx 97; 184; 77,7; 63,823$  мкм. При расчетах значения поглощения  $\alpha_{1,2} \approx 0,05$  см<sup>-1</sup> на длинах волн накачки были взяты из [13];  $\alpha_3 \approx 2$  см<sup>-1</sup> на  $\lambda_3 \approx 97$  мкм и  $\alpha_3 \approx 0,5$  см<sup>-1</sup> на  $\lambda_3 \approx 184$  мкм [14];  $\alpha_3 \approx 8$  см<sup>-1</sup> на  $\lambda_3 \approx 77,7$  и  $63,823$  мкм [15]. Значения эффективной длины кристалла в зависимости от длины волны ТГц-излучения были рассчитаны с учетом вышеуказанных значений поглощения. Результаты приведены в табл. 2, из которой следует, что длина нелинейного кристалла для генерации ТГц-излучения  $L_f(97 \text{ мкм}) \approx 7$  мм,  $L_f(77,7 \text{ мкм})$  и  $L_f(63,823 \text{ мкм}) \approx 1,7$  мм и она ограничена поглощением в кристалле. Длина кристалла  $L_f(184 \text{ мкм})$  ограничена сносом излучения, а значит, должна быть не более 15 мм.

Т а б л и ц а 2

**Расчетные значения эффективной длины кристалла при генерации ТГц-излучения на различных длинах волн**

$\lambda_1$ , мкм	$\lambda_2$ , мкм	$\lambda_3$ , мкм	$\alpha_1$ , см <sup>-1</sup>	$\alpha_2$ , см <sup>-1</sup>	$\alpha_3$ , см <sup>-1</sup>	$L_f$ , мм
2,92	3,01	97,0	0,05	0,05	2	7
3,01	3,06	184,0	0,05	0,05	0,5	29
2,60	2,69	77,7	0,05	0,05	8	1,7
2,92	3,06	63,823	0,05	0,05	8	1,7

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета по формуле (7) средней мощности ТГц-излучения

( $\lambda_3 \approx 63; 77; 97; 184$  мкм) в зависимости от длительности импульсов и средней мощности генерации лазера на парах стронция (частота следования импульсов  $\sim 10$  кГц). Расчеты проводились при оптимальной длине монокристалла  $\text{ZnGeP}_2$ , соответствующей наиболее эффективной генерации для каждой из вышеуказанных линий. На рис. 1 приведена зависимость средней мощности ТГц-излучения от длительности импульсов накачки при средней мощности излучения  $\sim 2$  Вт в волне накачки и сигнальной волне; на рис. 2 — зависимость средней мощности ТГц-излучения от средней мощности излучения на этих волнах с длительностью импульсов  $\sim 1$  нс.

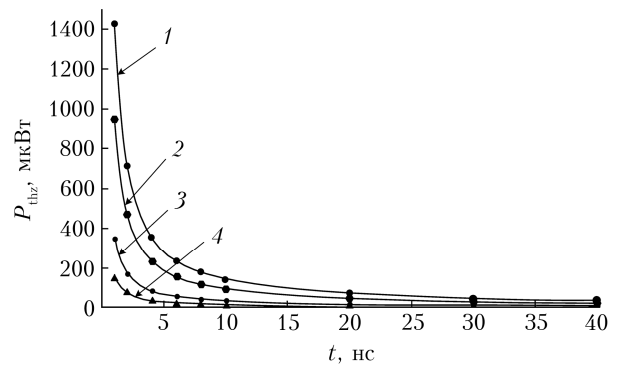


Рис 1. Средняя мощность ТГц-излучения ( $\lambda_3$ ) в зависимости от длительности импульсов волны накачки ( $\lambda_1$ ) и сигнальной волны ( $\lambda_2$ ): 1 —  $\lambda_1 = 2,92; \lambda_2 = 3,01; \lambda_3 = 97,65$  мкм; 2 —  $\lambda_1 = 3,01; \lambda_2 = 3,06; \lambda_3 = 184$  мкм; 3 —  $\lambda_1 = 2,92; \lambda_2 = 3,06; \lambda_3 = 63,823$  мкм; 4 —  $\lambda_1 = 2,6; \lambda_2 = 2,69; \lambda_3 = 77,7$  мкм

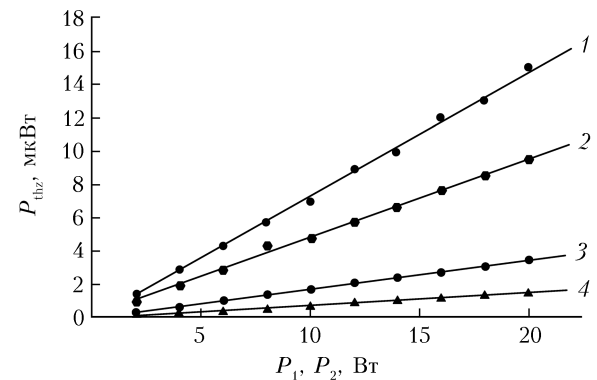


Рис. 2. Средняя мощность ТГц-излучения ( $\lambda_3$ ) в зависимости от средней мощности волны накачки ( $\lambda_1$ ) и сигнальной волны ( $\lambda_2$ ) при длительности импульсов  $\sim 1$  нс: 1 —  $\lambda_1 = 2,92; \lambda_2 = 3,01; \lambda_3 = 97,65$  мкм; 2 —  $\lambda_1 = 3,01; \lambda_2 = 3,06; \lambda_3 = 184$  мкм; 3 —  $\lambda_1 = 2,92; \lambda_2 = 3,06; \lambda_3 = 63,823$  мкм; 4 —  $\lambda_1 = 2,6; \lambda_2 = 2,69; \lambda_3 = 77,7$  мкм

Как показали расчеты, средняя мощность ТГц-генерации в монокристалле  $\text{ZnGeP}_2$  может составлять  $\sim 10$  мВт при накачке на разностной частоте при средней мощности  $\sim 16$  Вт в каждой линии и длительности импульсов  $\sim 1$  нс. При этом реализуется линейная зависимость нарастания средней мощности ТГц-генерации от средней мощности генерации лазера на парах стронция.

## 2. Характеристики излучения системы «генератор – усилитель» на парах стронция

Типичное распределение энергии излучения лазера на парах стронция: ~70% – генерация на  $\lambda = 6,456$  мкм; ~20% – на переходах триплетной группы уровней Sr I ( $\lambda = 3,06; 3,01; 2,60; 2,69; 2,92$  мкм); ~10% – на самоограниченных переходах Sr II ( $\lambda = 1,09, 1,03$  мкм) [8, 9]. Однако для генерации ТГц-излучения на разностной частоте в нелинейном кристалле  $ZnGeP_2$  наибольший интерес представляют линии генерации на переходах триплетной группы уровней Sr I и самоограниченных переходах Sr II. Следовательно, необходимо повысить среднюю мощность и энергию в импульсе излучения на вышеуказанных длинах волн, что возможно за счет усиления излучения при использовании системы «задающий генератор – усилитель» на парах стронция. Средняя мощность излучения лазера на парах стронция линейно растет с увеличением объема активной среды (рис. 3) [8, 9]. Это указывает на возможность увеличения средней мощности генерации лазера на парах стронция до требуемых значений за счет увеличения объема активной среды усилителя.

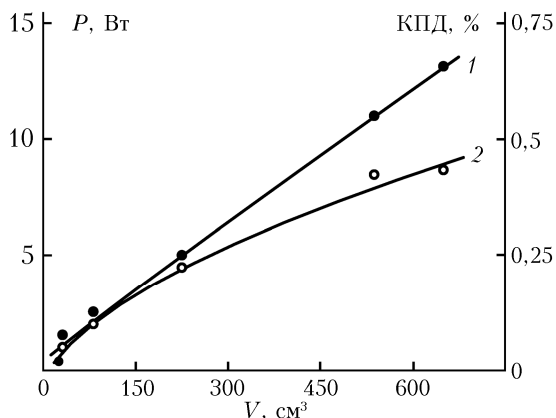


Рис. 3. Зависимость: 1 – средней мощности генерации; 2 – КПД лазера на парах стронция от объема активной среды лазера

Исследования энергетических характеристик системы «задающий генератор – усилитель» на парах стронция проводились на экспериментальном стенде (рис. 4). Теплоизолированная газоразрядная трубка (ГРТ) 3 «задающего генератора» с разрядным каналом из  $BeO$ -керамической трубки диаметром 24 мм и длиной 800 мм была помещена в неустойчивый резонатор, образованный зеркалами 1 и 2. В качестве активного элемента усилителя использовалась теплоизолированная ГРТ 4 с разрядным каналом из  $BeO$ -керамической трубки диаметром 35 мм и длиной 1000 мм. ГРТ заполнялись смесью буферных газов: ~10 торр неона и ~100 торр гелия. Излучение от задающего генератора поступало на вход усилителя через телескоп, образованный

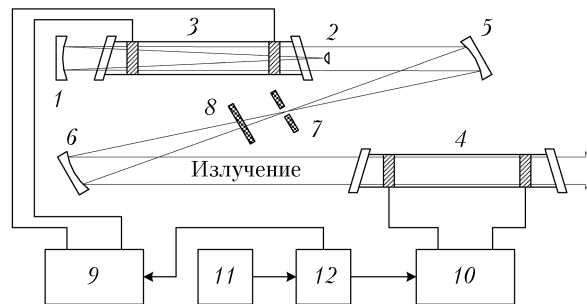


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – зеркала неустойчивого резонатора; 3 – ГРТ задающего генератора; 4 – ГРТ усилителя; 5, 6 – зеркала телескопа; 7 – диафрагма; 8 – фильтр; 9, 10 – источники накачки; 11 – задающий генератор; 12 – линия задержки

зеркалами 5 и 6 и обеспечивающий согласование излучателей 3 и 4 по диаметру пучка лазерного излучения. В перетяжке пучка в зеркальном телескопе располагалась диафрагма 7, обеспечивающая фильтрацию фонового излучения. Накачка активной среды задающего генератора и усилителя осуществлялась от идентичных источников накачки 9 и 10 за счет разрядки накопительного конденсатора на ГРТ. В качестве коммутаторов использовались тиратроны ТГИ1-1000/25. Запуск источников накачки производился от задающего генератора 11 через регулируемую линию задержки 12. Импульсы напряжения измерялись осциллографом TektronixDPO-4034B; средняя мощность генерации – измерителем OPHIR-NOVA. Спектр генерации на длинах волн триплетной группы уровней Sr I регистрировался монохроматором SOLAR-MSDD-1000. В спектре излучения «задающего генератора» на переходах триплетной группы уровней Sr I наблюдалось четыре линии генерации (рис. 5) при указанных условиях накачки активной среды.

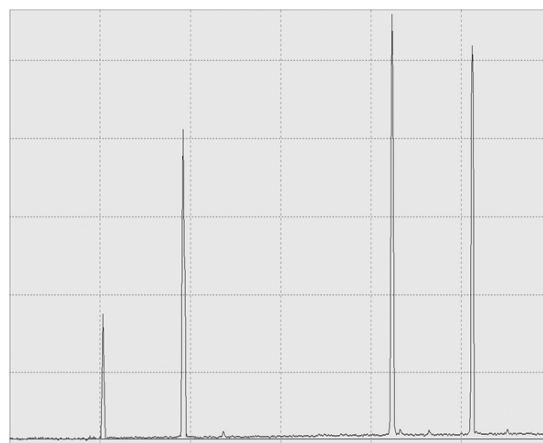


Рис. 5. Спектр генерации ( $I$ , отн.ед.) «задающего генератора» на переходах триплетной группы уровней Sr I

Следующим шагом экспериментальных исследований была оптимизация параметров накачки активной среды усилителя с целью реализации максимальной суммарной средней мощности генерации

комплекса «задающий генератор – усилитель» на заданной частоте следования импульсов генерации ~ 17 кГц. На рис. 6 (кривая 1) приведена зависимость суммарной средней мощности генерации комплекса «задающий генератор – усилитель» от величины задержки между импульсами возбуждения активных сред задающего генератора и усилителя.

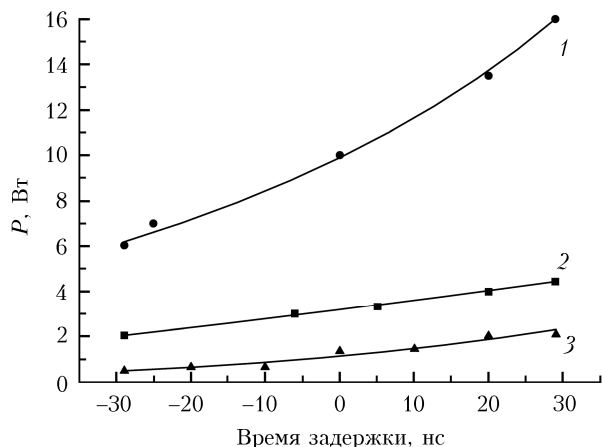


Рис. 6. Зависимость средней мощности генерации системы «задающий генератор – усилитель» от величины задержки между импульсами возбуждения активных сред «задающего генератора» и «усилителя»: 1 – суммарная средняя мощность генерации; 2 – генерация на самоограниченных переходах Sr II; 3 – генерация на переходах триплетной группы уровней Sr I

Отсчет нулевого значения задержки производился с момента, когда совмещались максимумы амплитуд импульсов напряжения на ГРТ 3 и 4 (см. рис. 4). Отрицательные значения задержки определяли опережающую накачку активной среды усилителя относительно задающего генератора. Максимальная средняя мощность генерации в условиях эксперимента составляла ~ 16 Вт. Для ее измерения на длинах волн  $\lambda = 3,06; 3,01; 2,60; 2,69; 2,92; 3,06; 1,09; 1,03$  мкм использовались светофильтры с пропусканием излучения на соответствующую область спектра из комплекта фильтров монохроматора МДР-204. Путем размещения соответствующего фильтра непосредственно на выходе излучения комплекса «задающий генератор – усилитель» измерялась суммарная средняя мощность на самоограниченных переходах Sr II (см. рис. 6, кривая 3) либо на переходах триплетной группы уровней Sr I (рис. 6, кривая 2). Значения средней мощности генерации указаны с учетом пропускания соответствующих фильтров. Проведенные исследования подтверждают возможность реализации излучения с требуемой средней мощностью за счет увеличения объема активной среды усилителя.

Для увеличения эффективности генерации ТГц-излучения на разностной частоте необходимо повышать не только среднюю мощность генерации, но и импульсную мощность, что реализуется при уменьшении длительности импульса излучения, генерируемого рассматриваемым комплексом, до ~ 1 нс

и ниже. Однако при этом возникает проблема формирования пучка излучения с дифракционной расходимостью, связанная с тем, что такой пучок в лазерах на парах металлов формируется в неустойчивом резонаторе. Время формирования излучения с дифракционной расходимостью в неустойчивом резонаторе (с увеличением  $M=30$ ) составляет ~ 40 нс [16, 17], что превышает типичную длительность (10–40 нс) импульсов генерации или соизмеримо с ней. При этом в неустойчивом резонаторе формируется ядро излучения (~ 20–30% от общего излучения лазера) с дифракционной расходимостью при высокой фоновой засветке. Выделение дифракционной составляющей происходит за счет пространственной фильтрации излучения с использованием диафрагмы. Очевидно, что доля излучения с дифракционной расходимостью будет сокращаться с укорочением импульса генерации, и при длительности импульсов генерации ~ 1 нс она будет пренебрежимо малой или полностью отсутствовать.

В [18] была исследована зависимость длительности импульса генерации в лазерах на парах металлов от расстояния  $l$  между «глухим» зеркалом резонатора и ГРТ (при работе лазера без выходного зеркала). В этом случае импульс генерации формируется при однократном проходе через активную среду части сверхизлучения, отраженного от «глухого» зеркала. Увеличение  $l$  приводит к уменьшению длительности импульса и существенному снижению средней мощности генерации. Количественное соотношение между временем задержки фронта импульса генерации относительно сверхизлучения и временем двойного прохода излучения до «глухого» зеркала описывается формулой  $t = 2l/c$ , где  $t$  – время задержки;  $c$  – скорость света. Укорочение длительности импульса генерации по мере возрастания  $l$  происходит из-за перемещения переднего фронта импульса в сторону окончания импульса сверхизлучения, определяется моментом срыва инверсной населенности и является фиксированной величиной при постоянных условиях возбуждения. Сочетание длинного резонатора с «перегретым» режимом возбуждения позволило получить длительность импульса генерации ~ 1,5 нс при  $l \approx 10$  м. Однако такое техническое решение не позволяет формировать в «задающем генераторе» излучение с дифракционной расходимостью.

Для решения этой проблемы предлагается использовать метод двухимпульсного возбуждения. Возможность формирования упомянутого выше режима с помощью комбинации двух независимых импульсов возбуждения продемонстрирована в [19], где первым слаботочным импульсом возбуждения формировался низкоэнергетичный длинный импульс генерации, а вторым – сильноточным – осуществлялось его усиление. С уменьшением задержки между импульсами возбуждения наблюдалось усиление той части импульса генерации, которая совпадала с фронтом сильноточного импульса возбуждения.

Исходя из вышесказанного, предлагается первым импульсом формировать импульсы генерации

длительностью  $\sim 100$  нс. Второй импульс необходимо накладывать с задержкой  $\geq 40$  нс относительно начала импульса генерации, когда в неустойчивом резонаторе сформировано излучение с дифракционной расходимостью. Следовательно, второй импульс будет усиливать дифракционную составляющую излучения, формируемого первым импульсом возбуждения. Обеспечить длительность импульса генерации  $\sim 1$  нс, согласно [20], можно при условии формирования второго импульса возбуждения с фронтом  $\sim 1\text{--}4$  нс. В этом случае в активной среде должна формироваться высокоскоростная волна ионизации (ВВИ), на фронте которой реализуется накачка активной среды. Фазовая скорость распространения ВВИ соизмерима со скоростью света при концентрации электронов в плазме  $n_e > 10^{12}$  см $^{-3}$  [21], что характерно для активных сред лазеров на парах металлов. Значит, в этих условиях накачки можно реализовать длительность импульса генерации  $\sim 1$  нс, используя ГРТ с длиной разрядного канала  $\sim 25\text{--}30$  см.

Для генерации в нелинейных кристаллах ТГц-излучения на разностной частоте требуется излучение на двух близких частотах с ортогональной поляризацией. При генерации излучения в лазере на парах стронция с ГРТ, имеющей выходные окна, расположенные под углом Брюстера, все линии поляризованы в одной плоскости. Для получения в кристалле ортогональной поляризации предлагается поворачивать ГРТ вокруг своей оси, пока плоскость поляризации не повернется на угол  $45^\circ$  относительно плоскости, в которой расположена оптическая ось кристалла. В кристалле будут распространяться обыкновенный и необыкновенный лучи (имеющие перпендикулярные поляризации) каждой волны. Однако такое решение может привести к потере  $\sim 50\%$  энергии излучения, идущей на преобразование в кристалле, но позволит получить ортогональные поляризации нужных пар длин волн лазера на парах стронция. Альтернативным решением может быть использование ячейки Фарадея, поворачивающей на нужный угол линейно поляризованное излучение, вышедшее из лазера.

### Заключение

Описанный в настоящей работе анализ указывает на перспективность использования лазера на парах стронция как источника накачки нелинейных сред для генерации ТГц-излучения на разностной частоте. Предлагаемые технические решения позволяют получить среднюю мощность ТГц-излучения выше  $1,5\text{--}2$  мВт при накачке нелинейных сред инфракрасным излучением (на переходах Sr I в области  $3$  мкм и Sr II в области  $1$  мкм) системы «задающий генератор – усилитель» лазера на парах стронция с возможностью кратного числа «усилителей» увеличения средней мощности ТГц-излучения. При этом, изменяя угол между направлением излучения накачки и оптической осью кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  (при повороте нелинейного кристалла), можно осуществ-

лять дискретную перестройку длин волн генерации ТГц-излучения (см. табл. 1).

1. Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D., Kory C.L., Neil G.R., Park G.S., Park J., Temkin R.J. Vacuum electronic high power terahertz sources // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1, N 1. P. 54–75.
2. Liu J., Dai J., Chin S.L., Zhang X.C. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases // Nat. Photonics. 2010. V. 4, N 9. P. 627–631.
3. Rosch M., Scalari G., Beck M., Faist J. Ultra-broadband THz quantum cascade laser operating with regular comb teeth in continuous wave operation. URL: <https://doi.org/10.1364/MICS.2013.MTh4B.5> (last access: 23.12.2019).
4. Geng L.J., Qu Y.C., Zhao W.J., Du J. Highly efficient and compact cavity oscillator for high-power, optically pumped gas terahertz laser // Opt. Lett. 2013. V. 38, N 22. P. 4793–4796.
5. Creeden D., McCarthy J.C., Ketteridge P.A., Southward T., Schunemann P.G., Komiak J.J., Dove W., Chicklis E.P. Compact fiber-pumped terahertz source based on difference frequency mixing in ZGP // IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron. 2007. V. 13, N 3. P. 732–736.
6. Kitaeva G.Kh. Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. Lett. 2008. V. 5, N 8. P. 559–576.
7. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. Berlin, New York: Springer. 1999. V. 64. 413 p.
8. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and Calcium Vapour Lasers. Sofia: Academic Publishing House, 2013. V. I. 293 p.
9. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and Calcium Vapour Lasers. Sofia: Academic Publishing House, 2014. V. II. 322 p.
10. Nikogosyan D. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. New York: Springer, 2005. 440 p.
11. Kumbhakar P., Kobayashi T., Bhar G. Sellmeier dispersion relations for phase-matched terahertz generation in  $\text{ZnGeP}_2$  // Appl. Opt. 2004. V. 43, N 16. P. 3324–3328.
12. Aggarwal R.L., Lax B. Nonlinear Infrared Generation / Shen Y.R. (ed.) New York: Academic, 1977. 28 p.
13. Верозубова Г.А., Окунев А.О., Стацценко В.А. Выращивание нелинейно-оптического материала  $\text{ZnGeP}_2$  и его дефектная структура // Вестн. НовГУ. 2015. № 3. Ч. 2. С. 40–46.
14. Чучупал С.В., Командин Г.А., Жукова Е.С., Прохоров А.С., Породинков О.Е., Спектор И.Е., Шакир Ю.А., Грибенюков А.И. Механизмы формирования потерь в нелинейно-оптических кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  в терагерцевой области частот // Физика твердого тела. 2014. Т. 56, № 7. С. 1338–1344.
15. Аполлонов В.В., Грибенюков А.И., Короткова В.В., Суздальцев А.Г., Шакир Ю.А. Вычитание частот излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  // Квант. электрон. 1996. Т. 26, № 6. С. 483–484.
16. Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г. Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением // Квант. электрон. 1974. Т. 1, № 4. С. 863–869.
17. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г. Сжимающиеся пучки в телескопических неустойчивых

- резонаторах // Квант. электрон. 1974. Т. 1, № 6. С. 1379–1388.
18. *Евтушенко Г.С., Кирилов А.Е., Кругляков В.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н.* Управление длительностью генерации лазера на парах меди // Журн. прикл. спектроскоп. 1988. Т. 49, № 5. С. 745–751.
19. *Полунин Ю.П., Юдин Н.А.* Управление характеристиками излучения лазера на парах меди // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 9. С. 833–835.
20. *Юдин Н.А., Юдин Н.Н.* Эффективность накачки активной среды лазеров на парах металлов: газоразрядные трубки с электродами в горячей зоне разрядного канала // Изв. вузов: Физика. 2016. Т. 59, № 6. С. 49–56.
21. *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.* Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое // Успехи физ. наук. 1994. Т. 164. С. 263–286.

*N.N. Yudin, V.V. Dyomin, A.N. Soldatov, A.S. Shumeiko, N.A. Yudin. On the possibility of generating THz radiation at a difference frequency in a ZnGeP<sub>2</sub> single crystal when pumping with strontium vapor laser radiation.*

The conditions for the formation of THz radiation in ZnGeP<sub>2</sub> single crystals when generating a difference frequency are considered. It is shown that two-frequency laser pumping sources with lasing pulse duration of ~1 ns are required to implement effective THz radiation. It is suggested to use a “generator–amplifier” system of a strontium vapor laser (at the Sr I transitions in the region 3 μm and Sr II in the region 1 μm) as such a source of IR radiation. The conditions of population inversion are considered, under which the lasing pulse duration is ~1 ns in the active medium of the strontium vapor laser. It is shown that the use of the “generator–amplifier” system can increase the average lasing power of the strontium vapor laser in proportion to the increase in the volume of active medium of the amplifier.