Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 10, с. 817 – 821

Угловое распределение интенсивности фемтосекундного источника излучения среднего ИК-диапазона, генерируемого в нелинейном кристалле с сигнальной волной, формируемой в филаменте в газе[1)]

И. О. Киняевский[+ 2)], М. В. Ионин[+], А. В. Корибут[+], Ю. М. Андреев[*]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 26 февраля 2025 г.
После переработки 14 апреля 2025 г.
Принята к публикации 16 апреля 2025 г.

Измерена расходимость излучения среднего ИК-диапазона, получаемого путем генерации разностной частоты фемтосекундных импульсов титансапфирового лазера в нелинейном кристалле $HgGa_2S_4$ толщиной 2 мм. При апертуре излучения накачки 2.8 мм выходное излучение на длинах волн 7.2 и 10.5 мкм имело расходимость 5.2 и 9.2 мрад соответственно. Экспериментально показано, что угловое распределение интенсивности излучения на разностной частоте существенно отличается от гауссового, а расходимость центрального максимума определяется так же, как при дифракции Фраунгофера на круглом отверстии с радиусом, равным радиусу области взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0370274X25050161, EDN: DBSTXV

Введение. Лазерные источники, излучающие фемтосекундные импульсы в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне спектра, активно применяются при решении многочисленных научных и прикладных задач, таких как ускорение элементарных частиц [1], микромодификация объема полупроводников [2], зондирование атмосферы [3] и т.д. Недавно была продемонстрирована новая схема генератора разностной частоты (ГРЧ) фемтосекундных импульсов излучения титан-сапфирового лазера в средний ИК-диапазон, перестраиваемого в диапазоне длин волн 5–11 мкм [4–6]. В этой схеме сигнальная волна формировалась с помощью уширения спектра лазерного импульса путем его филаментации в газовой ячейке с CO_2. С использованием одного нелинейного кристалла $HgGa_2S_4$ (HGS) получена генерация импульсов длительностью 0.24 пс на длине волны 8 мкм с энергией до 35 мкДж (при внутренней квантовой эффективности преобразования частоты 30 %) [6]). Такая схема обеспечивает высокую энергетику и эффективность преобразования, сопоставимую с многокаскадными оптическими параметрическими усилителями (см. [7]), однако она существенно проще в реализации и эксплуатации.

Для ряда применений важную роль играет качество пучка излучения (однородность поперечного профиля) и малая (близкая к дифракционной для гауссового пучка) расходимость. Например, для ускорения частиц до релятивистских скоростей требуются высокие интенсивности (10^{16} Вт/см^2 для пучка излучения на $\lambda \sim 10$ мкм), которые достигаются за счет жесткой фокусировки лазерного пучка, что требует его хорошего качества [8]. Для передачи пучков на большие расстояния они должны иметь малую расходимость. Целью данной работы является исследование поперечного профиля распределения интенсивности и расходимости излучения на выходе новой фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системы и ГРЧ на основе нелинейно-оптического кристалла HGS, где сигнальная волна формируется в филаменте в CO_2-газе при давлении 1 атм. [6].

Описание эксперимента. Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Подробное описание спектральных и энергетических характеристик фемтосекундной лазерной системы "СТАРТ-480М" (ООО "Авеста Проект", Россия) и ГРЧ на основе нелинейного кристалла HGS представлены в работе [6].

В этой схеме лазерный луч на основной частоте лазера ($\lambda \approx 0.95$ мкм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульсов 100 фс) разделялся на два плеча полупрозрачным зеркалом (PRM): отраженный импульс (с энергией 8 мДж) использовался

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)]e-mail: kinyaevskiyio@lebedev.ru

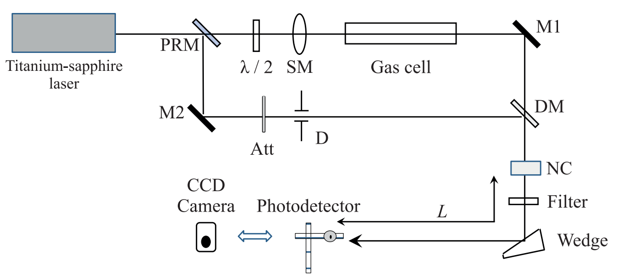

Рис. 1. (Цветной онлайн) Оптическая схема эксперимента

в качестве излучения накачки, а прошедший (с энергией 2 мДж) для формирования сигнального пучка. Энергия пучка накачки регулировалась дифракционным ослабителем (Att), за которым стояла диафрагма $D\varnothing 5$ мм. Она блокировала нежелательные дифракционные максимумы от ослабителя, а также позволяла согласовать диаметры пучков накачки и сигнальной волны. Энергия импульса накачки, падающего на кристалл, составляла 0.8 мДж. В плече сигнального пучка располагалось сферическое зеркало с фокусным расстоянием 2 м (изображено как линза SM на рис. 1), которое фокусировало световой пучок в газовую ячейку длиной 1.46 м заполненную CO_2-газом под давлением 1 атм. В ячейке происходила филаментация лазерного импульса и его спектр уширялся. Отметим, что для выполнения условий фазового синхронизма для ГРЧ в плечо сигнального пучка была добавлена полуволновая ($\lambda/2$) пластинка, поворачивающая поляризацию на 90°.

Пучки накачки и сигнальной волны совмещались в пространстве с помощью дихроичного зеркала DM (LP02-980RU-25, Semrock, США) и направлялись в нелинейный кристалл NC (HGS). DM имело коэффициент отражения $> 99.9\,\%$ для излучения накачки и коэффициент пропускания $> 95\,\%$ для излучения с длиной волны более 0.99 мкм (сигнальная волна). Отметим, что энергия импульса сигнальной волны, падающего на кристалл, составляла 0.45 мДж. Образец кристалла HGS был изготовлен в Лаборатории высоких технологий Кубанского государственного университета группой Д. В. Бадикова, и имел следующие параметры: размер – $8 \times 8 \times 2$ мм угол среза $\theta = 44^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. Излучение среднего ИК-диапазона, вышедшее из кристалла, отделялось от излучения накачки фильтром (Filter) с пропусканием порядка 50 % в диапазоне длин волн 5–14 мкм. Центральная длина волны ГРЧ перестраивалась от 7 мкм до 10.5 мкм путем поворота кристалла HGS, энергия импульсов после фильтра составляла от 1 до 5 мкДж в зависимости от длины волны ГРЧ.

Измерение профилей пучков накачки и сигнальной волны, перед и за нелинейным кристаллом, осуществлялось с помощью CCD камеры Spiricon SP-620U (Ophir, Израиль). Поперечный профиль пучка излучения ГРЧ измерялся с помощью фотодетектора PEM-L-3 (VIGO Systems, Польша), установленного на две скрещенные моторизованные платформы, линейно-перемещающиеся в поперечной плоскости лазерного пучка (горизонтально и вертикально). Измерение осуществлялось путем сканирования интенсивности в пучке излучения при перемещении фотодетектора со скоростью 1 мм/с и регистрировалось на осциллографе Tektronix MDO3054. Тут можно отметить, что в отличие от работ по исследованию качества пучка холостой волны оптических параметрических усилителей ближнего ИК-диапазона ($\lambda \leq 2$ мкм) [9, 10], для длинноволновой области среднего ИК-диапазона отсутствуют соответствующие матрицы фотоприемников и коммерческие анализаторы профиля пучка.

Результаты эксперимента. В первую очередь для определения геометрии взаимодействия были измерены профили пучков накачки и сигнальной волны перед и за нелинейным кристаллом. Профили пучков накачки и сигнальной волны представлены на рис. S1 (в дополнительных материалах). Пучок накачки на кристалле (рис. S1a, c, e) имел небольшие побочные максимумы, что, вероятно, связано с дифракцией пучка на диафрагме D. Профиль распределения мощности в пучке сигнальной волны (рис. S1b, d, f), имел форму, близкую к гауссовой форме, с небольшими крыльями, обусловленными рассеянием заднего фронта импульса на плазме филамента (коническая эмиссия), что характерно для эффекта филаментации [11]. Радиусы пучков накачки и сигнальной волны на кристалле по уровню 1/2 ($r_{1/2}$) составляли 0.6 ± 0.1 мм и 0.85 ± 0.05 мм соответственно, а по уровню $1/e^2$ – 1.4 ± 0.1 мм и 1.7 ± 0.1 мм, соответственно. В пределах точности измерения астигматизм пучков не зарегистрирован. С учетом длительности импульсов накачки (~ 100 фс) и сигнальной волны (~ 150 фс) их интенсивности на кристалле были ~ 0.6 и 0.13 ТВт/см^2, соответственно.

На рисунке 2 представлены радиусы пучков по уровню $1/e^2$, измеренные на различном расстоянии от кристалла. В пределах точности измерения (~ 0.2 мрад) лазерные пучки внутри и за кристаллом были коллинеарными как по горизонтали, так и по вертикали.

Далее измерялся поперечный профиль распределения интенсивности импульса среднего ИК-диапазона на различном расстоянии L от кри-

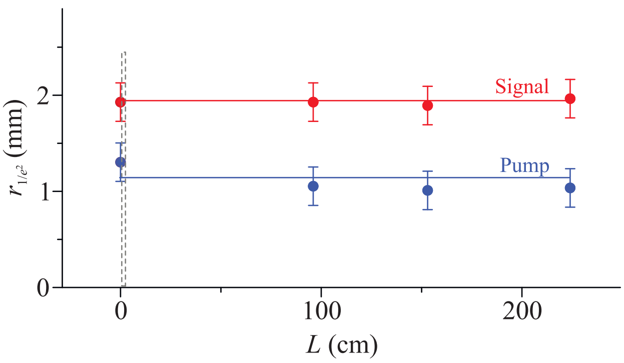

Рис. 2. (Цветной онлайн) Радиус пучков накачки и сигнальной волны по уровню $1/e^2$ в зависимости от расстояния до кристалла HGS. $L = 0$ соответствует положению нелинейного кристалла

сталла HGS при вариации длины волны ГРЧ путем изменения угла фазового синхронизма. Примеры профилей распределения интенсивности на длине волн 8.2 мкм и расстоянии $L = 153$ см представлены на рис. 3. Полный набор профилей распределения интенсивности по горизонтали и вертикали для длин волн 7.2, 8.2 и 10.5 мкм на расстоянии 49, 70 и 153 см от кристалла представлены в дополнительных материалах на рис. S2–S4 соответственно.

На рисунке 3 можно отметить, что профиль интенсивности в горизонтальном направлении оказался более гладким, чем в вертикальном, что наблюдалось и на других длинах волн ГРЧ и расстояниях от кристалла (см. рис. S2–S4). При этом в обоих случаях наблюдается явное появление побочных максимумов, поэтому далее исследовалась расходимость центрального максимума (диск Эйри). Зависимость радиуса пучков на разностной частоте от расстояния до кристалла, измеренная по основанию центрального максимума (r_{ring}), представлена на рис. 4 точками. Дублирующиеся точки на рис. 4 соответствуют измерению по горизонтали и вертикали, в пределах точности измерения астигматизма в размере пучка по критерию “диск Эйри” не наблюдалось, хотя их общая форма немного различается (см. рис. S2–S4).

Расходимость пучка на разностной частоте на длине волны 7.2 мкм, оцененная по основанию центрального максимума, составила около 5.2 мрад, а на длине волны 10.5 мкм – 9.2 мрад. Предполагая, что пучок ГРЧ с длиной волны 7.2 мкм имеет гауссов профиль с радиусом перетяжки $r(1/e^2) = 1.4$ мм (как у пучка накачки), расходимость пучка должна была бы быть $\theta = \lambda/(\pi r_{1/e2}) \approx 1.6$ мрад, что существенно меньше, чем экспериментально измеренное значение. Более высокая расходимость и наличие побочных максимумов (см. рис. 3) указывают на то, что профиль пучка на разностной частоте существенно отличается от гауссового профиля. Поэтому, для описания результатов эксперимента проведен расчет расходимости и поперечного профиля пучка, в предположении, что ГРЧ в нелинейном кристалле является вторичным источником света, как при дифракции плоской волны на круглом отверстии радиусом r_0. Можно отметить, что в этом случае расходимость центрального максимума определяется как $\theta = 0.61\,\lambda/r_0$ [12].

Расчетный размер пучка в приближении дифракции Фраунгофера ($\theta = 0.61\lambda/r_0$) при $r_0 = 0.7$ мм, который обеспечил наилучшее согласие с экспериментом, представлен линиями на рис. 4. Отметим, что подобранный в расчетах радиус отверстия $r_0 = 0.7$ мм практически совпадает с измеренным радиусом пучка накачки на кристалле $r_{1/2} = 0.6 \pm 0.1$ мм (по уровню 1/2). С физической точки зрения это может быть связано с тем, что центральная часть пучка (по уровню 1/2) имеет наибольшую интенсивность и наибольшую эффективность ГРЧ соответственно, в то время как “крылья” пучка практически не преобразуются. Для проверки природы побочных максимумов проведен расчет профиля интенсивности в пучке. В этом случае амплитуда напряженности поля E в точке с координатами r и φ, лежащей в плоскости наблюдения на расстоянии z, рассчитывалась по формуле (см., например, [12]):

$$E(r,\varphi,z) = \tag{1}$$

$$= \frac{-i}{\lambda z} e^{ikz} \int\limits_0^{r0} \int\limits_0^{2\pi} \exp\left[\frac{ik}{z}(-r r_x \cos(\phi - \varphi_x)\right] \cdot r_x \cdot dr_x \cdot d\varphi_x,$$

где r_x и φ_x – координаты вторичного источника света в плоскости отверстия, k – волновой вектор излучения, r_0 – радиус отверстия. Необходимо также отметить, что приближение Фраунгофера справедливо для наших условий, поскольку: 1) $4r_0^2/\lambda z \sim 0.1–0.2 < 1$; 2) импульсы, идущие из разных точек кристалла на расстоянии $L = 153$ см, имеют временную задержку $((L^2 + (2r_0)^2)^{0.5} - L)/c$, равную 2 фс, что значительно меньше длительности импульса ГРЧ, равной 0.24 пс [6], и, соответственно, они пересекаются во времени.

На рисунке 5 представлен рассчитанный с использование формулы (1) профиль интенсивности ($I = |E|^2$) излучения с длиной волны 8.2 мкм на расстоянии 70 и 153 см при $r_0 = 0.7$ мм. Положение и ширина побочных максимумов в расчете хорошо согласуется с экспериментальным результатом. Однако в расчетах амплитуда побочных максимумов была значительно ниже – для наглядности, правая половина на рассчитанной кривой увеличена в

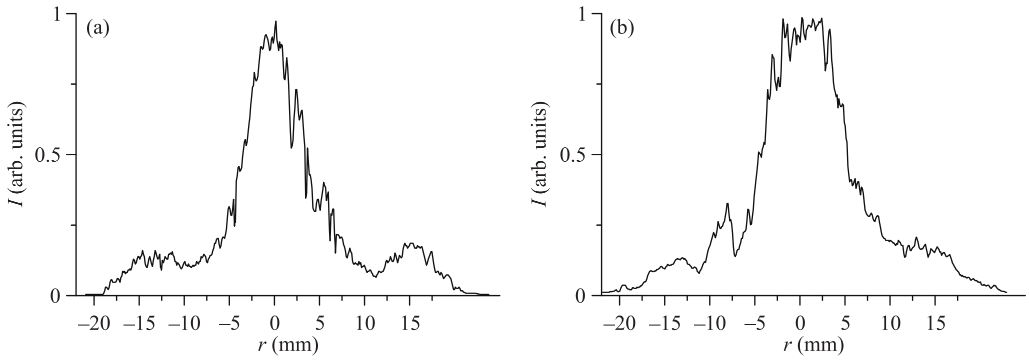

Рис. 3. Поперечный профиль интенсивности пучка излучения с длиной волны 8.2 мкм на расстоянии $L = 153$ см от нелинейного кристалла по горизонтали (a) и вертикали (b)

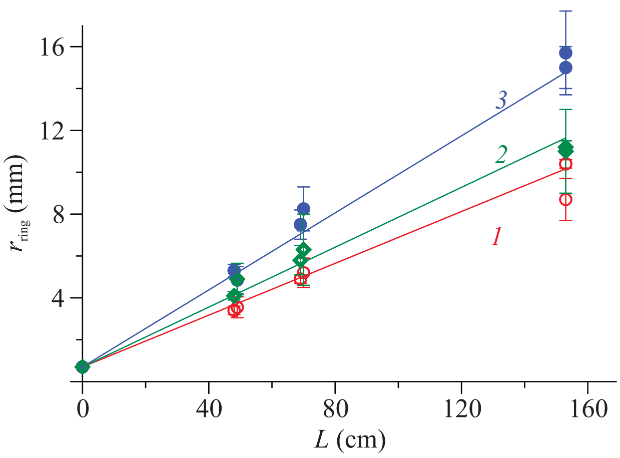

Рис. 4. (Цветной онлайн) Радиус центрального максимума по основанию пучка излучения на разностной частоте с длиной волны 7.2 мкм (линия *1*), 8.2 мкм (линия *2*) и 10.5 мкм (линия *3*) в зависимости от расстояния от кристалла

5 раз. Отметим, что хорошее согласие рассчитанных результатов с экспериментальными наблюдается и для других длин волн ГРЧ, что является дополнительным подтверждением дифракционной природы побочных максимумов, которые теоретически также могут быть связаны с пространственным чирпом или наложением функции фазового синхронизма на функцию распределения интенсивности.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что профиль интенсивности излучения ГРЧ имеет сложную, существенно отличающуюся от гауссовой, форму. При этом расходимость центрального и побочных максимумов успешно описывается как результат дифракции на круглом отверстии в приближении Фраунгофера, несмотря на отсутствие реальной диафрагмы или круглых повреждений на кристалле. Этот результат может быть обусловлен комплексным действием ряда нелинейных эффектов: керровской фокусировкой в нелинейном кристалле, насыщением ГРЧ преобразования центральной части пучка (см. форму пучков по вертикальной оси, рис. S2–S4), дополнительной дисперсией от керровской добавки к показателю преломления и других. Другим важным фактором является геометрия взаимодействия для фемтосекундных импульсов: малая, субмиллиметровая, длина разбегания групповых скоростей при существенно большей апертуре пучков (диаметр ~ 1.4 мм по уровню $1/2$). Также необходимо отметить работу [13], где теоретически показано, что угловое распределение интенсивности излучения на разностной частоте может определяться как “произведение выражения, описывающего картину дифракции Фраунгофера на круглом отверстии с радиусом, равным радиусу цилиндра взаимодействия, на множитель, зависящий от рассогласования фаз в направлении φ”.

Заключение. Измерены поперечные профили интенсивности излучения среднего ИК-диапазона на длинах волн 7.2–10.5 мкм, получаемого при коллинеарной генерации разностной частоты ортогонально поляризованных компонент фемтосекундных импульсов излучения титан-сапфирового лазера в нелинейном кристалле HGS размером $8 \times 8 \times 2$ мм при апертуре пучка накачки 2.8 мм по уровню $1/e^2$. Профили интенсивности имели сложную структуру с наличием побочных максимумов, которые немного отличались в горизонтальном и вертикальном направлениях. Однако астигматизма в расходимости центрального максимума не наблюдалось, а сама расходимость составила 5.2 и 9.2 мрад, на длинах волны 7.2 и 10.5 мкм соответственно. Эти значения являются приемлемо малыми для передачи излучения на большие, с практической точки зрения, расстояния, например для доставки в CO_2-лазерный усилитель высокого давления. Мы полагаем, что расходимость излучения может быть улучшена при модерниза-

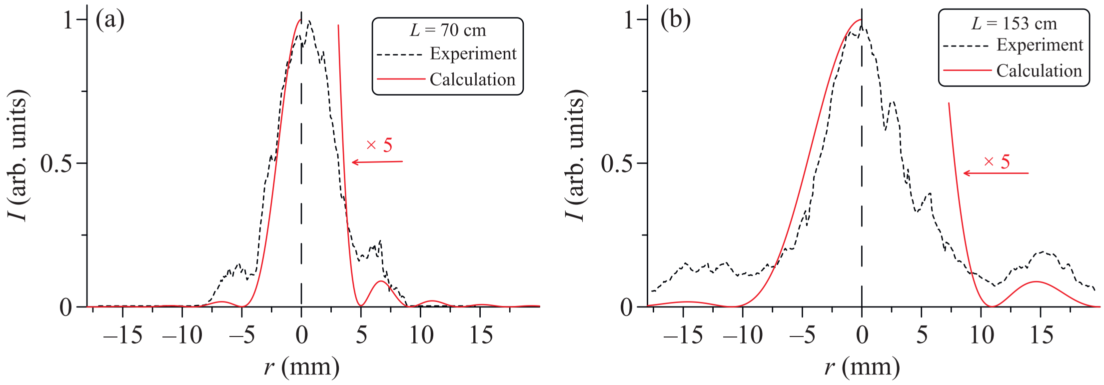

Рис. 5. (Цветной онлайн) Измеренный и рассчитанный поперечный профиль интенсивности пучка ГРЧ с длиной волны 8.2 мкм на расстоянии 70 см (a) и 153 см (b) от нелинейного кристалла

ции оптической схемы ГРЧ, например, увеличением апертуры взаимодействия при увеличении энергии импульса накачки, исключения из схемы диафрагмы D, и уменьшением толщины нелинейного кристалла. Также, качество пучка может быть улучшено путем применения пространственного фильтра, как в [14].

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (И. О. Киняевский, М. В. Ионин, А. В. Корибут) и Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук (Ю. М. Андреев). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. R. Zgadzaj, J. Welch, Y. Cao et al. (Collaboration), Nat. Commun. **15**, 4037 (2024).
2. E. Mareev, A. Pushkin, E. Migal K. Lvov, S. Stremoukhov, and F. Potemkin, Sci. Rep. **12**(1), 7517 (2022).
3. Y. E. Geints and A. A. Zemlyanov, Appl. Opt. **56**, 1397 (2017).
4. I. O. Kinyaevskiy, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, and M. V. Ionin, JETP Lett. **119**, 758 (2024).
5. I. O. Kinyaevskiy, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, M. V. Ionin, Yu. M. Klimachev, N. N. Yudin, and A. A. Ionin, Opt. Laser Technol. **183**, 112270 (2025).
6. I. Kinyaevskiy, A. Koribut, Ya. Grudtsyn, and M. Ionin, Opt. Lett. **50**(7), 2267 (2025).
7. X. Gu, Y. Ding, Z. Hu, P. Yuan, D. Zhang, J. Wang, G. Xie, J. Ma, and L. Qian, Laser Photonics Rev. **19**, 2400507 (2025).
8. I. V. Pogorelsky, I. Ben-Zvi, J. Skaritka, M. Babzien, M. N. Polyanskiy, Z. Najmudin, N. Dover, and W. Lu, *New opportunities for strong-field LPI research in the mid-IR, Proc. SPIE 9509, Relativistic Plasma Waves and Particle Beams as Coherent and Incoherent Radiation Sources*, 95090P (12 May 2015); https://doi.org/10.1117/12.2182005.
9. W. Li, Y. Chen, Y. Li, Y. Xu, X. Guo, J. Lu, and Y. Leng, Appl. Phys. B **123**, 37 (2017).
10. S. W. Bahk, I. A. Begishev, R. Roides, C. Mileham, R. Cuffney, C. Feng, B. M. Webb, C. Jeon, M. Spilatro, S. Bucht, C. Dorrer, and J. Bromage, Opt. Express **30**(8), 12995 (2022).
11. O. G. Kosareva,V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chien, and S. L. Chin, Opt. Lett. **22**, 1332 (1997).
12. Г. С. Ландсберг, *Оптика*, 6-е изд., ФИЗМАТЛИТ, М. (2003).
13. Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер, *Прикладная нелинейная оптика*, МИР, М. (1976).
14. A. A. Lanin, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Optica **4**(5), 516 (2017).