

УДК 53.043; 537.563.5; 537.872.31

ИЗМЕНЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ПЛАЗМОЙ ФИЛАМЕНТА В ВОЗДУХЕ, С ПОМОЩЬЮ КВАЗИВОЛНОВОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Д. В. Пушкарев¹, Л. В. Селезнев¹, Г. Э. Ризаев¹, А. В. Корибут¹,
М. В. Левусь², Я. В. Грудцын¹, Д. В. Мокроусова^{1,2}, А. А. Ионин¹

Экспериментально исследованы диаграммы направленности терагерцового излучения, сгенерированного в плазме фемтосекундного лазерного филамента в воздухе, после его распространения в полых трубках с металлическими и диэлектрическими (полипропиленовыми) стенками. Показано, что за счёт квазिवолнового распространения в трубке с диэлектрическими стенками можно получать узконаправленное излучение, при этом не оказывая существенного влияния на длительность терагерцового импульса.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, диаграмма направленности, филаментация, плазма филамента, волноводное распространение, спектральные компоненты.

Введение. Электромагнитное излучение терагерцового диапазона частот (0.1–10 ТГц), расположенного между микроволновым и дальним ИК диапазонами, представляет большой интерес для целого ряда практических приложений, таких как спектроскопия (в т. ч. удалённая), неразрушающая диагностика различных объектов в задачах биомедицины и обеспечения безопасности, исследование быстропротекающих молекулярных процессов [1, 2]. Одним из перспективных источников терагерцового излучения может служить плазма, формирующаяся при фемтосекундной лазерной филаментации [3–5]. Можно выделить три основных схемы, в которых обычно получают терагерцовое излучение из лазерного филамента: одноцветная филаментация, двухцветная филаментация, при которой часть исходного лазерного излучения преобразуется во вторую

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: d-push@yandex.ru.

² Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

гармонику и сводится с первой, и филаментация во внешнем электрическом поле [4, 5]. В первом случае диаграмма направленности терагерцового излучения представляет собой полый конус [6], угол раствора которого зависит от длины филамента, спектрального состава генерируемого терагерцового излучения и условий фокусировки лазерного пучка [7–9]. При двухцветной филаментации в ряде случаев также наблюдается распространение излучения в конус с минимумом на оси [10]. Кроме того, в обоих случаях диаграмма направленности существенно зависит от количества филаментов и их расположения при множественной филаментации [11, 12]. Коническая диаграмма направленности и её трудно контролируемое изменение с увеличением энергии импульса (в результате появления дополнительных филаментов) затрудняют использование терагерцовых импульсов, сгенерированных в фемтосекундном филаменте, для практических приложений. В качестве способов борьбы с этими факторами было предложено использовать интерференцию терагерцового излучения упорядоченного массива филаментов [13] или нескольких филаментов с временной задержкой, сходящихся под углом [14]. Однако оба способа технически довольно сложны, особенно при масштабировании на фемтосекундные лазерные системы мультитераваттной мощности, для которых количество филаментов, создаваемых в каждом импульсе, может быть более ста [15]. В настоящей работе мы предлагаем простой способ получить узконаправленный пучок терагерцового излучения из плазмы филамента, позволяющий отвести его к объекту, находящемуся на расстоянии от филамента.

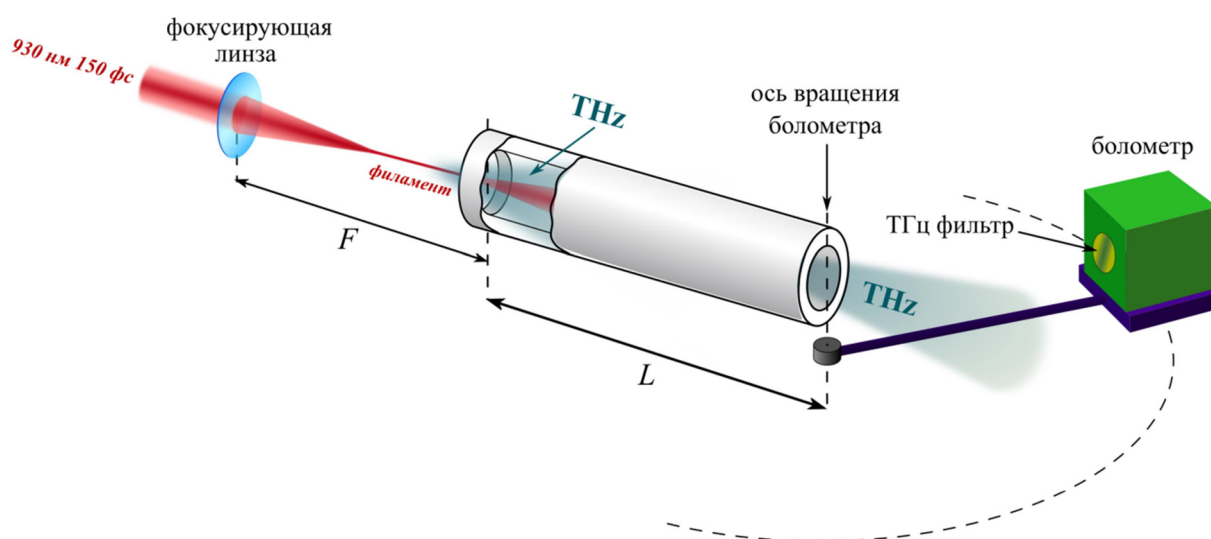


Рис. 1: Схема эксперимента.

Методика эксперимента. Схема экспериментальных исследований представлена на рис. 1. Излучение лазерной системы на Ti:Sa с центральной длиной волны 930 нм, длительностью импульса 150 фс, диаметром пучка 10 мм по уровню $1/e^2$ от максимальной интенсивности и энергией в импульсе до 12 мДж фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием $F = 22$ см. Для изучения волноводного и квазиволноводного распространения применялись металлические и полипропиленовые трубки длиной L около 90 см, внутренним диаметром около 12 мм. Толщина стенки полипропиленовой трубки составляла 3 мм. Линза располагалась таким образом, чтобы её геометрический фокус находился по центру входного торца трубки. Таким образом, плазма фемтосекундного лазерного филамента, являющаяся источником терагерцового излучения, практически полностью располагалась перед трубкой, и в то же время достаточно близко от неё, чтобы подавляющая часть генерируемого терагерцового излучения попадала в трубку. Диаграмма направленности терагерцового излучения на выходе из трубки регистрировалась с помощью болометра Сконтел. Чувствительным элементом болометра является сверхпроводящая пленка из NbN на подложке из высокорезистивного кремния. Болометр был закреплён на гониометре, ось вращения которого лежала в плоскости выходного торца трубки. Входное окно болометра находилось на высоте лазерного пучка над оптическим столом. Входная апертура болометра составляла 10 мм, расстояние от оси вращения болометра до входного окна – 40 см, что обеспечивало угловое разрешение 1.4 градуса. Измерения проводились с полосовыми фильтрами, имеющими максимумы пропускания на частотах 0.3, 0.5 и 1 ТГц [16].

Чтобы измерить исходные угловые распределения терагерцового излучения, генерируемого в филаменте, необходимые в качестве опорных данных, трубка вынималась, а линза смещалась вдоль оси пучка таким образом, чтобы её геометрический фокус располагался над осью вращения болометра.

Результаты эксперимента. Металлический волновод. На рис. 2 представлены угловые распределения терагерцового излучения, генерируемого в плазме филамента, для двух случаев: непосредственного наблюдения диаграммы направленности источника (без трубки) и при удалении источника на расстояние L , соответствующее длине трубки, от оси гониометра и каналировании излучения до этой точки с помощью металлической трубки. Распределения приведены для трёх различных терагерцовых частот: 0.3, 0.5 и 1 ТГц и нормированы на максимум сигнала. Кривые представляют собой сплайн от бегущего среднего по трем точкам и проведены для упрощения сравнения.

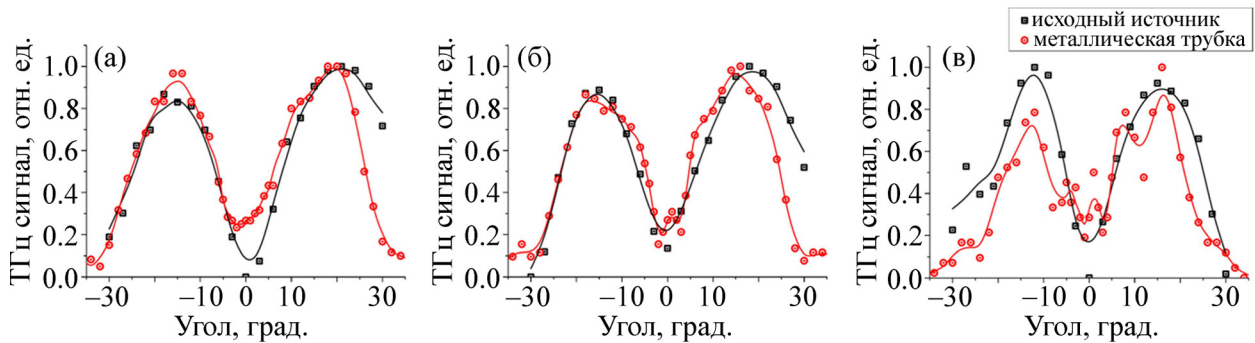


Рис. 2: Нормированные угловые распределения спектральных компонентов терагерцового излучения на частотах (а) 0.3 ТГц, (б) 0.5 ТГц и (в) 1.0 ТГц для филамента без волновода (чёрные точки) и с металлическим волноводом (красные точки).

Для всех наблюдаемых частот распределения после прохождения излучения через металлическую трубку качественно повторяют диаграммы направленности излучения исходного источника. Таким образом, металлический волновод, хотя и обеспечивает относительно небольшие потери энергии излучения, сохраняет исходную, неудобную для практического использования, диаграмму направленности терагерцового излучения. Другой важной проблемой, возникающей при использовании металлического волновода, является сильное расплывание импульса, обусловленное разными длинами оптического пути излучения, распространяющегося под малыми и большими углами. Это делает невозможным доставку с их помощью пикосекундных терагерцовых импульсов без их удлинения до наносекундных масштабов и соответствующего уменьшения интенсивности на несколько порядков [17].

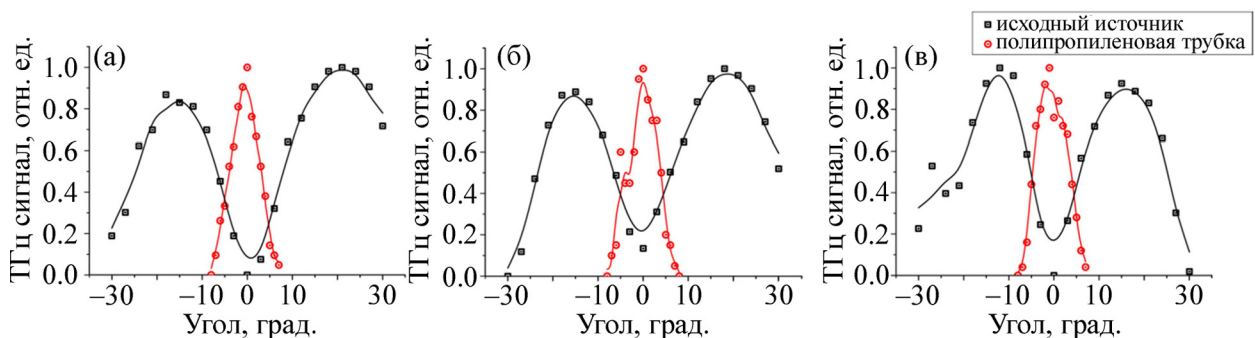


Рис. 3: Нормированные угловые распределения спектральных компонентов терагерцового излучения на частотах (а) 0.3 ТГц, (б) 0.5 ТГц и (в) 1.0 ТГц для филамента без волновода (чёрные точки) и с полипропиленовой трубкой (красные точки).

Результаты эксперимента. Полипропиленовый волновод. В качестве альтернативы металлическим волноводам в настоящей работе мы рассматриваем диэлектрические трубки. Квазиволноводный режим распространения в них достигается за счёт отражения излучения, падающего под скользящими углами на границе раздела внутренняя полость – стенка трубки. В качестве примера такого волновода были взяты коммерчески доступные полипропиленовые трубки. Показатель преломления полипропилена примерно постоянен в рассматриваемом нами диапазоне терагерцовых частот (0.3–1 ТГц) и составляет $n = 1.5$ [17]. Результаты эксперимента представлены на рис. 3.

Вместо распределений с двумя максимумами на выходе из полипропиленовой трубки формируется один узкий максимум на оси распространения пучка (вдоль которой ориентирован волновод). Таким образом, внесение волновода позволяет получить узконаправленный источник терагерцового излучения из исходного широкого углового распределения.

Численное моделирование и анализ результатов. Для оценки влияния волновода на длительность импульса воспользуемся геометрической моделью распространения излучения по волноводу. В качестве простейшей модели источника терагерцового импульса возьмём точечный источник, расположенный на входе в трубку, и одновременно излучающий энергию W в телесный угол 4π стерадиан. Тогда на элементарный угол $d\alpha$ (α – угол относительно оси трубки) приходится энергия

$$dW = \frac{W}{2} \sin(\alpha) d\alpha, \quad \alpha \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]. \quad (1)$$

Излучение, распространяющееся под углом α к оптической оси, достигает выхода из волновода в момент времени

$$t_0 + t = \frac{t_0}{\cos \alpha}, \quad (2)$$

где $t_0 = l/c$ – время, необходимое импульсу для прохождения трубки по прямой, t – время, отсчитываемое от момента прихода начала импульса (t_0). Выражая из соотношения (2) угол α и подставляя в формулу (1), находим для мощности $P = \frac{dW}{dt}$ на выходе из волновода:

$$P = \frac{W}{2} \frac{t_0}{(t + t_0)^2}. \quad (3)$$

Это соотношение справедливо для металлического волновода в предположении, что излучение от его стенок отражается без потерь. Для полипропиленового волновода энергию dW , распространяющуюся под углом α , необходимо q раз домножить на коэффициент отражения R от стенки, зависящий от угла, где q – количество отражений

от стенок, также зависящий от угла. Тогда для случая полипропиленового волновода получаем:

$$P = \frac{W}{2} \frac{t_0}{(t + t_0)^2} R(\alpha(t))^{q(\alpha(t))}, \quad (4)$$

где $q(\alpha)$ – число отражений, которые испытывает излучение, распространяющееся под углом α . Коэффициент отражения $R(\alpha)$ был рассчитан по формуле Френеля для p -поляризации, поскольку поляризация терагерцового излучения радиальна, а, значит, перпендикулярна стенкам волновода.

Плотность энергии на выходе из полипропиленового волновода, приходящаяся на элементарный угол $d\alpha d\varphi$, может быть оценена как:

$$I = \frac{dW}{d\alpha d\varphi} = \frac{W}{4\pi} R(\alpha)^{q(\alpha)}. \quad (5)$$

Рассчитанная по формуле (5) зависимость плотности энергии от угла для полипропиленовой трубки и соответствующая этим углам временная задержка t , представлены на рис. 4(а). Параметры трубки были взяты те же, что и в эксперименте.

Поскольку диаграмма направленности на выходе из волновода представлена, в основном, малыми углами, соответствующие им задержки оказываются относительно невелики. Это иллюстрирует рис. 4(б), где показана зависимость мощности на выходе из трубки от времени, т. е. то, какую форму приобретёт δ -импульс на выходе из трубки исключительно из-за геометрии распространения. Ширина данной кривой по полувысоте составляет 2 пс, что примерно соответствует характерной длительности терагерцовых импульсов в несколько периодов поля, генерируемых в филаменте. Таким образом, использование квазиволноводного распространения в полой диэлектрической трубке не будет приводить к существенному удлинению импульса за счёт геометрических эффектов, в отличие от металлического волновода.

Рис. 4(в) позволяет сравнить влияние полипропиленовой и металлической трубок на длительность импульса. На графиках показана зависимость длительности импульса, определяемая по полувысоте, от длины трубки. Длительность импульса на выходе из полипропиленовой трубки находится примерно на уровне 2 пс для любой длины трубки в диапазоне 10 см – 100 м. Колебания вокруг этого уровня обусловлены ступенчатым характером зависимости $P(t)$ (см. рис. 4(б)). Напротив, в случае металлической трубки длительность импульса увеличивается пропорционально длине волновода, достигая наносекунд при длине трубки порядка 1 м. Отметим, что, если вместо источника терагерцового излучения, излучающего в телесный угол 4π стерадиан, взять источник, диаграмма направленности которого представляет собой заполненный конус, в котором

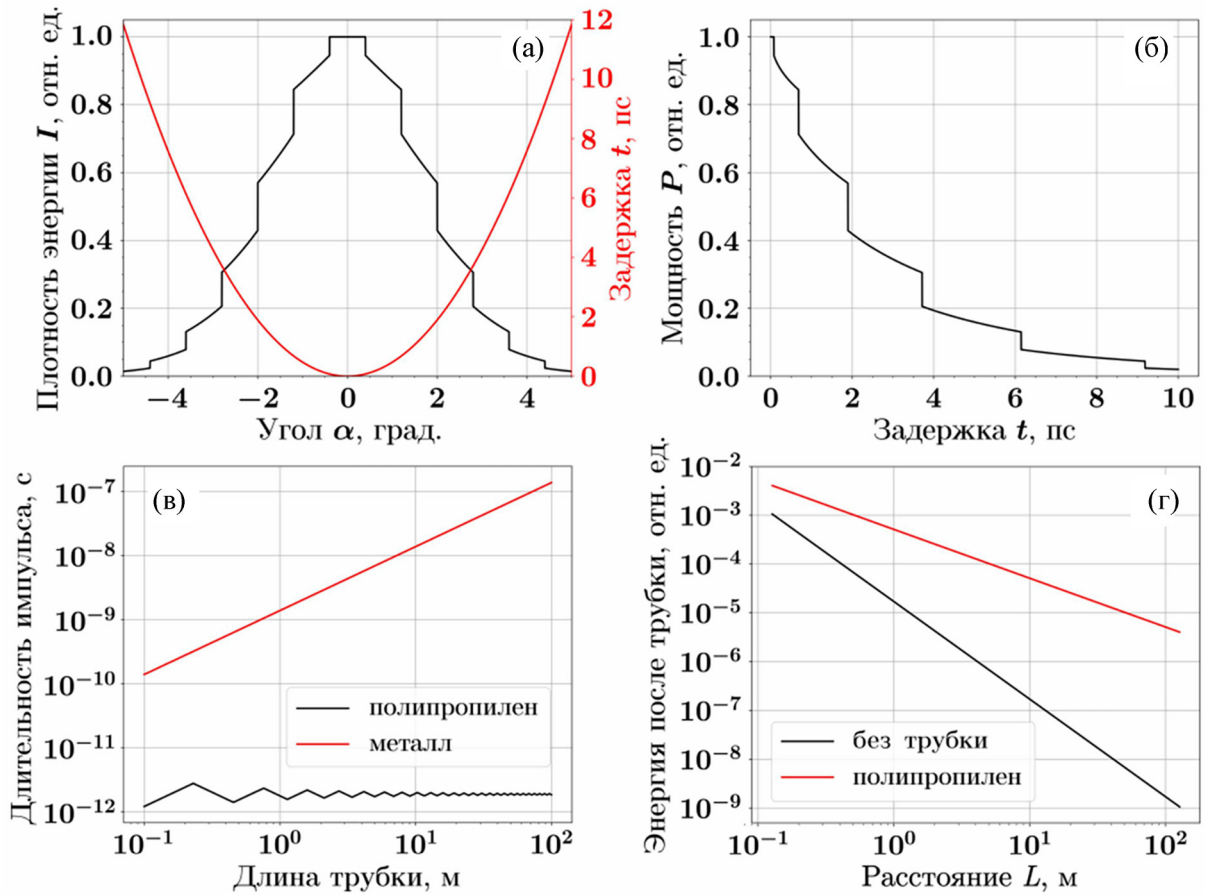


Рис. 4: Моделирование влияния трубки на параметры импульса: (а) плотность энергии I , нормированная на свой максимум, и задержка t относительно распространения по прямой в зависимости от угла распространения α ; (б) мощность излучения на выходе из полипропиленовой трубки от времени; (в) длительность импульса по поперечному сечению в зависимости от длины полипропиленовой и металлической трубок; (г) доля энергии импульса, создаваемого точечным источником, на выходе из полипропиленовой трубки от её длины (красная кривая) и доля энергии, приходящейся на ту же площадь при свободном распространении излучения.

плотность энергии постоянна в диапазоне углов $\alpha \in [-30^\circ, 30^\circ]$ и равна 0 вне этого диапазона, то длительность импульса на выходе из металлического волновода уменьшится в 2.7 раза, а для полипропиленового – практически не изменится. Таким образом, для направленного исходного источника выводы, следующие из рис. 4(в), остаются справедливыми.

Наконец, на рис. 4(г) показана доля энергии импульса, создаваемого точечным терагерцевым источником, которая доходит до площадки с диаметром 12 мм (соответствующим внутреннему диаметру трубки), в случае распространения в полипропиленовой трубке и при свободном распространении на то же расстояние L (см. рис. 1). Как видно из результатов расчёта, энергия после трубки уменьшается примерно пропорционально расстоянию до источника, тогда как при свободном распространении энергия, приходящаяся на фиксированную площадь, убывает пропорционально квадрату расстояния.

Отметим, что потери терагерцового излучения, неизбежно возникающие на стенках диэлектрического волновода, могут быть кардинально уменьшены за счёт интерференции в стенках при использовании тонкостенного волновода, как было продемонстрировано в статье [18] для случая непрерывного источника терагерцового излучения. В этом исследовании было показано, что непосредственно на выходе из такого тонкостенного волновода формируется унимодальное распределение, однако не обсуждались его угловые характеристики в дальней зоне. В наших экспериментальных условиях интерференционный механизм не реализуется из-за большой толщины стенки трубки: время прохождения стенки превышает характерную длительность терагерцового импульса, генерируемого в филаменте.

Следует обратить внимание на ещё одно важное преимущество полипропиленового волновода над металлическим. Поскольку он изготовлен из гибкого материала, с его помощью можно произвольным образом изменить направление распространения терагерцового импульса, сгенерированного в плазме филамента. Это важно, поскольку изменять направление распространения самого филамента затруднительно ввиду высокой интенсивности в его ядре и постфиламентационном канале. По той же причине при применении плазмы филамента в качестве источника терагерцового излучения для задач спектроскопии, расположить источник непосредственно за филаментом не представляется возможным.

Заключение и выводы. Таким образом, в настоящей работе проведено экспериментальное сравнение влияния металлического и полипропиленового волноводов на диаграмму направленности терагерцового излучения, сгенерированного в плазме фемтосекундного лазерного филамента. Показано, что использование полипропиленовой трубки в качестве волновода позволяет получить узконаправленное излучение, при этом не оказывая существенного влияния на длительность терагерцового импульса. Данный способ управления диаграммой направленности может быть полезен для перспектив-

ного использования плазмы лазерных филаментов в качестве источника терагерцового излучения для задач спектроскопии и визуализации.

Работа поддержана грантом РНФ 21-49-00023 и National Natural Science Foundation of China (12061131010).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. M. Middleman, *Opt. Express* **26**(8), 9417 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.009417.
- [2] H. A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, et al., *J. Opt.* **18**(9), 093004 (2016). DOI: 10.1088/2040-8978/18/9/093004.
- [3] J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath, *Adv. Optical Mater.* **8**(3), 1900681 (2020). DOI: 10.1002/adom.201900681.
- [4] P. Qi, W. Qian, L. Guo, et al., *Sensors* **22**(18), 7076 (2022). DOI: 10.3390/s22187076.
- [5] W. Sun, X. Wang, Y. Zhang, *Opto-Electron Sci* **1**(8), 220003 (2022). DOI: 10.29026/oes.2022.220003.
- [6] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**(23), 235002 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.235002.
- [7] A. P. Shkurinov, A. S. Sinko, P. M. Solyankin, et al., *Phys. Rev. E* **95**(4), 043209 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevE.95.043209.
- [8] Г. Э. Ризаев, Д. В. Мокроусова, Д. В. Пушкарев и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **49**(7), 3 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622070065.
- [9] G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, D. V. Mokrousova, et al., *Opt. Lett.* **47**(22), 5917 (2022). DOI: 10.1364/OL.476382.
- [10] Y. S. You, T. I. Oh, K. Y. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **109**(18), 183902 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.183902.
- [11] S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**(22), 221107 (2013). DOI: 10.1063/1.4807917.
- [12] A. Ushakov, P. Chizhov, V. Bukin, et al., *Photonics* **8**(1), 4 (2021). DOI: 10.3390/photonics8010004.
- [13] N. Panov, V. Andreeva, O. Kosareva, et al., *Las. Phys. Lett.* **11**(12), 125401 (2014). DOI: 10.1088/1612-2011/11/12/125401.
- [14] S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, et al., *Las. Phys.* **24**(9), 094009 (2014). DOI: 10.1088/1054-660X/24/9/094009.

- [15] L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer, et al., Phys. Rev. Lett. **92**(22), 225002 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.225002.
- [16] L. V. Seleznev, G. E. Rizaev, D. V. Pushkarev, et al., J. Opt. Soc. Am. B **38**(7), 2168 (2021). DOI: 10.1364/JOSAB.428379.
- [17] S. Atakaramians, S. Afshar V., T. M. Monro, D. Abbott, Adv. Opt. Photon. **5**(2), 169 (2013). DOI: 10.1364/AOP.5.000169.
- [18] C.-H. Lai, Y.-C. Hsueh, H.-W. Chen, et al., Opt. Lett. **34**(21), 3457 (2009). DOI: 10.1364/OL.34.003457.

Поступила в редакцию 22 февраля 2023 г.

После доработки 4 мая 2023 г.

Принята к публикации 5 мая 2023 г.