

05

Управление поляризацией терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, с помощью амплитудной модуляции лазерного пучка

© Л.В. Селезнев, Г.Э. Ризаев[✉], Д.В. Пушкарев, М.В. Левусь,
А.В. Корибут, Я.В. Грудцын, А.А. Ионин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

[✉]e-mail: rizaev@lebedev.ru

Поступила в редакцию 20.02.2024 г.

В окончательной редакции 20.02.2024 г.

Принята к публикации 29.02.2024 г.

Экспериментально исследованы характеристики терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации лазерных импульсов с длиной волны 470 nm. Показано, что на высоких частотах терагерцовое излучение распространяется в виде двух локальных максимумов в отличие от низких частот, где наблюдается унимодальная структура с максимумом на оси. Продемонстрировано, что путем амплитудной модуляции профиля лазерного пучка можно изменять поляризацию терагерцового излучения, существенно не искажая при этом его направленность.

Ключевые слова: филаментация, плазма, терагерцовое излучение, терагерцовая поляризация.

DOI: 10.61011/OS.2024.02.57771.6053-23

Введение

Плазма, создаваемая при филаментации ультракоротких лазерных импульсов является источником широкополосного терагерцового излучения [1], подходящего для множества приложений [2,3]. Во многих задачах, таких как оптическое возбуждение [4] и спектроскопия [5,6], играет важную роль поляризация терагерцового излучения. При этом в некоторых областях необходимо эллиптически поляризованное терагерцовое излучение, например для визуализации двулучепреломляющих материалов [7] или изучения хиральности органических молекул [8,9]. Вопрос управления поляризацией излучения из такого широкополосного источника, как плазма лазерного филамента, представляет широкий интерес. Одним из способов выделения направления поляризации терагерцового излучения из плазмы филамента является приложение внешнего электрического поля. В этом случае поляризация будет линейная и направлена по полю [10,11]. Более того, численно было показано, что при использовании более сложной конфигурации поля возможно также получение эллиптической поляризации [12]. В случае двухцветной филаментации возможно управление поляризацией терагерцового излучения путем изменения разности фаз и длины взаимодействия импульсов первой и второй гармоник [13,14]. В то же время простейшая схема получения терагерцового излучения из лазерной плазмы, представляющая собой одноцветную филаментацию в воздухе, на настоящий момент исследована в гораздо меньшей степени.

Недавно опубликованная работа [15] показала, что при филаментации лазерных импульсов с длиной волны 740 nm угловая структура терагерцового излучения на разных частотах может существенно отличаться, переходя от осесимметричного полого конуса на низких частотах к двум ярко выраженным максимумам на высоких. Поляризация терагерцового пучка при этом может изменяться соответственно от радиальной до линейной, перпендикулярной поляризации лазерного импульса. В то же время, в работе [16] была показана возможность получения унимодального распределения терагерцового излучения на частотах 0.3 – 1 THz при филаментации лазерных импульсов с длиной волны 930 nm. В этом случае наблюдаемая поляризация в центре распределения была линейной и сонаправленной полю лазерного импульса. Таким образом, исходные параметры лазерного импульса могут оказывать существенное влияние на характеристики генерируемого при филаментации терагерцового излучения.

При филаментации лазерных импульсов обычно рассматривают два процесса — керровской самофокусировки и дефокусировки лазерного излучения на образующейся плазме. Однако в работах [17,18] было показано, что в случае применения дополнительной геометрической фокусировки с относительно высокими числовыми апертурами возможно образование протяженного плазменного канала при отсутствии нелинейного фокуса. В этом случае в отличие от нелинейной фокусировки самоочистка пучка, сопровождающаяся возникновением симметричной моды, не происходит [19]. Обусловленная этим несимметричность плазменного канала может оказывать влияние на генерацию терагерцового излучения.

Тем не менее, в работе [16] при несимметричном распределении плотности энергии лазерного поля в области плазменного канала были получены симметричные унимодальные распределения терагерцового излучения. Таким образом, к настоящему моменту не выявлена однозначная корреляция распределения плазмы, которое в случае острой фокусировки определяется профилем исходного лазерного пучка, и направленности терагерцового излучения. Поэтому целью нашей работы было изучить влияние искажения лазерного пучка на амплитуду и поляризацию терагерцового излучения, генерируемого при филаментации с преобладанием геометрической фокусировки.

Эксперимент и результаты

Эксперимент проводился с излучением второй гармоники титан-сапфировой лазерной системы (Avesta). Центральная длина волны составляла 470 nm, длительность импульса 100 fs, энергия составляла 3.5 mJ. Лазерный пучок диаметром 1 cm по уровню $1/e$ фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 40 cm. То есть числовая апертура, определяемая как отношение радиуса пучка к фокусному расстоянию зеркала, составляла более 0.01, что соответствует распространению в режиме преобладания геометрической фокусировки [17,20]. Терагерцовое излучение, генерирующееся в плазме филамента, регистрировалось с помощью болометра на эффекте электронного разогрева (Сконтел). Входное окно болометра располагалось на оптической оси на расстоянии 40 cm от геометрического фокуса. Перед входным окном болометра размещался терагерцовый поляризатор (Tydex), ноль шкалы которого соответствовал поляризации лазерного импульса.

До фокусирующего зеркала в пучок вносились различные амплитудные маски. Для контроля влияния амплитудной маски на форму пучка, на ПЗС-матрице были получены распределения плотности энергии лазерного пучка в ближней зоне после прохождения амплитудной маски (рис. 1, *a*). Для всех четырех случаев измерялась поляризация терагерцового излучения, результаты приведены на рис. 1, *b*. Для гауссова пучка зарегистрированная поляризация терагерцового излучения эллиптически с соотношением осей 1 : 7 (распределение 1 на рис. 1). Большая полуось эллипса при этом вертикальна, то есть перпендикулярна поляризации лазерного излучения. При различных амплитудных модуляциях лазерного пучка поляризация терагерцового излучения обладает разной степенью эллиптичности и различным отклонением угла большой полуоси от вертикали вплоть до почти 60° (распределения 2 – 4 на рис. 1). Отсюда можно заключить, что с помощью амплитудной модуляции пучка можно варьировать поляризацию терагерцового излучения на оси пучка в широких пределах.

Очевидно, что внесение амплитудной маски в пучок оказывало влияние на общую энергию лазерного

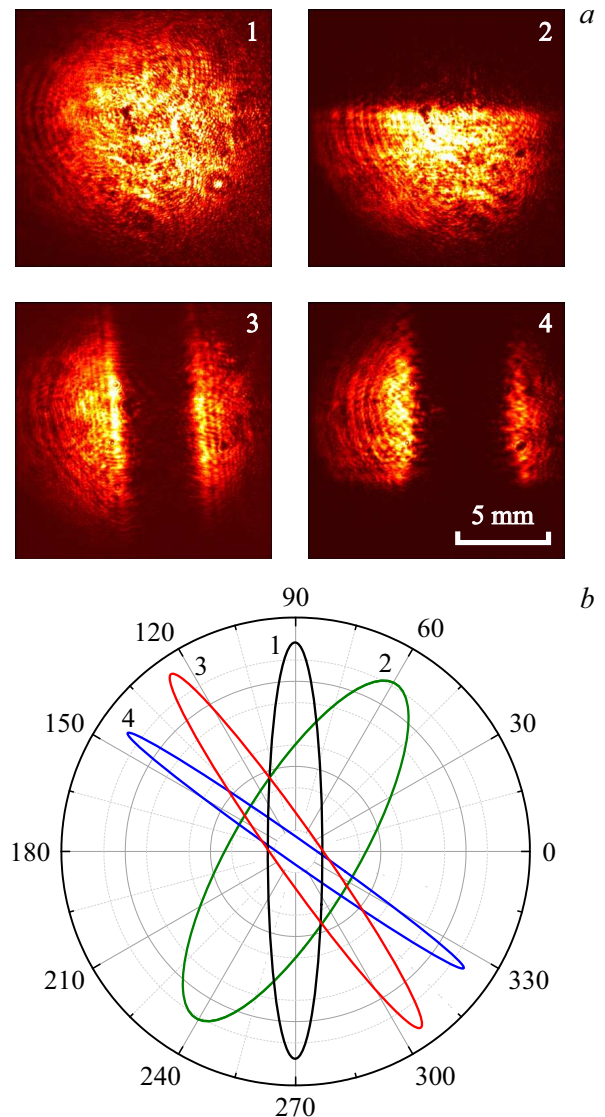


Рис. 1. Распределения плотности энергии лазерного пучка в ближней зоне после прохождения различных амплитудных масок (*a*). Поляризация терагерцового излучения при различных амплитудных модуляциях лазерного пучка (*b*).

импульса, что, в свою очередь, может сказываться на энергии и угловой направленности генерируемого терагерцового излучения. Поэтому для соответствующих модуляций лазерного пучка были получены двумерные картины углового распределения терагерцового излучения. Для этого болометр размещался на подвижном столике, вращающемся в плоскости стола вокруг точки фокуса сферического зеркала. Наблюдение терагерцового излучения под различными вертикальными углами осуществлялось путем изменения наклона оси пучка таким образом, что положение фокуса оставалось в той же точке пространства. Более подробно эта методика получения двумерных распределений терагерцового излучения описана в [15,16,21].

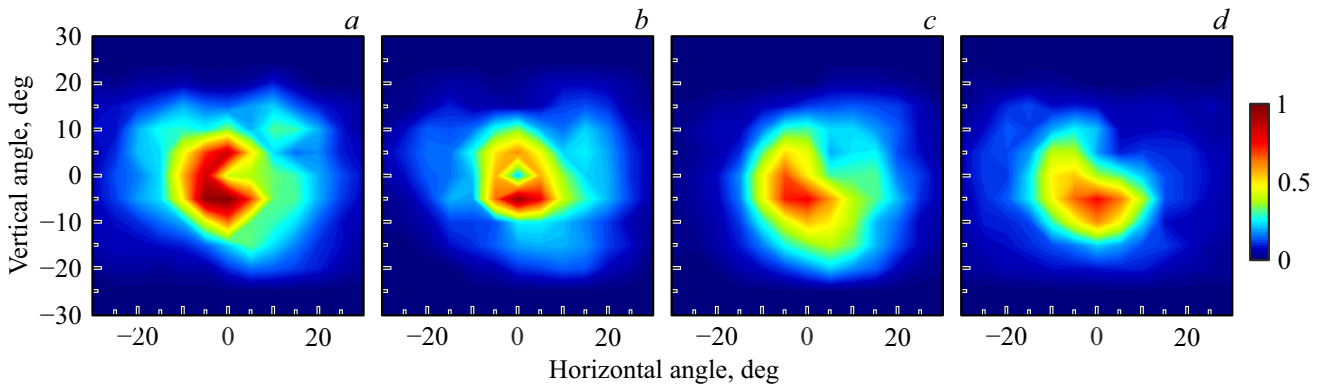


Рис. 2. Двумерные угловые распределения терагерцового излучения, генерируемого в процессе филаментации, при различной амплитудной модуляции лазерного пучка. Нормировка проведена на максимальное наблюдаемое во всех этих экспериментах значение. Пункты (a–d) соответствуют случаям 1–4 на рис. 1.

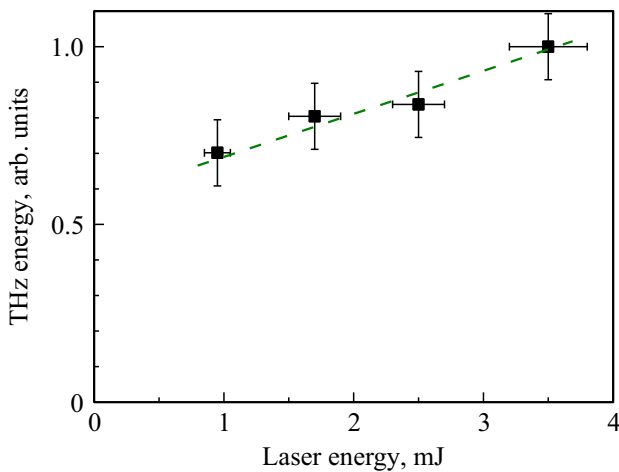


Рис. 3. Зависимость энергии терагерцового излучения, генерируемого при филаментации, от энергии лазерного импульса. Штриховая линия соответствует линейной аппроксимации экспериментальных точек.

На рис. 2 приведены измеренные двумерные диаграммы направленности терагерцового излучения при различных амплитудных модуляциях лазерного пучка. Пункты (a–d) на рис. 2 соответствуют случаям 1–4 на рис. 1. Угловое распределение терагерцового излучения, полученное при филаментации исходного гауссова пучка, неоднородно и похоже на незавершенное кольцо (рис. 2, a). Внесение дополнительных модуляций приводит к преобразованию угловой направленности. При этом несмотря на существенное искажение исходной формы лазерного пучка (рис. 1, a), в картине терагерцового излучения не наблюдается появления ярко выраженных максимумов и существенного изменения углов распространения.

Для определения влияния амплитудной модуляции лазерного пучка на энергетические характеристики терагерцового излучения нами были проинтегрированы сигналы с показанных на рис. 2 двумерных распреде-

лений. На рис. 3 приведена зависимость интегральной энергии терагерцового излучения от энергии лазерного импульса, которая изменялась в результате амплитудной модуляции лазерного пучка. В этих экспериментах при сильном искажении исходного пучка энергия уменьшалась от 3.5 до 0.9 мДж. При этом энергия терагерцового излучения, генерируемого в плазме филамента, упала всего на 30%. Таким образом, при филаментации в условиях преобладания геометрической фокусировки внесение амплитудных искажений в лазерный пучок может поворачивать поляризацию терагерцового излучения, но оказывает слабое влияние на его энергетические характеристики и общую направленность.

Не менее важными с точки зрения приложений являются спектрально-угловые характеристики терагерцового излучения. Поэтому в эксперименте для немодулированного пучка также были сняты двумерные угловые направленности различных спектральных компонент терагерцового излучения. Для выделения отдельных терагерцовых частот были использованы узкополосные фильтры (Tydex) с частотами пропускания 0.3, 0.5, 1 и 3 ТГц [21]. Полученные распределения показаны на рис. 4. На частотах 0.3 и 0.5 ТГц (рис. 4, a, b) направленность терагерцового излучения близка к унимодальной с максимумом на оптической оси. На более высоких частотах (1 и 3 ТГц, рис. 4, c, d) картина несколько иная — наблюдаются два выраженных максимума, лежащих на оси, перпендикулярной поляризации лазерного импульса. Подобная структура направленности терагерцового излучения и обсуждение ее природы содержатся в статье [15]. Поляризация, измеренная нами в максимумах терагерцовых распределений, на всех частотах является вертикальной.

Заключение

Таким образом, исследованы характеристики терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации импульсов второй гармоники титан-

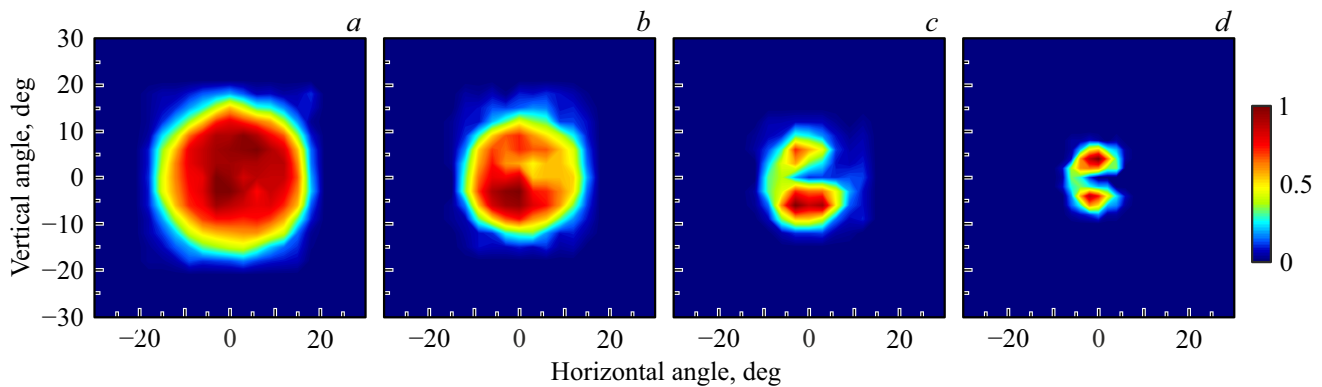


Рис. 4. Двумерное угловое распределение терагерцового излучения, снятое с узкополосным фильтром: 0.3 (a), 0.5 (b), 1 (c), 3 THz (d).

сапфирового лазера на длине волны 470 nm. Продемонстрировано, что в случае немодулированного лазерного пучка угловая направленность низких частот терагерцового излучения близка к унимодальной с максимумом на оптической оси, на более высоких частотах наблюдаются два выраженных максимума. Поляризация терагерцового излучения в максимумах на рассмотренных частотах перпендикулярна поляризации исходного лазерного излучения. Показано, что амплитудная модуляция лазерного пучка может поворачивать поляризацию терагерцового излучения в широких пределах, не оказывая при этом существенного влияния на его направленность. Уменьшение энергии лазерного импульса в 4 раза вследствие амплитудной модуляции пучка приводило к снижению энергии терагерцового излучения лишь на 30%. Полученные результаты не описываются в рамках существующих моделей, однако могут стимулировать дальнейшие исследования физики процессов, обуславливающих генерацию терагерцового излучения в плазме одноцветного филамента.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] W. Sun, X. Wang, Y. Zhang. *Opto-Electronic Science*, **1** (8), 220003 (2022). DOI: 10.29026/oes.2022.220003
- [2] X.-C. Zhang, J. Xu. *Introduction to THz wave photonics*, 29 (Springer, New-York, 2010). DOI: 10.1007/978-1-4419-0978-7
- [3] A. Leitenstorfer, A.S. Moskalenko, T. Kampfrath, J. Kono, E. Castro-Camus, K. Peng, N. Qureshi, D. Turchinovich, K. Tanaka, A.G. Markelz, M. Havenith, C. Hough, H.J. Joyce, W.J. Padilla, B. Zhou, K.-Y. Kim, X.-C. Zhang, P.U. Jepsen, S. Dhillon, M. Vitiello, E. Linfield, A. Giles Davies, M.C. Hoffmann, R. Lewis, M. Tonouchi, P. Klarskov, T.S. Seifert, Y.A. Gerasimenko, D. Mihailovic, R. Huber, J.L. Boland, O. Mitrofanov, P. Dean, B.N. Ellison, P.G. Huggard, S.P. Rea, C. Walker, D.T. Leisawitz, J. Rong Gao, C. Li, Q. Chen, G. Valusis, V.P. Wallace, E. Pickwell-MacPherson, X. Shang, J. Hesler, N. Ridler, C.C. Renaud, I. Kallfass, T. Nagatsuma, J. Axel Zeitler, D. Arnone, M.B. Johnston, J. Cunningham. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **56**(22), 223001 (2023). DOI: 10.1088/1361-6463/acbe4c
- [4] T.L. Cocker, V. Jelic, M. Gupta, S.J. Molesky, J.A.J. Burgess, G. De Los Reyes, L.V. Titova, Y.Y. Tsui, M.R. Freeman, F.A. Hegmann. *Nat. Photonics*, **7**(8), 620–625 (2013). DOI: 10.1038/nphoton.2013.151
- [5] J. Zhu, Z. Ma, W. Sun, F. Ding, Q. He, L. Zhou, Y. Ma. *Appl. Phys. Lett.*, **105**(2), 021102 (2014). DOI: 10.1063/1.4890521
- [6] X. Zang, C. Shi, L. Chen, B. Cai, Y. Zhu, S. Zhuang. *Sci. Rep.*, **5**(1), 8901 (2015). DOI: 10.1038/srep08901
- [7] S. Katletz, M. Pflieger, H. Pühringer, M. Mikulics, N. Vieweg, O. Peters, B. Scherger, M. Scheller, M. Koch, K. Wiesauer. *Opt. Express*, **20**(21), 23025–23035 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.023025
- [8] H. Hoshina, Y. Morisawa, H. Sato, H. Minamide, I. Noda, Y. Ozaki, C. Otani. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **13**(20), 9173–9179 (2011). DOI: 10.1039/c0cp02435j
- [9] M. Tonouchi. *Nat. Photonics*, **1**(2), 97–105 (2007). DOI: 10.1038/nphoton.2007.3
- [10] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz. *Phys. Rev. Lett.*, **100**(25), 255006 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.255006
- [11] Y. Chen, T. Wang, C. Marceau, F. Th  berge, M. Ch  teauf, J. Dubois, O. Kosareva, S.L. Chin. *Appl. Phys. Lett.*, **95**(10), 101101 (2009). DOI: 10.1063/1.3224944
- [12] X. Lu, X.-C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **108**(12), 123903 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.123903
- [13] J. Dai, N. Karpowicz, X.-C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **103**(2), 023001 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.023001
- [14] Z. Zhang, Y. Chen, S. Cui, F. He, M. Chen, Z. Zhang, J. Yu, L. Chen, Z. Sheng, J. Zhang. *Nat. Photonics*, **12**(9), 554–559 (2018). DOI: 10.1038/s41566-018-0238-9
- [15] I.A. Nikolaeva, D.E. Shipilo, N.A. Panov, G.E. Rizaev, D.V. Pushkarev, D.V. Mokrousova, L.V. Seleznev, N. Zhang, W. Liu, A.A. Ionin, O.G. Kosareva. *Opt. Express*, **31**(25), 41406–41419 (2023). DOI: 10.1364/OE.502931
- [16] G.E. Rizaev, D.V. Pushkarev, A.V. Koriбут, M.V. Levusь, Y.V. Grudcyn, D.V. Mokrousova, L.V. Seleznev. *Laser Phys. Lett.*, **20**(11), 115401 (2023). DOI: 10.1088/1612-202X/acf922

- [17] K. Lim, M. Durand, M. Baudelet, M. Richardson. *Sci. Rep.*, **4**(1), 7217 (2014). DOI: 10.1038/srep07217
- [18] D. Reyes, M. Baudelet, M. Richardson, S. Rostami Fairchild. *J. Appl. Phys.*, **124**(5), 053103 (2018). DOI: 10.1063/1.5027573
- [19] D.V. Pushkarev, G.E. Rizaev, D.V. Mokrousova, S.Y. Gavrilov, M.V. Levus, E.S. Mitricheva, L.V. Seleznev, A.A. Ionin. *Opt. Quantum Electron.*, **55**(7), 577 (2023). DOI: 10.1007/s11082-023-04861-2
- [20] Yu.E. Geints, D.V. Mokrousova, D.V. Pushkarev, G.E. Rizaev, L.V. Seleznev, I.Yu. Geints, A.A. Ionin, A.A. Zemlyanov. *Opt. Laser Technol.*, **143**, 107377 (2021). DOI: 10.1016/j.optlastec.2021.107377
- [21] G. Rizaev, D. Pushkarev, L. Seleznev. *Photonics*, **10**(10), 1161 (2023). DOI: 10.3390/photonics10101161