

## КВАЗИФАЗОВОЕ УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА КАК МЕТОД СОЗДАНИЯ ЗАТРАВОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

© 2022 г. С. Ю. Стремоухов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: sustrem@gmail.com

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.

После доработки 24.03.2022 г.

Принята к публикации 24.03.2022 г.

Эффективность и временную когерентность излучения лазера на свободных электронах можно существенно улучшить, если использовать когерентное излучение в качестве “затравки”. Когерентное излучение может быть получено в результате нелинейно-оптического преобразования фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК-диапазона в газовых средах. Описан метод повышения эффективности генерации гармоник высокого порядка за счет эффекта квазифазового согласования в средах, представляющих собой набор газовых струй. Показано, что эффективность генерации гармоник может быть существенно увеличена в узком спектральном диапазоне, положение которого зависит от параметров взаимодействия. При этом пространственное распределение усиленного излучения демонстрирует гауссовский профиль.

DOI: 10.31857/S002347612206025X

### ВВЕДЕНИЕ

Лазер на свободных электронах (ЛСЭ) – уникальная установка класса “мегасайенс”, позволяющая генерировать фемтосекундные импульсы гигаваттной мощности в различных спектральных диапазонах от терагерцового до рентгеновского [1, 2]. Идея ЛСЭ сформулирована в [3]. Генерация излучения в таких установках основана на эффекте самоусиливающегося спонтанного излучения (ССИ). Хотя метод, основанный на ССИ, очень эффективен и позволяет создавать чрезвычайно мощные ультракороткие рентгеновские импульсы, усиление электромагнитного излучения из шума со случайной фазой приводит к наличию шумовой набивки в спектре, а также к плохой временной когерентности генерируемого излучения. Вместе с тем для решения ряда задач, например для расшифровки электронной структуры веществ, необходим источник, обладающий полной когерентностью. Для улучшения продольной когерентности было предложено несколько методов. В одном из них используется излучение, полученное в результате ССИ в одной части ондулятора и прошедшее через монохроматор, в качестве затравочного в другой части ондулятора [4–6]. Еще одним способом улучшения продольной когерентности генерируемого ЛСЭ

излучения может быть использование ультракоротких сгустков электронов [7, 8]. Представленные способы улучшения продольной когерентности основаны на ССИ, следовательно, шумовая природа все равно проявляется в параметрах генерируемого ЛСЭ излучения.

Для исключения влияния шума со случайной фазой на параметры генерируемого ЛСЭ излучения предложены методы, основанные на использовании излучения внешних когерентных источников в качестве затравочного. В первую очередь это методы, использующие излучение лазеров, как правило УФ-диапазона длин волн, с последующим каскадным преобразованием длины волны излучения в ондуляторах ЛСЭ: метод усиления высших гармоник (high-gain harmonics generation) [9, 10] и генерация гармоник с эхо (echo-enabled harmonics generation) [11–13]. Данные методы активно развиваются с точки зрения повышения частоты генерации полностью когерентного излучения [14].

Альтернативным способом улучшения спектральных характеристик и пространственной когерентности генерируемого ЛСЭ излучения является метод, предложенный в [15]. В этом методе в качестве “затравки” используется излучение, полученное в результате нелинейно-оптического

взаимодействия интенсивного лазерного излучения с газовыми средами [16]. Кроме того, в [15] продемонстрировано увеличение энергетических характеристик генерируемого ЛСЭ излучения на три порядка, существенное улучшение его спектральных характеристик, а также рост эффективности генерации ондуляторных гармоник. Предложенный метод был реализован для пятой гармоники Ti:Sa-лазера ( $\lambda = 160$  нм), а также использован на других ЛСЭ для длин волн 30 нм [17], 266 и 114 нм [18].

Дополнительным преимуществом использования внешних лазерных источников затравочного излучения является автоматическая синхронизация лазерного источника и ЛСЭ, которая открывает возможность проведения экспериментов типа “накачка—зондирование” (pump-probe) по исследованию веществ, находящихся в экстремальных состояниях.

В связи с этим актуальной становится проблема развития методов генерации гармоник высокого порядка, длина волны которых соответствует излучению современных рентгеновских ЛСЭ. Наиболее перспективными лазерными источниками для генерации таких гармоник являются фемтосекундные источники среднего ИК-диапазона [19].

Использование лазерных систем среднего ИК-диапазона для генерации гармоник в газе [19] имеет ряд особенностей: наряду с квадратичным ростом максимальной энергии фотона генерируемого излучения при увеличении длины волны лазерного поля ( $\lambda_1$ ) эффективность генерации гармоник масштабируется как  $\lambda_1^{-5.5}$  [20]. Для преодоления такого значительного уменьшения эффективности генерации гармоник при увеличении  $\lambda_1$  можно использовать двухчастотные лазерные поля [21] или молекулярные резонансы, расположенные вблизи спектра накачки [22]. В данной работе обсуждаются некоторые аспекты применения явления квазифазового согласования (КФС) [23] в среде, представляющей собой набор газовых струй, взаимодействующих с фемтосекундным двухчастотным лазерным полем среднего ИК-диапазона. Применение КФС может быть дополнительным и наиболее эффективным способом для компенсации резкого падения эффективности генерации гармоник.

Явление КФС в общем виде заключается в противодействии накопления разности фаз между волной поляризации, возникающей в среде при прохождении мощного лазерного импульса, и волной генерируемого излучения за счет нарушения трансляционной симметрии взаимодействия лазерного излучения с веществом для создания условий эффективной перекачки энергии из лазерного поля в поле генерируемого излучения [23]. Эффекты КФС активно исследуются в

кристаллах, плазменных средах, волноводах [23], а также в газовых средах, представляющих собой смеси газов [22], газы с градиентом плотности [24], наборы газовых струй [25, 26].

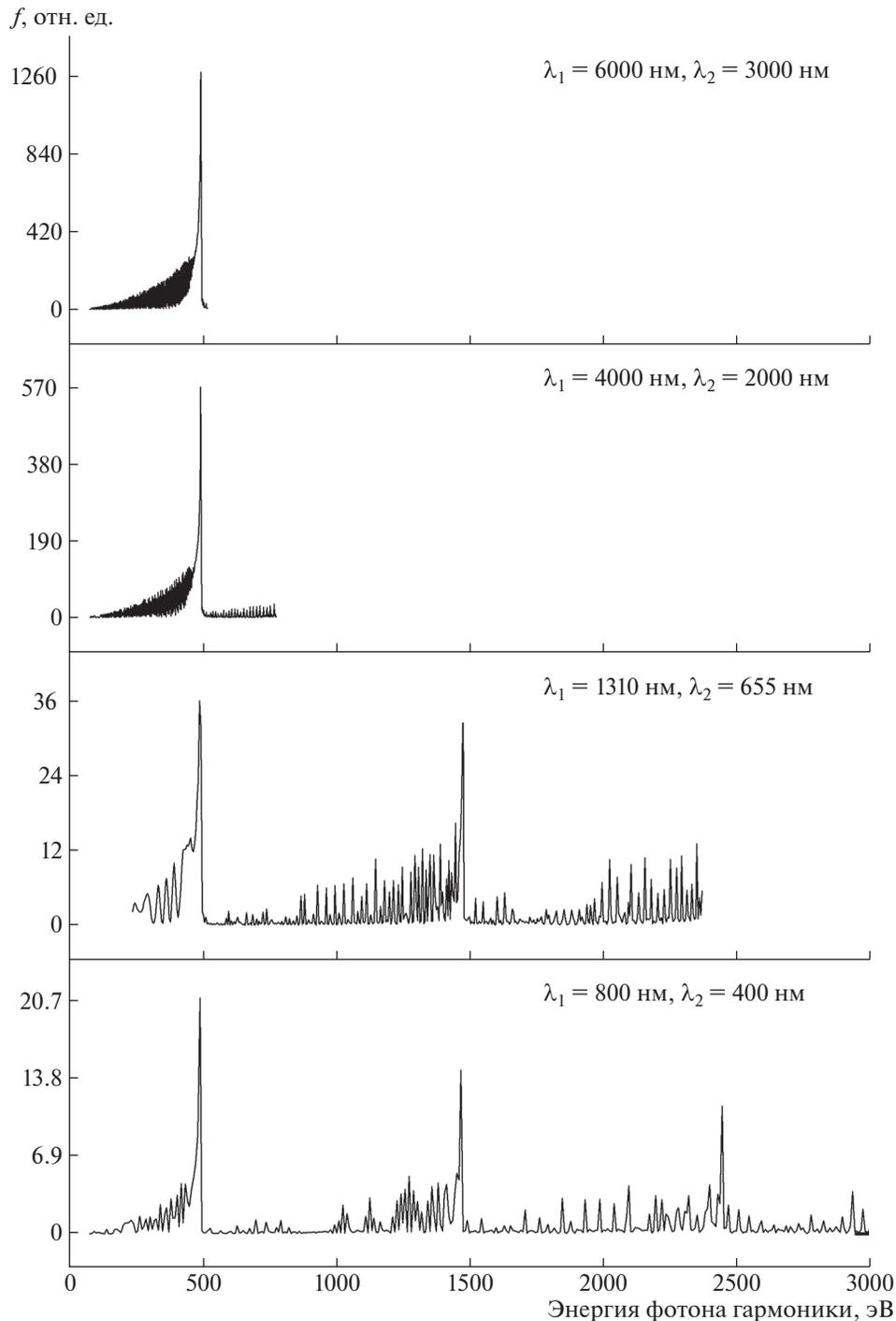
## ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения численных исследований была применена интерференционная модель, представленная в [27] и использованная при исследовании концепции КФС в средах, представляющих собой набор плазменных факелов серебряной плазмы [28, 29], плазмы индия [30], а также газо-кластерную смесь [31]. Результаты численных исследований демонстрируют хорошее совпадение с экспериментальными результатами.

Для расчета спектра гармоник высокого порядка, генерируемого одиночными атомами (информация о величине амплитуд и фаз гармоник, вычисленных в различных точках газовой среды, используется в интерференционной модели при расчете отклика среды), использован непerturbативный подход [32], позволяющий описывать отклик атома в нерелятивистском приближении. Предполагалось, что параметры лазерного поля изменяются при распространении в газе за счет дисперсии. Влияние свободных электронов учитывалось в соответствии с классической теорией Лоренца. В расчетах не учитывалось поглощение генерируемого излучения, а лазерное поле рассматривалось в виде плоской волны.

В численных расчетах предполагалось, что среда состоит из набора 125 аргоновых газовых струй шириной  $d = 20$  мкм, разделенных вакуумными промежутками такой же ширины. Газовые струи расположены вдоль оси распространения лазерного поля. Такая среда взаимодействует с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой (длина волны  $\lambda_1$ , интенсивность  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) и второй (длина волны  $\lambda_2$ , интенсивность  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) гармониками лазера. Направления поляризации компонент поля совпадают, длительности импульсов выбраны такими, чтобы содержать  $\sim 10$  циклов поля на основной частоте лазера. Длина волны источника лазерного излучения варьировалась от  $\lambda_1 = 800$  нм до  $\lambda_1 = 6$  мкм.

Для демонстрации влияния эффектов КФС в качестве исследуемого параметра была выбрана эффективность КФС-усиления  $f$  — отношение отклика среды к максимальному отклику одиночного атома, вычисленному для данных параметров двухчастотного поля. Эффективность КФС-усиления  $f$  близка по значению к параметру, который используется для исследования эффектов КФС в плазменных средах [33] и определяется

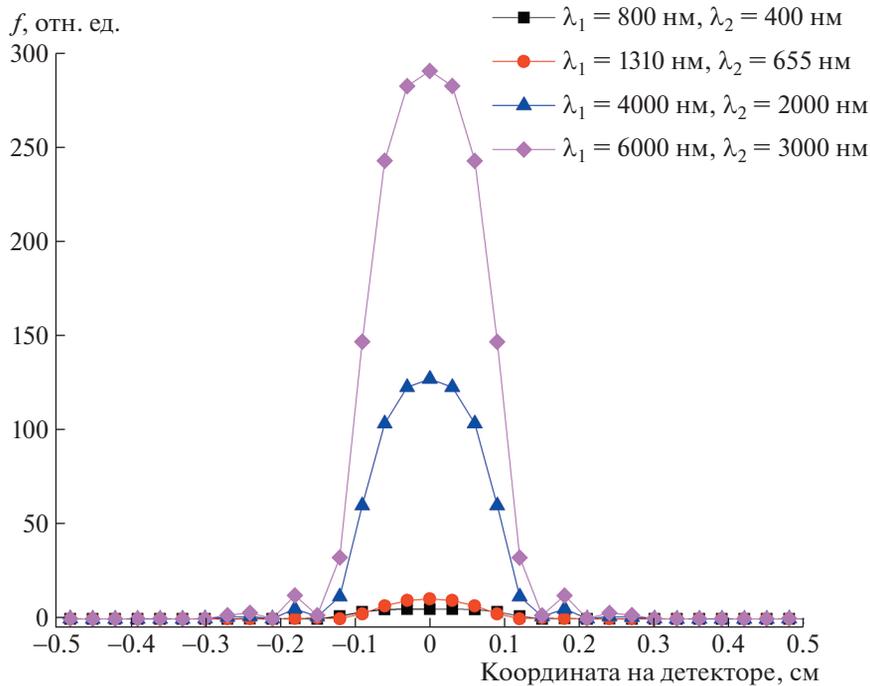


**Рис. 1.** Распределение эффективности КФС-усиления  $f$  по спектру гармоник высокого порядка, представленных в энергиях фотона. Исследования проведены для двухчастотного лазерного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками лазерной системы, генерирующей излучение с длинами волн  $\lambda_1 = 800, 1310, 4000, 6000$  нм. Это лазерное поле взаимодействует со средой, представляющей собой набор из 125 аргоновых газовых струй шириной  $d = 20$  мкм каждая, давление в среде 230 мбар.

как отношение отклика плазменной среды, представляющей собой набор плазменных факелов, к отклику протяженной плазменной среды. В численных расчетах исследуются гармоники всего спектра независимо от их положения относительно частоты отсечки.

### КФС-УСИЛЕНИЕ ГАРМОНИК В СРЕДАХ, ПРЕДСТАВЛЯЮЩИХ СОБОЙ НАБОР ГАЗОВЫХ СТРУЙ

На рис. 1 представлены распределения эффективности КФС-усиления  $f$ , вычисленные для слу-



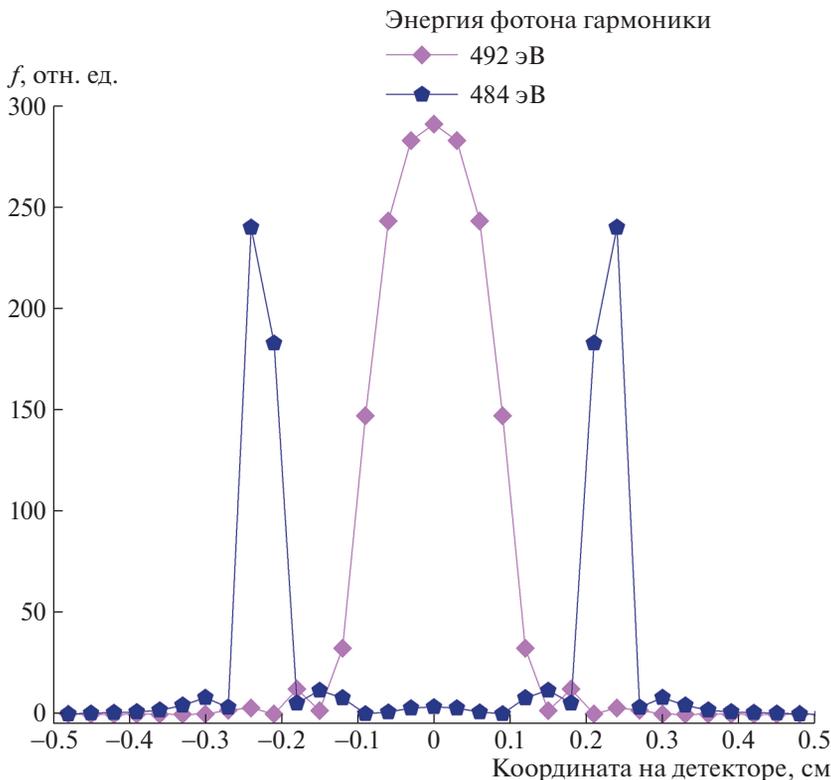
**Рис. 2.** Пространственное распределение гармоник, соответствующей энергии фотона  $\sim 492$  эВ (первый пик распределений, представленных на рис. 1), рассчитанное для длин волн первой гармоники лазерной системы  $\lambda_1 = 800, 1310, 4000, 6000$  нм.

чая взаимодействия 125 аргоновых газовых струй шириной  $d = 20$  мкм каждая и двухчастотного лазерного поля, образованного первой и второй гармониками лазерной системы, генерирующей излучение с длинами волн  $\lambda_1 = 800, 1310, 4000, 6000$  нм. Давление в среде принималось равным 230 мбар, область наблюдения гармоник (детектор) располагалась на расстоянии 150 см от среды (в дальней зоне). Видно, что за счет эффекта КФС усиливаются малые группы гармоник. Например, на нижнем спектре рис. 1 усиленными являются гармоника, расположенные в окрестности энергий фотонов  $\sim 500, 1500, 2300$  эВ, которые соответствуют рабочему диапазону SASE 3 XFEL. Положение пиков гармоник не зависит от длины волны лазерного излучения. Вместе с тем эффективность КФС-усиления  $f$  увеличивается с возрастанием длины волны. Расчеты показывают, что  $f \sim \lambda_1^2$ . Квадратичный рост  $f$  связан с ростом длины когерентности за счет лучшего согласования между волновыми векторами участвующих в генерации гармоник волн и закона сохранения энергии между ними [34], в результате чего количество атомов, генерирующих излучение, которое конструктивно интерферирует в дальней зоне, увеличивается. Указанные условия выполняются и в других областях спектра, это является причиной мультипиковой структуры спектров, представленных на рис. 1. Отметим, что КФС-усиление эффективности генерации гармоник не

учитывает изменение эффективности генерации гармоник одиночным атомом при вариации длины волны лазерного поля [20, 21].

Отметим, что ширина пика КФС-усиления мала, т.е. при заданных параметрах взаимодействия усиливается небольшая группа гармоник. Это может быть дополнительным преимуществом использования генерируемых таким образом гармоник в качестве “затравки” в ЛСЭ, поскольку эффект КФС представляет собой своеобразный фильтр, благодаря которому эффективно генерируется излучение в узком спектральном диапазоне.

Проанализируем первый пик более подробно. На рис. 2 представлено пространственное распределение на детекторе гармоник, соответствующее положению максимума усиления, рассчитанное для длин волн лазерного источника  $\lambda_1 = 800, 1310, 4000, 6000$  нм. Высота пика увеличивается с ростом  $\lambda_1$ . Нулевая координата соответствует оси распространения лазерных импульсов. Видно, что при условиях КФС-усиления пространственное распределение генерируемого излучения имеет гауссовский вид. С одной стороны, это свидетельствует о когерентном сложении излучения, генерируемого отдельными атомами, с другой стороны, такой вид пространственного распределения соответствует условиям применимости генерируемого излучения в ЛСЭ [15, 35].



**Рис. 3.** Пространственные распределения гармоник, соответствующие энергиям фотона  $\sim 492$  и  $484$  эВ, рассчитанные для излучения с длиной волны  $\lambda_1 = 6000$  нм.

Для других гармоник спектра, для которых не выполняются условия КФС, пространственное распределение гармоник имеет более сложную структуру (рис. 3 для энергии фотона  $\sim 484$  эВ). Максимумы пространственного распределения располагаются не на оси распространения импульса, что свидетельствует о деструктивной интерференции вкладов различных атомов среды. Излучение с таким распределением сложно применить в ЛСЭ. Для сравнения на рис. 3 представлено также распределение, вычисленное в максимуме КФС-усиления (энергия фотона  $\sim 492$  эВ).

Отметим, что положение пика КФС-усиления в спектре легко варьируется путем изменения ширины газовой струи  $d$  [28]; уменьшение значения  $d$  приводит к смещению пика КФС в сторону больших энергий фотонов гармоник. Это позволяет подстраивать область КФС-усиления для генерации затравочного излучения нужного спектрального диапазона.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование отклика среды, представляющей собой набор газовых струй, на воздействие двухчастотного лазерного поля, образованного первой и второй гармониками лазерного источника, при вариации его длины волны от

ближнего ( $\lambda_1 = 800$  нм) до среднего ИК-диапазона ( $\lambda_1 = 6000$  нм). Продемонстрирован значительный рост эффективности КФС-усиления при возрастании длины волны лазерного источника ( $\sim \lambda_1^2$ ) при сохранении положения усиленного излучения в спектре. Показано, что пространственное распределение излучения, соответствующего КФС-усиленным гармоникам, представляет собой гауссовское распределение с максимумом, расположенным на оси распространения лазерного поля.

Результаты исследования позволяют предложить метод генерации когерентного излучения с параметрами, подходящими для его использования в качестве затравочного в ЛСЭ. Действительно, эффекты КФС (а именно рост эффективности КФС-усиления  $\sim \lambda_1^2$ ) в средах, представляющих собой набор газовых струй, позволяют частично компенсировать падение эффективности генерации гармоник одиночными атомами и протяженными газовыми средами в двухчастотных лазерных полях при возрастании длины волны ( $\sim \lambda_1^{-3} - \lambda_1^{-4}$ ) [21]. Пространственное распределение генерируемого излучения имеет гауссовский вид, что является важным условием применимости такого излучения в ЛСЭ. Кроме

того, КФС является своего рода естественным фильтром, благодаря которому усиливается только узкий спектр гармоник.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 18-02-40014, 19-29-12030).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McNeil B.W.J., Thompson N.R.* // Nat. Photon. 2010. V. 4. P. 814.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.239>
2. *Ribic P.R., Margaritondo G.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 213001.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/21/213001>
3. *Гинзбург В.Л.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1947. Т. 11. С. 1651.
4. *Geloni G., Kocharyan V., Saldin E.* // J. Mod. Opt. 2011. V. 58. P. 1391.  
<https://doi.org/10.1080/09500340.2011.586473>
5. *Amann J., Berg W., Blank V. et al.* // Nat. Photon. 2012. V. 6. P. 693.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.180>
6. *Liu Sh., Decking W., Kocharyan V. et al.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. P. 060704.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.060704>
7. *Rosenzweig J.B., Alesini D., Andonian G. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2008. V. 593. P. 39.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.083>
8. *Marinelli A., MacArthur J., Emma P. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 151101.  
<https://doi.org/10.1063/1.4990716>
9. *Yu L.H., Babzien M., Ben-Zvi I. et al.* // Science. 2000. V. 289. P. 932.  
<https://doi.org/10.1126/science.289.5481.932>
10. *Allaria E., Cinquegrana P., Cleva S. et al.* // Nat. Photon. 2012. V. 6. P. 699.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.233>
11. *Xiang D., Stupakov G.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 030702.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.030702>
12. *Feng C., Deng H., Zhang M. et al.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. P. 050703.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.050703>
13. *Ribic P., Abrami A., Badano L. et al.* // Nat. Photon. 2019. V. 13. P. 1.  
<https://doi.org/10.1038/s41566-019-0427-1>
14. *Paraskaki G., Ackermann S., Faatz B. et al.* // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 6058.  
<https://doi.org/10.3390/app11136058>
15. *Lambert G., Hara T., Garzella D. et al.* // Nat. Phys. 2008. V. 4. P. 296.  
<https://doi.org/10.1038/nphys889>
16. *Corkum P.B.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 1994.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1994>
17. *Miltchev V., Azima A., Bodewadt J. et al.* // Proc. FEL. 2009. P. WEP05.
18. *Labat M., Tcherbakoff O., Lambert G. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2008. V. 593. P. 26.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.043>
19. *Popmintchev T., Chen M.-Ch., Popmintchev D. et al.* // Science. 2012. V. 336. P. 1287.  
<https://doi.org/10.1126/science.1218497>
20. *Tate J., Auguste T., Muller H.G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 013901.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.013901>
21. *Lan P., Takahashi E.J., Midorikawa K.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. P. 061802.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.061802>
22. *Migal E.A., Stremoukhov S.Yu., Potemkin F.V.* // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 021401(R).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.021401>
23. *Hareli L., Shoulga G., Bahabad A.* // J. Phys. B. 2020. V. 53. P. 233001.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6455/abb937>
24. *Ciriolo A.G., Vázquez R.M., Roversi A. et al.* // Micro-machines. 2020. V. 11. P. 165.  
<https://doi.org/10.3390/mi11020165>
25. *Seres J., Yakovlev V.S., Seres E. et al.* // Nat. Phys. 2007. V. 3. P. 878.  
<https://doi.org/10.1038/nphys775>
26. *Pirri A., Corsi C., Bellini M.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. P. 011801.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.011801>
27. *Stremoukhov S., Andreev A.* // Laser Phys. 2018. V. 28. P. 035403.  
<https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa9d9b>
28. *Ganeev R.A., Stremoukhov S.Y., Andreev A.V., Al-naser A.S.* // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 1701.  
<https://doi.org/10.3390/app9081701>
29. *Ganeev R.A., Boltaev G.S., Stremoukhov S.Y. et al.* // Eur. Phys. J. D. 2020. V. 74. P. 199.  
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2020-10176-6>
30. *Stremoukhov S.Y., Ganeev R.A., Andreev A.V.* // Springer Proc. Phys. 2020. V. 241. P. 99.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-030-35453-4\\_15](https://doi.org/10.1007/978-3-030-35453-4_15)
31. *Zhvaniya I.A., Dzhidzhoev M.S., Semenov T.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1692. P. 012017.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1692/1/012017>
32. *Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A.* // Eur. Phys. J. D. 2012. V. 66. P. 16.  
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2011-20371-1>
33. *Ganeev R.A., Suzuki M., Kuroda H.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 033821.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.89.033821>
34. *Bahabad A., Murnane M.M., Kapteyn H.C.* // Nat. Photon. 2010. V. 4. P. 570.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.122>
35. *Erny C., Mansten E., Gisselbrecht M. et al.* // New J. Phys. 2011. V. 13. P. 073035.  
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/7/073035>