

Генерация аттосекундных электронных пакетов при взаимодействии ультраинтенсивных лаггерр-гауссовых лазерных пучков с плазмой

К.Бауманн, А.М.Пухов

Исследовано взаимодействие двух встречно распространяющихся циркулярно поляризованных лаггерр-гауссовых лазерных пучков сверхвысокой интенсивности с тонкой плазменной фольгой методом «частиц в ячейках» в трехмерной геометрии. Установлено, что в ходе взаимодействия из плазменной мишени генерируются ультракороткие электронные пакеты. Каждый из пакетов имеет длительность около 830 ас, а период их следования равен периоду лазерного излучения. Электроны в этих пакетах имеют ультрарелятивистские энергии и движутся вдоль оси распространения лазерного излучения.

Ключевые слова: ультраинтенсивные лазерные импульсы, лаггерр-гауссовы моды, генерация γ -излучения, метод «частиц в ячейках».

1. Введение

Непрерывный прогресс в области лазерных технологий способствовал более глубокому пониманию многих физических систем и открыл возможность изучения новых физических процессов. Пиковая интенсивность излучения современных лазеров достигает $\sim 10^{22}$ Вт·см⁻² [1], и текущие проекты [2, 3] направлены на достижение интенсивностей около 10^{23} Вт·см⁻². Таким образом, появляется возможность исследовать поведение вещества в ультраинтенсивных полях. В таких полях возможен ряд процессов, которые могут влиять на взаимодействие лазерного излучения с плазмой (например, радиационное затухание из-за нелинейного комптоновского рассеяния и генерации электрон-позитронных пар [4]). Радиационное затухание особенно влияет на динамику электронов. Вместо того, чтобы быть быстро выведенными пондеромоторной силой из лазерного пучка, электроны могут оставаться в ультраинтенсивных электромагнитных полях значительно более длительное время, чем в случае, когда затухание излучением не учитывается [5–8]. В большинстве предыдущих работ для изучения взаимодействия лазерного излучения с плазмой в ультраинтенсивных полях рассматривались, как правило, простые гауссовы лазерные моды. Другие варианты, такие как лаггерр-гауссовы пучки, интенсивно исследуются в последнее время (см. [9] и ссылки в ней). Однако в квантово-электродинамическом режиме такие пучки используются достаточно редко [10].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования взаимодействия тонкой плазменной фольги с двумя встречно распространяющимися циркулярно поляризованными лаггерр-гауссовыми лазерными

пучками с формированием суга ультракоротких электронных пакетов. Генерация таких электронных сгустков активно изучается в последнее время (см., напр., [11, 12]), так как позволяет по-новому взглянуть на ряд физических процессов, протекающих за ультракороткие промежутки времени.

2. Постановка задачи

Для моделирования методом «частиц в ячейках» (particle-in-cell, PIC) мы использовали полностью трехмерный (3D) код VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [13]. Область моделирования в координатах x , y и z имела размеры $20\lambda_0$, $25\lambda_0$ и $25\lambda_0$, где $\lambda_0 = 1$ мкм – длина волны лазерного излучения. Шаг пространственной сетки составлял $0.05\lambda_0 \times 0.075\lambda_0 \times 0.075\lambda_0$ соответственно. Шаг по времени выбирался таким образом, чтобы условие Куранта было выполнено. Плазменная мишень представляла собой фольгу толщиной в один микрометр, состоящую из ионов с отношением массы к заряду, в два раза большим, чем у протонов. Плазма была представлена десятью макрочастицами в ячейке на каждый сорт частиц.

Первоначально фольга располагалась в центре области моделирования. Начальная концентрация составляла $50n_{cr}$, где $n_{cr} \approx 1.12 \times 10^{21}$ см⁻³ – критическая концентрация для рассматриваемой длины волны. В поперечном направлении для каждого вида частиц использовались периодические граничные условия, а в продольном направлении – поглощающие граничные условия.

Два лазерных импульса распространялись вдоль оси x во встречных направлениях перпендикулярно поверхности мишени и моделировались как циркулярно поляризованные (CP) пучки Лаггерра-Гаусса. Несущие волны имели противоположные спиральности. В частности, импульс, бегущий вправо, был правой поляризации, а импульс, бегущий влево, – левой поляризации. Эти волны имели нулевую разность фаз между y -компонентами электрических полей. В соответствии с работой [14], профиль электрического поля лаггерр-гауссовой моды может быть выражен как

C. Baumann, A. M. Pukhov. Institut für Theoretische Physik I, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 40225 Düsseldorf Germany; e-mail: Christoph.Baumann@tp1.uni-duesseldorf.de, pukhov@tp1.uni-duesseldorf.de

$$E_p^m(r, \varphi, x) = C_p^{|m|} A(x) \left(\frac{\sqrt{2} r}{w(x)} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left(\frac{2r^2}{w^2(x)} \right) \times \exp(im\varphi) \exp \left[\frac{i\pi r^2}{\lambda_0 q(x)} \right], \quad (1)$$

где p, m – целые числа, описывающие моду; $C_p^{|m|}$ – постоянная нормировки; $L_p^{|m|}$ – обобщенные полиномы Лагерра, а $A(x), q(x)$ и $w(x)$ являются характеристическими функциями, которые определены в [14]. В настоящей работе выбрана мода с $p = 0$ и $m = 1$. Эта мода также называется модой пончика (doughnut mode). Каждый из импульсов имеет пиковую интенсивность 6.86×10^{23} Вт·см⁻², что соответствует безразмерной амплитуде поля $a_0 = 500$. Длительность импульса выбиралась равной 20 фс на полувысоте (FWHM), а поперечный размер пучка был 4 мкм (FWHM). Для подавления нефизических отражений на границах для электромагнитного поля использовались поглощающие граничные условия.

PIC-код VLPL включает модуль, способный описывать квантово-электродинамические (КЭД) явления, которые становятся актуальными в ультраинтенсивных полях. Доминирующими оказываются процессы излучения жестких фотонов при нелинейном комптоновском рассеянии и создание электрон-позитронных пар в процессе Брейта–Вилера. Тем не менее, возникновение электронно-позитронных пар не рассматривается в настоящей работе, так как моделирование с гауссовыми импульсами в 2D геометрии показывает, что этот процесс существенно не изменяет взаимодействие лазерного излучения с плазмой при данных интенсивностях [8]. Более подробную информацию о реализации модуля КЭД в PIC-кодах (и особенно в VLPL) можно найти в работах [15–17] и [8] соответственно.

В настоящей работе время отсчитывается от момента, когда максимальное значение интенсивности каждого импульса достигает центра окна моделирования.

3. Результаты и их обсуждение

Оба излучения падают на мишень перпендикулярно ее поверхности. При столкновении в начале наблюдается симметричное сжатие мишени в области высоких интенсивностей импульсов, имеющих профиль Лагерра–Гаусса (рис.1,а). Это может быть связано с действием пондеромоторной силы, которая ускоряет электроны в направлении распространения лазерного излучения. Так как сама мишень имеет закритическую плотность, лазерное излучение не может проникать в плазму и испытывает отражение на ее поверхности (рис.1,б). Тем не менее, с течением времени электроны ускоряются до больших значений лоренцевских факторов ($\gamma \sim a_0$), что приводит к эффективному снижению плазменной частоты, $\omega_p^{\text{eff}} \approx \omega_p / \sqrt{a_0}$. В результате плазма становится прозрачной для падающего лазерного излучения. Постепенно возникает такая структура электромагнитного поля, в которой электроны захватываются в узлах электрического поля. Это связано с усилением влияния нелинейного комптоновского рассеяния на взаимодействие лазерного излучения с плазмой (см. [8]). Это видно, например, на рис.2,а и в, где показаны сечения электронной концентрации и y -компоненты электрического поля в xz -плоскости. В этом случае электроны в основном сфокусированы вблизи узлов электрического поля при $x = 9.75\lambda_0$ и $10.25\lambda_0$. С другой стороны,

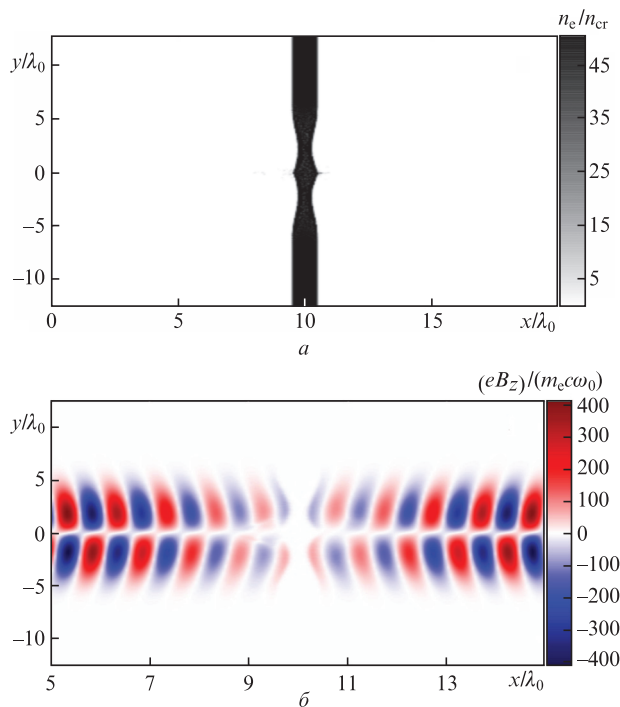


Рис.1. Поперечное сечение в xy -плоскости при $z = 0$ электронной концентрации (а) и z -компоненты магнитного поля (б) в момент времени $t \approx -5T_0$ (T_0 – период лазерного поля).

на рис.2,б и г показаны те же сечения в xz -плоскости. Легко заметить, что электроны захватываются только при $x = 10\lambda_0$. Таким образом, электронная структура захвата не обладает вращательной симметрией относительно оптической оси лазерного излучения. Это обусловлено структурой поля мод Лагерра–Гаусса, которые имеют, в соответствии с уравнением (1), явную зависимость от азимутального угла для ненулевого параметра m . Отсюда следует, что полная 3D геометрия захвата более сложна, чем можно было ожидать для простых гауссовых пучков. Кроме того, из рис.2 видно, что структура захвата не является непрерывной в y - и z -направлениях и что электроны также присутствуют в зоне нулевой интенсивности моды Лагерра–Гаусса.

Рис.3 демонстрирует сечения электронной концентрации в момент времени $t \approx 4T_0$. На рис.3,а показано поперечное сечение в xz -плоскости. Видно, что эффект затухания излучением ослабевает и становится недостаточным для поддержания радиационного захвата в узлах электрического поля при $x = 9.75\lambda_0$ и $10.25\lambda_0$, что приводит к уменьшению концентрации захваченных электронов.

Существует еще один важный аспект, который необходимо обсудить. Рис.3,а четко показывает электронные пакеты, полученные в ходе взаимодействия. Эти пакеты распространяются как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x . При этом направление движения электронных пакетов определяет ряд их важных свойств. Причина этого кроется в члене $\exp(im\varphi)$ в (1) (пояснение см. в конце раздела). Рассматривая электроны на рис.3,а, движущиеся по направлению к правой границе области моделирования, можно выделить пучок, состоящий из пяти электронных пакетов. Эти электронные пакеты разделены расстоянием в одну длину волны лазерного излучения (см. также рис.3,б). В отличие от этого электронного пучка, второй пучок распадается на две

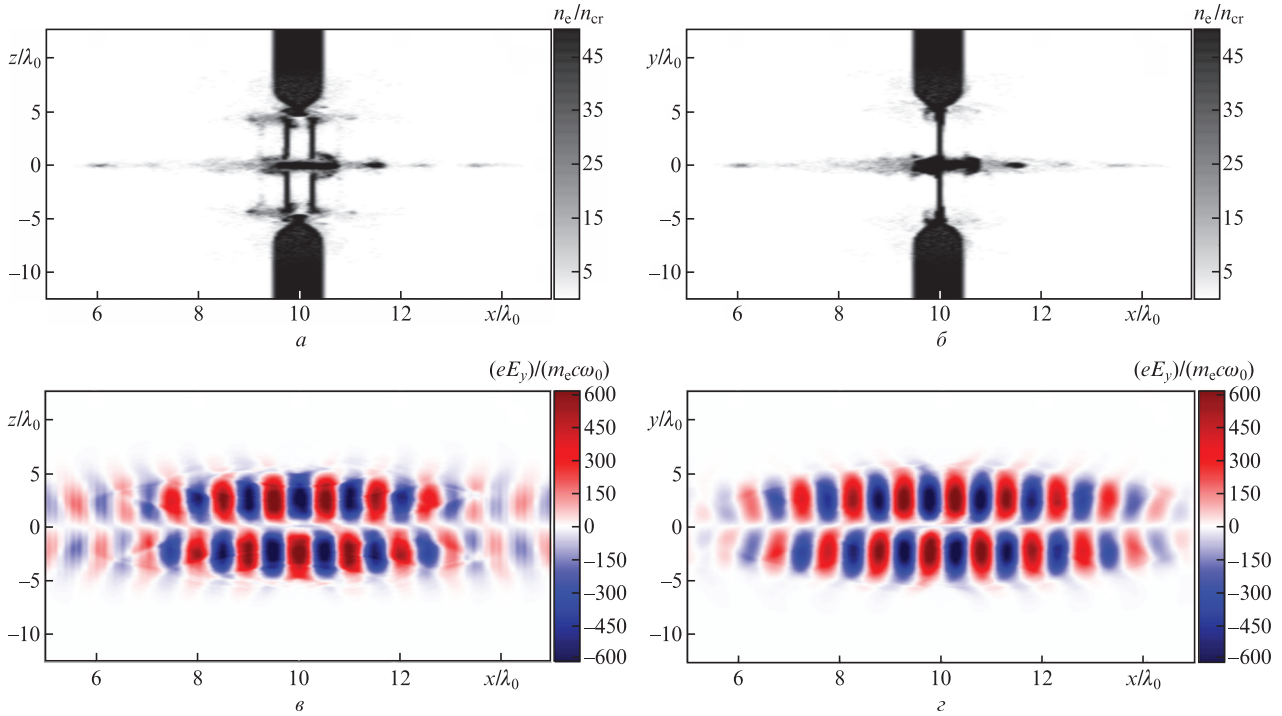


Рис.2. Сечение электронной концентрации в xz -плоскости при $y = 0$ (а) и в xy -плоскости при $z = 0$ (б), а также поперечные сечения y -компоненты электрического поля в xz - и xy -плоскостях (v и z соответственно), полученные в момент столкновения ($t \approx 0$).

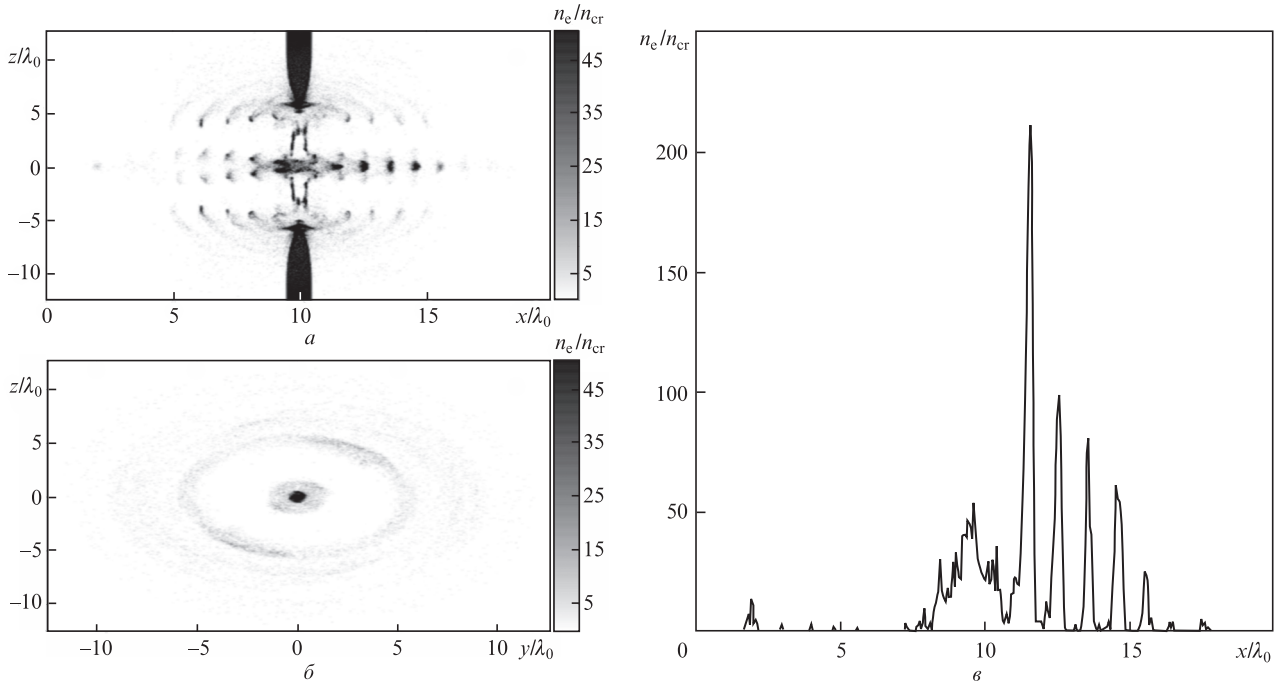


Рис.3. Сечение электронной концентрации в xz -плоскости при $y = 0$ (а) и в yz -плоскости при $x = 12.55\lambda_0$ (б), а также распределение электронной концентрации вдоль оси x при $y = z = 0$ (в) в момент времени $t \approx 4T_0$.

«струи», которые движутся параллельно друг другу в отрицательном направлении оси x на расстоянии ~ 2.5 мкм. Согласно результатам моделирования оба пучка электронов представляют собой двойную закрученную спираль.

Рис.3,б содержит информацию о поперечной форме пакета электронов, находящегося в районе продольной координаты $x = 12.55\lambda_0$. Можно сразу заметить большую концентрацию электронов вблизи $r \approx 0$, где $r = \sqrt{y^2 + z^2}$

описывает радиальное расстояние от оси. Концентрация электронов здесь составляет $\sim 100 n_{cr}$ (см. рис.3,в), и область с высокой концентрацией окружена пустым пространством, имеющим форму кольца с внутренним радиусом $R_{in} \approx 1.5\lambda_0$ и внешним радиусом $R_{ex} \approx 5\lambda_0$, в котором электроны полностью отсутствуют. Размеры кольцевого пространства совпадают со структурой захвата в y - и z -направлениях, таким образом, качество пучка значительно улучшается. Наконец, рис.3,в, показывает кон-

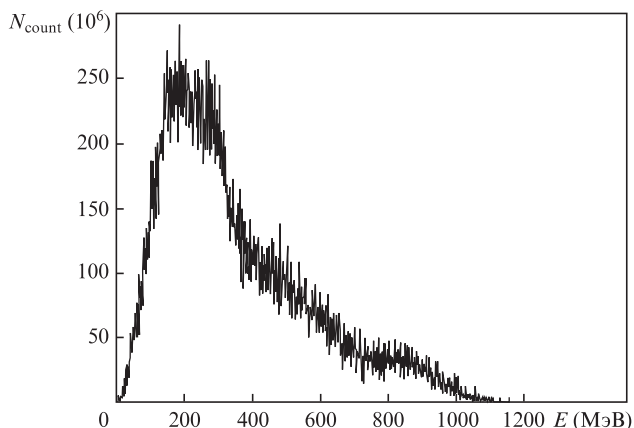


Рис.4. Распределение энергии сгустка электронов в момент времени $t = 4T_0$. Пучок содержит все электроны, которые находятся в объеме $x > 11\lambda_0$ в радиусе $0.75\lambda_0$ вокруг оси x .

центрацию электронов вдоль оси x при $y = z = 0$. Он дает более подробную информацию о концентрации сгустка и ширине пучка в направлении распространения. Четко видно, что генерируемые сгустки электронов имеют концентрацию больше критической и что соседние пакеты электронов действительно отделены друг от друга расстоянием в одну длину волны; при этом каждый отдельный пакет имеет ширину около $0.25\lambda_0$ (FWHM) в направлении оси x , что соответствует временной длительности 830 ас.

На рис.4 приведено распределение энергии сгустка электронов, которые движутся в положительном направлении оси x . Спектр имеет пик при 200 МэВ, что соответствует фактору Лоренца $\gamma = 400$. Это находится в разумном согласии с безразмерной амплитудой $a_0 = 500$. Таким образом, описанная конфигурация генерирует электронные пакеты с энергиями порядка a_0 .

Далее коротко обсудим разницу между электронными пакетами, движущимися в противоположных направлениях. Как уже отмечалось, асимметрия связана с фактором $\exp(im\varphi)$ в уравнении (1). При моделировании была выбрана мода $m = 1$ для обоих лазерных пучков. В соответствии с работами [10, 18] каждый лазерный фотон в этом случае несет спиновый момент. Согласно нашей конфигурации мы приписываем отрицательный орбитальный угловой момент $-h$ лазерным фотонам, движущимся вправо, и положительный угловой момент h – фотонам, бегущим влево. С другой стороны, спиновый уг-

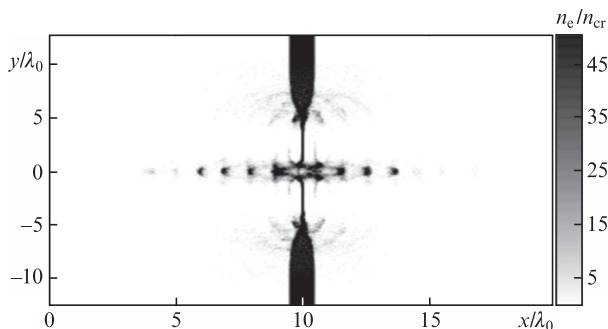


Рис.5. Поперечное сечение электронной концентрации в xy -плоскости с фиксированной координатой $z = 0$ (взаимодействие показано при $t \approx 2T_0$).

ловой момент связан со спиральностью и направлением распространения пучка. Частица имеет положительную спиральность, если ее спин и направление движения совпадают, и отрицательную спиральность в противоположном случае. Как следствие, каждый фотон несет угловой момент h независимо от направления распространения пучка. Таким образом, сумма спина и орбитального момента различна для этих двух лазерных импульсов, и электроны фактически взаимодействуют с разными пучками. Из рис.3,а видно, что полный угловой момент, равный 0, порождает только один пучок, в то время как угловой момент, равный $2h$, приводит к эффективному формированию двух пучков. Для компенсации этой асимметрии, можно использовать для импульса, движущегося влево, моду $m = -1$. Результаты расчета приведены на рис.5, где показано поперечное сечение (в xy -плоскости) электронной плотности при $t \approx 2T_0$. В этом случае асимметрия компенсируется и на оси формируется лишь один пучок электронных пакетов с каждой стороны плазменной мишени.

4. Заключение

Исследовано взаимодействие тонкой мишени плазмы с двумя встречно распространяющимися циркулярно поляризованными лаггерр-гауссовыми лазерными пучками. На первой стадии взаимодействия лазерные импульсы сжимают плазменную мишень, пока она не становится прозрачной для лазерного излучения. После этого плазменные электроны оказываются захваченными в узлах получившейся структуры электромагнитного поля. Тем не менее, некоторые электроны также концентрируются в области нулевой интенсивности тороидальной моды. В дальнейшем электроны испускаются в виде пучка аттосекундных пакетов. Последовательные пакеты отделены друг от друга расстоянием, равным длине волны лазера, и каждый пакет электронов имеет длительность ~ 830 ас. Кроме того, показано, что эти пакеты движутся с ультрарелятивистской скоростью. Наблюдаемая асимметрия между электронными пакетами, движущимися во встречных направлениях, может быть объяснена зависимостью от азимутального индекса m лаггерр-гауссовой моды.

Требуются дополнительные исследования, чтобы оценить влияние параметров лазерного излучения (например, длительности импульса или поперечной ширины пучка) на поперечную и продольную динамику распространения эмитированных электронных пакетов, а также на качество электронных пучков. Рассмотренная конфигурация может быть полезна для исследования физических процессов на очень коротких временных масштабах.

Авторы благодарят Центр Гельмгольца по изучению тяжелых ионов в Дармштадте (Германия) за финансовую поддержку. Один из авторов (С.В.) также благодарит Камиллу Виллим за полезное обсуждение лаггерр-гауссовых лазерных мод.

1. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., et al. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
2. *Extreme Light Infrastructure Project*, www.eli-laser.eu.
3. *Exawatt Center for Extreme Light Studies*, www.xcels.iapras.ru.
4. Di Piazza A. Müller C., Hatsagortsyan K., Keitel C. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).

5. Ji L., Pukhov A., Kostyukov I.Y., Shen B., Akli K. *Phys.Rev. Lett.*, **112**, 145003 (2014).
6. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
7. Jirka M., Klimo O., Bulanov S., Esirkepov T.Z., Gelfer E., Bulanov S., Weber S., Korn G. *Phys. Rev. E*, **93**, 023207 (2016).
8. Baumann C., Pukhov A. *Phys. Rev. E*, **94**, 063204 (2016).
9. Vieira J., Trines R., Alves E., Fonseca R., Mendonça J., Bingham R., Norreys P., Silva L. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 265001 (2016).
10. Liu C., Shen B., Zhang X., Shi Y., Ji L., Wang W., Yi L., Zhang L., Xu T., Pei Z., Xu Z. *Phys. Plasmas*, **23**, 093120 (2016).
11. Naumova N., Sokolov I., Nees J., Maksimchuk A., Yanovsky V., Mourou G. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 195003 (2004).
12. Liseykina T., Pirner S., Bauer D. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 095002 (2010).
13. Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61**, 425 (1999).
14. Goldsmith P.F. *Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications* (New York: IEEE press, 1998, p. 28).
15. Elkina N., Fedotov A., Kostyukov I.Y., Legkov M., Narozhny N., Nerush E., Ruhl H. *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams*, **14**, 054401 (2011).
16. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A., Surmin I., Wallin E. *Phys. Rev. E*, **92**, 023305 (2015).
17. Миронов А.А., Федотов А.М., Нарожный Н.В. *Квантовая электроника*, **46**, 305 (2016).
18. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **45**, 8185 (1992).