

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Влияние формирования электрон-позитронной плазмы на процесс генерации магнитного поля при лазерно-плазменном взаимодействии

А.С.Самсонов, Е.Н.Неруш, И.Ю.Костюков

Рассмотрено влияние образования электрон-позитронных пар на процесс генерации квазистационарного магнитного поля при взаимодействии экстремально интенсивного циркулярно поляризованного лазерного импульсного излучения с толстой плазменной мишенью. Полноразмерное трёхмерное численное моделирование методом частиц в ячейках с учётом квантово-электродинамических процессов указывает на качественное изменение процесса генерации магнитного поля при интенсивности лазерного излучения $I \gtrsim 10^{24}$ Вт/см², при которой образуется макроскопическое число электрон-позитронных пар. В таком случае амплитуда магнитного поля растёт с ростом интенсивности излучения, тогда как без учёта процесса рождения электрон-позитронных пар амплитуда магнитного поля практически не зависит от интенсивности.

Ключевые слова: обратный эффект Фарадея, рождение электрон-позитронных пар, моделирование методом частиц в ячейках.

Предполагается, что лазерные установки следующего поколения (ELI-NP [1], Apollon [2]) позволят экспериментально изучать лазерно-плазменное взаимодействие в области параметров, разграничивающей классический и квантовый режимы. Одной из наиболее существенных особенностей в этом случае становится сила реакции излучения, которая способна в значительной степени определять динамику частиц. К настоящему времени с помощью численного моделирования обнаружено большое число конфигураций лазерно-плазменного взаимодействия, в которых реакция излучения приводит к новым эффектам, таким как радиационный захват частиц [3–5], увеличение амплитуды плазменных волн [6, 7], новые режимы ускорения ионов [8–12], эффективное поглощение лазерного импульса [13–15] и т. д.

Несмотря на важность задачи о динамике частицы во внешнем электромагнитном поле с учётом радиационного трения, фактически она до сих пор не решена в общем случае. Зачастую можно воспользоваться квазиклассическим приближением, согласно которому реакцию излучения можно рассматривать как дополнительную силу в уравнении движения заряженной частицы. Помимо классического выражения для силы реакции излучения, записанного в форме Ландау–Лифшица, при необходимости можно учитывать квантовую поправку к силе (связанную с отсечкой спектра синхротронного излучения при энергии, равной энергии излучающей частицы, что приводит

к уменьшению полной мощности излучения) за счёт умножения силы на некий множитель $g < 1$ [16, 17]. Данный множитель зависит от динамического квантово-электродинамического (КЭД) параметра частицы χ , равного отношению эффективного поля в собственной системе отсчёта частицы к критическому полю Заутера–Швингера E_S [18]:

$$\chi = \frac{\gamma \sqrt{(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - (v\mathbf{E})^2}}{E_S}, \quad (1)$$

где

$$E_S = \frac{m_e^2 c^3}{\hbar e} \approx 1.32 \times 10^{18} \text{ В/м}; \quad (2)$$

γ – лоренц-фактор частицы; \mathbf{v} – скорость частицы; \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поля соответственно; m_e – масса электрона; c – скорость света; \hbar – постоянная Планка; $e > 0$ – модуль заряда электрона.

В настоящей работе исследуется процесс поглощения плазмой момента импульса интенсивного циркулярно поляризованного лазерного излучения (называемый также обратным эффектом Фарадея), который приводит к генерации квазистационарного магнитного поля [19–28]. При наличии дополнительного взаимодействия, которое может быть связано, например, с плазменными полями [26], межчастичными столкновениями [27] или реакцией излучения [28], электромагнитный угловой момент, переносимый циркулярно поляризованным лазерным импульсом, может передаваться электронам плазмы. При этом электроны приобретают крутящий момент, обуславливающий появление азимутального тока и, следовательно, аксиального магнитного поля. В нашей работе в качестве диссипативной силы рассматривается именно реакция излучения. В таком случае обратный эффект Фарадея можно качественно описать и с квантовой точки зрения: в

А.С.Самсонов, Е.Н.Неруш. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: asams@ipfran.ru

И.Ю.Костюков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Поступила в редакцию 18 июня 2021 г.

процессе нелинейного комптоновского рассеяния электрон поглощает $N \gg 1$ лазерных фотонов с общим орбитальным моментом $N\hbar$ и испускает один высокоэнергетический фотон с орбитальным моментом \hbar , а разность угловых моментов $(N - 1)\hbar$ конвертируется в орбитальное движение электрона.

В работах [28, 29] были предложены аналитические модели, описывающие данный процесс как в классическом, так и в квантовом режиме. В последнем случае использовался рассмотренный выше квазиклассический подход, который позволил рассчитать уменьшение эффективности генерации магнитного поля и, следовательно, его максимальной амплитуды за счёт фактора g . Однако при интенсивности излучения, достигающей 10^{24} Вт/см², взаимодействие происходит в режиме, когда каждый фотон, излучаемый электроном, может уносить значительную часть его энергии. В совокупности с тем, что процесс излучения имеет стохастическую природу, это приводит к сильному разбросу параметров частиц, например энергии, относительно среднего значения, которое описывает квазиклассический подход. Очевидно, что коэффициент передачи момента импульса, вычисленный по неким усреднённым характеристикам частиц, в общем случае не совпадает с коэффициентом, полученным в результате усреднения коэффициентов, рассчитанных для каждой отдельной частицы.

При таких интенсивностях не менее важным КЭД процессом является распад излученных электронами гамма-квантов на электрон-позитронные пары (процесс Брейта–Уилера) [30]. В недавних работах показано, что данный процесс может существенным образом изменить характер взаимодействия лазерного излучения с веществом [31–37]. В настоящей работе мы рассматриваем до сих пор отдельно не исследованный вопрос о влиянии вторичных частиц, образованных в результате КЭД процессов, на генерацию магнитных полей при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой. В связи со сложностью явления основным инструментом исследования в нашей работе являлось численное моделирование.

Для полноразмерного трёхмерного численного моделирования использовался код QUILL [38], реализующий метод частиц в ячейках и метод Монте-Карло для описания квантовых процессов. Начальное распределение поля лазерного импульса задавалось таким образом, что в момент пересечения центром лазерного импульса плоскости $x = 0$, совпадающей с левой границей мишени, оно имело следующий вид:

$$\mathbf{a}(x, y, z) = a_0 \left[y_0 \cos\left(\frac{\omega_L x}{c}\right) + z_0 \sin\left(\frac{\omega_L x}{c}\right) \right] \times \cos^2\left(\frac{\pi x^4}{2 \sigma_x^4}\right) \exp(-r^n/r_0^n), \quad (3)$$

где $r^2 = y^2 + z^2$; $a_0 = eE/(m_e c \omega_L)$ – безразмерная амплитуда импульса; $\omega_L = 2\pi c/\lambda$; $\lambda = 1$ мкм – длина волны излучения; $\sigma_x = c\tau$; $\tau = 10$ фс – длительность импульса; $r_0 = 3.2$ мкм – радиус пучка в перетяжке; $n = 2$ для гауссовой огибающей и $n = 4$ для супергауссовой огибающей. Результаты моделирования показывают, что поперечная огибающая лазерного импульса существенно не влияет на процессы формирования магнитного поля и образования электрон-позитронных пар. Шаги сетки по пространству составляли: $\Delta x = 0.015\lambda$, $\Delta y = \Delta z = 0.25\lambda$, шаг по

времени $\Delta t = 0.01\lambda/c$. В области мишени ($0 < x < d$, $-10\lambda < y, z < 10\lambda$, где d – толщина мишени) для моделирования полностью ионизованной плазмы с концентрацией n_e в каждой ячейке инициализировались две частицы: электрон и ион. Размер области моделирования составлял 35λ по координате x и 25λ по координатам y и z .

Изначально нами были определены параметры плазменной мишени, при которых амплитуда генерируемого магнитного поля достигала максимума, в том случае, когда распад фотонов на электрон-позитронные пары не учитывался. Было обнаружено, что оптимальные параметры лазерного излучения и мишени находятся в соотношении $a_0 = kn_e$, где n_e – концентрация электронов мишени, измеренная в нерелятивистских критических концентрациях $n_{cr} = m_e \omega_L^2 / (4\pi e^2)$, а k – числовой коэффициент порядка 10. Было установлено, что при таком соотношении величин лазерный импульс максимально поглощается мишенью, а не отражается от неё (рис. 1). Наличие максимума в зависимости коэффициента поглощения от концентрации плазмы можно обосновать тем, что при малых концентрациях плазмы невозможна генерация достаточно больших токов для поглощения лазерного импульса, поэтому он проходит через мишень практически без поглощения, тогда как при взаимодействии с закритической плазмой лазерный импульс отражается, также сильно не поглощаясь. В промежуточной области, соответствующей околокритической плазме, т.е. плазме с концентрацией $n_e \approx 0.1a_0 n_{cr}$, лазерный импульс испытывает сильное поглощение.

Далее нами была проведена серия численных моделирований с различными параметрами лазерного импульса и мишени: амплитуда лазерного импульса a_0 варьировалась в интервале 250–2500, что соответствовало интервалу интенсивностей $7 \times 10^{22} - 7 \times 10^{24}$ Вт/см², концентрация мишени удовлетворяла условию $a_0 = 12.5n_e$, а толщина мишени $d = 10$ мкм. Каждое моделирование выполнялось дважды: с учётом распада фотонов на электрон-позитронные пары и без учёта. Пример распределения квазистационарного магнитного поля представлен на рис. 2.

Анализ результатов моделирования указывает на существование различных режимов взаимодействия лазерного импульса с мишенью. При безразмерной амплитуде поля лазерного импульса $a_0 \lesssim 750$ повышение интенсив-

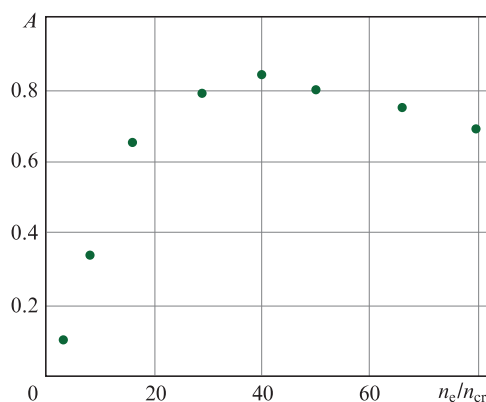


Рис. 1. Коэффициент поглощения лазерного импульса толстой мишенью ($d = 10$ мкм) в зависимости от концентрации электронов, рассчитываемый как отличие от единицы отношения конечной энергии лазерного импульса к начальной. При моделировании использовалась амплитуда лазерного поля $a_0 = 500$ и распад гамма-квантов на электрон-позитронные пары не учитывался. Максимум коэффициента поглощения достигается при $n_e = 40n_{cr} = a_0 n_{cr}/12.5$.

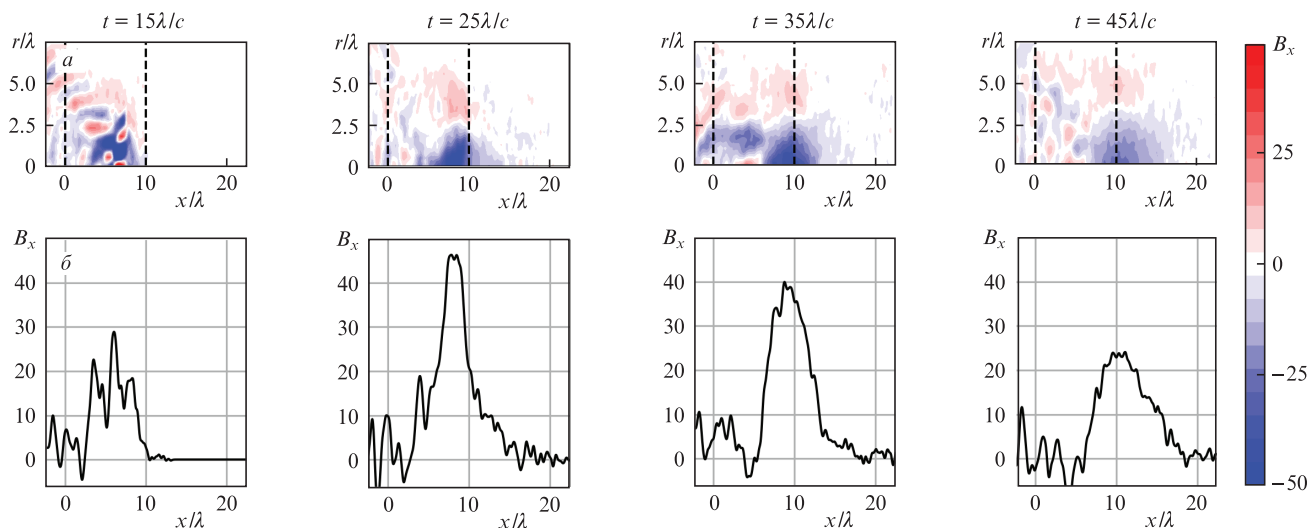


Рис.2. Распределения продольного квазистационарного магнитного поля B_x , полученные при моделировании с учётом распада гамма-квантов на электрон-позитронные пары и амплитудой лазерного поля $a_0 = 1500$ в различные моменты времени в плоскости продольная координата x – радиус r (a) и на оси x (b). Вертикальные штриховые линии обозначают границы мишени. Магнитное поле нормировано на величину $m_e c \omega_L / e \approx 0.1$ ГГц для $\lambda = 1$ мкм. К моменту времени $t = 15\lambda/c$ лазерное поле в области мишени практически отсутствует из-за его поглощения и частичного отражения.

ности лазерного импульса приводит к увеличению амплитуды генерируемого магнитного поля, при этом учёт распада жёстких фотонов на электрон-позитронные пары практически не влияет на генерацию магнитного поля (рис.3). Это можно объяснить тем, что момент импульса лазерного излучения равен нулю на оси его симметрии, а максимальное значение момента достигается в области максимума радиальной производной интенсивности поля, т.е. на краях лазерного импульса. При этом распад жёстких фотонов определяется величиной поля, а процесс поглощения момента импульса – величиной производной поля по радиусу. Таким образом, данные процессы пространственно разделены и поэтому практически не влияют друг на друга.

При безразмерной амплитуде поля лазерного импульса $a_0 \gtrsim 750$ наблюдаются уменьшение эффективности генерации магнитного поля при моделировании без учёта распада гамма-квантов на электрон-позитронные пары и достижение предельного значения амплитуды магнитного поля при интенсивности излучения $I \approx 10^{24}$ Вт/см² в со-

гласии с квазиклассическим описанием, развитым в работе [29]. При учёте рождения электрон-позитронных пар данная зависимость качественно изменяется. При амплитуде поля лазерного импульса $750 \lesssim a_0 \lesssim 1250$, что соответствует интенсивности, при которой начинает образовываться макроскопическое число пар (их концентрация достигает в максимуме 1.3×10^{24} см⁻³ $\approx 9.5n_e$ при $a_0 = 1000$), наблюдается уменьшение амплитуды магнитного поля по сравнению со случаем моделирования без учёта распада фотонов. При моделировании в указанном диапазоне амплитуд лазерного импульса электрон-позитронные пары образуются преимущественно за задней границей мишени и вблизи оси лазерного импульса (рис.4,б), что, возможно, является одной из причин уменьшения эффективности генерации магнитного поля. Однако конкретный механизм, за счёт которого это происходит, пока неизвестен, и данный вопрос требует дополнительного исследования.

При дальнейшем увеличении амплитуды лазерного импульса ($a_0 \gtrsim 1250$) восстанавливается прямая зависимость от неё амплитуды магнитного поля. В таком случае

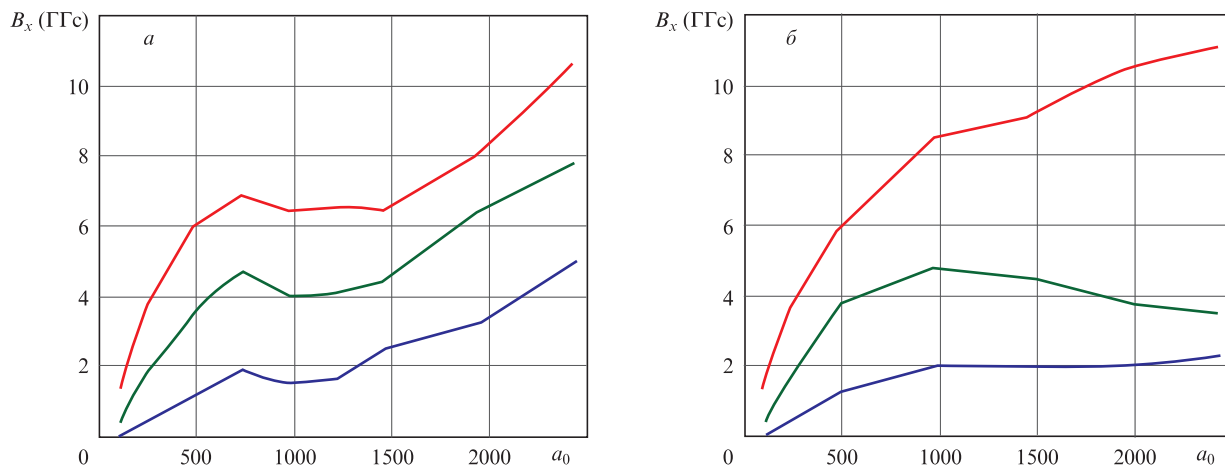


Рис.3. Зависимости амплитуды генерируемого магнитного поля от амплитуды лазерного импульса при моделировании с учётом (a) и без учёта (b) рождения электрон-позитронных пар. Красные кривые – максимальное значение продольного магнитного поля, синие (зелёные) кривые – среднее значение магнитного поля, вычисленное по формуле (4) при $m = 1$ (0).

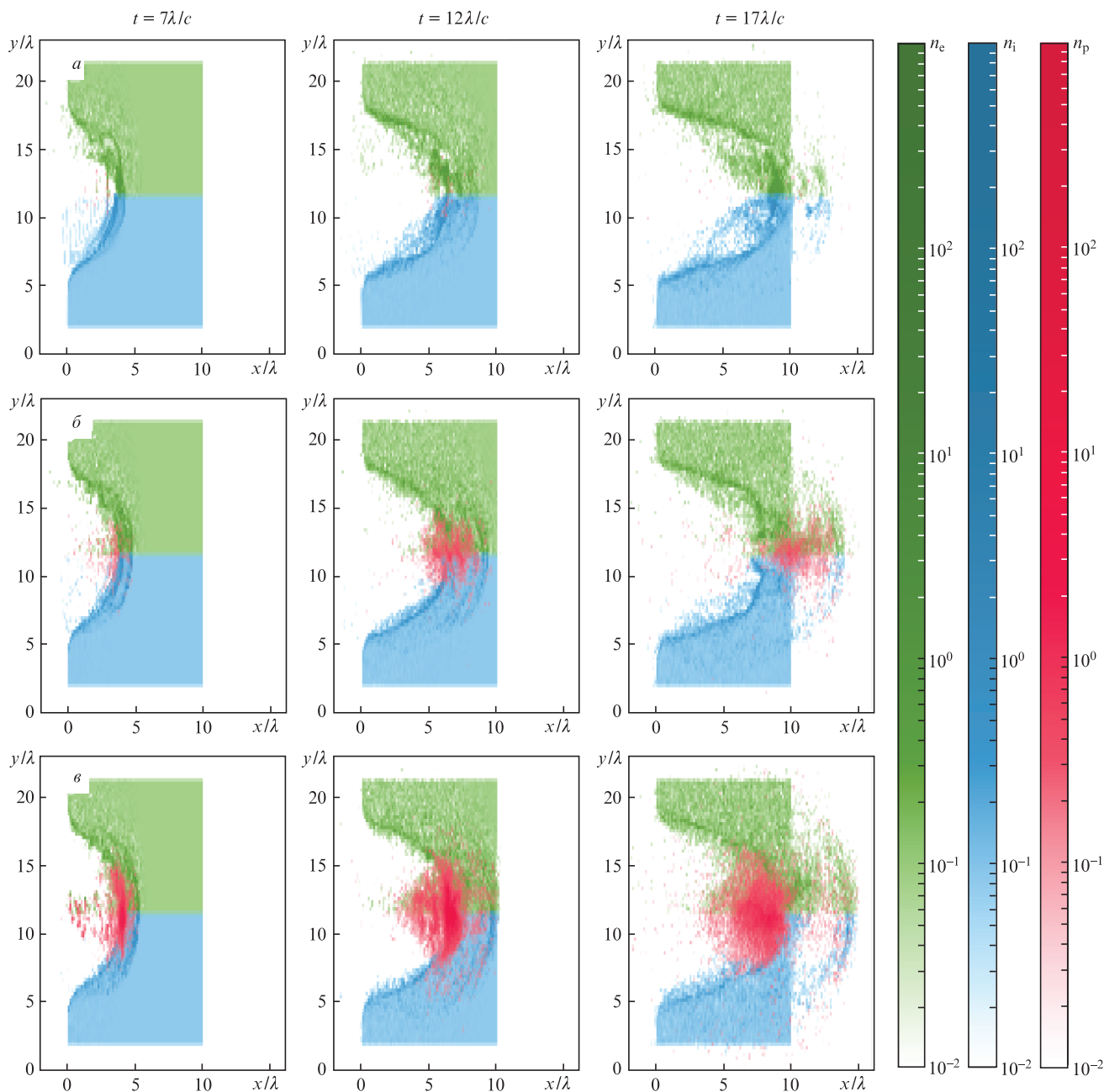


Рис.4. Структуры электрон-позитронной плазмы, образующиеся при взаимодействии лазерного излучения с толстой мишенью, для $a_0 = 500$ (а), 1000 (б) и 2500 (в). Представлены распределения концентраций электронов (n_e ; зелёный цвет), ионов (n_i ; синий цвет) и позитронов (n_p ; красный цвет) в плоскости xu в момент времени $t = 20\lambda/c$, нормированных на релятивистскую критическую концентрацию $a_0 n_{cr}$. Максимальные концентрации электрон-позитронной плазмы составили $1.1 \times 10^{23} \text{ см}^{-3} \approx 1.7n_e$, $1.3 \times 10^{24} \text{ см}^{-3} \approx 9.5n_e$ и $3.2 \times 10^{25} \text{ см}^{-3} \approx 94.7n_e$ для $a_0 = 500, 1000$ и 2500 соответственно.

электрон-позитронная плазма создается внутри канала, свободного от частиц мишени и образованного в процессе «лазерного бурения» (hole-boring), при этом её концентрация становится сравнимой с концентрацией мишени и достигает максимального значения $3.2 \times 10^{25} \text{ см}^{-3} \approx 94.7n_e$ при $a_0 = 2500$ (рис.4,в). В данном режиме электрон-позитронная плазма, по-видимому, также участвует в процессах поглощения момента импульса лазерного излучения и, следовательно, генерации магнитного поля. Это приводит к тому, что амплитуда магнитного поля не насыщается, как в случае, когда рождение пар не учитывается, а продолжает расти при увеличении интенсивности излучения. Примечательно, что в таком режиме электрон-позитронная плазма оказывается «захваченной» лазер-

ным импульсом, т.е. лазерный импульс не расталкивает её в поперечном направлении пондеромоторной силой, в отличие от плазмы мишени. Как отмечалось выше, эффект радиационного захвата и значительное изменение макроскопической динамики частиц при взаимодействии с лазерным излучением, интенсивность которого близка к пороговой для начала образования большого числа электрон-позитронных пар из фотонов, наблюдаются в некоторых других конфигурациях лазерно-плазменного взаимодействия.

Стоит отметить, что существует несколько способов определения амплитуды магнитного поля по результатам численного моделирования. В частности, нами использовались три различных способа, согласно которым зави-

симось амплитуды магнитного поля от интенсивности лазерного импульса повторяет описанную выше. Первый способ – вычисление минимума (из-за выбранной нами поляризации лазерного импульса, генерируемое магнитное поле направлено противоположно оси x) компоненты магнитного поля B_x по всей области и по времени моделирования – соответствует красной кривой на рис.3. Второй и третий способы – вычисление минимума по времени моделирования от среднего значения компоненты $\langle B_x \rangle$, рассчитанного по формуле

$$\langle B_x \rangle = -\frac{m+1}{r_{\max}^{m+1} x_{\max}} \int_0^{x_{\max}} \int_0^{r_{\max}} B_x(x,r) r^m dr dx, \quad (4)$$

где $m = 0, 1$; $x_{\max} = 2d$ и $r_{\max} = 1.5r_0$ – соответствуют зелёной и синей кривым на рис.3.

Таким образом, мы обнаружили эффект, заключающийся в качественном изменении процесса генерации квазистационарного магнитного поля при взаимодействии циркулярно поляризованного лазерного излучения с толстой плазменной мишенью при превышении интенсивности излучения 10^{24} Вт/см², которое связано с образованием макроскопического числа электрон-позитронных пар. Образование пар приводит к тому, что амплитуда магнитного поля растёт с ростом интенсивности лазерного излучения, в то время как без учёта образования пар амплитуда магнитного поля достигает некоторого предельного значения и не увеличивается при интенсивности свыше 10^{24} Вт/см². Полученный результат является важным дополнением к качественной картине данного процесса. Объяснение и аналитическое описание механизма генерации магнитных полей с учётом рождения вторичных частиц планируется дать в будущих публикациях.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 20-12-00077).

1. The Extreme Light Infrastructure (ELI); <http://www.eli-laser.eu>.
2. <https://portail.polytechnique.edu/luli/en/cilex-apollo/apollon>.
3. Gonoskov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 60404 (2013).
4. Ji L.L., Pukhov A., Kostyukov I.Yu., Shen B.F., Akli K. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 145003 (2014).
5. Ji L.L., Pukhov A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Shen B.F., Akli K. *Phys. Plasmas*, **21**, 023109 (2014).
6. Gelfer E.G., Elkina N.V., Fedotov A.M. *Sci. Rep.*, **8**, 6478 (2018).
7. Gelfer E.G., Fedotov A.M., Weber S. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 064005 (2018).
8. Tamburini M., Pegoraro F., Piazza A.D., Keitel C.H., Macchi A. *New J. Phys.*, **12**, 123005 (2010).

9. Tamburini M., Liseykina T.V., Pegoraro F., Macchi A. *Phys. Rev. E*, **85**, 016407 (2012).
10. Capdessus R., d'Humières E., Tikhonchuk V.T. *Phys. Rev. E*, **86**, 036401 (2012).
11. Capdessus R., McKenna P. *Phys. Rev. E*, **91**, 053105 (2015).
12. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **57**, 035007 (2015).
13. Grismayer T., Vranic M., Martins J.L., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Plasmas*, **23**, 056706 (2016).
14. Savin A.F., Ross A.J., Aboushelbaya R., Mayr M.W., Spiers B., Wang R.H., Norreys P.A. *Sci. Rep.*, **9**, 8956 (2019).
15. Popruzhenko S.V., Liseykina T.V., Macchi A. *New J. Phys.*, **21**, 033009 (2019).
16. Ритус В.И. *Труды ФИАН*, **111**, 5 (1979).
17. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. *Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах* (Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989).
18. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989).
19. Питаевский Л.П. *ЖЭТФ*, **39** (5), 1450 (1961) [*Sov. Phys. JETP*, **12**, 1008 (1961)].
20. Steiger A.D., Woods C.H. *Phys. Rev. A*, **5**, 1467 (1972).
21. Абдуллаев А.Ш., Фролов А.А. *ЖЭТФ*, **81** (3), 917 (1981) [*Sov. Phys. JETP*, **54**, 493 (1981)].
22. Быченков В.Ю., Демин В.Ю., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **105** (1), 188 (1994) [*JETP*, **78**, 62 (1994)].
23. Haines M.G. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 135005 (2001).
24. Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. E*, **54**, 1833 (1996).
25. Berezhiani V.I., Mahajan S.M., Shatashvili N.L. *Phys. Rev. E*, **55**, 995 (1997).
26. Kostyukov I.Y., Shvets G., Fisch N.J., Rax J.-M. *Phys. Plasmas*, **9**, 636 (2002).
27. Shvets G., Fisch N.J., Rax J.-M. *Phys. Rev. E*, **65**, 046403 (2002).
28. Liseykina T.V., Popruzhenko S.V., Macchi A. *New J. Phys.*, **18**, 072001 (2016).
29. Liseykina T.V., Macchi A., Popruzhenko S.V. *Eur. Phys. J. Plus*, **136**, 1 (2021).
30. Breit G., Wheeler J.A. *Phys. Rev.*, **46**, 1087 (1934).
31. Ridgers C.P., Brady C.S., Ducloux R., Kirk J.G., Bennett K., Arber T.D., Robinson A.P.L., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 165006 (2012).
32. Kirk J.G., Bell A.R., Ridgers C.P. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, 095016 (2013).
33. Kostyukov I.Yu., Nerush E.N. *Phys. Plasmas*, **23**, 093119 (2016).
34. Yuan T., Yu J.Y., Liu W.Y., Weng S.M., Yuan X.H., Luo W., Chen M., Sheng Z.M., Zhang J. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 065003 (2018).
35. Lu Y., Yu T.-P., Hu L.-X., Ge Z.-Y., Wang W.-Q., Liu J.-X., Liu K., Yin Y., Shao F.-Q. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 125008 (2018).
36. Samsonov A.S., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Sci. Rep.*, **9**, 11133 (2019).
37. Samsonov A.S., Kostyukov I.Yu., Nerush E.N. *Matter Radiat. Extremes*, **6**, 034401 (2021).
38. QUILL code; <https://github.com/QUILL-PIC/Quill>.