

УДК 533.951

## ПРЯМОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С. Г. Бочкарев<sup>1</sup>, К. И. Попов<sup>2</sup>, В. Ю. Быченков<sup>3</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

119991 Москва, Ленинский проспект, д. 53

Университет Альберты, T6G 2G7 Эдмонтон, 11322 – 89 Авеню, Канада

*Исследовано прямое ускорение электронов остросфокусированным сверхмощным лазерным импульсом радиальной поляризации в ультрарелятивистском режиме. Изучен режим, при котором размер пятна фокусировки оказывается одного порядка с длиной волны лазерного излучения. Расчет электромагнитных полей производился с помощью точных дифракционных интегралов Страттона-Чу. Расчеты показали, что, как и для случая линейной поляризации, чрезвычайно острая фокусировка (в дифракционный предел) не является оптимальной для ускорения электронов, несмотря на наличие сильного аксиального поля именно в случае субмикронного лазерного пятна. В то же время случай умеренной фокусировки является более привлекательным для ускорения электронов.*

**Ключевые слова:** *прямое ускорение электронов, сверхмощный лазерный импульс.*

В настоящее время с использованием лазерно-плазменных методов ускорения частиц уже получены пучки электронов с энергией в интервале 0.1 – 1 ГэВ с применением сверхмощных лазерных установок, генерирующих ультракороткие лазерные импульсы [1]. Среди возможных механизмов ускорения частиц в ультрарелятивистском режиме

<sup>1</sup>e-mail: bochkar@sci.lebedev.ru

<sup>2</sup>e-mail: kpopov@phys.ualberta.ca

<sup>3</sup>e-mail: bychenk@sci.lebedev.ru

лазерным пучком петаваттной мощности выделяют также и так называемое прямое ускорение. В данном случае частицы ускоряются не в плазменных полях, а непосредственно лазерной волной. В настоящее время обсуждается возможность применения этого механизма для генерации коллимированных ионных пучков (протоны, углерод и кислород), применяемых, например, в адронной терапии. Также было предложено использовать импульсы радиальной поляризации с целью оптимизировать выход быстрых частиц [2].

В данной работе для исследования прямого ускорения частиц мы используем точное решение уравнений Гельмгольца с помощью дифракционных интегралов Стреттона-Чу. Предполагается, что лазерное излучение фокусируется идеально отражающим параболическим зеркалом, имеющим радиус  $r_0$ . На зеркало падает гауссовый (с гауссовым профилем поперечного сечения) световой пучок радиальной поляризации с радиусом перетяжки  $r_0/2$ . Вычисления полей проводилось в полной аналогии со схемой, описанной в [3] для случая линейной поляризации излучения. Для выяснения влияния фазы была проведена серия расчетов для различных фаз лазерного поля. Изначально пробные электроны располагались в прямоугольной области, перпендикулярной фокальной плоскости лазерного пучка. Середина этой области (размер  $50 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$ , с длинной стороной, лежащей вдоль лазерной оси) проходит через фокус. Из-за аксиальной симметрии пучка достаточно было рассмотреть только одну такую плоскость. Эволюцию движения каждого пробного электрона будем описывать, исходя из уравнений Лоренца:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}, \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} \equiv \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_e c}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{p}$  и  $\gamma$  – скорость электрона, его импульс и кинетическая энергия (в единицах энергии покоя,  $m_e c^2$ ). Расчеты траекторий проводились на временном интервале  $0 < t < 1000 \text{ фс}$  для изначально покоящихся частиц по формулам (1) при фиксированной мощности и длительности лазерного импульса (120 ТВт, 30 фс, длина волны  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ ), для различных значений диаметра пятна 1.8, 3.2, 4.7, 5.5 мкм. Максимальная энергия ускоренных электронов достигает 166, 131, 120, 122 МэВ, соответственно. На рис. 1 представлены угловые спектры быстрых электронов, усредненные по фазе поля, т.е. доля быстрых частиц с конечной энергией  $> 50 \text{ МэВ}$ , вылетающих из фокальной области под углом  $\theta$  к лазерной оси, нормированная на полное число модельных частиц  $N_0 = 3.2 \cdot 10^5$  для каждого значения фазы поля. Угол  $\theta$  отсчитывается от направления распространения лазерного импульса.

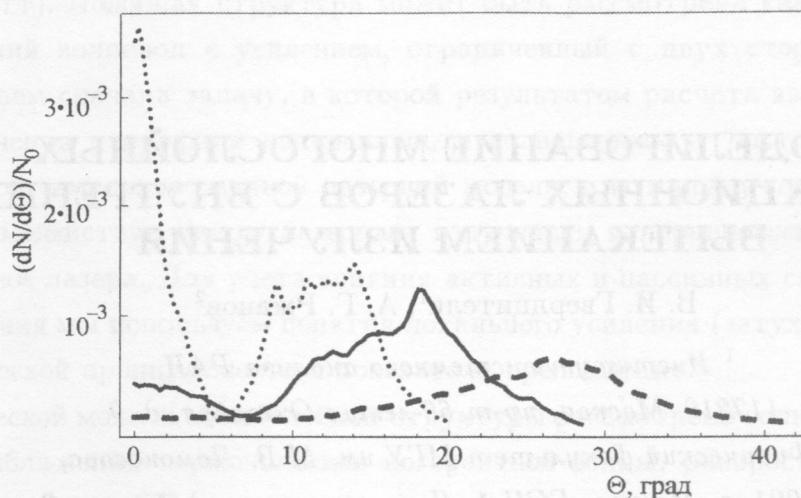


Рис. 1. Угловые спектры быстрых электронов для трех различных значений диаметра фокального пятна  $d$  (по уровню половинной интенсивности):  $d = 3.2\lambda$  (штриховая линия),  $d = 4.7\lambda$  (сплошная линия),  $d = 5.5\lambda$  (пунктирная линия).

Проведенное моделирование свидетельствует о формировании джетов быстрых электронов, имеющих в поперечном сечении кольцевую форму. Расчеты показали, что, как и для случая линейной поляризации, чрезвычайно острая фокусировка лазерного пучка (в дифракционный предел) не является оптимальной для ускорения электронов, несмотря на наличие сильного аксиального поля именно в случае субмикронного лазерного пятна. В то же время случай умеренной фокусировки является более привлекательным для ускорения электронов. Из-за аксиальной структуры радиального поля следует ожидать большее число быстрых частиц именно для этого случая.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, et al., *Nat. Phys.* **2**, 696 (2006).
- [2] Y. I. Salamin, Z. Harman, and C. H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 155004 (2008).
- [3] K. I. Popov, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, and R. D. Sydora, *Phys. Plasmas* **15**, 013108 (2008).

По материалам 3 Всероссийской молодежной школы-семинара "Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики", Москва, ФИАН, октябрь 2009 г.

Поступила в редакцию 14 октября 2009 г.