

ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ВАКУУМЕ

Д.Б. Блашке, А.В. Прозоркевич, А.В. Филатов, Д.С. Шкирманов

Изучается возможность дополнительного ускорения релятивистских пучков тяжелых ионов на выходе обычных ускорителей с помощью жестко сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов. Применительно к условиям действующего ускорителя Нуклотрон (ОИЯИ) показано, что возможны режимы захвата тяжелых ионов с монотонным набором энергии при интенсивностях лазерного поля порядка 10^{25} Вт/см², которые могут быть достигнуты в ближайшие годы. Используется простая модель классического точечного заряда, движущегося в поле гауссовой формы, которая приводит к многопараметрической нелинейной системе дифференциальных уравнений. Зависимость приращения энергии ионов от некоторых управляющих параметров, таких как начальная скорость ионов или длительность лазерного импульса, является существенно немонотонной, поэтому поиск оптимального режима ускорения является нетривиальной задачей. Схема со скрещенными лазерными лучами оказывается более эффективной, чем однолучевая схема, но требует определенной фазировки лучей, которую непросто обеспечить при такой интенсивности излучения. Кроме того, заметное влияние могут оказать такие нелинейные эффекты, как вакуумное рождение пар или поляризация вакуума.

Введение

Идея ускорения заряженных частиц с помощью лазерных полей, впервые предложенная в работах [1, 2], интенсивно изучается на протяжении многих лет. Особое внимание уделяется методам ускорения, использующим взаимодействие плазмы с лазерным лучом. Концепция ускорения в «кильватерном» поле, предложенная в [3], получила наиболее широкое признание и в настоящее время подошла вплотную к своей практической реализации [4, 5]. Одной из разновидностей этого метода является взаимодействие лазерных импульсов с твердыми мишенями, такая схема может оказаться востребованной в самых различных областях – от управляемого термоядерного синтеза [6–8] и до медицинских приложений [9, 10].

Ожидаемое в ближайшие годы быстрое развитие сверхмощных «настошных» лазеров [11, 12] открывает неожиданную перспективу формирования нового направления на стыке физики высоких энергий и лазерной физики. В частности, предполагается создание ускорителей, для которых отсутствует ограничение на допустимые градиенты поля, характерное для традиционных схем ускорения. Как было недавно продемонстрировано экспериментально в лаборатории SLAC [13], наличие короткоживущей плазмы может само по себе приводить к существенному ускорению

части ионов даже без участия поля лазера. Была высказана идея использовать в качестве промежуточного шага мощные оптические лазеры на выходе действующих ускорителей для повышения их эффективности вместо более дорогостоящей их модернизации. Так, например, один из лучших ускорителей тяжелых ионов, установка Нуклотрон Объединенного института ядерных исследований в Дубне [14] может разгонять ионы золота до релятивистских энергий 4 ГэВ/нуклон, что немного меньше энергии, необходимой для экспериментов по изучению кварк-глюонной плазмы. Поэтому в качестве одного из возможных вариантов модернизации Нуклотрона рассматривалась возможность использования оптических лазеров. В предыдущей нашей работе [15] было показано, что подобная схема может быть работоспособной при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{25} – 10^{26} Вт/см². Наличие большого числа управляющих параметров, от которых результат ускорения зависит существенно немонотонно, оставляет надежду для поиска более оптимальных режимов ускорения. Так, например, в работе [16] было сделано заключение о том, что для ускорения электронов наиболее эффективной является круговая поляризация поля лазера. Напротив, мы обнаружили, что для ускорения тяжелых ионов линейная поляризация предпочтительнее. С другой стороны, при таких интенсивностях полей и подходящей их конфигурации может активироваться механизм вакуумного рождения пар [17–19], что может значительно изменить условия движения ионов. Прямой расчет скорости вакуумного рождения пар для лазерного поля гауссовой формы не представляется возможным, поэтому мы ограничились здесь некоторыми косвенными оценками при помощи инвариантов поля. В работе используется естественная система единиц $c = \hbar = 1$.

1. Однолучевая схема

Следуя [16,20], рассмотрим ускорение тяжелых ионов как движение классической точечной частицы в заданном электромагнитном поле, моделирующем сфокусированный лазерный импульс во втором порядке параксиального приближения:

$$\dot{\mathbf{p}} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \mathbf{v} = \mathbf{p} / \sqrt{M^2 + \mathbf{p}^2}, \quad (1)$$

$$E_z = -\frac{S}{kw^2} [(x+y) \sin \phi_{\parallel} + (x-y) \sin (\phi_{\parallel} + \phi_p)], \quad (2)$$

$$E_{x,y} = \frac{w_0 S}{2w} [\cos \phi_{\perp} \pm \cos (\phi_{\perp} + \phi_p)], \quad (3)$$

$$B_z = \frac{S}{kw^2} [(x-y) \sin \phi_{\parallel} - (x+y) \sin (\phi_{\parallel} + \phi_p)], \quad (4)$$

$$B_x = -E_y, \quad B_y = E_x, \quad (5)$$

$$S = E_0 \exp \left(-(2t/\tau)^4 \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right), \quad (6)$$

где E_0 – амплитуда поля, ϕ_{\parallel} и ϕ_{\perp} – фазы продольной и поперечной компонент поля,

$$\phi_{\parallel} = \phi_{\perp} + \arctan\left(\frac{z}{z_c}\right), \quad (7)$$

$$\phi_{\perp} = \phi_0 + \eta + \arctan\left(\frac{z}{z_c}\right) - \frac{z}{z_c} \frac{x^2 + y^2}{w^2}, \quad (8)$$

$z_c = kw_0^2/2$ – дифракционная длина, $\eta = \omega t - kz$, ω – частота лазерного излучения,

$$w^2 = w_0^2[1 + (z/z_c)^2], \quad (9)$$

w_0 – минимальный радиус пучка лазера в фокусе, ϕ_0 – начальная фаза поля, параметр ϕ_p определяет поляризацию поля (линейная при $\phi_p = 0$ и круговая при $\phi_p = \pi/2$). Предполагается, что при $t = t_0$ ион попадает на ось луча на расстоянии z_0 от точки фокуса с начальной скоростью v_0 вдоль оси z . Такая задача Коши $\mathbf{x}(t_0) = (0, 0, z_0)$, $\mathbf{v}(t_0) = (0, 0, v_0)$ для уравнения (1) решалась нами численно стандартным методом Рунге–Кутты с набором основных параметров, приведенных в таблице (использование иных значений параметров оговаривается в подписи к соответствующему рисунку).

Таблица

Базовый набор параметров

I , Вт/см ²	λ , нм	τ , $T = 2\pi/\omega$	ϕ_0	ϕ_p	w_0 , λ	e	M , ГэВ	v_0 , c	t_0 , τ	z_0 , λ
$5 \cdot 10^{25}$	1000	20	0	0	100	79	179	0.968	-1	-100

Здесь I – интенсивность лазерного излучения, λ – его длина волны, T – период, τ – длительность импульса; e – заряд иона, M – его масса, v_0 – начальная скорость, z_0 – начальная координата.

Основной интересующей нас характеристикой является приращение энергии иона Δ за время действия поля. Выбор типа иона (ядро золота Au^{79+}) соответствует условиям ускорителя Нуклотрон [14], для которого энергия ионов на выходе равна 4 ГэВ/нуклон.

Типичная форма зависимости энергии иона от времени показана на рис. 1. Монотонное возрастание энергии означает, что происходит захват тяжелого иона лазерным полем, при котором эффект фазового проскальзывания [21] отсутствует. При таком режиме значительную роль играют фазовые соотношения, что показывает, например, зависимость приращения энергии от начальной фазы ϕ_0 (рис. 2). Наиболее выраженное влияние ϕ_0 наблюдается при линейной поляризации поля и наименее – при круговой поляризации. Монотонный характер ускорения демонстрирует рис. 3, на котором представлена зависимость приращения энергии от длины волны лазерного излучения. Чем больше длина волны, тем большее время ион получает энергию, поскольку увеличивается длина взаимодействия. Инфракрасный лазер с длиной волны 1053 нм (типа Phelix [22]) оказывается в три раза более эффективным ускорителем, чем 527 нм лазер (типа Astra [23]), при одинаковых интенсивностях излучения. Аналогичный характер имеет зависимость приращения энергии иона от интенсивности лазерного излучения (рис. 4). Оказалось неожиданным, что

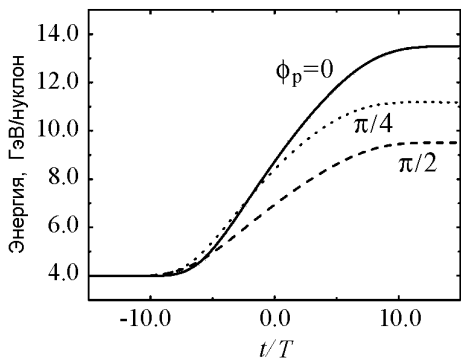


Рис. 1. Зависимость энергии иона Au^{79+} от времени (в периодах) для лазерных полей различной поляризации

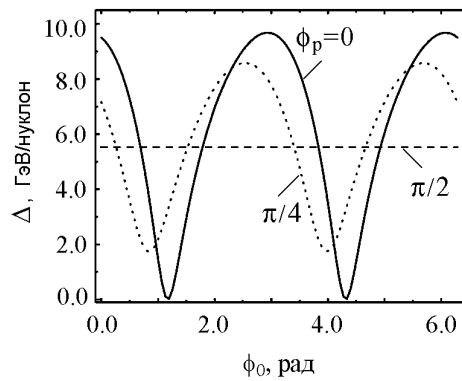


Рис. 2. Зависимость приращения энергии иона Δ от начальной фазы ϕ_0

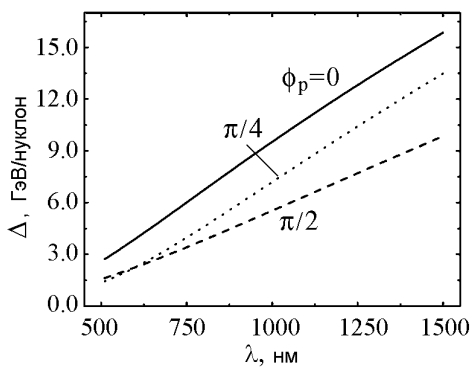


Рис. 3. Зависимость Δ от длины волны лазерного излучения

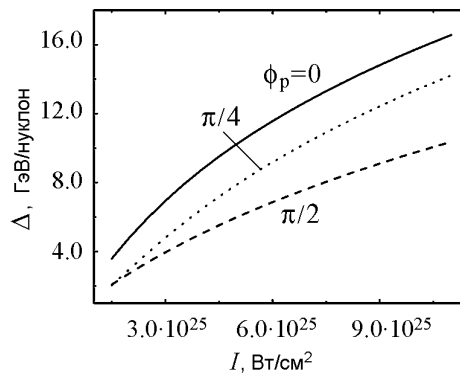


Рис. 4. Зависимость Δ от интенсивности поля при $\lambda=1053$ нм, соответствующей частоте лазера PHELIX [22]

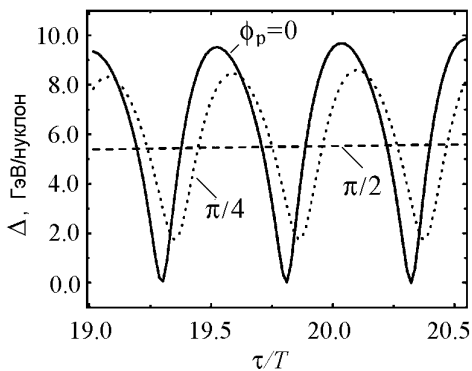


Рис. 5. Зависимость Δ от длительности лазерного импульса в малом временном масштабе по отношению к периоду излучения лазера

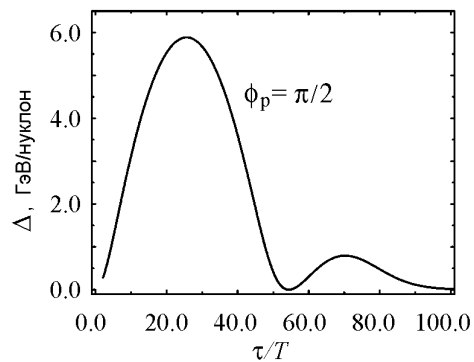


Рис. 6. Приращение энергии Δ в зависимости от длительности импульса в больших временных масштабах

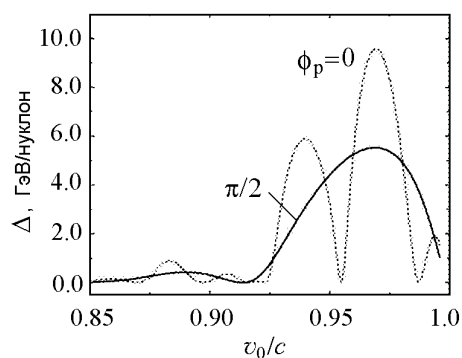


Рис. 7. Приращение энергии Δ в зависимости от начальной скорости ионов в области ультрарелятивистских энергий

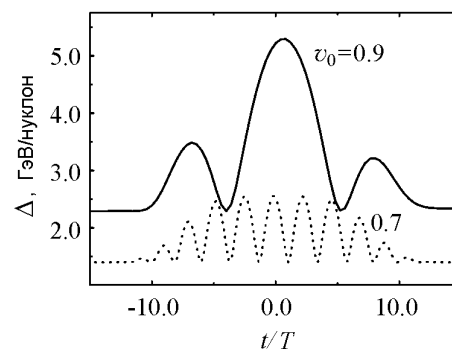


Рис. 8. Эффект фазового проскальзывания

зависимость приращения энергии от длительности импульса τ имеет существенно немонокотный характер. Для линейно поляризованного поля это проявляется уже на малом временном масштабе порядка периода поля (рис. 5), а для поля круговой поляризации – на временном масштабе порядка длительности импульса (рис. 6). Кривая на рис. 6 одновременно представляет огибающую быстрых осцилляций энергии для случая линейной поляризации.

Аналогичное поведение демонстрирует зависимость энергии от начальной скорости ионов (рис. 7). Положение локального экстремума на этой кривой может изменяться при вариации других параметров, таких как длительность импульса или интенсивность поля. Такое свойство, в принципе, можно использовать для уменьшения разброса скоростей ионов («охлаждение» пучка): если согласовать спадающий участок кривой и среднюю скорость пучка частиц, то дисперсия скоростей ионов после прохождения лазерного импульса должна уменьшиться.

Решающее значение для реализации режима захвата играет, по-видимому, начальная энергия ионов, что демонстрирует рис. 8 в сравнении с рис. 1: чем меньше начальная скорость, тем сильнее выражен эффект фазового проскальзывания.

2. Схема с двумя скрещенными лучами

Использование специальных геометрических схем для повышения эффективности лазерного ускорения обсуждалось многими авторами [24–28]. В этих работах предложено направлять пучок частиц через область скрещивания двух лазерных лучей, где образуется продольное ускоряющее электрическое поле. Формирование такого поля определяется, в основном, фазовыми соотношениями двух исходных лазерных лучей, выполнение которых представляет собой отдельную техническую задачу [29]. Двухлучевая конфигурация находит применение также и в плазменных ускорителях [30].

Рассмотрим два линейно поляризованных луча лазера, распространяющихся под углами $\pm\theta$ к оси z в соответствии с рис. 9, так что суммарное поле определяется

следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 E_x &= (E_{x1} + E_{x2}) \cos \theta + (E_{z1} - E_{z2}) \sin \theta, \\
 E_z &= -(E_{x1} - E_{x2}) \sin \theta + (E_{z1} + E_{z2}) \cos \theta, \\
 x_{1,2} &= x \cos \theta \mp z \sin \theta, \\
 z_{1,2} &= \pm x \sin \theta + z \cos \theta,
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

где $\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_1, t)$, $\mathbf{E}_2(\mathbf{x}_2, t)$ определены уравнениями (2)–(6). Для того чтобы получить на оси z аксиальное поле, достаточно обеспечить $E_{01} = -E_{02}$ [25].

Основной характеристикой такой схемы является зависимость приращения энергии от угла между лучами. Эта зависимость представлена на рис. 10 для базового набора параметров (см. таблицу). Кривая $\Delta(\theta)$ существенно немонотонная и имеет несколько ярко выраженных максимумов в области небольших углов. Форма кривой зависит от других параметров, таких как начальное положение иона z_0 или длительность импульса τ . Например, при уменьшении параметра $|z_0|$ кривая $\Delta(\theta)$ становится более гладкой. В любом случае, оптимальное значение угла скрещивания лежит в области порядка 20° , что находится в хорошем соответствии с результатами [15, 28]. Эффективность схемы со скрещенными лучами оказывается примерно в три раза выше однолучевой схемы при прочих равных условиях и без учета нелинейных эффектов типа вакуумного рождения пар или поляризации вакуума.

Возможны и более технически сложные варианты многолучевой схемы [15, 26], обеспечивающие многоступенчатый характер взаимодействия пучка частиц с лазерными лучами, например, с помощью каскада зеркал, расположенных симметрично относительно направления ускорения частиц.

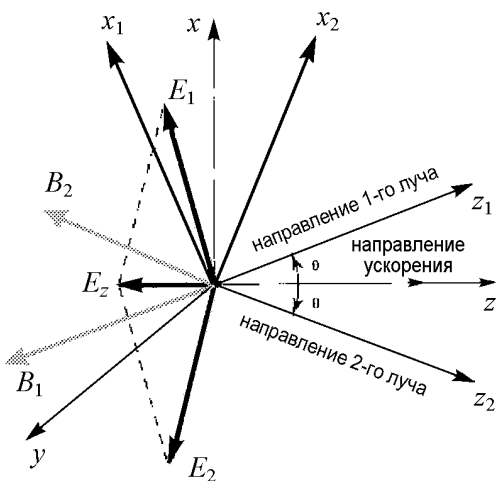


Рис. 9. Геометрия схемы с скрещенными лучами в соответствии с [25] для случая линейной поляризации

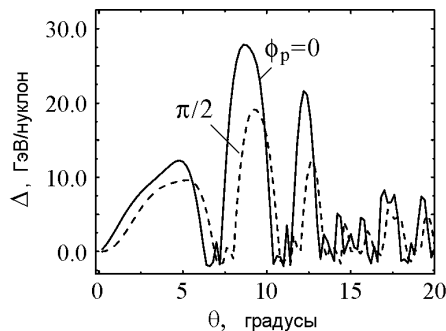


Рис. 10. Приращение энергии Δ в зависимости от угла между лазерными лучами

3. Вакуумное рождение электрон-позитронных пар

Известно, что однородное электрическое поле создает довольно плотную квазичастичную плазму (до 10^{20} см^{-3}) уже при напряженности порядка 10^{11} В/см [19]. Поле такого типа может быть реализовано, например, в фокусе двух встречных лазерных пучков. После прохождения поля плазма практически полностью исчезает за счет многофотонной аннигиляции, поэтому рождение свободных частиц не происходит. Однако присутствие квазичастичной плазмы может быть обнаружено по косвенным эффектам, например, излучению мягких γ -квантов или изменению показателя преломления в области лазерного фокуса [31, 32]. Средняя (за период поля) плотность квазичастичной плазмы пропорциональна интенсивности излучения, поэтому при $I \sim 10^{25} \text{ Вт/см}^2$ она может превысить твердотельный уровень, что может оказать заметное влияние на движение ионов.

Прямое вычисление скорости рождения пар в лазерных полях гауссова типа остается пока за рамками существующей теории. Мы можем сделать только косвенные оценки при помощи полевых инвариантов $\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2$, $\mathbf{E}\mathbf{B}$, предполагая, что степень отличия этих величин от нуля характеризует «креативную» способность электромагнитного поля. Этот прием основан на аналогии с известным свойством плоской волны, в которой оба инварианта равны нулю и рождение пар не происходит при любой напряженности.

Очевидно, что поле одного гауссова пучка близко к полю плоской волны, поскольку продольная компонента подавляется фактором $\lambda/w_0 \ll 1$, так что

$$\xi = \frac{\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2}{E_0^2} \lesssim \left(\frac{\lambda}{w_0}\right)^2, \quad \eta = \frac{\mathbf{E}\mathbf{B}}{E_0^2} \sim \xi. \quad (11)$$

Естественно предположить, что для такого поля скорость рождения пар будет пренебрежимо мала. И наоборот, при определенной геометрии и фазировке скрещенные лучи могут образовывать в локальных областях пространства поля электрического типа. Так, например, формируются стоячие волны в случае встречно направленных лучей. На рис. 11 представлены значения параметров ξ, η при оптимальном угле

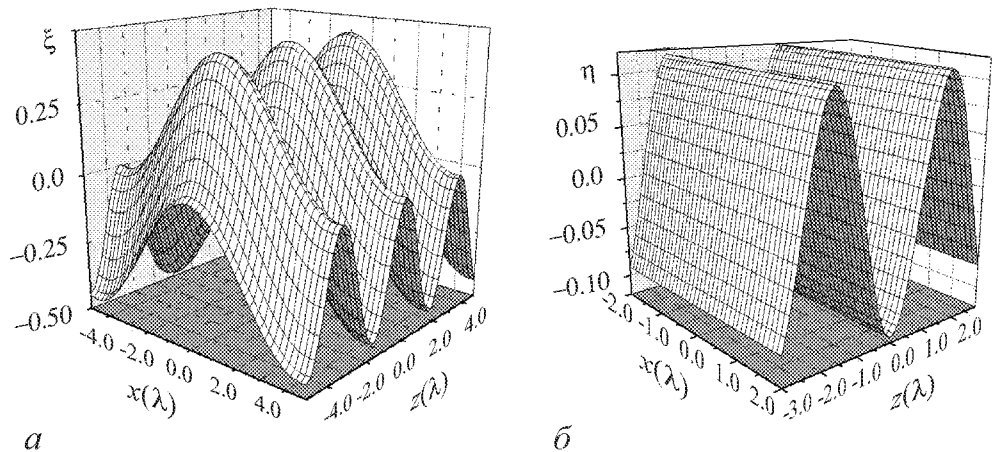


Рис. 11. Пространственное (x, z) распределение параметров (11) при $t = 0, y = 0$ и оптимальном угле скрещивания лазерных лучей $\theta = 20^\circ$, a – линейная поляризация, b – круговая.

скрещивания лазерных лучей. Такая качественная оценка показывает, что области с достаточно большим уровнем ξ, η занимают значительную часть области фокуса и можно ожидать, что эффект вакуумного рождения пар будет оказывать влияние на ускорение ионов.

Заключение

Показано, что оптические лазеры следующего поколения с интенсивностью излучения порядка 10^{25} Вт/см² могут быть, в принципе, использованы для дополнительного ускорения релятивистских пучков тяжелых ионов. Наиболее эффективной является схема с двумя скрещенными пучками, однако в этом случае возможно влияние таких нелинейных эффектов, как вакуумное рождение пар и поляризация вакуума.

Авторы благодарны С.А. Смолянскому за полезные замечания.

Библиографический список

1. *Shimoda K.* Proposal for an electron accelerator using an optical maser // *Appl. Opt.* 1962. Vol. 1. P. 33.
2. *Ashkin A.* Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. Vol. 24. P. 156; 1970. Vol. 25. P. 1321.
3. *Tajima T. and Dawson J.M.* Laser electron accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 267.
4. *Malka V. et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse // *Science* Vol. 298. 2002. P. 1596.
5. *Patel N.* Accelerator physics: the plasma revolution // *Nature.* 2007. Vol. 449. P. 133.
6. *Roth M. et al.* Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 436.
7. *Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Maksimchuk A., Umstadter D., and Capjack C.E.* Fast ignitor concept with light ions // *Plasma Phys. Rep.* 2001. Vol. 27. P. 1017.
8. *Atzeni S., Temporal M., and Honrubia J.J.* A first analysis of fast ignition of precompressed ICF fuel by laser-accelerated protons // *Nucl. Fusion.* 2002. Vol. 42. P. L1.
9. *Maksimchuk A. et al.* TH-C-230A-06: high-energy proton acceleration driven by ultra-intense ultra-clean laser pulses // *Med. Phys.* 2006. Vol. 33. P. 2272.
10. *Borghesi M., Campbell D.H., Schiavi A., Haines M.G., Willi O.* Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique // *Phys. Plasmas.* 2002. Vol. 9. P. 2214.
11. *Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V.* Optics in the relativistic regime // *Rev. Mod. Phys.* 2006. Vol. 78. P. 309.
12. *Ren J., Cheng W., Li S. and Suckewer S.* A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses // *Nature Physics.* 2007. Vol. 3. P. 732.

13. *Blumenfeld I. et al.* Physicists pitch biggest accelerator // *Nature*. 2007. Vol. 445. P. 741.
14. <http://nucloserv.jinr.ru/index.htm>.
15. *Blaschke D.B., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Shkirmanov D.S., Chubaryan M.* Laser acceleration of ion beams // GSI Report 2007-03, ILIAS, Ion and Laser Beam Interaction and Application Studies / Eds P. Mulser and T. Schlegel. P. 34.
16. *Бахару А., Таранухин В.Д.* Лазерное ускорение электронов в вакууме до энергий $\sim 10^9$ эВ // *Квантовая электроника*. 2004. Т. 34. С. 129.
17. *Ringwald A.* Pair production from vacuum at the focus of an X-ray free electron laser // *Phys. Lett. B*. 2001. Vol. 510. P. 107.
18. *Roberts C.D., Schmid S.Mt., and Vinnik D.V.* Quantum effects with an X-ray free-electron laser // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 89. P. 153901.
19. *Blaschke D.B., Prozorkevich A.V., Roberts C.D., Schmidt S.M., and Smolyansky S.A.* Pair production and optical lasers // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 140402.
20. *Salamin Y.I., Hu S.X., Hatsagortsyan K.Z., and Keitel C.H.* Relativistic high-power laser-matter interactions // *Phys. Rep.* 2006. Vol. 427. P. 41.
21. *Scully M.O. and Zubairy M.S.* Simple laser accelerator: Optics and particle dynamics // *Phys. Rev. A*. 1991. Vol. 44. P. 2656.
22. <http://www.gsi.de/forschung/phelix/>
23. <http://www.clf.rl.ac.uk / Facilities/ AstraWeb/ AstraGeminiHome.htm>
24. *Haaland C.M.* Laser electron acceleration in vacuum // *Opt. Comm.* 1995. Vol. 114. P. 280.
25. *Esarey E., Sprangle R., Krall J.* Laser acceleration of electrons in vacuum // *Phys. Rev. E*. 1995. Vol. 52. P. 5443.
26. *Huang Y.C., Zheng D., Tulloch W.M., and Byer R.L.* Proposed structure for a crossed-laser beam, GeV per meter gradient, vacuum electron linear accelerator // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68. P. 753.
27. *Salamin Y.I., Keitel C.H.* Subcycle high electron acceleration by crossed laser beams // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. P. 1082.
28. *Salamin Y.I., Mocken G.R., Keitel C.H.* Relativistic electron dynamics in intense crossed laser beams: Acceleration and Compton harmonics // *Phys. Rev. E*. 2003. Vol. 67. P. 016501.
29. *Aiello A. and Woerdman H.* The reflection of a Maxwell–Gaussian beam by a planar surface // [arxiv:0710.1643](http://arxiv.org/abs/0710.1643).
30. *Faure J., Rechatin C., Norlin A., Lifschitz A., Glinec Y. and Malka V.* Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses // *Nature*. 2006. Vol. 444. P. 737.
31. *Blaschke D.B., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A. and Tarakanov A.V.* Observable manifestation of an electron–positron plasma created by the field of an optical laser // *Journal of Physics: Conference Series*. 2006. Vol. 35. P. 121.
32. *Blaschke D.B., Filatov A.V., Egorova I.A., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A.* Observable effects caused by vacuum pair creation in the field of high-power

optical lasers // Proceedings of SPIE, 2007, Vol. 6537, Saratov Fall Meeting 2006: Laser Physics and Photonics, Spectroscopy and Molecular Modeling VII / Editors V.L. Derbov, L.A. Melnikov, L.M. Babkov. P. 653708.

*Саратовский государственный
университет
Вроцлавский университет, Польша*

Поступила в редакцию 27.12.2007

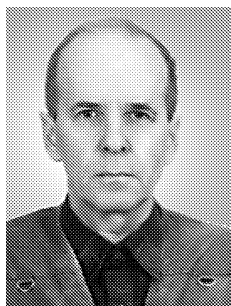
LASER ACCELERATION OF HEAVY ION BEAMS IN VACUUM

D.B. Blaschke, A.V. Prozorkevich, A.V. Filatov, D.S. Shkirmanov

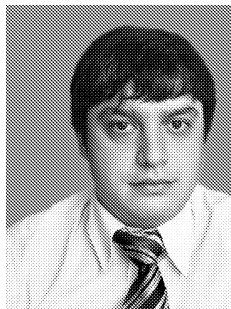
The possibility of heavy ion additional acceleration in laser beams is investigated. The main observation is the existence of a big variety of acceleration modes due to many fitting parameters even for only one Gaussian beam and for crossed ones even more so. An essentially non-monotonic dependence of energy gain on relevant variables such as initial velocity or pulse duration is found which makes the search for the most effective acceleration modus very complex. There is a threshold level for the intensity ($\sim 10^{25}$ W/cm²) when the ion moves in the capture mode in one direction. The crossed beam scheme is at least three times more effective than one beam scheme within the considered range of parameters. However, such a scheme works only for certain phasing of the beams which is difficult to provide at such field intensity. Moreover, the other nonlinear effects as pair creation and vacuum polarization can also be active.



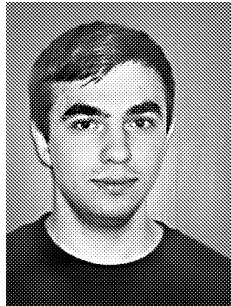
Блашке Давид Бернхард – родился в Гюстрове (Германия, 1959). Окончил университет в Росток (1983). Защитил диссертацию на соискание звания кандидата физико-математических наук (1987) и доктора физико-математических наук («Квантовая статистика эффективных кварковых моделей адронной материи», 1995). С 1981 года член Германского физического общества, с 1990 – член Европейского физического общества, с 1995 – член Европейского центра теоретических исследований в ядерной физике и связанных областях (Тренто, Италия). Работает в университете Вроцлава (Польша). Автор более 60 научных работ, ответственный редактор двух книг: «Understanding Deconfinement in QCD» (World Scientific, Singapore, 2000), «Physics of Neutrons Star Interiors» (Springer, Heidelberg, 2001.)



Прозоркевич Александр Васильевич – родился в Калининграде (1947). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (кафедра теоретической физики, 1970). Защитил кандидатскую диссертацию на соискание звания кандидата физико-математических наук (1981). Работает доцентом кафедры теоретической и математической физики СГУ.



Филатов Андрей Викторович – родился в Саратове (1982). Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2004). Аспирант кафедры теоретической и математической физики СГУ.



Шкирманов Дмитрий Сергеевич – родился в 1987 году. Студент 3-го курса физического факультета СГУ. Научные интересы – теоретическая физика, лазерное ускорение тяжелых ионов. Имеет 2 научные публикации в зарубежных журналах.