

## Рождение пионов при воздействии мощного ультракороткого лазерного импульса на твердотельную мишень

В. Ю. Быченков<sup>1)</sup>, Я. Сентоку<sup>+2)</sup>, С. В. Буланов\*, К. Мима<sup>+2)</sup>, Ж. Муру<sup>□2)</sup>, С. В. Толоконников<sup>△</sup>

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

*+Institute of Laser Engineering, University of Osaka, 565-0871 Osaka, Japan*

*\*Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия*

*□Center for Ultrafast Optical Science, University of Michigan, 48109-2099 Ann Arbor, Michigan, USA*

*△Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 октября 2001 г.

После переработки 14 ноября 2001 г.

С использованием двумерного моделирования методом “частица в ячейке” найден порог по лазерной интенсивности, отвечающий рождению пионов протонами, которые ускоряются релятивистски сильными короткими лазерными импульсами при их воздействии на твердотельные мишени. Получена зависимость выхода пионов от интенсивности лазерного излучения.

PACS: 13.75.Gx

Генерация высокоэнергичных ионов ультракороткими лазерными импульсами, воздействующими на плазму, является предметом активных исследований на протяжении последних лет [1–9]. Прежде всего это обусловлено необходимостью понимания механизмов ускорения ионов при взаимодействии лазерного излучения с плазмой, включая количественное описание их характеристик. Проблема ускорения ионов является одной из ключевых для различных приложений с использованием мощных лазеров, таких как быстрый поджиг для лазерного термоядерного синтеза, инжектор быстрых частиц, радиационный источник для медицины и ядерной физики. Благодаря эффективному ускорению ионов в лазерном поле они могут вызывать ядерные превращения.

Лазеры ультракороткой длительности импульса на существующем уровне энергии способны инициировать различные ядерные реакции, такие как реакции синтеза, деления, подхвата, срыва, перезарядки и радиационного захвата [1]. Ядерные реакции, протекающие в результате столкновений ускоренных лазером ионов с ядрами мишени при энергиях от нескольких МэВ до десятков МэВ, зарегистрированы экспериментально [5–7]. Обнаружение протонов с энергией 60 МэВ при лазерной интенсивности  $3 \cdot 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> [5] и прогресс в наращивании энергии лазеров позволяют полагать, что уже в ближайшие годы будет пройден рубеж в 140 МэВ энергии протонов, при котором возможно рождение пионов. Полу-

чение последних на установках лабораторного масштаба, а не на ускорителях, может оказать существенное влияние на оценку приоритетов в развитии как лазерной техники, так и техники ядерных исследований. Имея в виду указанную перспективу, целесообразно количественно оценить выход пионов в зависимости от параметров лазера, а также определить его пороговую интенсивность. Этому посвящено настоящее сообщение, в котором представлены результаты релятивистского двумерного моделирования методом частица в ячейке (PIC).

Отметим, что рождение пионов под действием короткого лазерного импульса и их выход уже обсуждались в работе [10]. Их рождение связывалось с образованием гамма-квантов, которые приводили к фоторождению пионов. При этом образование гамма-квантов обусловлено тормозным излучением ускоренных лазерным импульсом электронов, а гамма-кванты, взаимодействуя с ядрами, порождают  $\Delta$ -изобары, которые распадаются с испусканием пионов. Такая цепочка превращений крайне не эффективна в силу ее электромагнитной природы, в отличие от процесса сильного взаимодействия протонов с ядрами, обсуждаемого ниже.

Выполненные расчеты моделировали взаимодействие короткого, 300 фс, линейно поляризованного лазерного импульса с твердотельной фольгой толщиной 5 мкм в виде однородного плазменного слоя с плотностью, в сорок раз превышающей критическую. Лазерное излучение с длиной волны 1 мкм падало по нормали к поверхности фольги, распространяясь в

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

<sup>2)</sup>Y. Sentoku, G. Mourou, K. Mima

направлении  $X$  плоскости моделирования  $XU$  размером  $50 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$ . Размер пятна фокусировки составлял  $3 \text{ мкм}$ , а расчеты проводились для нескольких значений интенсивности лазера  $I$  в интервале от  $2 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$  до  $5 \cdot 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ , что отвечало релятивистски сильному лазерному полю,  $a \gg 1$ , где  $a = eA/mc^2$  – амплитуда его нормализованного вектор-потенциала  $A$ , где  $c$ ,  $e$  и  $m$  – скорость света, заряд и масса электрона, соответственно. Для определенности рассмотрена двухкомпонентная плазма, состоящая из 50% H и 50% D. Чтобы максимально приблизить модель к реальной ситуации, перед фольгой помещался слой редкой плазмы, толщина которого составляла  $30 \text{ мкм}$ , а плотность бралась постоянной, равной  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Дело в том, что в экспериментах при уровнях мощности, значительно превосходящих  $1 \text{ ТВт}$ , неидеальность лазерного импульса, выражающаяся в наличии предимпульса, приводит к тому, что к моменту времени, когда пик лазерного импульса достигает мишени, на ее поверхности уже существует достаточно протяженная “предплазма” толщиной до  $40 \text{ мкм}$  [5]. Такая разреженная предплазма оказывает существенное влияние на характер взаимодействия лазерного излучения с мишенью. Рассматриваемая плазма оказывалась непрозрачной для интенсивностей  $I \lesssim 5 \cdot 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ . Вместе с тем нами проведен расчет для интенсивности  $1.2 \cdot 10^{22} \text{ Вт/см}^2$ , когда возникал эффект релятивистской прозрачности и существенная доля лазерного излучения проходила сквозь мишень.

Электроны предплазмы, ускоренные в направлении вперед и имеющие релятивистские энергии, проходят сквозь тонкую фольгу и устанавливают сильное электростатическое поле, которое ускоряет ионы. Процесс формирования ускоряющего ионы электрического поля достаточно сложен, поскольку здесь важную роль может играть генерация квазистатических магнитных полей и образование области с избытком положительного электрического заряда [11]. Не вдаваясь в детали этого процесса (см. [11]), достаточно сказать, что именно генерация горячих электронов является первопричиной ускорения ионов. Для релятивистских интенсивностей лазера основная доля его энергии переходит в энергию горячих электронов [5, 12]. Затем кинетическая энергия быстрых электронов  $T_h$  трансформируется в энергию электростатического поля, которое ускоряет ионы. Соответственно, энергию последних,  $\epsilon_i$ , по порядку величины следует ожидать на уровне энергии горячих электронов,  $\epsilon_i \sim ZT_h$ . Наши расчеты показывают, что действительно при изменении лазерной интенсивности характерная энергия протонов меня-

ется пропорционально температуре горячих электронов. Ускорение дейтронов оказывается существенно подавленным по сравнению с ускорением протонов. Последние, вследствие большей подвижности, ускоряются первыми, за счет чего электрическое поле позади них падает и не столь эффективно ускоряет дейтроны, которые следуют за протонами. В результате энергия дейтронов в расчетах не превышала четверти от энергии протонов. Подобный эффект наблюдался в эксперименте [7], где энергии протонов и дейтронов соответственно составляли  $9$  и  $2 \text{ МэВ}$ .

Лазерное излучение, проходящее через предплазму, каналировалось благодаря релятивистской самофокусировке и эффективно ускоряло электроны. Качественно их энергетическое распределение отвечало максвелловскому с эффективной температурой  $T_h$ , которая примерно следовала корневой зависимости от лазерной интенсивности,  $T_h \propto \sqrt{I}$ . В то же время, движение электрона оказывается очень сложным (стохастическим) вследствие сложной структуры полей, включая отраженную лазерную волну и генерирующиеся в плазме поля. Зависимость температуры горячих электронов  $\propto \sqrt{I}$  качественно соответствует скейлингу для набора энергии электроном в релятивистски сильной электромагнитной волне, распространяющейся в плазме с фазовой скоростью  $\omega/k$ , большей скорости света,  $ck \lesssim \omega$ . Зависимость безразмерной кинетической энергии электрона  $\gamma$  от лазерной интенсивности в ультрарелятивистском пределе  $a \gg 1$  можно оценить с помощью известных интегралов [13] движения электрона в электромагнитном поле:

$$\frac{p_x}{mc} = \frac{ck}{\omega} \gamma, \quad \frac{p_y}{mc} = a, \quad \gamma = \sqrt{\frac{p_x^2}{m^2 c^2} + \frac{p_y^2}{m^2 c^2}}, \quad (1)$$

которые записаны для вначале покоящегося электрона. Согласно (1),  $\gamma = a\omega/\sqrt{\omega^2 - c^2 k^2} \propto \sqrt{I}$ . Этот скейлинг подобен полученному из пондеромоторного потенциала [14]  $T_h = mc^2(\sqrt{1 + a^2} - 1) \simeq mc^2 a$ . Однако в отличие от последнего он учитывает вклад продольного импульса электрона, который не мал по сравнению с поперечным импульсом и приводит к большему значению энергии. Это подтверждается нашими расчетами, показывающими, что формула для  $T_h$  работы [14] дает заниженную величину температуры горячих электронов.

Мы исследовали зависимость энергии ионов от лазерной интенсивности без предплазмы и установили, что она также близка к корневой, как и в случае с предплазмой, но оказывается несколько меньше. Таким образом, наличие предплазмы является весьма существенным, повышая эффективность генерации как быстрых электронов, так и ионов. Рис.1 по-

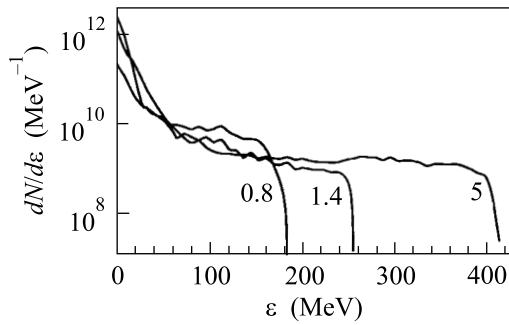


Рис.1. Распределение по энергии числа ускоренных вперед протонов для разных плотностей потока лазерной энергии  $I$ . Значения  $I$  в единицах  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> указаны около кривых

казывает энергетический спектр ускоренных вперед протонов для трех значений лазерной интенсивности,  $I \leq 5 \cdot 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Он демонстрирует хвост высокоэнергичных ионов, который с увеличением энергии переходит в платообразное распределение, заканчивающееся резкой отсечкой. Такое платообразное распределение с отсечкой по энергии наблюдалось экспериментально [4–7, 15] и является типичным для электростатического механизма ускорения ионов. При этом отсечка отвечает максимальной разности потенциала, создаваемого горячими электронами. Для большей интенсивности,  $1.2 \cdot 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда плазма оказывается релятивистски прозрачной, существенную роль в ускорении ионов играет индуктивное электрическое поле, возникающее на тыльной стороне мишени из-за генерируемого магнитного поля [16].

Очевидно, что как только отсечка в спектре протонов превысит 140 МэВ, они могут рождать  $\pi^+$  в веществе, помещенном за фольгой. Рис.2 показы-

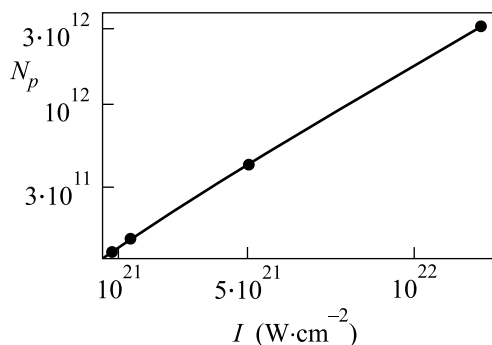


Рис.2. Число ускоренных вперед протонов с энергией, превосходящей 140 МэВ, в зависимости от плотности потока лазерной энергии

вает число ускоренных протонов с энергией выше 140 МэВ,  $N_p$ , в зависимости от лазерной интенсивности. Ускоренные протоны будут вступать в реак-

цию с ядрами вещества в слое толщиной порядка их длины торможения, которая в основном определяется ионизационными потерями. Число рожденных пионов меньше числа ускоренных протонов в отношении длины пробега последних по отношению к реакции образования  $\pi^+$ . Количественно это число,

$$N_\pi = \frac{1}{M_a} \int_0^\infty d\epsilon \frac{dN}{d\epsilon} \int_0^\epsilon d\epsilon' \frac{\sigma(\epsilon')}{W(\epsilon')}, \quad (2)$$

определяется сечением  $\sigma$  реакции  $p + A \rightarrow \pi^+ \dots$ , где  $A$  – ядро массы  $M_a$ , тормозными потерями (МэВ·см<sup>2</sup>/г)  $W$  протонов в веществе “ $a$ ” и распределением по энергии числа ионов  $dN/d\epsilon$ .

В качестве примеров ядерной мишени мы рассмотрели легкую (углерод) и тяжелую (германий) мишени. Выход пионов (2) в расчете на один протон для ядер углерода представлен на рис.3 с использованием данных работ [17] для  $\sigma$  и  $W$ . Несмотря на то,

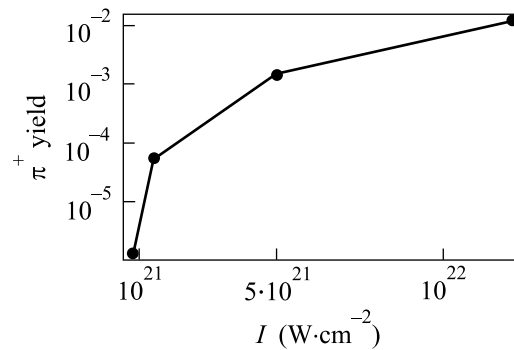


Рис.3. Выход пионов (на один протон) в зависимости от плотности потока энергии в лазерном импульсе. Кривая отвечает рождению  $\pi^+$  в столкновениях протонов с ядрами C

что сечение реакции образования пионов вдали от порога ведет себя как  $A^{2/3}$  ( $A$  – атомный номер ядра), интеграл перекрытий (2) слабо зависит от атомного номера. Так, наши расчеты показали, что выход пионов в германии лишь на 9–15% отличается от их выхода в углероде.

Проведенные расчеты позволяют предсказать порог рождения пионов по лазерной интенсивности. Этот порог на уровне  $I_{th} \sim 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> отчетливо виден на рис.3. При  $I = 5 \cdot 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> производство пионов приблизительно составляет  $10^{-3}$ , что для числа ускоренных протонов  $4 \cdot 10^{11}$  дает полный выход  $\pi^+$  на уровне  $4 \cdot 10^8$  частиц за вспышку, что на пять порядков превышает результат работы [10] для выхода фотопионов в сходных условиях. Идентификация пионов наиболее проста стандартным образом, из  $\pi\mu$ -распада, поскольку время жизни  $\pi^+$  невелико,

$\tau_\pi \simeq 26$  нс. При 1 кГц повторяемости импульсов лазерный метод производства мюонов будет иметь преимущество перед ускорительным, обеспечивая поток мюонов  $10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ .

Установленный выше порог рождения пионов  $\sim 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ , на первый взгляд, может достигаться с использованием лазеров малой энергии, если исходить из длительности лазерного импульса в несколько фемтосекунд. Последнее достижимо при существующем уровне лазерной техники. Однако имеется существенное ограничение, требующее значительно большей длительности лазерного импульса. Это связано с тем, что в силу большой массы ионов (протонов)  $M$  для их ускорения требуется определенное время  $\tau_i$ , определяемое условием  $\tau_i \sim d/v$ , где  $v$  – скорость ионов,  $v \sim \sqrt{T_h/M}$ ,  $d$  – длина ускоряющего промежутка,  $d \sim \lambda_D$ , а  $\lambda_D \sim (T_h/e^2 n_h)^{1/2}$  – дебаевский радиус горячих электронов с плотностью  $n_h$ , то есть  $\tau_i \sim \sqrt{M/e^2 n_h}$ . Используя в качестве оценки плотности горячих электронов  $n_h$  величину порядка критической плотности, получаем  $\tau_i \sim 100$  фс. Поскольку поле разделения заряда поддерживается лазерным импульсом, то он должен иметь длительность, превосходящую  $\tau_i$ , чтобы протоны успели ускориться до максимальной энергии, определяемой полем разделения заряда. С другой стороны, минимально достижимый размер фокального пятна для мощных лазеров составляет несколько микрон. Отсюда вытекает, что для получения пионов с помощью лазера его энергия должна достигать нескольких десятков джоулей.

Для рассмотренных примеров рождения пионов при столкновениях протонов с ядрами распределение пионов практически изотропно. Вместе с тем, для водородосодержащих ядерных мишеней, в которых рождение пионов возможно при  $p$ - $p$ -столкновениях, можно ожидать генерацию направленных потоков пионов, а также потоков нейтрино, если энергия протонов значительно превышает 1 ГэВ, то есть, согласно полученному выше скейлингу, при  $I > 10^{23} \text{ Вт/см}^2$ . Время жизни таких пионов, имеющих энергии до нескольких ГэВ, будет существенно выше, чем  $\tau_\pi$ . При этом открывается возможность их последующего ускорения с помощью лазерно-плазменного метода ускорения частиц в разреженной плазме [18] для получения пионов экстремальных энергий, встречающихся пока только в космических лучах. Однако в отличие от последних лазерная генерация сверхэнергичных пионов носит предсказуемый характер.

В заключение отметим, что с использованием численного моделирования взаимодействия короткого релятивистски сильного лазерного импульса с

плазмой, возникающей при облучении им фольги, изучена генерация протонов с энергиями в сотни МэВ и образование ими пионов в результате столкновения с легкими и тяжелыми ядрами. Найдено пороговое значение плотности потока энергии лазерного излучения, при котором следует ожидать рождения пионов, и получена зависимость их выхода от интенсивности лазера. Рассмотренный эффект отвечает ядерному режиму взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, освоение которого позволит создать новую исследовательскую базу для физики высоких энергий.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-16063.

1. В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, С. В. Толоконников, ЖЭТФ **115**, 2080 (1999).
2. С. В. Буланов, Т. Ж. Есиркерев, Ф. Калифано и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 593 (2000).
3. A. Maksimchuk, S. Cu, K. Flippo et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000).
4. E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1654 (2000).
5. S. P. Hatchett, C. G. Brown, Th. E. Cowan et al., Plasmas **7**, 2076 (2000); R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
6. K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf et al., Phys. Plasmas **7**, 2055 (2000); E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 670 (2000).
7. K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 595 (2001).
8. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al., Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
9. A. Pukhov, Phys. Rev. Lett. **86**, 3562 (2001).
10. S. Karasch, D. Habs, T. Schatz et al., Laser and Particle Beams **17**, 565 (1999).
11. А. В. Кузнецов, Т. Ж. Есиркерев, Ф. Ф. Каменец, С. В. Буланов, Физика плазмы **27**, 225 (2001).
12. K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 822 (1998).
13. В. А. Буц, А. В. Буц, ЖЭТФ **110**, 818 (1996).
14. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
15. G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov et al., Phys. Rev. **E59**, 7042 (1999).
16. Y. Sentoku, T. V. Liseikina, T. Zh. Esirkepov et al., Phys. Rev. **E62**, 7271 (2000).
17. B. Jakobsson, Yu. Murin, and V. G. Khlopin, Nucl. Phys. **A630**, 184 (1998); <http://www.triumf.ca/triumf-handbooks>; <http://physics.nist.gov/Star>.
18. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).