

## ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ КУМУЛЯЦИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ ФОКУСЕ МОЩНОГО СУБПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Г.С.Саркисов<sup>+</sup>\*, В.Ю.Быченков<sup>+</sup>, В.Т.Тихончук<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия

\* Department of Physics, University of Nevada  
Reno, NV 89557-0058, USA

Поступила в редакцию 30 ноября 1998 г.

Предложен новый метод цилиндрической кумуляции быстрых ионов при их пондеромоторном ускорении в фокусе мощного субпикосекундного лазера. При фокусировке лазерного пучка в предварительно ионизованный газ в фокальное пятно в форме кольца происходит радиальное ускорение ионов пондеромоторной силой. Ионы, ускоренные с внутренней стороны кольца, образуют сходящуюся к оси цилиндрическую ударную волну. При ее кумуляции плотность ионов резко возрастает и вместе с ней возрастает вероятность ион-ионных столкновений. Результаты численного моделирования для субпикосекундного лазерного импульса мощностью  $\sim 100$  ТВт предсказывают генерацию ионов с энергией до 200 кэВ и объемное сжатие плазмы до 100 раз в цилиндре диаметром  $\sim 1$  мкм. Время жизни плотной плазменной нити на длине каустики лазера составляет несколько пикосекунд. Лазерную кумуляцию ионов предлагается использовать для создания яркого и компактного источника быстрых нейтронов субпикосекундной длительности, среды для рентгеновского и гамма-лазеров, получения многозарядных ионов и инициирования ядерных реакций.

PACS: 52.35.Mw, 52.40.Nk, 52.75.Di

Развитие техники генерации мощных лазерных импульсов субпикосекундной длительности открывает совершенно новые области их применения. В частности, становится возможным лазерное ускорение частиц до высоких энергий и стимулирование ядерных реакций [1–5]. В настоящей работе предлагается новый метод создания плазмы высокой плотности в фокусе лазерного пучка. Идея метода основана на использовании эффекта кумуляции ионов на оси цилиндрического разряда [6] и явления кулоновского взрыва в плазме, предсказанного теоретически в работе [7] и обнаруженного недавно экспериментально в работах [8, 9]. Явление кулоновского взрыва заключается в ускорении ионов электростатическим полем разделения зарядов, возникающим при выталкивании электронов пондеромоторной силой из области фокуса лазерного излучения. В экспериментах [8] был зарегистрирован радиальный выброс ионов с энергиями до 550 кэВ при взаимодействии титан-сапфирового лазера с мощностью 5 ТВт, интенсивностью  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 400$  фс с гелиевой струей. Явление релятивистской самофокусировки лазерного пучка привело к существенному усилению пондеромоторной силы благодаря увеличению радиального градиента интенсивности светового пучка внутри плазменного канала. О радиальном ускорении ионов пондеромоторной силой в фокусе лазерного пучка сообщалось также в работах [10, 11].

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

В работах [8 – 11] интенсивность лазерного пучка имела максимум на оси и ионы ускорялись от оси лазерного пучка к периферии. При фокусировке лазерного пучка в пятно в форме кольца часть ионов, находящаяся с внутренней стороны кольца, получит радиальное ускорение, направленное к центру, и образует сходящуюся бесстолкновительную цилиндрическую ударную волну. Спустя некоторое время произойдет кумуляция быстрых ионов и на оси лазерного пучка образуется плазменная нить высокой плотности. Ее диаметр может быть менее микрона, а ее длина определяется длиной каустики лазера и составляет  $\sim 100 - 200$  мкм. Идея цилиндрической кумуляции быстрых ионов была сформулирована в конце 60-х годов в работе [6] для инициирования реакции синтеза, причем ускорение ионов обеспечивалось цилиндрическим диодом с перфорированным катодом. Метод лазерного ускорения обладает значительными преимуществами благодаря отсутствию электродов, значительно лучшей симметрии, удобству управления энергией ионов и меньшей общей энергетикой. Фокусировка плазменных потоков, создаваемых при облучении внутренней поверхности цилиндрической мишени наносекундным импульсом лазерного излучения, обсуждалась в последнее время в работе [12]. О генерации нейтронов в DD реакции при лазерном облучении газовых и твердых мишеней сообщалось в работах [13,14], соответственно.

Для эффективной передачи лазерной энергии ионам, благодаря пондеромоторному эффекту, необходимо использовать однородную плазму, прозрачную для лазерного излучения, и достаточно мощный субпикосекундный лазерный импульс, чтобы ионы за время действия импульса не успели покинуть область ускорения. В противном случае эффективного ускорения ионов не произойдет. Вместе с тем, лазерный импульс должен изменяться плавно на масштабе электронного дебаевского радиуса, чтобы избежать значительных потерь энергии на возбуждение электронных плазменных волн. В указанных условиях ускорение ионов массой  $M$  и зарядом  $Z$  в поле лазерного пучка описывается следующим уравнением [8]:

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{Z}{M} mc^2 \nabla_r \sqrt{1 + a^2/2}, \quad (1)$$

где  $u_i$  – скорость иона,  $a = 0.85 \cdot 10^{-9} \lambda \sqrt{I}$  – безразмерный вектор-потенциал лазерного поля, интенсивность  $I$  в Вт/см<sup>2</sup>, длина волны лазера  $\lambda$  в микронах,  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света. Оценки по формуле (1) показывают, что можно ускорить  $\sim 10^{13}$  ионов до энергии 200 кэВ на длине каустики  $\sim 100$  мкм. Для этого следует использовать пучок неодимового лазера с интенсивностью  $2 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, мощностью 100 ТВт, длительностью 400 фс и сфокусировать его в дейтериевый газ с плотностью  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup> в кольцо радиусом 10 мкм и толщиной 8 мкм (по половине интенсивности)

Энергией ионов можно управлять, изменяя размер кольца фокусировки, распределение интенсивности в фокусе, а также энергию и длительность лазерного излучения. Явление релятивистской самофокусировки лазерного пучка может существенно увеличить длину каустики и соответственно количество ускоренных ионов. Так, в экспериментах [8] лазерный канал имел протяженность  $\sim 1$  мм, а результаты исследования динамики ионизации окружающего газа свидетельствовали о примерно двукратном уменьшении диаметра лазерного пучка в плазме благодаря самофокусировке.

В предлагаемой схеме примерно половина ускоренных ионов движется к оси лазерного пучка, создавая сходящуюся ударную волну. Длина свободного пробега ионов значительно больше размеров фокального кольца. Поэтому в результате цилиндрической кумуляции на оси возникает область высокой плотности, образованная потоками взаимопроникающих ионов. Минимальный радиус составляет доли начальной толщины кольца ускоренных ионов. Благодаря резкому возрастанию плотности быстрых ионов в момент кумуляции, возможно резкое увеличение выхода вторичных реакций, скорость которых пропорциональна произведению плотностей сталкивающихся частиц.

Для иллюстрации эффекта лазерного ускорения ионов и их последующей кумуляции, а также для оценки эффективности сопутствующих ядерных реакций мы провели численное моделирование ионной динамики. Ионы описывались методом макрочастиц, электроны составляли холодный нейтрализующий фон. Первоначально неподвижные ионы получали ускорение согласно формуле (1) и затем совершали движение в радиальном направлении по инерции. Процессами торможения и упругого рассеяния ускоренных ионов при их столкновениях с электронами и ионами пренебрегалось, поскольку соответствующие потери энергии не превышают 10 – 20% для параметров, использованных при моделировании. В качестве мишени рассматривался предварительно ионизованный дейтериевый газ с плотностью  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Предполагалось, что излучение лазера с длиной волны 1.053 мкм сфокусировано в кольцо с радиусом  $r_0 = 10 \text{ мкм}$ , а распределение интенсивности в фокусе задавалось в виде

$$I(r, t) = I_0(r/r_0)^4 \exp(2 - 2r^2/r_0^2 - t^2/t_0^2), \quad (2)$$

где  $I_0$  – максимальная интенсивность, достигающаяся в момент времени  $t = 0$ ,  $t_0 = 240 \text{ фс}$  (что отвечает длительности импульса по половине высоты 400 фс [8, 9]). Энергия импульса 50 Дж была выбрана из условия оптимизации сечения реакции  $D + D \rightarrow He^3 + n$ .

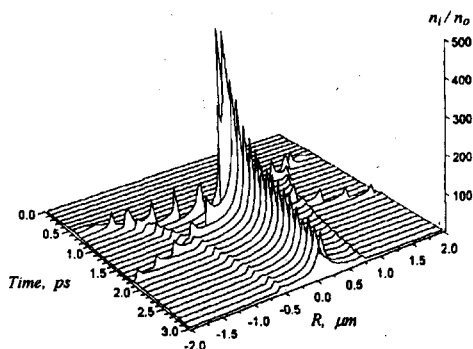


Рис.1. Радиальное распределение плотности дейтронов, нормированное на начальную плотность плазмы,  $n_i/n_0$ , в различные моменты времени. Энергия лазера 50 Дж, начальная плотность газа  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , остальные параметры указаны в тексте. Узкие хребты указывают траектории наиболее быстрых ионов, образующих фронт цилиндрической ударной волны

Эволюция радиального распределения плотности ионов представлена на рис.1. На начальном этапе происходит вытеснение плазмы из области лазерного пучка и образование двух бесстолкновительных ударных волн, одна из которых составлена из ионов с внутренней стороны кольца и движется к центру, а другая – на периферию (на рисунке не показана). Узкие высокие пики показывают траектории быстрых ионов, движущихся к оси, коллапсирующих и движущихся затем от оси. Кумуляция на оси быстрых ионов происходит спустя 1.2 пс после максимума лазерного импульса.

Спустя еще 0.1 – 0.2 пс максимальное объемное сжатие достигает величины порядка 2000 в малой области диаметром менее 0.1 мкм. Возможно, что учет поперечного движения и столкновений быстрых ионов с электронами и ионами вблизи оси лазерного пучка приведет к рассеянию ионов и, как следствие, к некоторому уменьшению максимального сжатия плазмы и увеличению диаметра сжатой области. Однако это не влияет на выход вторичных реакций и, по существу, динамика процесса сжатия останется прежней. Время жизни плотной плазменной нити составляет несколько пикосекунд, что значительно больше времени пересечения сжатой области быстрым ионом. Это объясняется тем, что при пондеромоторном ускорении формируется спектр ионов и более медленные подходят к оси с запозданием.

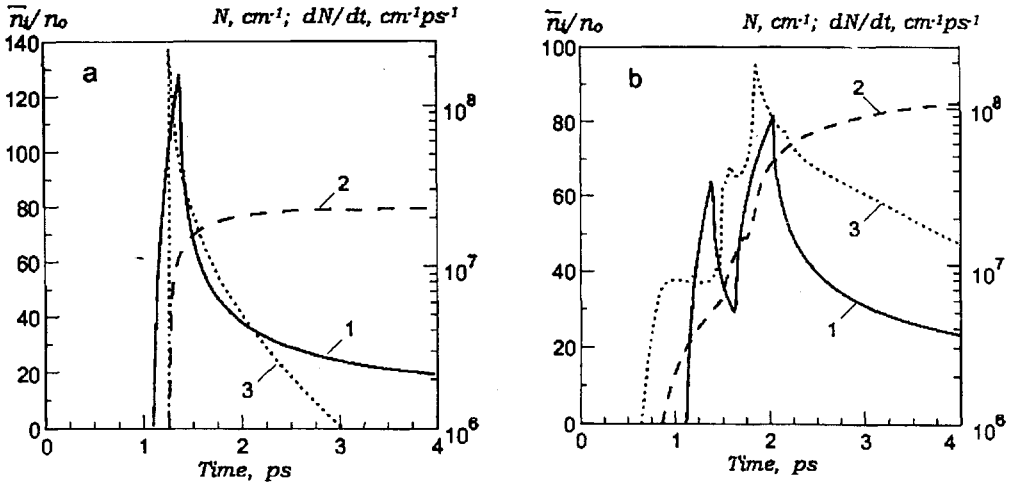


Рис.2. Зависимость от времени коэффициента сжатия плазмы в приосевой области диаметром 1 мкм (1), нейтронного выхода в реакции синтеза  $N(t)$  (2) и скорости производства нейтронов  $dN/dt$  (3) для чистого дейтерия (а) и смеси равных частей дейтерия и трития (б). Параметры расчета указаны в подписи к рис.1 и в тексте

Зависимости от времени среднего коэффициента объемного сжатия плазмы в приосевой области диаметром 1 мкм и нейтронного выхода на единицу длины представлены на рис.2а. Максимальная скорость ионов, летящих к центру, составляет  $\sim 4.2 \cdot 10^8$  см/с, что соответствует энергии  $\sim 200$  кэВ. Максимальное среднее сжатие достигает 130, нейтронный выход  $\sim 2.3 \cdot 10^7 cm^{-1}$ . Обращает на себя внимание экстремально короткая длительность нейтронного импульса  $\sim 0.1$  пс, сравнимая со временем пролета самых быстрых ионов через сжатую область.

Нейтронный выход в такой схеме может быть увеличен при замене чистого дейтерия на дейтерий-третиевую смесь благодаря существенно более высокому сечению DT реакции. Однако при этом кумуляция ионов повышает нейтронный выход не столь эффективно, поскольку дейтроны и тритоны приобретают разную скорость под действием пондеромоторной силы из-за разницы в массах и, следовательно, подходят к оси в несколько разные моменты времени. Динамика приосевого сжатия и нейтронного выхода для DT смеси (1:1) показана на рис.2б. Все параметры лазерного импульса и плазмы те же, что и в предыдущем случае (рис.2а). Два пика

на кривой сжатия отвечают кумуляции сначала дейтерия, а затем трития. Из-за кинетической сепарации ионов нейтронный импульс возникает с запозданием по отношению к первой кумуляции и имеет большую длительность по сравнению с DD реакцией. Однако благодаря большему сечению реакции полный нейтронный выход оказывается примерно в 5 раз выше, достигая величины  $10^8 \text{ см}^{-1}$ .

Достоинство рассмотренной схемы лазерного ускорения и цилиндрической кумуляции ионов заключается в том, что нейтронный импульс имеет предельно малую длительность и малый поперечный размер области генерации. Соответственно, при длине каустики лазерного пучка 1 мм эффективность преобразования лазерной энергии в нейтроны составляет порядка  $10^5$  нейтр/Дж или  $2 \cdot 10^{-7}$ , учитывая, что энергия каждого нейтрона составляет  $\sim 14$  МэВ. При этом мощность такого пикосекундного источника нейтронов оказывается весьма значительной,  $\sim 10$  МВт, при крайне малых размерах. Эффективность такого нейтронного источника заметно возрастает с увеличением мощности лазерного импульса. Так, для лазерного импульса петаваттного уровня мощности [4] с энергией 1 кДж, длиной волны 1 мкм и длительностью 1 пс, сфокусированного в кольцо радиусом  $r_0 = 20$  мкм с распределением интенсивности (2), ожидаемый нейтронный выход в DD реакции в предлагаемой схеме составляет уже порядка  $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$  при усредненном сжатии  $\sim 2000$  в цилиндре диаметром 1 мкм. Максимальная энергия быстрых ионов составляет при этом более 600 кэВ.

Достаточно большая эффективность преобразования лазерной энергии в нейтроны в условиях цилиндрической кумуляции ускоряемых ионов выгодно отличает предлагаемую схему от использованной ранее [13], где DD реакция инициировалась расходящимся потоком быстрых ионов, вылетающих из канала, создаваемого лазерным пучком, и распространяющихся в предварительно созданной газовой плазме. В эксперименте [13] нейтронный выход составил в среднем 700 нейтр/Дж, что связано, по-видимому, с низкой эффективностью лазерного ускорения ионов в канале. Вместе с тем, лазерное ускорение ионов в разреженной плазме, по-видимому, менее эффективно, чем в твердой мишени, хотя и обеспечивает меньшую длительность нейтронного импульса. Об этом свидетельствуют результаты работы [14], где было получено  $\sim 10^9$  нейтронов при фокусировке лазерного импульса с интенсивностью  $\sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  и длительностью  $\sim 1$  пс на поверхность дейтерированного полистирена ( $\text{C}_8\text{D}_8$ ).

В заключение отметим, что рассмотренный выше метод цилиндрической кумуляции ионов субпикосекундным кольцевым лазерным импульсом может быть реализован на уже существующих коротко-импульсных лазерах с мощностью  $\sim 100$  ТВт и использован для генерации нейтронного импульса и для других приложений. Так, например, образующаяся в результате кумуляции на оси плазма существует достаточно длительное время, порядка десятка пикосекунд. Она будет содержать большое количество ионов в возбужденных состояниях  $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-1}$ . Поэтому при соответствующем подборе газа-мишени сжатая плазма может быть использована в качестве усилительной среды для рентгеновских или гамма-лазеров, а также для инициирования ядерных реакций.

Авторы признательны В.Н.Новикову за помощь в разработке численной программы. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. B.Luther-Davies, E.G.Gamaly, Y.Wang et al., *Laser Phys.* **1**, 325 (1991).
2. D.Umstadter, S.Y.Chen, A. Maksimchuk et al., *Science* **273**, 472 (1996).
3. P.L. Shkolnikov, A.E.Kaplan, A.Pukhov, and J.Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3471 (1997).
4. G.A.Mourou, C.P.J.Barty, and M.D.Perry, *Phys. Today* **51**, No. 1, 22 (1998).
5. Д.А.Грязных, Я.З.Кандиев, В.А.Лыков, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 239 (1998).
6. M.Gryzinski, J.Novikowski, M.Sadowski et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **10**, 450 (1968).
7. N.H.Burnett and G.D.Enright, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1797 (1990).
8. G.S.Sarkisov, V.Yu.Bychenkov, V.T.Tikhonchuk et al., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 787 (1997).
9. S.Y.Chen, G.S.Sarkisov, A.Maksimchuk et al, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2910 (1998).
10. K.Krushelnick A.Ting, C.I.Moore et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4047 (1997).
11. J.Fuchs, G.Malka, J.C.Adam et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1658 (1998).
12. Г.А.Аскарьян, С.В.Буланов, И.В.Соколов, *Обращенная цилиндрическая лазерная корона, доклад И-С2-3, XXV Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Тезисы докладов, М.: Изд. Дом Моск. физического общества, 1998, с. 148.*
13. G.Pretzler, A.Saemann, A.Pukhov et al., *Phys. Rev.* **E58**, 1165 (1998).
14. P.A.Norreys, A.P.Fews, F.N.Beg et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **40**, 175 (1998).