

Лазерно-плазменное ускорение квазимоноэнергетических пучков легких многозарядных ионов

Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко, А. Б. Савельев¹⁾, Д. С. Урюпина

Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 2006 г.

Представлены экспериментальные результаты по спектрам остаточных примесных ионов из плазмы, создаваемой на поверхности мишени вольфрама фемтосекундным лазерным импульсом и подвергнутой предварительной импульсной лазерной очистке. Показано, что в этой ситуации в энергетических спектрах протонов и легких многозарядных ионов углерода возникает глубокая модуляция, соответствующая формированию квазимоноэнергетического ионного пучка. Положение “провала” на шкале скоростей хорошо коррелирует с положением фронта более тяжелых ионов.

PACS: 52.38.–г, 52.38.Kd

Ионы высокой энергии, получаемые при облучении твердотельной мишени сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом, представляют существенный интерес как с точки зрения диагностики фундаментальных физических процессов, протекающих в плазме, так и для широкого спектра прикладных задач. Особый интерес в последнее время вызывает возможность получения квазимоноэнергетических пучков протонов и многозарядных ионов [1–9]. В частности, для этих целей может быть использован активно обсуждающийся в литературе эффект проявления “провалов” в энергетических спектрах [3, 4, 6]. Для объяснения такого “провала” привлекаются две основные модели: (i) разделение ионов в пространстве в результате практически мгновенного ускорения их тепловыми и горячими электронами с отношением квазитемператур свыше 9.9 [9, 10] и (ii) влияние квазистатического поля на фронте тяжелых ионов на ускорение легких ионов [2, 4, 5]. В работе [6] расчетным путем было показано, что энергетический спектр легких ионов существенным образом зависит от их процентного содержания в плазме – только при малой концентрации последних в тонком приповерхностном слое мишени возможно формирование узкого пика в энергетическом спектре легких ионов. В недавно опубликованной работе [7] квазимоноэнергетический пучок ионов углерода C^{5+} был получен при облучении палладиевой фольги, термически очищенной от водорода, содержащегося на поверхности и поглощенного в объеме металла. Управление числом легких ионов в плазме возможно также при импульсной лазерной очистке мишени за счет изме-

нения плотности энергии чистящего наносекундного лазерного импульса и/или времени задержки между чистящим и основным фемтосекундным лазерными импульсами [11].

В настоящей статье представлены экспериментальные результаты по спектрам остаточных примесных ионов из плазмы, создаваемой на поверхности вольфрамовой мишени высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см², подвергнутой предварительной импульсной лазерной очистке. Нами показано, что в этой ситуации в энергетических спектрах протонов и легких многозарядных ионов углерода возникает глубокая модуляция, соответствующая формированию квазимоноэнергетического ионного пучка.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. P – поляризованное излучение фемтосекундной лазерной системы ($\lambda = 616$ нм, $E = 0.5$ мДж, $\tau = 200$ фс) [12] фокусировалось с помощью объектива на поверхность мишени под углом 45° до интенсивности $I \sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Плотность энергии предимпульса составляла не более 0.3 Дж/см² при длительности порядка 40 пс. Мишень в виде толстой пластины вольфрама находилась в вакуумной камере взаимодействия и смещалась после каждого лазерного импульса. Давление остаточного газа в камере составляло 10^{-5} торр. Для очистки мишени использовалось излучение импульсного ХеСл-эксимерного лазера ($\lambda = 308$ нм, $E = 10$ мДж, $\tau = 30$ нс), которое фокусировалось при помощи кварцевой линзы в пятно диаметром 500 мкм в ту же область мишени, что и излучение фемтосекундного лазера. Плотность энергии $W \sim 3$ Дж/см² чистящего импульса и опережение им во времени фемтосекундного излу-

¹⁾e-mail: ab_savelev@phys.msu.ru

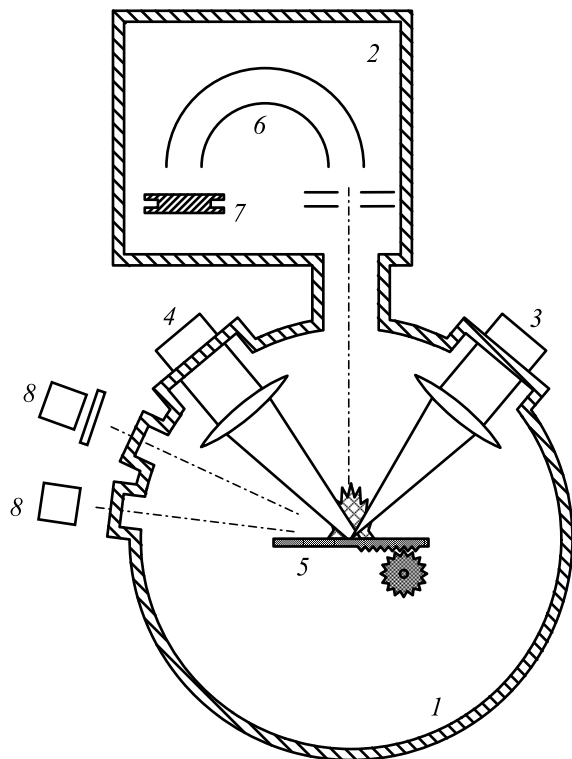


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – вакуумная камера взаимодействия, 2 – вакуумная камера регистрации, 3 – излучение импульса, формирующего плазму, 4 – излучение предварительного импульса, очищающего поверхность, 5 – мишень (W), 6 – электростатический спектрометр, 7 – детектор ВЭУ-7, 8 – детекторы рентгеновского излучения (ФЭУ-119 со сцинтиллятором NaI(Tl))

чения $\Delta t = 100$ мкс выбирались на основе результатов наших экспериментов [11]. Развитая методика импульсной лазерной очистки позволяет уменьшить число примесных атомов в приповерхностном слое мишени не менее чем на два порядка, обеспечивая ионный ток, более 97% в котором составляют ионы основного материала мишени (в данном случае – вольфрама) [13]. Наличие остаточного тока примесных ионов при импульсной лазерной очистке поверхности мишени может быть связано с рядом причин. Во-первых, возможна реадсорбция углеводородов и воды из остаточного газа в камере за время задержки между очищающим наносекундным и создающим горячую плотную плазму фемтосекундным лазерными импульсами. Во-вторых, это можно объяснить присутствием водорода и углерода в малых концентрациях в объеме мишени и их диффузией к поверхности мишени. Следует отметить, что для мишени из монокристаллического кремния концентрация примесных ионов оказалась существенно ниже – порядка 0.5%

[14], что указывает на существенную роль второго из указанных механизмов (поскольку концентрация водорода и других примесей в объеме кремния существенно ниже, чем в вольфраме). В то же время, развитая нами методика импульсной лазерной очистки мишени позволяет эффективно управлять числом примесных легких атомов на поверхности мишени варьированием задержки между лазерными импульсами либо плотностью энергии очищающего излучения.

Регистрация ионных токов производилась в направлении нормали к поверхности мишени, и осуществлялась при помощи электростатического масс-спектрометра, расположенного в отдельной камере регистрации. Телесный угол регистрации составлял $8 \cdot 10^{-4}$ стерад. Более подробное описание принципа работы и характеристик масс-спектрометра, а также методик обработки экспериментальных данных для получения зарядовых, массовых и энергетических спектров ионного тока, приведено в работах [11, 14, 15].

Как отмечалось ранее, более 97% ионного тока (по числу частиц) из плазмы, формируемой на очищенной мишени, в условиях описываемого эксперимента составляют ионы основного материала мишени – вольфрама. Подробный анализ соответствующих экспериментальных данных проведен в работах [13, 16]. В данной работе основное внимание уделяется зарядовым и энергетическим спектрам легких примесных ионов (водород, углерод, кислород), присутствующих в ионном токе в количестве менее 2.5% по числу частиц. Зарядовый спектр для этих ионов представлен на рис.2. Важной особенностью зарядо-

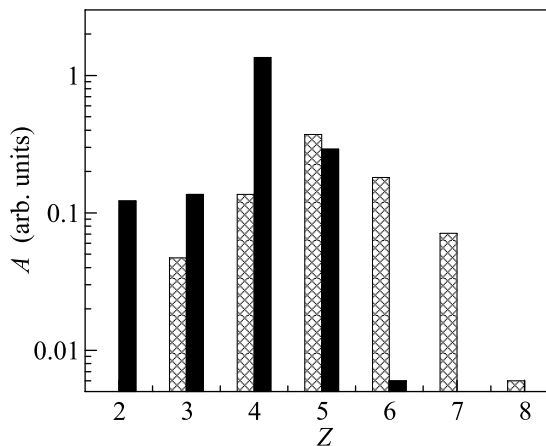


Рис.2. Зарядовые спектры ионов кислорода (серые столбцы) и углерода (черные столбцы), зарегистрированные в эксперименте

вых спектров является присутствие сильно ионизованных ионов вплоть до ионов C^{6+} и O^{8+} . Следует отметить, что в наших экспериментальных условиях даже для быстрых ионов характерна рекомбинация за время пролета до детектора за счет столкновений с молекулами остаточного газа в камере взаимодействия [16]. Оценки показывают, что в среднем быстрые ионы кислорода и углерода рекомбинируют на 1 единицу заряда. Это означает, что в момент ускорения число полностью ионизированных ионов углерода и кислорода было выше, чем это отражено на рис.2.

На рис.3 представлены функции A распределения по скорости протонов, наиболее представленного иона

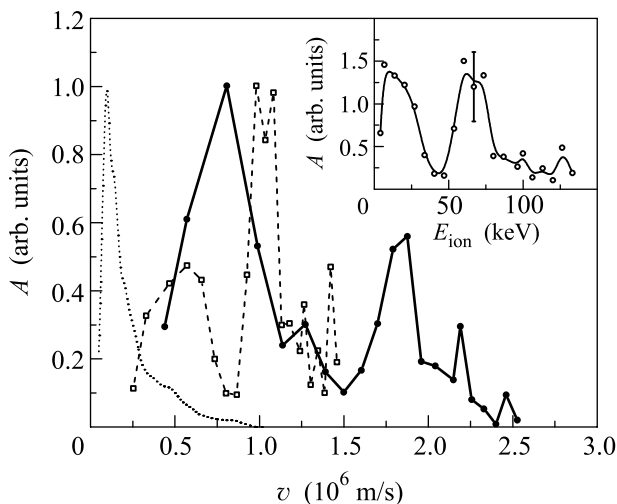


Рис.3. Скоростные спектры ионов, полученные при использовании очищенной мишени. Сплошная линия – спектр протонов, штриховая – спектр иона C^{4+} , пунктир – суммарный спектр всех ионов вольфрама. Все спектры нормированы на единицу. На вставке приведен энергетический спектр наиболее представленного иона углерода C^{4+}

углерода C^{4+} и суммы всех ионов вольфрама из плазмы, формируемой на очищенной поверхности мишени из вольфрама. Поскольку ионы, имеющие одинаковую скорость, находятся в одной и той же пространственной области расширяющейся плазмы, то именно представление результатов в виде скоростных спектров наилучшим образом отражает корреляцию спектров различных атомов в пространстве.

Скоростной спектр ионов вольфрама состоит из двух компонент – медленной и быстрой, каждая из которых хорошо аппроксимируется экспоненциально спадающей зависимостью. Медленные ионы вольфрама имеют скорости меньше $3 \cdot 10^5$ м/с. Быстрые ионы вольфрама (присутствующие в значительном количестве только при использовании очищенной по-

верхности) формируют длинный хвост распределения, простирающийся вплоть до скоростей в 10^6 м/с. В той же области плазмы, что и быстрые ионы вольфрама, присутствуют протоны и ионы углерода (см. рис.3). В спектре последних наблюдается хорошо выраженный провал, по положению соответствующий максимальной скорости ионов вольфрама. Наличие такого провала может быть связано с формированием на фронте тяжелых ионов электростатического поля, дополнительно ускоряющего легкие ионы [4]. В спектре протонов провала при тех же скоростях не наблюдается. Одна из причин отсутствия модуляции в спектре протонов в области скоростей порядка 10^6 м/с может быть связана с тем, что регистрируемые протоны вылетают не только из приповерхностного слоя плазмы, но и из глубины мишени. Это приводит к замыванию “провала”.

Спектр четырехкратно заряженных ионов углерода обрывается в области скоростей около $1.5 \cdot 10^6$ м/с, формируя, таким образом, узкий максимум в области скоростей $0.9-1.1 \cdot 10^6$ м/с. В области $1.5 \cdot 10^6$ м/с наблюдается сильный провал в спектре протонов, а в области $1.7-1.8 \cdot 10^6$ м/с – максимум. По сути, в нашем эксперименте формируются две группы протонов – с широким спектром вплоть до скоростей $1.5 \cdot 10^6$ м/с и узкий максимум, соответствующий формированию квазимоноэнергетического пучка протонов с энергией 17 кэВ и спектральной шириной 6 кэВ. Аналогично формируются и квазимоноэнергетические пучки ионов $C^{4+}-C^{6+}$ с энергией 67–85–102 кэВ и спектральной шириной 24–30–36 кэВ, соответственно (пример энергетического спектра приведен для иона C^{4+} на вставке к рис.3. Спектры остальных ионов обладают аналогичной формой).

Представляет интерес сравнить скоростные спектры рис.3 с аналогичными спектрами, полученными на исходной, неочищенной мишени вольфрама (см. рис.4). В этом случае можно сказать, что на фронте плазмы летят практически одни протоны, за ними летят более тяжелые ионы углерода и кислорода. Ионы вольфрама, обладающие наименьшим отношением заряда к массе, летят позади всех остальных ионов. При этом горячими электронами ускоряются только протоны и частично ионы углерода. Так, спектр протонов представляет собой комбинацию из широкого максимума и длинного пологого плато в области больших скоростей, соответствующего быстрым ионам. Провалов в спектрах ионов углерода и протонов не наблюдается. Таким образом, квазимоноэнергетические пучки легких ионов формируются только на очищенной поверхности мишени, когда толщина примесного слоя мала.

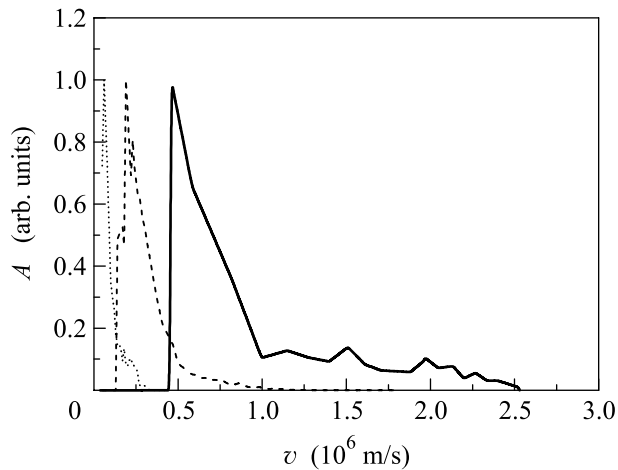


Рис.4. Скоростные спектры ионов, полученные при использовании неочищенной мишени. Сплошная линия – спектр протонов, штриховая – суммарный спектр ионов углерода, пунктир – суммарный спектр всех ионов вольфрама. Все спектры нормированы на единицу

В работе [6] было проведено численное моделирование ускорения ионов в плазме, состоящей из ионов углерода C^{4+} и протонов. Авторами была обнаружена существенная модификация спектра протонов в зависимости от их концентрации в плазме, концентрации в поверхностном слое и толщины слоя, содержащего водород. Так, для высокой концентрации протонов в плазме характерен широкий энергетический спектр, обрывающийся в области высоких энергий (скоростей) ионов. При малой концентрации, наряду с широким спектральным распределением в области больших энергий, формируется резкий максимум, соответствующий квазимоноэнергетическому пучку. Его формирование как раз и связано с появлением на границе между тяжелыми ионами углерода и легкими протонами дополнительного ускоряющего потенциала. В условиях, когда легкие атомы формируют на поверхности мишени пленку с толщиной в несколько атомных слоев, как в численных расчетах для системы “слой протонов на углеродной подложке” [6], так и в эксперименте для системы “слой углерода на палладиевой фольге” [7], в спектре более легких ионов формируется квазимоноэнергетический пучок (для ионов C^{5+} $\epsilon/\Delta\epsilon \approx 6$ [7]) с малым числом частиц. При увеличении толщины пленки углерода в этой же работе [7] наблюдался широкий спектр ионов углерода C^{5+} $\epsilon/\Delta\epsilon \approx 1$.

Следует отметить, что в данных работах речь шла о лазерном импульсе релятивистской интенсивности, взаимодействующем с мишенью в виде фольги и об ускорении ионов на обратной стороне мишени. Сле-

довательно, параметры численного эксперимента в работе [6] существенно отличаются от наших экспериментальных условий (кроме отмеченных выше особенностей, в данной работе рассматривается двухкомпонентная углерод-водородная плазма с “температурой” горячих электронов плазмы в 1.5 МэВ). Тем не менее, в наших экспериментах вследствие высокого контраста лазерного импульса предплазма не образуется, и ускорение ионов происходит на резкой границе плазма – вакуум, по аналогии с ускорением ионов на обратной стороне мишени. В этом смысле основные физические закономерности ускорения ионов не отличаются от экспериментов с релятивистскими лазерными импульсами. Выявленные в наших экспериментах изменения формы спектра легких ионов, происходящие при варьировании относительной концентрации водорода и углерода в плазме, находятся в хорошем согласии с результатами работы [6] в предположении о небольшой концентрации “примесных” атомов в поверхностном слое мишени.

Таким образом, нами экспериментально продемонстрирована возможность формирования квазимоноэнергетических пучков легких многозарядных ионов, находящихся на поверхности тяжелой мишени в виде тонкой пленки либо растворенных в объеме мишени в малой концентрации. Проведенное сравнение с результатами расчетов [6] и эксперимента [7] указывает на подобие механизмов ускорения ионов в многокомпонентной плазме в широком диапазоне квазitemператур электронов плазмы и, как следствие, абсолютных средних энергий ионов. Это, в свою очередь, позволяет утверждать, что возможна отработка эффективных схем ускорения ионов и формирования моноэнергетических ионных пучков в режиме “умеренной” интенсивности до 10^{17} Вт/см² с последующим их перенесением в область релятивистских интенсивностей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 04-02-16341) и МНТЦ-ЕОАРД (грант # 2651p).

1. T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 175003 (2002).
2. V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, D. Batani et al., Phys. Plasmas **11**, 3242 (2004).
3. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, S. Busch et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 155006 (2004).
4. A. J. Kemp and H. Ruhl, Phys. Plasmas **12**, 033105 (2005).
5. V. T. Tikhonchuk, A. A. Andreev, S. G. Bochkarev, and V. Yu. Bychenkov, Plasma Physics and Controlled Fusion **47**, B869 (2005).

6. A. P. L. Robinson, A. R. Bell, and R. J. Kingham, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 035005 (2006).
7. B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble et al., *Nature* **439**, 441 (2006).
8. H. Schworer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel et al., *Nature* **439**, 445 (2006).
9. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P. V. Nickles et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 145006 (2006).
10. L. M. Wickens and J. E. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 243 (1978).
11. Р. В. Волков, Д. М. Голишников, В. М. Гордиенко и др., *Квантовая электроника* **33**, 981 (2003).
12. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., *Квантовая электроника* **24**, 1114 (1997).
13. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 708 (2005).
14. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, A. A. Rusanov et al., *Appl. Phys. B* **80**, 733 (2005).
15. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 2555 (2002).
16. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко и др., *ЖЭТФ* **103**, 303 (2006).