

Генерация высокоэнергетических отрицательных ионов водорода при взаимодействии сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с твердыми мишенями

Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко, П. М. Михеев, Б. В. Марьин⁺, А. Б. Савельев¹⁾, О. В. Чутко

Международный лазерный центр, физический факультет

⁺ НИИ ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 июня 2002 г.

Зарегистрировано формирование пучка высокоэнергетических (~ 35 кэВ) отрицательных ионов водорода в разлетающейся фемтосекундной лазерной плазме, созданной на поверхности твердотельной мишени излучением с интенсивностью до $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Показана высокая степень корреляции энергетического спектра ионов H^+ и H^- .

PACS: 52.50.Jm, 52.70.Nc

1. В последнее время широко обсуждается возможность получения пучков высокоэнергетических ионов и, прежде всего, протонов с использованием лазерной плазмы, создаваемой при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с твердыми мишенями [1–6]. Такие пучки могут быть использованы для наработки изотопов, инициирования ядерных и термоядерных реакций и др. [7]. Энергия протонов, ускоряемых на границе плазма–вакуум составляет [1, 7]

$$E \approx m_e c^2 \pi \sqrt{Q \delta r / \lambda} \quad (1)$$

(δ – коэффициент конверсии в горячие электроны, $Q = I \lambda^2 / (5.48 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2)$, λ – длина волны лазерного излучения, m_e – масса электрона, r – радиус пятна фокусировки), достигая 10 МэВ при интенсивности свыше 10^{20} Вт/см² [2]. Ионы с энергией в десятки кэВ наблюдаются уже при “умеренных” интенсивностях фемтосекундного лазерного импульса $I < 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² [3, 4].

В настоящей работе сообщается о наблюдении высокоэнергетических отрицательных ионов водорода из плазмы, созданной на поверхности Si-мишени лазерными импульсами с интенсивностью до $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

2. Схема эксперимента представлена на рис.1. Лазерное излучение (длина волны 616 нм, длительность импульсов 200 фс) фокусировалось на мишень объективом 1 с числовой апертурой $F/D \sim 6$, обеспечивающем интенсивность $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² [8]. Вакуумная камера состояла из двух частей – камеры взаимодей-

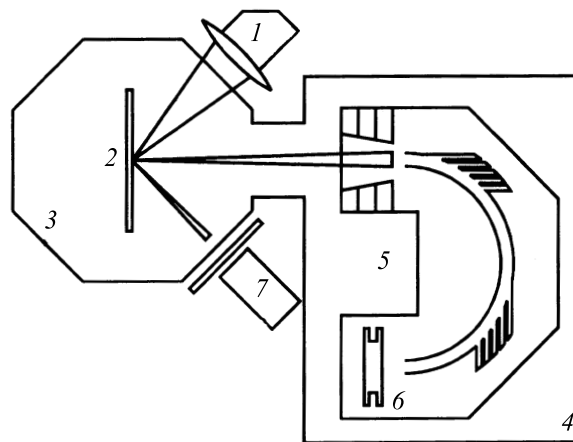


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – объектив, 2 – мишень, 3 – камера взаимодействия, 4 – камера регистрации, 5 – спектрометр, 6 – ВЭУ, 7 – набор ФЭУ.

ствия 3 и камеры регистрации 4, соединенных трубой. Остаточное давление в камере было не хуже 10^{-5} торр. Контроль точности фокусировки лазерного излучения на мишень и температуры горячей электронной компоненты плазмы осуществлялся по выходу жесткого рентгеновского излучения плазмы с помощью набора ФЭУ со сцинтилятором NaJ [4].

Измерение ионного и электронного токов плазмы было реализовано с использованием спектрометра с энергетическим разрешением и времяпролетной базой [9], устанавливаемого в камере регистрации по нормали к поверхности мишени на расстоянии 50 см. Спектрометр представлял собой цилиндрический конденсатор с углом отклонения 180° и средним

¹⁾ e-mail: savelev@femto.phys.msu.su

радиусом 8 см. Разность потенциалов между пластинами конденсатора U плавно регулировалась от -8 до 8 кВ, что позволяло регистрировать положительно либо отрицательно заряженные частицы. Телесный угол регистрации составлял $5 \cdot 10^{-4}$ стеррад. Регистрация импульса тока частиц, прошедших через спектрометр, осуществлялась с помощью ВЭУ-7, сигнал с которого через нагрузку в 50 Ом подавался на цифровой осциллограф с временным разрешением 10 нс.

Калибровка спектрометра проводилась при помощи электронной пушки, эмиттирующей квазимонохроматический поток электронов. Измерения, проводившиеся в диапазоне энергий электронов до 4 кэВ, показали, что энергия регистрируемых электронов E линейно зависит от напряжения U с коэффициентом пропорциональности

$$k = 0.23 \pm 0.005 \text{ [В/эВ]}, \quad (2)$$

а разрешающая способность спектрометра $\Delta E/2E = 4\%$. Таким образом, спектрометр позволял регистрировать заряженные частицы с энергией до $35 \cdot Z$ кэВ (где Z – заряд частицы).

Типичный вид сигнала, регистрируемого в режиме измерения положительно и отрицательно заряженных компонент плазмы, приведен на рис.2а ($E = 2.8 \cdot Z$ кэВ) и 2б ($E = 3.5 \cdot Z$ кэВ) соответственно. Следует отметить, что при регистрации тока отрицательно заряженных частиц напряжение на ВЭУ-7 увеличивалось с 1.2 до 2.5 кВ, что соответствовало увеличению коэффициента усиления не менее чем в 10^3 раз. Как и ожидалось, при положительном значении U в сигнале присутствуют несколько пиков, каждый из которых соответствует приходу на детектор ионов с различным отношением заряда к массе Z/M , но одинаковым значением энергии на единицу заряда E/Z . Действительно, для фиксированного значения U момент прихода некоторого иона относительно момента поджига плазмы есть

$$t = l \sqrt{M/Z} \sqrt{k/2U},$$

где l – длина времяпролетной базы, M – масса иона, Z – заряд иона, выраженный в единицах заряда электрона. Самый первый и наиболее интенсивный из пиков, появляющийся на временах порядка 1 мкс после поджига плазмы, вызван током протонов, для которых отношение Z/M максимально. Это подтверждается оценкой полной длины пролета ионов l , вычисленной из зависимости момента прихода первого пика t от значения разности потенциалов U : $l \sim 73 \pm 0.7$ см при ожидаемом значении $l = 72$ см. Присутствие протонов в разлетающейся

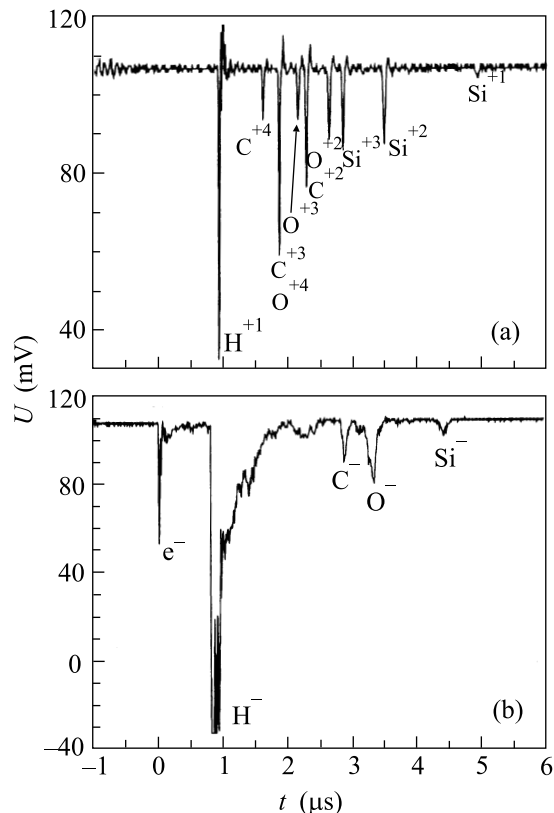


Рис.2. Временная зависимость момента прихода на детектор положительно (а) и отрицательно (б) заряженных компонент плазмы с энергией $2.8 \cdot Z$ кэВ и $3.5 \cdot Z$ кэВ, соответственно

лазерной плазме объясняется наличием водородосодержащих примесей (в частности, воды) на поверхности кремниевой мишени. Последующие пики связаны с регистрацией более тяжелых ионов Si, O, C различной кратности ионизации. Наличие ионов O и C может быть объяснено присутствием органических соединений и паров масла, попадающими в камеру из вакуумного насоса.

При увеличении потенциала U наблюдалось заметное число быстрых протонов с энергиями вплоть до 35 кэВ. Для построения энергетического спектра протонов нами были произведены измерения тока плазмы в широком диапазоне изменения значения U . Полученные протонные максимумы интегрировались в пределах пика и нормировались на значение абсолютной энергетической ширины пропускания спектрометра, пропорциональной отклоняющему напряжению U . Результат такой обработки представлен на рис.3. Максимальная энергия протонов достигала 35 кэВ и определялась диапазоном регистрации спектрометра. В области энергий протонов более 3 кэВ полученный спектр хорошо аппроксимиру-

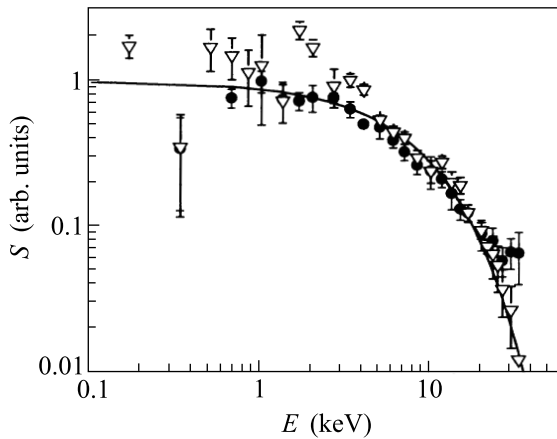


Рис.3. Нормированные спектры протонов (●) и отрицательных ионов (▽) водорода и аппроксимация экспоненциальной зависимостью с показателем 8 кэВ (сплошная линия)

ется экспоненциальной зависимостью с “температурой” 8 кэВ, что согласуется с оценкой температуры горячих электронов в 4.5 ± 0.8 кэВ по методике, основанной на измерении выхода жесткого рентгеновского излучения плазмы [4]. Таким образом, ускорение протонов связано в первую очередь с наличием в плазме горячего электронного компонента. Следует отметить, что оценка энергии протонов по формуле (1) дает 9 кэВ ($\delta = 0.01$, $r = 1.5$ мкм, $Q = 0.0014$).

Как уже отмечалось выше, типичный вид сигнала отрицательных частиц, вылетающих из плазмы, представлен на рис.2b. Первый из них, расположенный на временах менее 100 пс, соответствует приходу электронов на детектор. Нами также зарегистрированы последующие пики с временами задержки более 100 нс, которые связаны с регистрацией других отрицательных частиц.

Подробный анализ зависимости амплитуды и временного положения второго пика от напряжения U (рис.2b) показал, что этот пик по времени совпадает с протонным пиком при том же, но положительном значении U . Таким образом, отношение Z/M для этого пика равно -1 , то есть он связан с регистрацией отрицательных ионов водорода. В то же время амплитуда пика, с учетом увеличения коэффициента усиления ВЭУ-7, оказывается существенно меньшей, чем у протонного. Максимальная энергия зарегистрированных отрицательных ионов H^{-1} составила 35 кэВ так же, как и для протонов.

Энергетический спектр отрицательных ионов водорода, полученный по аналогии со спектром протонов, также представлен на рис.3. Его характерной особенностью является высокая степень коррелиро-

ванности по отношению к энергетическому спектру протонов. Так, аналогичной оказывается “температура” отрицательных ионов – 8 кэВ, их максимальная энергия и т.д. Это позволяет предположить, что отрицательные ионы водорода появляются при рекомбинации разлетающейся быстро остывающей плазмы. Следует отметить, что в ионном токе отрицательных частиц плазмы (см. рис.2b) также наблюдаются пики, соответствующие регистрации однократно заряженных ионов кремния, кислорода и углерода.

Нами проведены эксперименты при меньших интенсивностях лазерного излучения, которые показали, что число отрицательных ионов быстро растет с увеличением интенсивности. Так при интенсивности 10^{14} Вт/см² зарегистрировать отрицательные ионы при помощи описанного спектрометра нам не удалось. В то же время протонный сигнал при той же интенсивности регистрировался уверенно, а максимальная энергия регистрируемых протонов составила 2 кэВ.

3. Возникновение отрицательных ионов в струе разлетающейся лазерной плазмы регистрировалось ранее в ряде работ [10,11] при облучении твердых мишеней наносекундными лазерными импульсами с интенсивностью менее 10^{16} Вт/см². В этих условиях равновесная температура плазмы $T \approx 1$ эВ соответствует энергии сродства электрона к атому ϵ_A (для водорода $\epsilon_A \approx 0.75$ эВ [12]), что и определяет эффективное образование отрицательных ионов. В то же время, низкая исходная температура плазмы приводит к тому, что кинетическая энергия отрицательных ионов, появляющихся в такой плазме, невелика, – до 4 эВ. Увеличение интенсивности наносекундного лазерного импульса приводит к увеличению кинетической энергии отрицательных ионов и уменьшению эффективности их образования [10]. Максимальная скорость отрицательных ионов, зарегистрированная в таком режиме взаимодействия, не превышает 10^5 см/с.

Иная ситуация характерна для плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом ($I \sim 10^{16}$ Вт/см²). В этом случае электроны плазмы нагреваются со скоростью до 1–10 кэВ/пс, а затем плазменный слой быстро остывает за счет расширения в вакуум и оттока тепла в глубь мишени [13]. При этом скорость разлета ионов достигает $v_a \approx 5 \cdot 10^7$ см/с, а их кинетическая энергия возрастает до 1–10 кэВ/нуклон. Поскольку радиус плазменного пятна r много больше его толщины H , на начальном этапе разлет носит одномерный характер. Такой режим разлета сменяется трехмерным на временах порядка $\tau = 2r/v_a \approx 10$ пс, когда плазма становится

равновесной. Как показывают расчеты, сделанные в рамках одномерной модели [14], за такое время плазма остывает до температуры порядка $30 \div 100$ эВ. Таким образом, формирование метастабильных отрицательных ионов может происходить лишь на больших временах.

Для описания динамики трехмерного разлета лазерной плазмы воспользуемся автомодельным решением для адиабатического разлета газового шара в пустоту [15]. В этом случае концентрация частиц n описывается в каждый момент времени как

$$n = n_0(R_0/R)^3, \quad (3)$$

где n_0 , R_0 – начальные концентрация и радиус плазменного шара, $R = t\sqrt{2ZT_0/M}$ – характерный размер плазменного шара (t – время, T_0 – начальная температура плазмы). Температура T зависит от времени, как

$$T(t) = T_0(R_0/R(t))^{3(\gamma-1)} \quad (4)$$

($\gamma = c_p/c_v$).

Так как нами рассматривается ситуация образования отрицательных ионов в разлетающейся в вакуум горячей ($T_0 \sim 100$ эВ) лазерной плазме, то условия, необходимые для образования и существования отрицательных ионов, обеспечиваются на достаточно больших временах, когда температура плазмы падает до величин порядка нескольких эВ. В свою очередь, рекомбинация отрицательных ионов замедляется в силу низкой концентрации электронов и положительных ионов за счет газодинамического расширения плазмы. В случае низких температур плазмы, $T \ll 2$ эВ, скорость рекомбинации в результате столкновения с ионами определяется формулой [16]

$$k_i \approx 7 \cdot 10^{-10} \cdot n_i / \sqrt{\epsilon_A T \mu} \text{ с}^{-1}, \quad (5)$$

где T и ϵ_A выражены в эВ, μ – приведенная масса сталкивающихся ионов в единицах протонных масс, n_i – концентрация положительных ионов. Скорость рекомбинации в результате столкновения с электронами может быть оценена по преобразованной формуле Ситона для скоростей ионизации электронным ударом [17]:

$$k_e \approx 2 \cdot 10^{-6} Z n_i \frac{T}{\epsilon_A} \exp\left(-\frac{\epsilon_A}{T}\right) \text{ с}^{-1}. \quad (6)$$

На рис.4 изображены зависимости величин k_i и k_e от расстояния до мишени, полученные в соответствии с формулами (3)–(6) в предположении, что в начальный момент времени температура плазмы составляла 100 эВ, а начальная концентрация ионов плазмы –

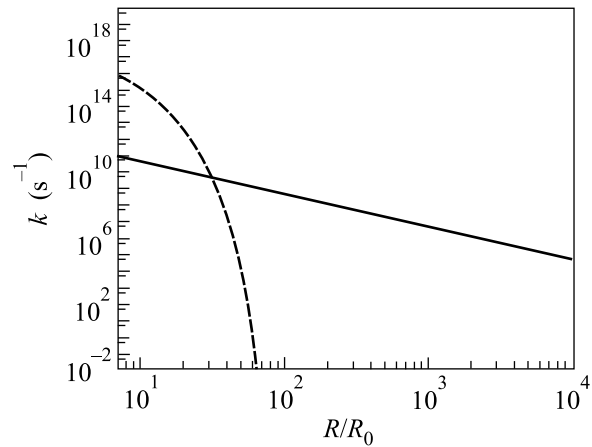


Рис.4. Зависимость скоростей рекомбинации отрицательных ионов от расстояния до мишени в соответствии с формулами (5), (6). Сплошная линия соответствует k_i , пунктирная – k_e .

$5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Левая граница по оси абсцисс определяется моментом, когда температура плазмы становится ниже 2 эВ. Как видно из рисунка, основным каналом рекомбинации отрицательных ионов водорода является рекомбинация при столкновениях с ионами кремния, а скорость рекомбинации меньше 10^6 с^{-1} в данной модели достигается на расстояниях $2 \cdot 10^3 R_0$, что при $R_0 \sim 10$ мкм составляет порядка нескольких сантиметров.

Следовательно, при воздействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью свыше 10^{15} Вт/см^2 на поверхность мишени на временах порядка 1 нс формируется плазменная струя с характерной скоростью ионов, превышающей 10^7 см/с , температурой плазмы порядка 1 эВ и временем жизни отрицательного иона в десятки-сотни микросекунд. Увеличение эффективности генерации отрицательных ионов при увеличении интенсивности может быть связано со следующими обстоятельствами. При меньшей интенсивности лазерного импульса начальная равновесная температура плазмы меньше, и, следовательно, “оптимальная” температура для образования отрицательных ионов реализуется на более ранней стадии разлета при большей плотности электронов и ионов, когда времена жизни отрицательных ионов существенно меньше 1 мкс. К тому моменту времени, когда плотность плазмы достаточно мала, температура оказывается менее 0.1 эВ, и эффективность образования отрицательных ионов падает. Детальный анализ формирования отрицательных ионов в струе разлетающейся плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом, должен проводиться в рамках последовательной трехмерной мо-

дели разлета плазмы, учитывающей такие процессы, как рекомбинация, теплопроводность и др.

4. Таким образом, фемтосекундная лазерная плазма оказывается уникальным источником быстрых отрицательных ионов. Так, энергия отрицательных ионов водорода достигает 35 кэВ при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². В спектре отрицательных ионов наблюдаются также однократно заряженные ионы других атомов – кислорода, углерода, кремния. Эффект существенным образом связан с выполнением условий для формирования горячей плотной плазмы, поскольку отрицательные ионы регистрируются лишь при интенсивности свыше 10^{15} Вт/см² – порога образования фемтосекундной плазмы. В этой связи представляет несомненный интерес исследование эффекта при интенсивностях лазерного излучения, близких к релятивистскому пределу $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см², поскольку энергия отрицательных ионов может достигнуть МэВ/нуклон. В то же время, при таких интенсивностях существенно меняется динамика нагрева, остывания и рекомбинации плазмы, что также может оказать существенное влияние на формирование пучков отрицательных ионов. Представляется также, что обнаруженный эффект может иметь ряд перспективных приложений для создания первичного ионного пучка в ускорителях частиц [18] и напылении сверхтонких пленок, наноструктур [19] и др.

Работа выполнена при поддержке со стороны Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 00-02-17302а, # 02-02-16659, # 02-02-06104мас, 02-02-06236мас) и ГНТП “Фундаментальная метрология”.

1. A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).

2. M. D. Perry, J. A. Sefcick, T. Cowan et al., *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 265 (1999).
3. J. Badziak, W. Woryna, P. Parys et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 215001 (2001).
4. P. В. Волков, Д. М. Голишников, В. М. Гордиенко и др., *Кв. Электр.* **31**, 241 (2001).
5. E. L. Clark, K. Krushelnik, M. Zepf et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654 (2000).
6. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al., *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
7. А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, *Кв. Электр.* **31**, 941 (2001).
8. P. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., *Кв. Электр.* **24**, 1114 (1997).
9. Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов и др., *Диагностика плотной плазмы*, М.: Наука, 1989.
10. Ю. А. Быковский, В. И. Романюк, С. М. Сильнов, *Письма в ЖТФ* **14**, 927 (1988).
11. С. В. Латышев, *ЖТФ* **67**, 117 (1997).
12. Б. М. Смирнов, *Отрицательные ионы*, М.: Атомиздат, 1973.
13. V. T. Platonenko, *Laser Physics* **2**, 852 (1992).
14. V. M. Gordienko, M. A. Joukov, and A. B. Savel'ev, in: *Application of High Field and Short Wavelength Sources*, Eds. L. DiMauro, M. Murnane, and A. H'Huiller, Plenum Press, New-York, 1998, p. 155.
15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
16. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, М.: Атомиздат, 1974.
17. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука, 1979.
18. G. I. Dimov, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 3393 (1996).
19. G. Korschinek and T. Henkelman, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 2672 (1992).