

# ПРИМЕНЕНИЕ МИШЕНЕЙ ИЗ СНЕЖНЫХ НАНОЗЕРЕН ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*А. Я. Фаенов<sup>a,b</sup>, А. И. Магунов<sup>c</sup>, С. А. Пикуз мл.<sup>a</sup>, С. В. Гасилов<sup>a</sup>,  
И. Ю. Скобелев<sup>a\*</sup>, Т. Палчан<sup>d\*\*</sup>, А. Зиглер<sup>d\*\*</sup>, З. Хенис<sup>e\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
127412, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Kansai Photon Science Institute — JAEA  
Kizu-gawa, Kyoto, Japan*

<sup>c</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Racah Institute of Physics, Hebrew University  
91904, Jerusalem, Israel*

<sup>e</sup> *Soreq Research Center  
81800, Yavne, Israel*

Поступила в редакцию 11 января 2008 г.

Представлены результаты измерений энергии направленного движения многозарядных ионов, создаваемых при воздействии лазерного импульса малого контраста ( $10^{-3}$ – $10^{-2}$ ) фемтосекундной длительности с интенсивностью  $10^{15}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на твердотельные мишени. Измерения основаны на регистрации рентгеновских спектров H- и He-подобных ионов кислорода с пространственным разрешением в плоскости мишени. Анализ профилей спектральных линий He $\beta$  и Ly $\alpha$  позволил выделить в плазме фракции ускоренных ионов с энергиями от единиц до десятков кэВ. Показано, что использование в качестве мишеней слоя замороженных капель воды нанометровых размеров приводит к эффективному поглощению лазерных импульсов и двукратному росту энергии (до 0.1 МэВ) He-подобных ионов кислорода в сравнении со случаем использования сплошных твердотельных мишеней.

PACS: 52.50.Jm, 52.70.La, 32.30.Rj

1. Создание лазеров с субпикосекундной длительностью импульсов и мощностью несколько тераватт открыло новые возможности в исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом. Наряду с изучением фундаментальных проблем физики высоких плотностей энергии, большой интерес связан с различными прикладными задачами, например, с разработкой на основе лазерной плазмы эффективных источников как некогерентного, так и когерентного рентгеновского излучения,

а также ускорением заряженных частиц. Наряду с твердотельными мишенями, традиционно используемыми в экспериментах с лазерными импульсами пикосекундной и наносекундной длительности, для сверхкоротких импульсов стали широко применяться различного рода структурированные мишени типа кластеров [1–3], снежных нанозерен [4] и капель [5]. При обеспечении достаточно высокого контраста лазерного импульса такие мишени более эффективно поглощают лазерное излучение по сравнению с твердотельными, сильнее нагреваются, что, в свою очередь, ведет к увеличению излучательной способности образуемой плазмы в мягком рентге-

\*E-mail: skobelev@ihed.ras.ru

\*\*Т. Palchan, А. Zigler, Z. Henis

новском диапазоне, генерации горячих электронов и многозарядных ионов с кинетическими энергиями от десятков кэВ до единиц МэВ. Вследствие этого структурированные мишени могут служить источником пучков электронов или ионов для настольного ускорителя, нейтронным источником для исследования разрушения материалов или источником рентгеновского излучения для рентгеномикроскопии или рентгенолитографии.

С точки зрения генерации быстрых частиц структурированные мишени помимо увеличенной поглощающей способности обладают еще одной важной особенностью. В однородной плазме генерация быстрых ионов происходит фактически на поверхности плазмы, где наблюдается разделение зарядов и возникает мощное электрическое поле. В плазме структурированной мишени, которая в первые моменты времени фактически представляет собой совокупность большого числа пространственно-разделенных плотных плазменных образований, электрические поля будут возникать внутри объема плазмы и генерация быстрых ионов будет осуществляться не поверхностно, а объемно (см., например, [6, 7]).

Генерация быстрых ионов в плазме кластерных мишеней, нагреваемых интенсивными короткими лазерными импульсами, ранее наблюдалась в целом ряде экспериментов. В работе [1] был получен энергетический спектр ионов, испускаемых взрывающимися кластерами Хе, простирающийся до энергии 1 МэВ. Аналогичные результаты были получены в работах [8–11] для CO<sub>2</sub>-кластеров и кластеров Ag. В работах [2, 12] наличие ускорения ионов в дейтериевой кластерной плазме было продемонстрировано посредством регистрации реакции синтеза дейтерия. Быстрые ионы с энергиями в сотни кэВ генерировались в плазменных каналах, образующихся при самофокусировке короткого лазерного импульса в протяженной кластерной среде [3].

В настоящей работе зарегистрирована генерация быстрых ионов при использовании другого типа структурированных мишеней, а именно, снежных нанозерен. Сопоставление излучаемых плазмой рентгеновских спектров с детальными расчетами профилей спектральных линий показало, что быстрые ионы с энергиями до 100 кэВ генерируются в этом случае при весьма умеренных значениях потока лазерного излучения порядка  $10^{16}$ – $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>.

2. Эксперименты проводились на Ti:Sa-лазере, генерирующем импульсы длительностью 100 фс–1 пс и энергией до 50 мДж при частоте повторения 10 Гц. Лазерный контраст составлял

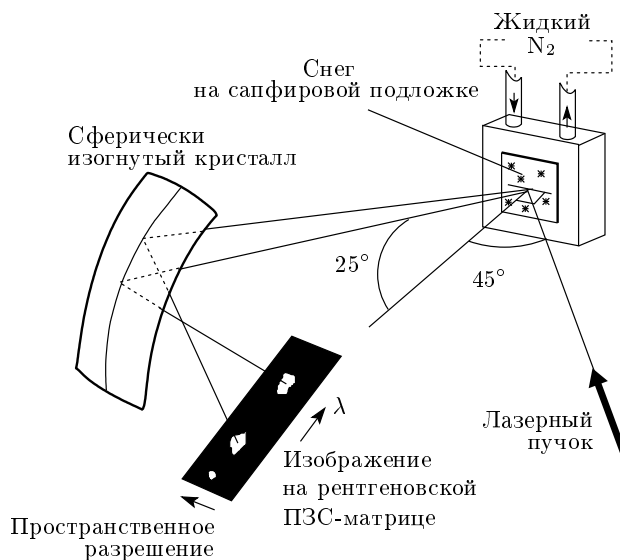


Рис. 1. Схема эксперимента

порядка  $10^3$ , причем предимпульс приходил примерно за 10 нс до главного импульса. Лазерный пучок падал на мишень под углом 45° к нормали и фокусировался в пятно диаметром 30 мкм, давая максимальный поток  $7 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности мишени. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Мишенью служили снежные зерна, покрывающие сафировую (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) подложку. Снежные зерна выращивались в вакууме конденсацией паров воды на сафировой пластине толщиной 1 мм при температуре 100 К. Этот процесс ведет к формированию трехмерных удлиненных зерен с характерным размером в диапазоне 0.01–0.1 мкм [4]. Толщина слоя снега составляла около 100 мкм. В соответствии с существующими представлениями мы полагаем, что зерна имели аморфную структуру. Для сравнения также проводились эксперименты с той же самой сафировой пластиной в отсутствие снежного покрытия.

Фокусировка лазерного излучения контролировалась рентгеновской камерой-обскурой с диаметром 10 мкм и увеличением 3. Высокосветосильный рентгеновский спектрометр ФСПР [13] со сферически изогнутым кристаллом слюды (радиус кривизны  $R = 150$  мм) использовался для измерения спектров мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1.85–1.90 нм. Пространственно-разрешенные спектры линии He<sub>β</sub> ( $1s3p-1s^2$ ) He-подобного иона O VII ( $\lambda = 1.8627$  нм) и Ly<sub>α</sub> ( $2p-1s$ ) H-подобного иона O VIII ( $\lambda = 1.8969$  нм) были получены в первом порядке отражения со спектральным решением  $\lambda/\Delta\lambda \approx 5000$ . Кроме то-

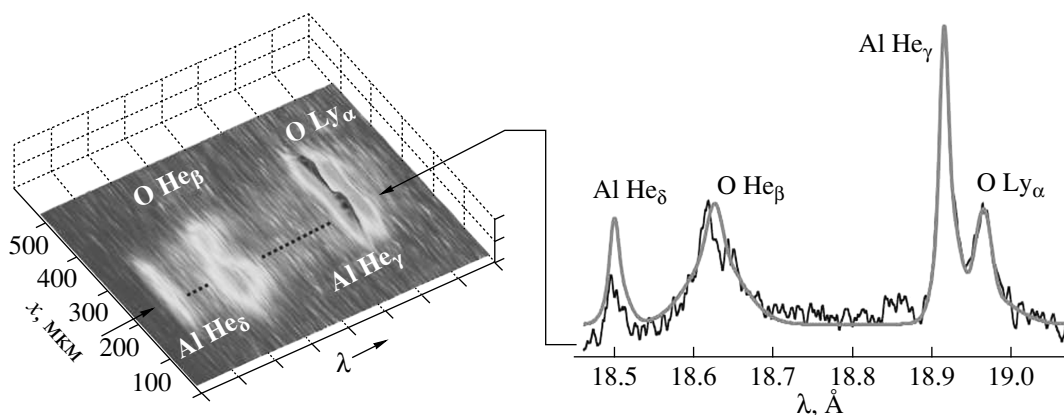


Рис. 2. Рентгеновская спектрограмма и денситограмма для плазмы сапфировой мишени. Черная линия — эксперимент, серая — расчет

го, в третьем порядке отражения наблюдались спектры линий He $\gamma$  (переход  $1s4p-1s^2$  с  $\lambda = 6.31 \text{ \AA}$ ) и He $\delta$  ( $1s5p-1s^2$ ,  $\lambda = 6.17 \text{ \AA}$ ) He-подобного иона Al XII, излучаемые сапфировой подложкой. Рентгеновские спектры регистрировались на рентгеновскую ПЗС-матрицу. С учетом конечного размера элемента ПЗС-матрицы пространственное разрешение спектрометра составляло 20 мкм.

Рентгеновские спектры измерялись для различных длительностей лазерного импульса. Время экспозиции составляло 1 с (10 лазерных вспышек) для снежных мишеней и 10 с (100 лазерных вспышек) для мишеней из сапфира. От вспышки к вспышке мишень перемещалась, так что каждый лазерный импульс взаимодействовал с новой областью мишени. На рис. 2 показан спектр, полученный для мишени из сапфира, на рис. 3, 4 — для мишеней со снежными нанозернами при длительностях лазерного импульса соответственно  $\tau_{las} = 100, 500$  фс. Результаты моделирования спектральных профилей также приведены на этих рисунках. Отметим, что спектры, зарегистрированные от сапфировой подложки, в дополнение к линиям ионов кислорода, содержали две линии He-подобного алюминия.

**3.** Диагностика быстрых ионов основывалась на форме контуров спектральных линий, которая чувствительна к распределению ионов по энергии благодаря эффекту Доплера (см., например, [14]). Посредством теоретического моделирования экспериментально наблюдаемой формы спектральных линий и их относительных интенсивностей можно оценить значения параметров плазмы, в частности, электронную температуру и плотность, а также распределение ионов по энергии. Для простоты мы

аппроксимировали функцию распределения ионов суммой двух максвелловских распределений с температурами  $T_i$  и  $T_f$ , значения которых для каждой линии He $\beta$  и Ly $\alpha$  определялись соответственно по форме центральной части профиля линии и форме крыльев.

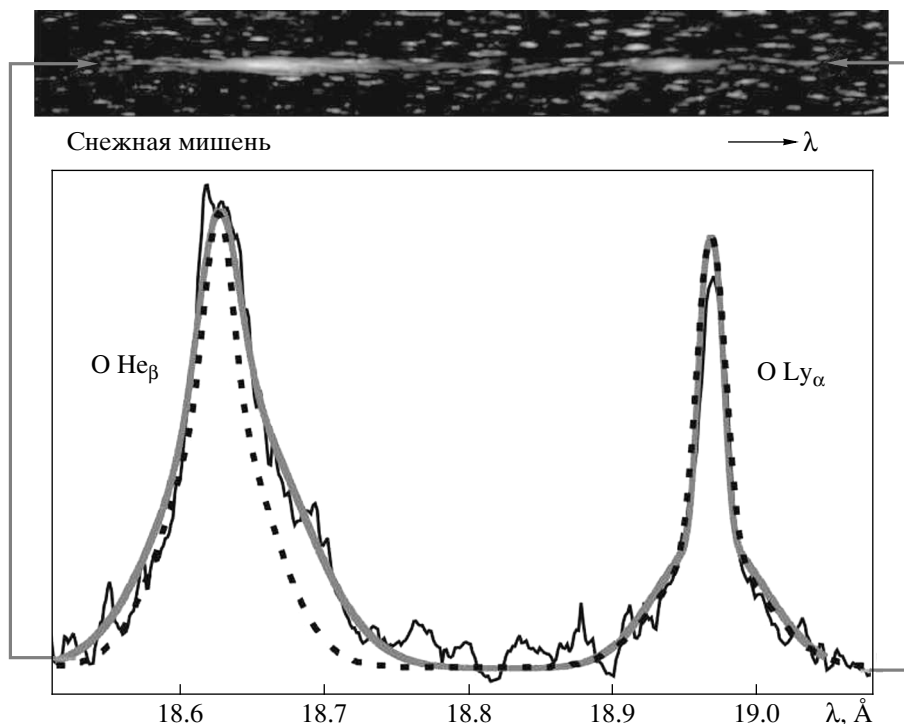
Спектральная зависимость интенсивности рентгеновского излучения плазмы вычислялась по следующей формуле:

$$I(\lambda) = C \sum_j A_j \left\{ (1 - b) S_j(\lambda) + \frac{b}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_{w,j}} \times \exp \left[ -\frac{(\lambda - \lambda_j)^2}{\Delta\lambda_{w,j}^2} \right] \right\} N_j, \quad (1)$$

где  $C$  — нормировочная константа,  $A_j$  и  $\lambda_j$  — соответственно скорость радиационного перехода и длина волны линии  $j$ ,  $N_j$  — заселенность верхнего уровня для перехода  $j$ . Параметр  $b$  определяет долю быстрых ионов с эффективной температурой  $T_f$ , излучение которых дает вклад в далекие крылья линий шириной  $\Delta\lambda_{w,j} = \lambda_j (2T_f/m_i)^{1/2}/c$  ( $m_i$  — масса иона,  $c$  — скорость света),  $S_j(\lambda)$  — спектральная функция для центральной части линии  $j$ , вычисляемая с учетом штарковского и доплеровского уширений по формуле

$$S_j(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_j} \sum_\alpha \int \gamma_{j,\alpha}(F) \times \exp \left[ -\frac{(\lambda - \lambda_{j,\alpha}(F))^2}{\Delta\lambda_j^2} \right] W(F) dF, \quad (2)$$

где  $W(F)$  — функция распределения напряженности ионного микрополя  $F$ ,  $\gamma_{j,\alpha}(F) = A_{j,\alpha}(F)/A_j$



**Рис. 3.** Рентгеновская спектрограмма и денситограмма для плазмы снежных зерен при длительности лазерного импульса 100 фс (черная линия) и результаты моделирования (серая линия). Для сравнения приведен модельный спектр, полученный для сапфировой мишени (пунктирная линия)

и  $\lambda_{j,\alpha}(F)$  — соответственно коэффициент ветвления скорости радиационного распада и длина волны перехода для штарковской компоненты  $\alpha$  линии  $j$ ,  $\Delta\lambda_j = \lambda_j(2T_i/m_i)^{1/2}/c$  — доплеровская полуширина линии для «тепловых» ионов с температурой  $T_i$ . При электронной плотности ниже критической вклад ударного уширения линий пренебрежимо мал.

Для наблюдаемых относительных интенсивностей, определяемых в основном центральными областями линий, проводился расчет их ширин по формуле (2) и заселенностей уровней в (1) по стационарной ударно-излучательной кинетической модели, что позволяло оценить значения  $N_e$ ,  $T_e$  и  $T_i$ . Расчет проводился в приближении линейного штарковского сдвига с функцией распределения микрополя, учитывающей дебаевское экранирование и ионные корреляции. Далекие крылья линий аппроксимировались вкладами экспоненциальных слагаемых в (1) подбором значений эффективной температуры быстрых ионов  $T_f$  и весового множителя  $b$ .

Следует отметить, что выражение (1) справедливо для оптически тонкой плазмы. Для учета поглощения вблизи центральной области линии  $Ly_\beta$

в расчете использовалось приближение однородного слоя:

$$\bar{I}(\lambda \approx \lambda_j) = \frac{I(\lambda_j)}{\eta_j} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\eta_j I(\lambda)}{I(\lambda_j)}\right) \right], \quad (3)$$

где  $\eta_j$  — оптическая толщина плазмы в центре линии.

**4.** Значения электронной плотности и температуры, полученные из относительных интенсивностей спектральных линий, в пределах экспериментальной ошибки оказались одинаковыми для всех экспериментов и составили  $N_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 90 \text{ эВ}$ . Такие значения являются характерными для стадии разлета лазерной плазмы как твердотельных, так и структурированных мишеней. Значения параметров  $T_f$ , определенные для экспериментов с мишенями из снежных нанозерен при разной длительности лазерного импульса, приведены в таблице.

Прежде всего отметим, что в спектрах излучения мишеней со снежными нанотрубками отсутствуют линии ионов алюминия. Это означает, что толщина снежного покрытия была выбрана достаточно большой для того, чтобы подавляющая часть энергии падающего лазерного излучения поглощалась в сне-

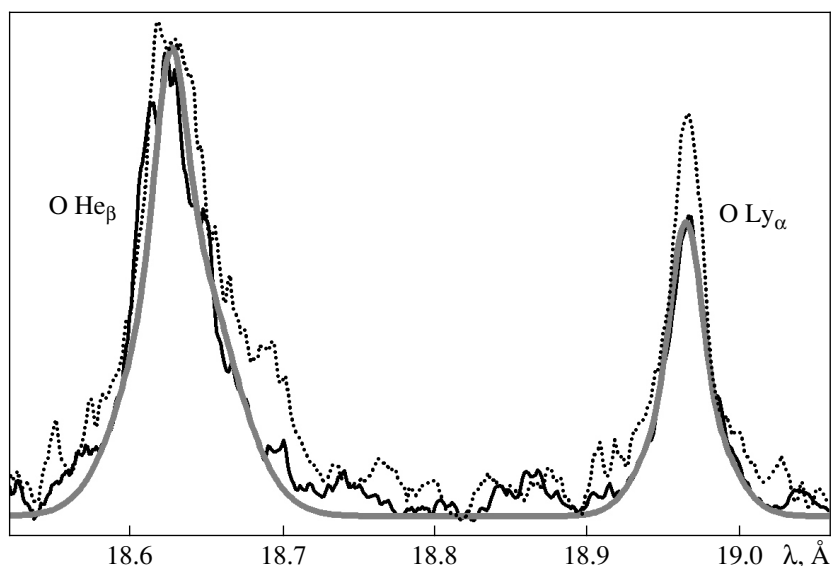


Рис. 4. Спектр излучения плазмы снежных зерен при длительности лазерного импульса 500 фс (черная линия) и результаты моделирования (серая линия). Для сравнения приведен спектр, полученный при длительности импульса 100 фс (пунктирная линия)

Мишень	Снежные нанозерна		Сапфир
Длительность импульса, фс	100	500	100
$T_f(\text{He}^-)$ , кэВ	90	40	50
$T_f(\text{H}^-)$ , кэВ	50	20	50

ге и материал подложки (сапфир) не вносил вклада в регистрируемое излучение плазмы.

Из таблицы видно, что при малой длительности лазерного импульса (100 фс), во-первых, генерация быстрых He-подобных ионов кислорода происходит гораздо эффективнее в мишени со снежным покрытием, чем в мишени из сапфира, а во-вторых, для быстрых H-подобных ионов такой разницы не наблюдается.

Первое обстоятельство объясняется улучшением условий создания быстрых ионов в структурированных наномишенях (см., например, [6, 7]). Второе же обстоятельство, на первый взгляд, кажется противоречащим такому объяснению, поскольку наличие наноструктур должно было бы в равной степени сказаться как на He-, так и на H-подобных ионах. Однако никакого противоречия нет, поскольку образование ионов разной кратности происходит в различные моменты времени.

При достаточно низких значениях лазерного потока, используемых в настоящей работе, образование H-подобных ионов возможно только при столкновительной ионизации He-подобных ионов, так как сечения многофотонной ионизации 1s-электрона пренебрежимо малы. Это означает, что заметные количества H-подобного иона кислорода O VIII могут появиться в плазме существенно позже, чем He-подобного иона O VII. Даже если бы процессы столкновительной ионизации происходили при твердотельной плотности плазмы, время задержки составляло бы не менее 10–50 фс. На самом деле образование таких ионов происходит на стадии распада первоначально нагретых кластеров снега, и плотность плазмы, соответствующая этим моментам, определяется размером кластеров и величиной межкластерного расстояния. Как показывают расчеты, выполненные для модели снежных нанозерен [15], электронная плотность плазмы может составлять порядка  $10^{19}$ – $5 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> при начальном размере кластеров 0.1–1 мкм, что приведет к еще большим временам задержки. Это означает, что H-подобные ионы могут появиться в плазме только в те моменты, когда снежные наноструктуры уже успели разрушиться и, следовательно, ускорение таких ионов должно происходить в сформированной квазиоднородной плазме, а не в структурированной, как в случае He-подобных ионов.

То, что ускорение H-подобных ионов происходит в моменты времени, когда плазма уже не структурирована, доказывает и тот факт, что значения  $T_f$ , измеренные в экспериментах с одной и той же длительностью и энергией лазерного импульса, но с различными мишенями (сапфир или снег), совпадают (см. таблицу).

Может возникнуть вопрос: почему быстрые He-подобные ионы кислорода, сгенерированные на границе одного снежного зерна, в дальнейшем, при пролете через другие плотные плазменные области, не ионизируются до H-подобных? Дело в том, что их скорость весьма велика (например, при энергии 90 кэВ она составляет  $10^8$  см/с), и каждую плотную область размером 1 мкм они пролетают за время приблизительно 1 пс. Даже при электронной плотности порядка  $10^{23}$  см $^{-3}$  время, требуемое на их ионизацию, составляет несколько десятков пикосекунд, т. е. ионизация оказывается слишком маловероятной. До H-подобного состояния могут успеть ионизоваться только медленные ионы, ускорение которых будет возможным лишь на поверхности всей плазменной области точно так же, как это происходит в случае однородной твердотельной мишени.

Из таблицы также видно, что увеличение длительности нагревающего импульса до 500 фс приводит к уменьшению энергии быстрых ионов, причем примерно в равной степени уменьшается энергия как He-, так и H-подобных ионов. Вообще говоря, увеличение длительности лазерного импульса могло бы сказываться на генерации быстрых частиц, во-первых, за счет уменьшения значения потока нагревающего излучения, а во-вторых, за счет дополнительного разрушения наноструктур при более длительном лазерном воздействии. Поскольку генерация быстрых He-подобных ионов происходит на ранней стадии нагрева, когда снежная наноструктура еще не разрушена, ухудшение генерации быстрых ионов обусловлено именно уменьшением потока лазерного излучения.

Из полученных результатов следует, что использование мишени из снежных нанозерен позволяет существенно увеличить число быстрых ионов, ускоренных до энергий порядка 30–80 кэВ. Впервые такой вывод был сделан, по-видимому, в работе [6] при проведении экспериментов с пористыми мишенями. Примерно такие же результаты были получены в работе [7] для медных мишеней, покрытых тонким слоем медных наночастиц. Увеличение числа сгенерированных быстрых ионов с энергиями в области 100 кэВ в мишенях такого рода обусловлено переходом от поверхностной генерации быстрых частиц в

плазме твердотельных мишеней к объемной генерации в плазме структурированных мишеней.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16174, 06-02-72005-МНТИ\_а и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных условиях» (раздел 1).

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2732 (1997).
2. J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Hays, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2634 (2000).
3. K. Y. Kim, H. M. Milchberg, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, *Phys. Rev. E* **73**, 066403 (2006).
4. T. Palchan, S. Pecker, Z. Henis, S. Eisenmann, and A. Zigler, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 041501 (2007).
5. K. P. Stevenson, G. A. Kimmel, Z. Dohnalek, R. S. Smith, and B. D. Kay, *Science* **283**, 1505 (1999).
6. Y. T. Li, Z. M. Sheng, Y. Y. Ma, Z. Jin, J. Zhang, Z. L. Chen, R. Kodama, T. Matsuoka, M. Tampo, K. A. Tanaka, T. Tsutsumi, T. Yabuuchi, K. Du, H. Q. Zhang, L. Zhang, and Y. J. Tang, *Phys. Rev. E* **72**, 066404 (2005).
7. S. Bagchi, P. Prem Kiran, M. K. Bhuyan, S. Bose, P. Ayyub, M. Krishnamurthy, and G. Ravindra Kumar, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 141502 (2007).
8. С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрикс, П. Мернадиер, О. Гоберт, Д. Норманд, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, Н. Е. Андреев, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 454 (1998).
9. С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрикс, Р. Мейнадиер, О. Гоберт, Д. Норман, К. Эллерт, Т. Бленски, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Н. Е. Андреев, *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
10. A. Zhidkov, T. Sasaki, T. Tajima, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, *Phys. Rev. E* **60**, 3273 (1999).

11. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, С. Стажира, Ф. Калегари, М. Нисоли, С. де Сильвестри, Л. Полетто, П. Виллореси, А. А. Андреев, Письма в ЖЭТФ **84**, 369 (2006).
12. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатьев, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, С. А. Пикуз мл., Б. Ю. Шарков, ЖЭТФ **125**, 1295 (2004).
13. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, V. M. Dyakin, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, T. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, Phys. Scripta **50**, 333 (1994).
14. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, S. V. Gasilov, S. Stagira, F. Calegari, M. Nisoli, S. De Silvestri, L. Poletto, P. Villorresi, and A. A. Andreev, Laser Part. Beams **25**, 267 (2007).
15. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).