

Взаимодействие сглаженного лазерного пучка с пористыми мишенями с надкритической плотностью на установке ABC

К.Странджио, А.Карузо, С.Ю.Гуськов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов

Представлены результаты экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с малоплотными пористыми мишенями, проведенных на установке ABC в Научном центре ENEA (Фраскати, Италия). Пористые пластиковые мишени с плотностью 5 и 20 мг/см³ облучались сфокусированным пучком неодимового лазера на основной частоте ($\lambda = 1.054$ мкм) при интенсивности излучения на мишени 10^{13} Вт/см². Пучок предварительно пропускался через специальную оптическую систему для пространственного выравнивания интенсивности излучения по сечению пучка. Использование сглаженного пучка было важно для обнаружения в плазме и в ускоряемом плотном веществе особенностей, связанных именно с пористой структурой мишеней в условиях, исключающих влияние неоднородностей самого греющего пучка. Пространственная структура плазмы в области взаимодействия лазерного пучка с мишенью и на тыльной стороне мишени исследовалась с помощью оптической теневой илирен-фотографии плазмы. В экспериментах исследовалось также зависящее от времени прохождение лазерного излучения через мишень посредством передачи изображения мишени в прошедшем излучении на фотодиод с соответствующей маской.

Ключевые слова: взаимодействие лазерного излучения с плазмой, пористое вещество, прохождение лазерного излучения сквозь мишень.

1. Введение

В экспериментах, проведенных ранее на установке ABC [1, 2], было установлено, что имеет место эффективное (более 80 %) поглощение энергии внутри вещества для наносекундных лазерных импульсов на длине волны $\lambda = 1.054$ мкм, взаимодействующих с малоплотным веществом с надкритической плотностью, т. е. с веществом со средней плотностью ρ_a , превышающей критическую для данной длины волны плотность ρ_{cr} ($\rho_a > \rho_{cr} = 3.1$ мг/см³ для полностью ионизованного полистирола $(CH)_n$). Для объяснения полученных результатов было необходимо предположение об образовании полости внутри вещества мишени, где захватывалось лазерное излучение [1]. Такой сценарий взаимодействия подтверждался численными расчетами, выполненными для однородных систем с плотностью, равной ρ_a . Эти расчеты проводились с помощью программы CoVi3, включающей в себя реальное описание эксперимента в рамках лучевого приближения [1].

Эксперименты [1, 2] были выполнены при фокусировке лазерного излучения асферической линзой с угловой апертурой $F/0.8$ при интенсивности на поверхности мишени 2×10^{14} Вт/см². Эксперименты продемонстрировали картину гидродинамического движения, соответствующую результатам численного моделирования. Бы-

ло найдено, что движение плотного вещества в конечном счете приводит к аналогу сферического разлета, сопровождающегося возникновением тонких субструктур (струй), связанных, возможно, как с пористой структурой материала, так и с неоднородной пространственной структурой облучающего пучка. Эти начальные неоднородности являются причиной развития гидродинамических неустойчивостей при ускорении плотного вещества малоплотным в соответствии с моделью «снежного плуга» (snow plough) [1].

Новые эксперименты, так же как и проведенные ранее, были выполнены с использованием лазера на неодимовом стекле (установка ABC) с импульсом излучения квазитреугольной формы длительностью 3 нс (по уровню половины амплитуды) и спектральной шириной 0.15 ТГц на $\lambda = 1.054$ мкм. В этих экспериментах фокусирующая система была снабжена матрицей из 256 линз со случайно распределенной толщиной для обеспечения сглаживания пространственной структуры пучка (так называемый метод ISI – induced smoothing incoherence). Сглаженный лазерный пучок [3] фокусировался на поверхность мишени при интенсивности излучения 10^{13} Вт/см².

Техника сглаживания структуры пучка описывается в работе [3], а для пояснения на рис.1 приведено измеренное распределение лазерной интенсивности в фокальной плоскости фокусирующей линзы (где обычно располагается облучаемая поверхность мишени). Распределение характеризуется наличием плато размером 400×400 мкм. Размер пучка и распределение интенсивности по его поперечному сечению сохраняются на длине 400 мкм вдоль оптической оси (± 200 мкм в обе стороны от фокальной плоскости) [3]. Это означает, что условия облучения не изменяются существенным образом из-за движения поглощающей области. Пространственный фурье-анализ

C.Strangio, A.Caruso. Associazione EURATOM-ENEA sulla Fusione, C.R.E. Frascati, Via E.Fermi, 45, C.P. 65, 00044, Frascati, Roma, Italia
С.Ю.Гуськов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов. Физический институт им. П.Н.Лёбедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: guskov@sci.lebedev.ru

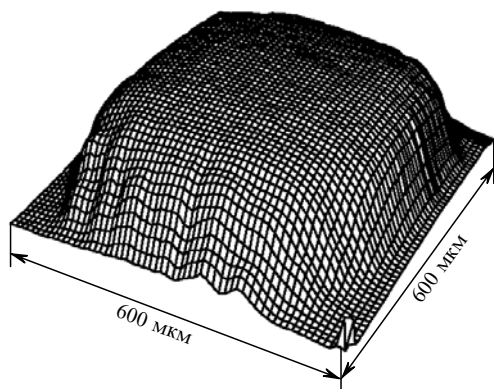


Рис.1. Пространственное распределение интенсивности лазерного пучка, облучающего мишень. Видно наличие ровного плато интенсивности размером 400×400 мкм.

фокального пятна показывает, что относительная амплитуда мод с номером $n \geq 6$ меньше 1 %, а мод с номером $n \geq 10$ составляет около 0.1 %. Использование сглаженного пучка при облучении пористых мишеней позволяет обнаружить особенности пространственной структуры плазмы на лицевой и тыльной сторонах мишени, определяемые именно структурой самого пористого вещества.

В зависимости от структуры пористого вещества (ячейки с различной толщиной стенки, сообщающиеся ячейки) начальное пропускание излучения внутрь мишени может быть различным в разных областях поперечного сечения пучка. Когда стенки ячеек взрываются, выравнивание распределения плотности вещества на масштабе ячейки происходит за счет распространения и столкновения ударных волн и механизма вязкости [1, 2]. Последний должен устранять локальные флуктуации плотности, которые остаются после внутреннего схлопывания пор и взаимодействия ударных волн.

В данных экспериментах использовались пористые пластиковые мишени с плотностью 5 и 20 мг/см³, а размеры ячеек составляли соответственно ~ 70 и ~ 40 мкм при толщине стенок около 1 мкм. Расчеты, выполненные в [1, 2] для структур с такими параметрами, показывают, что время затухания этих флуктуаций плотности вследствие вязкости (несколько наносекунд) значительно превышает время схлопывания пор (доли наносекунды) и

оказывается больше длительности лазерного импульса для интенсивностей излучения, используемых в эксперименте. Это означает, что неоднородности плотности плазмы могут существовать в течение всего времени взаимодействия. При этом плазма может быть локально подкритической, хотя в среднем по объему она является надкритической, что дает возможность свету проникать сквозь области плазмы с подкритической плотностью, местоположение которых изменяется со временем.

В принципе, некоторое проникновение света через мишень может иметь место в течение всего времени взаимодействия (с осцилляциями коэффициента пропускания). Такое поведение должно быть особенно вероятным, когда $\rho_a > \rho_{cr}$, но $(\rho_a - \rho_{cr})/\rho_a \ll 1$, что заведомо выполняется для мишеней с плотностью 5 мг/см³. Данный процесс, связанный с возможным различием начального пропускания света в разных участках лазерного пятна, может приводить к начальной генерации множества поглощающих полостей.

Мишени, использовавшиеся в данных экспериментах, обычно имели форму параллелепипедов с поперечными размерами, превышающими размер фокального пятна, что гарантировало невозможность прохождения лазерного излучения мимо мишени. Произведение средней плотности мишени ρ на их толщину s изменялось в диапазоне $3000 - 8000$ мкм·мг·см⁻³. Экспериментально исследовались гидродинамика процесса взаимодействия лазерного излучения с мишенью посредством оптической теневой шпирен-фотографии и прохождение света через мишени при значениях ρs , находящихся в указанном диапазоне.

2. Гидродинамические особенности взаимодействия излучения с мишенями

Для исследования гидродинамической эволюции мишени использовался метод теневой оптической шпирен-фотографии. Мишень зондировалась лазерным пучком на частоте второй гармоники 2ω с длительностью импульса 0.5 нс в направлении, ортогональном оси греющего пучка [1].

Типичные результаты приведены на рис.2, где полученные фотографии расположены в порядке возрастания величины ρs и соответствуют моменту времени $t = 3$ нс

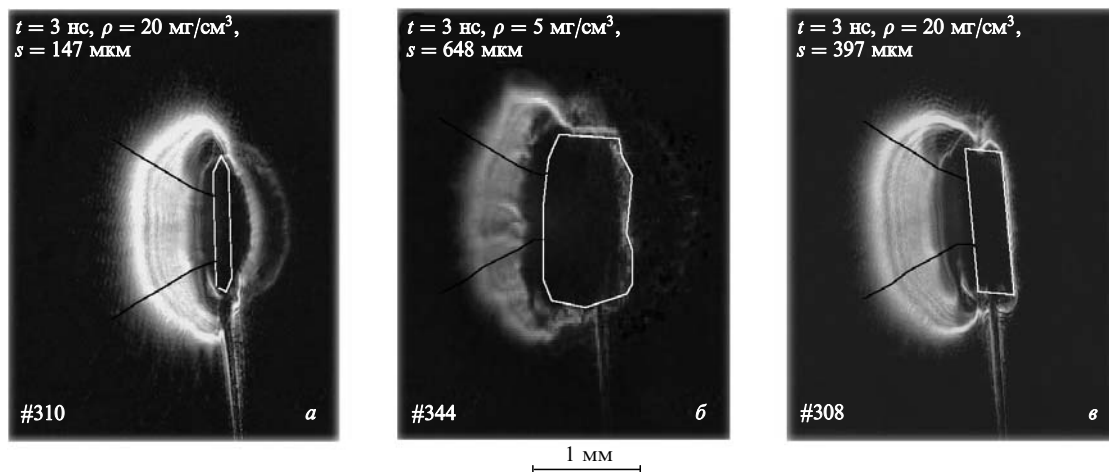


Рис.2. Теневые шпирен-фотографии пористых полистирольных мишеней, облучаемых сглаженным лазерным пучком, при $\rho s = 2940$ (а), 3240 (б) и 7940 мкм·мг·см⁻³ (в). Белые контуры показывают начальную конфигурацию мишеней, темные линии – границы фокусируемого лазерного пучка.

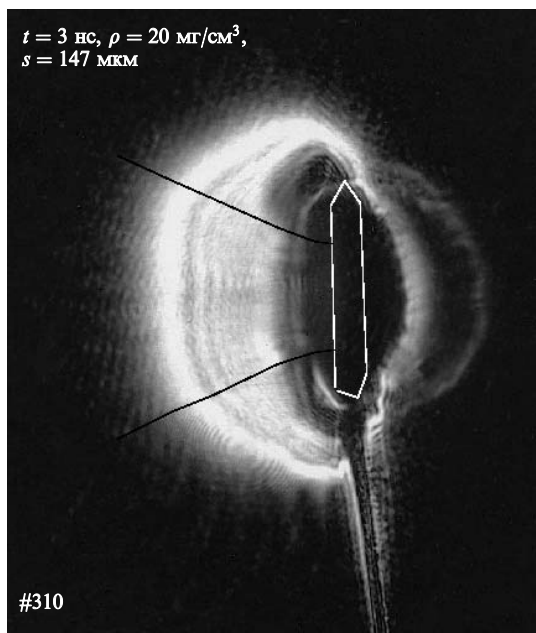


Рис.3. Увеличенное изображение теневой шлирен-фотографии выстрела № 310. Отчетливо видна тонкая струеподобная структура на тыльной стороне плотного ускоряемого вещества.

от начала импульса греющего излучения. Самая тонкая мишень (выстрел № 310) ускоряется, и на ее тыльной стороне движущееся вещество в относительно плотном состоянии выглядит как изогнутый темный участок позади тонкого белого контура, обозначающего начальную конфигурацию невозмущенной мишени. В рамках модели «снежного плуга» скорость движения вещества может быть рассчитана по положению границы этой темной области и составляет 10^7 см/с. Наличие границы непрозрачной области свидетельствует об отсутствии крупномасштабных разрывов (рис.3). Это может означать, что к моменту времени $t = 3$ нс стадия схлопывания пор с образованием множества полостей с пониженной плотностью, о которых шла речь в предыдущем разделе, закончилась и распределение плотности отвечает доста-

точно однородному состоянию плазмы. Вместе с тем, однако, видны тонкие струеподобные структуры на границе ускоряемого плотного вещества на тыльной стороне мишени. Для более толстых мишеней (выстрелы № 344 и 308) структура «снежного плуга» еще находится внутри мишени в момент времени $t = 3$ нс, и поэтому ускорение плотного вещества на тыльной стороне мишени не наблюдается.

Что касается структуры образующейся плазмы на лицевой стороне мишени, то для вещества с мелкими ячейками (20 мг/см^3 , выстрелы № 310 и 308) она имеет сравнительно однородный характер, тогда как для мишени с крупными ячейками (5 мг/см^3 , выстрел № 344) наблюдается существенно более турбулентная плазменная корона. На тыльной стороне мишеней с малым произведением ρs (выстрелы № 310 и 344) видна плазменная структура, которая для мишени с большим ρs (выстрел № 308) в момент времени $t = 3$ нс отсутствует.

3. Исследование прохождения лазерного излучения сквозь мишень

Для исследования прохождения лазерного излучения сквозь мишень в течение действия лазерного импульса использовалась схема измерений, представленная на рис.4. Фотодиод $\Phi\Delta\omega$ применялся для регистрации временной формы импульса падающего лазерного пучка. Прошедшее сквозь мишень лазерное излучение преобразовывалось кристаллом KDP во вторую гармонику, и изображение мишени в этом излучении передавалось на фотокамеру и фотодиод $\Phi\Delta 2\omega$ линзами 2 и 3. Необходимость такого нелинейного преобразования продиктована селективной спектральной чувствительностью применяемого фотодиода. На изображении мишени на фотодиоде $\Phi\Delta 2\omega$ располагалась специальная маска. Это было сделано для того, чтобы выделить область мишени, где имеет место пропускание излучения (обычно размер этой области меньше размера фокального пятна, см. рис.5). Зависящий от времени коэффициент пропускания мишеней измерялся в рабочих выстрелах по описываемому ниже алгоритму с нормировкой результатов измерений по вспомогательным выстрелам в отсутствие мишеней (когда все остальные условия оставались без

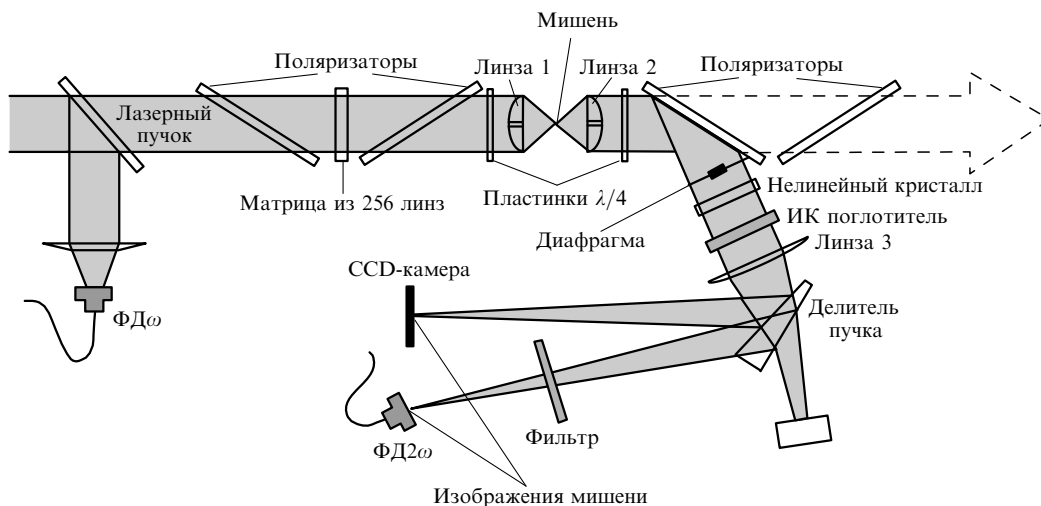


Рис.4. Схема измерений интенсивности прошедшего сквозь мишень лазерного излучения и формирования изображения мишени в прошедшем лазерном пучке.

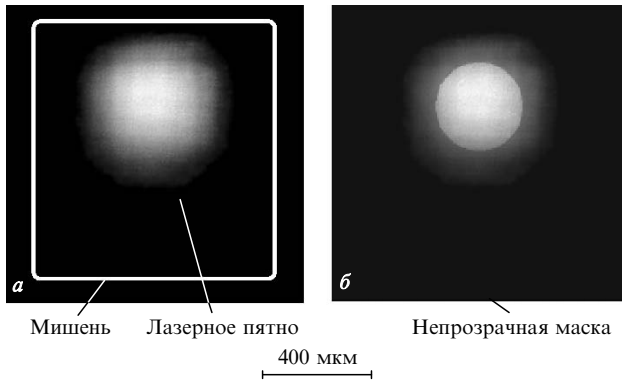


Рис.5. Относительное расположение и размеры мишени и лазерного фокального пятна на изображении мишени, формируемом на фотодиоде ФД2ω (изображение лазерного пятна получено в отсутствие мишени и затем скомбинировано с ее типичным поперечным сечением) (а) и диафрагмирование лазерного пятна с помощью круглой маски (материал маски является непрозрачным, однако, чтобы показать относительные размеры круглого отверстия маски и лазерного пятна, она изображена как частично прозрачная) (б).

изменений) и с учетом зависимости коэффициента преобразования во вторую гармонику от интенсивности падающего на кристалл излучения.

Для используемой оптической схемы эксперимента (с учетом квадратичной зависимости коэффициента нелинейного преобразования излучения в кристалле) напряжение $V_{2\omega}(t)$, измеренное фотодиодом ФД2ω, является функцией напряжения $V_{\omega}(t)$, измеряемого фотодиодом ФДω:

$$V_{2\omega}(t) = f\delta(t)t_r^2(t)V_{\omega}^2(t), \quad (1)$$

где f – коэффициент пропускания фильтра, установленного на фотодиоде ФД2ω; $t_r(t)$ – коэффициент пропускания мишени; функция $\delta(t)$ определяется из измерений в выстрелах в отсутствие мишени ($t_r(t) = 1$) в соответствии с выражением

$$\delta(t) = \frac{V_{02\omega}(t)}{f_0 V_{0\omega}^2(t)}; \quad (2)$$

индекс 0 означает отсутствие мишени. Тогда зависящий от времени коэффициент пропускания мишени $t_r(t)$ определяется из соотношения

$$t_r(t) = \frac{V_{2\omega}(t)}{[f\delta(t)V_{\omega}^2(t)]^{1/2}}. \quad (3)$$

Поскольку ширина полосы системы регистрации электрического сигнала составляла 5 ГГц, то метод позволяет проводить измерения с временным разрешением в пределах длительности лазерного импульса. Результаты измерений представлены на рис.6. Наиболее надежная часть измерений относится к первым трем наносекундам. При $t > 3$ нс сигналы имеют малую амплитуду, так что соотношение (3) становится существенно неопределенным. Установлено, что типичный коэффициент пропускания мишени для этих выстрелов в течение первых трех наносекунд изменяется в диапазоне 0.005–0.010. Приведенные временные зависимости интегральных по области взаимодействия коэффициентов пропускания мишени имеют временные модуляции с характерным периодом 0.3–0.5 нс. Эти модуляции могут быть обусловлены

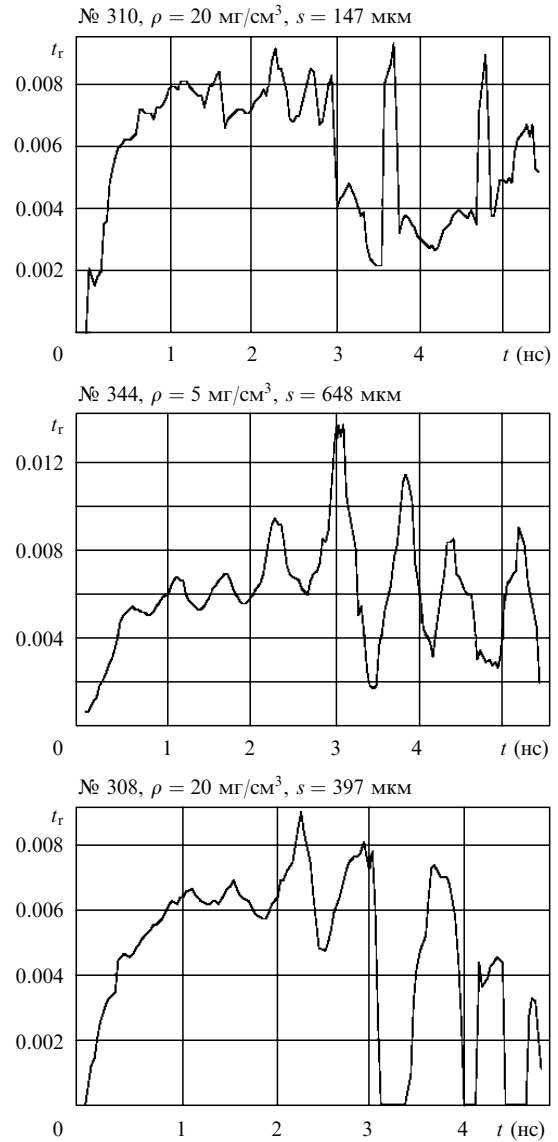


Рис.6. Временные зависимости коэффициента пропускания мишени для выбранных выстрелов.

формированием локальных полостей с подкритической плотностью, о которых говорилось выше. Интересно отметить, что локальные временные вариации коэффициента пропускания сохраняются в интегральном по пространству сигнале.

Следует упомянуть о других экспериментах, в которых также исследовались свойства лазерного излучения, прошедшего сквозь плазму пористых мишеней. Эти эксперименты выполнены при значительно более острой фокусировке лазерного пучка. Так, измерения временных и угловых характеристик прошедшего лазерного излучения на частоте второй гармоники неодимового лазера (0.53 мкм) проводились в ФИАНе [4, 5] при острой фокусировке пучка на поверхность пористой мишени из полипропилена с плотностью 20 мг/см³ и толщиной 200–800 мкм. Для $\lambda = 0.53$ мкм критическая плотность вещества составляет 12.5 мг/см³, поэтому мишени обладали начальной средней надкритической плотностью. Диаметр фокального пятна составлял 15 мкм, а интенсивность излучения была равна 5×10^{14} Вт/см². Обнаружены временные модуляции прошедшего излучения с характерным масштабом менее 100 пс, сопровождавшиеся

резким увеличением углов рассеяния прошедшего излучения (до 15°). Это увеличение наблюдалось в момент прожигания мишени, т. е. в момент выхода интенсивного лазерного сигнала (в приосевой части пучка) на тыльную сторону мишени. Такие временные модуляции интерпретировались как проявление самофокусировки в плазме. Время, необходимое для прожигания мишени, зависело от ее толщины и составляло, например, 1 и 2 нс для толщин 200 и 400 мкм соответственно.

Измерения доли лазерного излучения, прошедшего сквозь плоский слой пористого вещества, проводились в ТРИНИТИ [6] при облучении мишеней из агара импульсом излучения основной гармоники неодимового лазера с длительностью около 3 нс и интенсивностью 10^{14} Вт/см². Мишени имели различную толщину, которая изменялась от 100 до 1000 мкм. Средняя плотность агара также была различной и изменялась в диапазоне 0.5–10 мг/см³. Поскольку критическая плотность данного вещества на указанной длине волны лазера близка к 3 мг/см³, то мишени имели подкритическую плотность или плотность, близкую к критической. Интегральные по времени измерения для протяженных мишеней с толщиной, превышающей 500 мкм, показали, что доля лазерного излучения, прошедшего через мишень, не превышает 0.001. При переходе к более тонким мишеням (200–300 мкм) с низкой плотностью (0.5–1 мг/см³) наблюдалось резкое возрастание доли прошедшего излучения до 0.02. Временные измерения показали, что импульс прошедшего через мишень излучения регистрировался в конце действия лазерного импульса. Длительность прошедшего импульса составляла 300–500 пс. В работе [6] возрастание прозрачности мишени объяснялось завершением процесса гомогенизации плазмы, приводившим к образованию плазмы с плотностью, меньшей критической.

Таким образом, указанные выше особенности результатов различных экспериментов по прохождению лазерного излучения свидетельствуют о том, что пространственно-временные характеристики состояния плазмы пористых мишеней, включая ее оптические свойства, существенно зависят как от условий облучения мишеней, так и от их структуры, плотности и толщины.

4. Заключение

Эксперименты по лазерному взаимодействию излучения с пористыми мишенями показали, что облучение фольг (тонких мишеней) сглаженным лазерным пучком приводит к ускорению вещества с отсутствием разрывов на границе тыльной стороны мишени с плазмой.

Структура плазмы на лицевой стороне мишени с большей плотностью (мелкими ячейками) имеет сравнительно однородный характер, тогда как для мишени с меньшей плотностью (крупными ячейками) образуется турбулентная плазменная корона. На тыльной стороне мишеней с малым произведением ρs регистрируется плазменная структура, которая для мишени с большим ρs отсутствует вплоть до окончания действия лазерного импульса.

Измерена временная зависимость пропускания мишенью лазерного излучения. Установлено, что типичные коэффициенты пропускания мишеней находятся в диапазоне 0.005–0.010.

Авторы благодарны П.Л.Андреоли (P.L.Andreoli) и Дж.Кристофари (G.Cristofari) за их техническую помощь в проведении экспериментов, а инженеру А.Даттола (A.Dattola) – за обеспечение энергоснабжения установки, функционирование вакуумных систем и системы кондиционирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-17671, 05-02-17873 и 05-02-16856).

1. Caruso A., Strangio C., Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B. *Laser and Particle Beams*, **18**, 25 (2000).
2. Гуськов С.Ю., Карузо А., Розанов В.Б., Странджио К. *Квантовая электроника*, **30** (3), 191 (2000).
3. Strangio C., Caruso A. *Laser Part. Beam.*, **16**, 45 (1998).
4. Гуськов С.Ю., Касьянов Ю.С., Кошевой М.О., Розанов В.Б., Рупасов А.А., Шиканов А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **64** (7), 462 (1996).
5. Gus'kov S.Yu., Kas'anov Yu.S., Koshevoi M.O., Rozanov V.B., Rupasov A.A., Shikanov A.S. *Laser Part. Beam.*, **17** (2), 287 (1999).
6. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **115** (3), 803 (1999).