

АБЛЯЦИОННОЕ УСКОРЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ $\sim 10^{-8}$ с

С.Ф. Гончаров, П.П. Пашинин, В.Ю. Перов, Р.В. Серов, В.П. Яновский

Тонкие лавсановые пленки ускорены до скоростей порядка 100 км/с. При прохождении пленками с начальной толщиной 6 мкм расстояний порядка диаметра фокального пятна происходит вовлечение в движение периферийных по отношению к фокальному пятну областей пленки, что приводит к уменьшению скорости центра масс по сравнению со значением, получаемым из одномерной модели.

Ускорение тонких пленок в результате их частичного испарения (абляции) при нагреве лазерным излучением вызывает интерес как метод получения скоростей макрочастиц порядка 10^7 см/с и в применении к лазерному термоядерному синтезу как подход к исследованию гидродинамической передачи энергии от лазера к мишени в геометрии, обеспечивающей диагностику ускоренной части мишени. Абляционное ускорение тонких пленок исследовалось в нескольких лабораториях [1 — 3] при длительности лазерного импульса ≤ 3 нс. В связи с тем, что длительность импульса лазерного драйвера термоядерной мишени оценивается в 10 и более наносекунд [4], представляет интерес ускорение тонких пленок при длительности лазерного импульса > 3 нс.

В данной работе лавсановые пленки толщиной 25 и 6 мкм облучались излучением двух каналов лазерной установки УМИ-35 [5], обеспечивающих плотность мощности лазерного излучения на мишени $\sim 4 \times 10^{12}$ Вт/см² на длине волны 1,06 мкм при диаметре пятна фокусировки $d_F = 400$ мкм, определенном по полувысоте распределения интенсивности, и длительности лазерного импульса 8 нс. Для диагностики движения пленок использовались следующие методы:

- 1) трехкадровая интерферометрия и теневая фотография [6] с помощью импульса зондирующего излучения длительностью 380 пс, синхронизованного с импульсом греющего излучения;
- 2) измерение импульса ускоренной части мишени с помощью полого баллистического маятника [7], не чувствительного к дополнительному импульсу, вносимому веществом, испаренным и рассеянным стенкой маятника и таким образом обеспечивающего точность измерений не хуже 15%.

Характерные кадровые интерферограммы представлены на рис. 1. Видно, что диаметр ускоренной части мишени примерно совпадает с диаметром пятна фокусировки (400 мкм) для 25-ти микронной пленки и превышает его примерно в 2 раза в случае облучения пленки толщиной 6 мкм. Определенные из интерферограмм зависимости расстояния X , пройденного ускоренной частью мишени, и ее диаметра D от времени представлены на рис. 2. Экспериментальные точки на рис. 2 соответствуют трем различным кадрам одного и того же эксперимента и экспериментам, отличающимся задержкой зондирования, но проведенным при близких значениях энергии импульса лазерного излучения. При этом в качестве пройденного расстояния и диаметра ускоренной части на интерферограммах брались координаты границы зоны непрозрачности. Оценка значений электронной плотности N_e , соответствующих границам зоны непрозрачности, выполненная при обработке интерферограмм вне пределов зоны непрозрачности [8], дала $N_e \gtrsim 10^{19}$ см⁻³. На рис. 2а нанесены X—T диаграммы движения центра масс ускоренной части мишени, полученные из аналитической одномерной плоской модели [9] для экспериментальных данных настоящей работы. Смещение границы зоны непрозрачности (тени) в каждый данный момент времени должно превышать смещение центра масс. Для пленок толщиной 25 мкм экспериментальная и теоретическая кривые в этом смысле хорошо согласуются, что же касается 6-ти микронных пленок, то здесь удовлетворительное согласие с одномерной теорией наблюдается лишь до времен порядка 5 — 6 нс, соответствующих пройденным расстояниям до 400 мкм. При больших временах и расстояниях тень тыльной стороны мишени значительно отстает от расчетного положения центра масс пленки. При построении теоретических кривых принимался во внимание инерционный эффект [9], который не оказал существенного влияния на ход кривых.

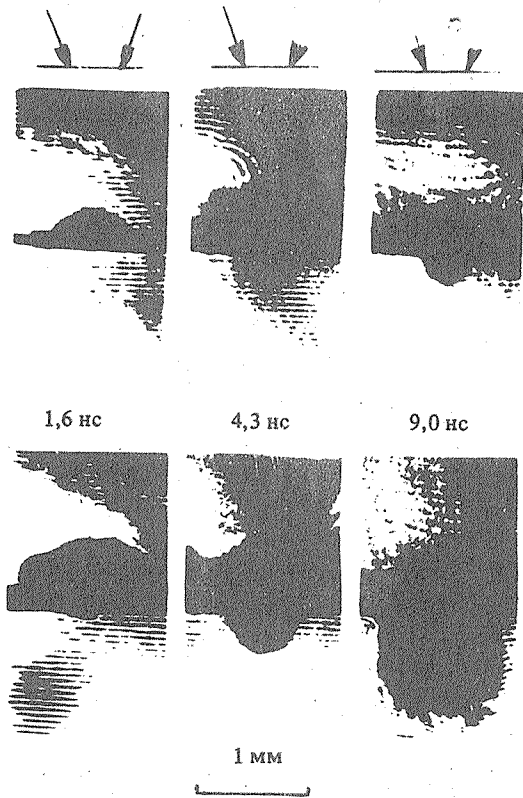


Рис. 1

Характерные кадровые интерферограммы, полученные с задержкой 1,6, 4,3 и 9,0 нс от начала лазерного импульса прямоугольной формы длительностью 8 нс. Диаметр пятна фокусировки 400 мкм. Верхний ряд — пленка начальной толщины 25 мкм, интенсивность $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Нижний ряд — пленка начальной толщины 6 мкм, интенсивность $4 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

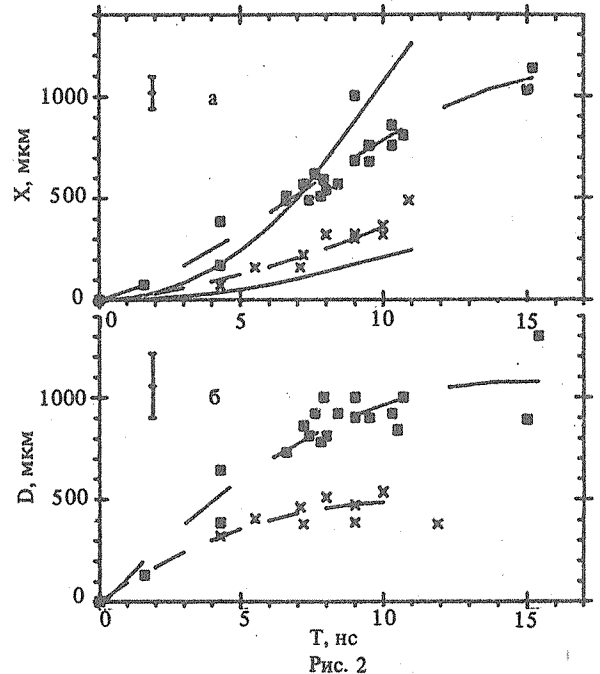


Рис. 2

Зависимости расстояния, пройденного ускоренной частью мишени (а), и ее диаметра (б) от времени: пунктир — аппроксимация экспериментальных значений смещения $X(T)$ и диаметра тени $D(T)$ ускоренной части мишени методом наименьших квадратов, сплошные линии — положение центра масс мишени, определенное из одномерной модели [9]; (x) — толщина пленки 25 мкм, (■) — 6 мкм.

Зависимости диаметра тени ускоренной части мишени от ее смещения, полученные из усредненных графиков $X(T)$ и $D(T)$ рис. 2.

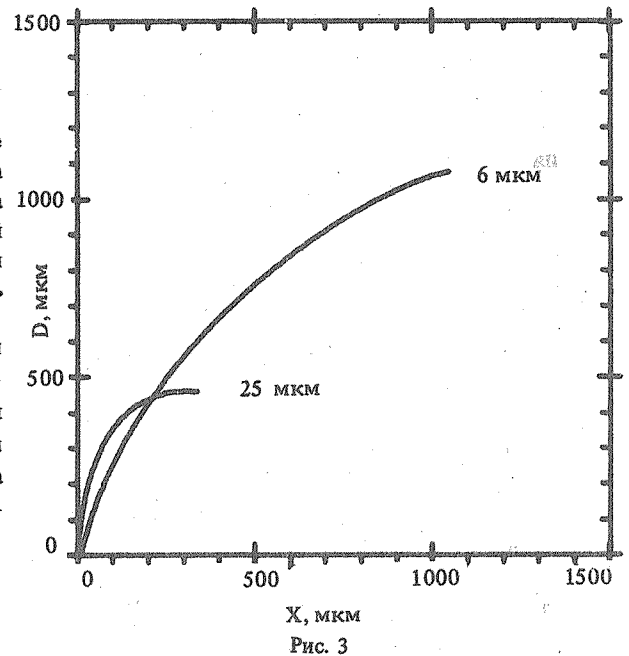


Рис. 3

Зависимость диаметра ускоренной части пленки от пройденного расстояния $D(X)$ построена на рис. 3 исходя из усредненных экспериментальных зависимостей $D(T)$ и $X(T)$ (рис. 2). Зависимость $D(X)$ как для 25-ти, так и для 6-ти микронной пленки содержит начальный растущий участок вплоть до расстояний X порядка 200 мкм. Наличие этого участка может быть связано с неоднородным (колоколообразным) распределением интенсивности в фокальном пятне. Действительно, первой из тени, соответствующей начальному положению мишени, выходит центральная область, где интенсивность максимальна, затем области, соответствующие периферии фокального пятна. Для расстояний, больших 250 мкм, диаметр 25-ти микронной пленки практически не изменяется и составляет величину порядка диаметра фокального пятна, а диаметр 6-ти микронной пленки продолжает расти с ростом X .

Зависимость импульса ускоренной части мишени от энергии лазерного излучения на мишени приведена в /7/. Оказалось, что значение импульса в пределах точности измерений не зависит от начальной толщины мишени и для экспериментальных условий данной работы равно $P = 20 \text{ г} \cdot \text{см/с}$ с относительной точностью 5% для 25-ти и 15% для 6-ти микронной пленки. Из аналитической модели /9/ следует, что за время, равное длительности лазерного импульса, испаряется толщина пленки порядка 3 мкм, что существенно меньше начальной толщины 25-ти микронной пленки. Это позволяет получить хорошую точность в оценке неиспаренной толщины пленки после окончания лазерного импульса $l = 22 \text{ мкм}$. Так как плотность на границе тени много меньше плотности твердого тела, то усредненный по распределению плотности диаметр ускоренной части мишени не превышает диаметра тени. Поскольку диаметр ускоренной части не меньше диаметра фокального пятна, а диаметр фокального пятна и видимый диаметр ускоренной части 25-ти микронной пленки практически совпадают, то можно определить ее массу: $M_{25} = \rho d_{25}^2 l \pi / 4 = 5 \pm 0,9 \text{ мкг}$, где $\rho = 1,38 \text{ г/см}^3$ — плотность лавсана; $d_{25} = 450 \pm 40 \text{ мкм}$ — диаметр ускоренной части из рис. 3. Тогда скорость центра масс мишени $V = P/M = 40 \pm 9 \text{ км/с}$, что согласуется в пределах точности измерений со значением 35 км/с, следующим из модели /9/, а также со значением скорости тени $dX_{25}/dT = 44 \text{ км/с}$ из рис. 2а.

Для 6-ти микронной пленки масса ускоренной части неизвестна. То, что видимый диаметр превышает диаметр фокального пятна, может быть связано как с вовлечением в движение периферийных областей пленки, так и с тепловым расширением ускоренной части. Кроме того, испаренная толщина пленки сравнима с начальной толщиной мишени, что делает оценку толщины неиспаренной части пленки ненадежной. Тем не менее, можно сделать оценку массы исходя из следующих соображений. С одной стороны, скорость центра масс должна превышать значение $V = 40 \text{ км/с}$, измеренное для 25-ти микронной пленки, откуда $M_6 < P/V = 5 \text{ мкг}$. Кроме того, из зависимости $D(T)$ (рис. 2б) следует, что $D(T) \leq D_{\text{max}} = 1 \text{ мм}$, что дает $M \leq \rho D_{\text{max}}^2 (6 \text{ мкм}) \pi / 4 = 7 \text{ мкг}$. С другой стороны, скорость центра масс не превышает значения скорости границы тени в конце импульса греющего излучения, равное $dX_6/dT = 100 \text{ км/с}$ (рис. 2а). Итак, $2 \text{ мкг} = P/(dX_6/dT) < M_6 < 5 \text{ мкг}$.

В пределах фокального пятна первоначально находилась масса порядка $\rho d_F^2 \pi / 4 (6 \text{ мкм}) = 1 \text{ мкг}$. Таким образом, из экспериментальных данных следует, что в процессе ускорения 6-ти микронной пленки происходит вовлечение в движение периферийных по отношению к фокальному пятну областей. Учитывая также отмеченное ранее несоответствие при больших T между экспериментальной зависимостью $X(T)$ и теоретической зависимостью, следующей из одномерной модели, приходим к выводу, что на поздних временах ускорение 6-ти микронной пленки является существенно неоднородным. Из рис. 2 следует, что движение становится неоднородным, когда пленка проходит расстояние порядка диаметра фокального пятна. Отметим, что вывод о вовлечении в движение периферийных по отношению к фокальному пятну областей пленки при длительности лазерного импульса 3 нс сделан в /1/ исходя из результатов измерений импульса и энергии плазмы маятниками и ионными коллекторами. Этот эффект может оказаться существенным и в сферических мишенях при учете неоднородности, связанной как с неоднородностью облучения, так и с гидродинамическими неустойчивостями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ripin V. N. et al. Phys. Fluids, 23, 1012 (1980).
2. Eidmann K. et al. Phys. Rev. A, 30, 2568 (1984).
3. Большов Л. А. и др. ЖЭТФ, 92, 2060 (1987).
4. Yonas G. Nuclear Fusion, 24, 505 (1984).
5. Бродов М. Е. и др. Квантовая электроника, 9, 121 (1982).
6. Гончаров С. Ф. и др. Квантовая электроника, 12, 378 (1985).
7. Гончаров С. Ф. и др. Препринт ИОФАН № 135, М., 1987.
8. Гончаров С. Ф., Серов Р. В., Яновский В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 24 (1987).
9. Fabbro R., Max C., Fabre E. Phys. Fluids, 28, 1463 (1985).