

# Лазерное ускорение тонких фольг

В.И.Вовченко, И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.Ю.Семенов

*Изложена методика изучения характеристик лазерного абляционного ускорения тонких фольг, основанная на экспериментальной фиксации электроконтактным способом времен пролета фольгой базовых расстояний в атмосфере воздуха. Приведены результаты экспериментов по лазерному ускорению фольг в цилиндрическом и коническом каналах при интенсивности лазерного излучения на мишени до  $2 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Полученные результаты использовались в экспериментах по определению откольной прочности алюминиевых мишеней при больших скоростях деформирования, при этом ускоренные алюминиевые фольги применялись в качестве ударника.*

**Ключевые слова:** лазерное излучение, абляционное давление, ускорение фольг, цилиндрическая и коническая мишени, скорость деформирования, откольная прочность.

## 1. Введение

Ускорение фольг под действием лазерного излучения является составной частью экспериментов по созданию плотной высокотемпературной плазмы в оболочечных конических мишенях. Выполненные ранее теоретические исследования показывают, что в этом случае в образовании высокотемпературной плазмы ключевую роль играют кумулятивные явления внутри конической мишени, происходящие при взаимодействии движущейся фольги со стенкой конической полости [1]. Фольги, ускоренные под действием лазерного излучения, могут быть также использованы в качестве ударников в экспериментах по изучению теплофизических и механических свойств вещества в экстремальных условиях. В этом случае при взаимодействии ударника и исследуемой мишени могут быть реализованы более высокие давления и скорости деформирования, чем при непосредственном воздействии на мишень самим лазерным излучением.

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном изучении характеристик лазерного ускорения фольг в цилиндрическом и коническом каналах и в применении ускоренных фольг в экспериментах по инициированию откольных процессов при больших скоростях деформирования.

При воздействии импульса лазерного излучения на фольгу происходит абляция части вещества фольги с образованием плазменного потока, движущегося навстречу лазерному пучку, что и приводит к возникновению реактивного импульса отдачи (абляционного давления) на неиспаренную часть фольги. В настоящей работе масса и скорость фольг после лазерной абляции и ускорения определялись методом их торможения в газовой атмосфере [2]. Этот метод основан на фиксации электроконтактным способом времен пролета фольгой базовых расстояний. Ниже приведено полное описание метода торможения

для экспериментального определения скорости и неиспаренной массы фольг, разогнанных абляционным лазерным давлением, описана постановка экспериментов по ускорению фольг и изложены полученные результаты, а также приведены результаты экспериментов с использованием ускоренных алюминиевых фольг в качестве ударника при изучении откольной прочности алюминия.

## 2. Определение характеристик лазерного ускорения фольг методом их торможения в атмосфере воздуха

В упрощенной одномерной постановке задачу о торможении ударника в газовой среде можно сформулировать следующим образом: ударник толщиной  $h$  с плотностью  $\rho_m$  налетает со скоростью  $u_0$  на полубесконечный покоящийся слой газа с начальной плотностью  $\rho_0$ , находящийся при давлении  $p_0$ . В результате последующего соударения в ударнике и газе возникают ударные волны. Ударная волна в ударнике отражается от его свободной границы в виде волны разрежения, которая, приходя на границу раздела с газом, вызывает торможение ударника. Возникает сложная волновая картина течения газа, а торможение ударника определяется как гидродинамикой газа, так и волновым движением материала ударника.

В случае жесткого ударника, когда ударная волна является «слабой» (оставаясь «сильной» для газа), возмущения, вносимые соударением с газом, можно считать акустическими. В этом случае точное решение можно искать на основе уравнений акустики

$$u_t + \frac{p_x}{\rho_m} = 0, \quad p_t + \rho_m c_m^2 u_x = 0.$$

Здесь  $u$  – скорость среды (ударника), по которой распространяется «слабая» ударная волна;  $p$  – давление в этой среде (говоря точнее,  $u$  и  $p$  – это малые отклонения скорости и давления от их значений в невозмущенной среде, вызванные распространением звуковых волн);  $t$  – время;  $x$  – пространственная координата; величины с индексами  $t$  и  $x$  – частные производные по переменным  $t$  и  $x$ ;  $c_m$  – скорость звука в ударнике. Решение поставленной задачи можно найти с помощью инвариантов Римана [3].

В.И.Вовченко, И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.Ю.Семенов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: krasuyuk@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 2 мая 2007 г., после доработки – 28 июня 2007 г.

Пусть в момент времени  $t$  на границу раздела ударника с газом приходит правый инвариант Римана  $J_+(t) = u(t) + p(t)/(\rho_m c_m)$ . Если давление на контактной границе есть  $p(t)$ , а скорость границы –  $u(t)$ , то

$$[J_+(t) + J_-(t)]/2 = u(t), \quad \rho_m c_m [J_+(t) - J_-(t)]/2 = p(t),$$

где  $J_-(t) = u(t) - p(t)/(\rho_m c_m)$  – левый инвариант Римана. Характеристика этого инварианта после отражения от свободной границы ударника возвращается на контактную границу в момент времени  $t + 2h/c_m$ :

$$\frac{1}{2} \rho_m c_m \left[ J_+ \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) - J_- \left( t - \frac{2h}{c_m} \right) \right] = p \left( t + \frac{2h}{c_m} \right).$$

Из условия на свободной границе  $p = 0$  следует, что

$$J_+ \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) = J_-(t).$$

Приведенные соотношения дают выражение

$$-\frac{1}{2} \left[ J_+(t) - J_- \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) \right] = u \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) - u(t),$$

или

$$-\rho_m c_m \left[ u \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) - u(t) \right] = p \left( t + \frac{2h}{c_m} \right) + p(t).$$

Разлагая последнее соотношение в ряд Тейлора по степеням  $h/c_m$  (как будет видно из дальнейшего, эта величина, равная половине времени полного пробега акустической волны в ударнике, мала по сравнению с характерными временами течения газа) и пренебрегая членами высшего порядка малости, получаем связь между изменением скорости границы и давлением на ней:

$$2\rho_m h \frac{du}{dt} = -2p, \quad \text{или} \quad m \frac{du}{dt} = -p, \quad (1)$$

где  $m$  – масса поршня (ударника) на единицу площади.

Таким образом, в принятом приближении для определения скорости ударника нет необходимости знать его гидродинамику. Установленная связь является граничным условием для интегрирования уравнений движения газа и по существу выражает второй закон Ньютона для ударника в целом. Закон торможения ударника определяется совместным интегрированием уравнения движения ударно-сжатого газа и выражения (1), взятого в качестве граничного условия.

Считая слой ударно-сжатого газа, заключенного между фронтом ударной волны и поверхностью поршня, малым, т. е. предполагая профиль давления прямоугольным, приходим к стационарному приближению. В этом случае скорость поршня  $u$  и давление на нем  $p$  связаны следующим соотношением на фронте плоской стационарной ударной волны:

$$p - p_0 = \rho_0 D u, \quad (2)$$

где  $D$  – скорость фронта ударной волны;  $p_0$  – давление невозмущенного газа. В случае «сильной» ударной волны ( $p \gg p_0$ ) для газа с эффективным показателем адиабаты  $\gamma$  выполняется соотношение [3]

$$D = \frac{(\gamma + 1)u}{2}, \quad (3)$$

и уравнение ударной адиабаты, определяющее давление на поршне, имеет вид

$$p(u) = \frac{(\gamma + 1)\rho_0 u^2}{2} = a u^2, \quad (4)$$

где введено обозначение

$$a = \frac{(\gamma + 1)\rho_0}{2}. \quad (5)$$

С учетом (4) уравнение (1) можно преобразовать к виду

$$m \frac{du}{dt} = -a u^2. \quad (6)$$

Границы применимости сделанных приближений рассмотрены в работе [2].

С учетом действия абляционного давления  $p_a(t)$  на лицевую поверхность мишени, вызванного действием импульса лазерного излучения, уравнение (6) следует преобразовать к виду

$$m(t) \frac{du}{dt} = p_a(t) - a u^2. \quad (7)$$

Заменяя реальный лазерный импульс лазерным импульсом прямоугольной формы с эффективной длительностью  $\tau$ , будем предполагать, что

$$p_a = \dot{m} w = \text{const}. \quad (8)$$

Здесь  $w$  – скорость движения паров в процессе абляции относительно неиспаренной части оболочки поршня;

$$\dot{m} = \frac{m_0 - m_\tau}{\tau} = \frac{m_0}{T} \quad (9)$$

– скорость испарения оболочки;  $m_0$  – начальная масса оболочки;  $m_\tau$  – масса оболочки в момент времени  $t = \tau$ ;  $T = \tau m_0 / (m_0 - m_\tau)$  – время полного испарения оболочки.

В сделанных предположениях уравнение (7) для времени  $t \leq \tau$  (активный участок) имеет решение

$$u(t) = \left( \frac{\dot{m} w}{a} \right)^{1/2} \frac{1 - B}{1 + B}, \quad B = \left( 1 - \frac{t}{T} \right)^\beta, \quad \beta = 2 \left( \frac{a w}{\dot{m}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

При  $a \rightarrow 0$  выражение (10) переходит в выражение для скорости движения тела с переменной массой в вакууме

$$u(t) = -w \ln \left( 1 - \frac{t}{T} \right).$$

Для времен  $t \geq \tau$  (пассивный участок)

$$u(t) = u_\tau \left[ 1 + \frac{a u_\tau}{m_\tau} (1 - \tau) \right]^{-1}, \quad (11)$$

где  $u_\tau$  – скорость оболочки в момент времени  $t = \tau$ . Здесь предполагается, что  $\tau < T$ . Если же  $\tau > T$ , т. е. оболочка полностью испаряется еще до окончания лазерного импульса, скорость оболочки асимптотически достигает своего максимального значения  $u_{\text{max}} = (w \dot{m} / a)^{1/2} = (p/a)^{1/2}$ . Масса оболочки при этом стремится к нулю.

Соответственно путь, пройденный фольгой за время  $t - \tau$ , определяется выражением

$$l(t) = l_\tau + \frac{m_\tau}{a} \ln \left[ 1 + \frac{a u_\tau}{m_\tau} (t - \tau) \right], \quad (12)$$

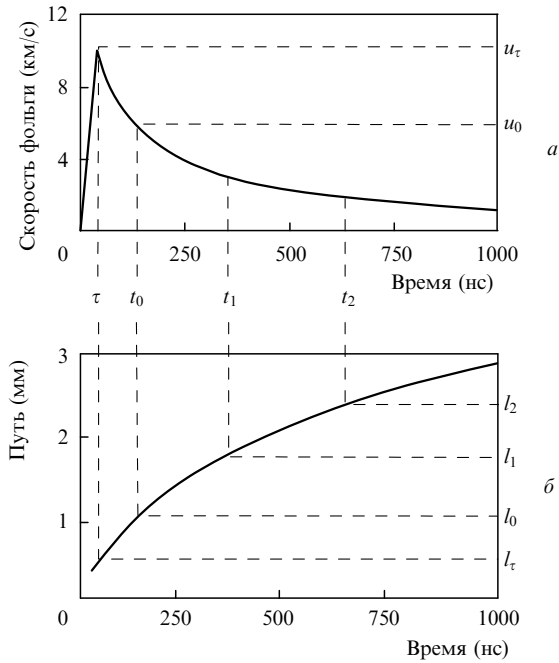


Рис.1. Временные зависимости скорости движения  $u$  (а) алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и пройденного ею пути  $l$  (б) при  $u_\tau = 11$  км/с и  $a = 0.014$  г/см<sup>3</sup>, вычисленные по формулам (10), (11) и (12).

где  $l_\tau = \int_0^\tau u(t)dt$  – путь, пройденный фольгой за время действия лазерного импульса, а  $u(t)$  задано выражением (10).

В качестве примера на рис.1 показаны временные зависимости скорости движения  $u(t)$  алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и пройденного ею пути  $l(t)$  при  $u_\tau = 11$  км/с и  $a = 0.014$  г/см<sup>3</sup>.

Предположим, что первый контакт датчика расположен на расстоянии  $l_0$  от начального положения фольги, второй – на расстоянии  $l_1$  от первого контакта, а третий – на расстоянии  $l_2$  от второго контакта. При этом  $t_0, t_1$  и  $t_2$  – моменты времени прохождения фольгой соответствующих расстояний  $l_0, l_1$  и  $l_2$ . Обозначим скорость фольги в момент времени  $t_0$  как  $u_0$ . Тогда движение фольги на отрезке от  $l_0$  до  $l_2$  будет описываться выражениями

$$u(t) = u_0 \left[ 1 + \frac{au_0}{m_\tau} (t - t_0) \right]^{-1}, \quad (13)$$

$$l(t) = l_0 + \frac{m_\tau}{a} \ln \left[ 1 + \frac{au_0}{m_\tau} (t - t_0) \right]. \quad (14)$$

В (14) входят две искомые величины –  $m_\tau$  и  $u_0$ . Для их нахождения выражение (14) может быть представлено в виде системы двух уравнений с двумя неизвестными  $u_0$  и  $m_\tau$ :

$$l_q - l_0 = \frac{m_\tau}{a} \ln \left[ 1 + \frac{au_0}{m_\tau} (t_q - t_0) \right], \quad q = 1, 2. \quad (15)$$

Входящие в эти уравнения величины  $l_0, l_q$  и  $t_0, t_q$  могут быть измерены экспериментально.

Исключая из (15) одну из неизвестных величин, например  $u_0$ , приходим к трансцендентному уравнению относительно новой безразмерной переменной  $\tilde{x} = a(l_1 - l_0)/m_\tau$ :

$$f(x) = 1 + \frac{t_2 - t_0}{t_1 - t_0} (e^{\tilde{x}} - 1) - e^{2\tilde{x}} = 0, \quad (16)$$

где введено обозначение  $\alpha = (l_2 - l_1)/(l_1 - l_0)$ . Величины  $u_0$  и  $m_\tau$  выражаются через переменную  $\tilde{x}$  следующим образом:

$$u_0 = \frac{l_1 - l_0}{t_1 - t_0} \frac{e^{\tilde{x}} - 1}{\tilde{x}}, \quad (17)$$

$$m_\tau = q(l_1 - l_0)\tilde{x}. \quad (18)$$

Отметим, что величина  $a$  в явном виде входит только в выражение (18) для вычисления  $m_\tau$ . Это означает, что для экспериментального определения скорости  $u_0$  достаточно измерить лишь  $t_q$  и  $l_q$  ( $q = 1, 2$ ), а для определения массы  $m_\tau$  необходимо также знать величину  $a$ .

Определив  $u_0$  и  $m_\tau$ , можно найти скорость  $u_\tau$  с помощью выражения (11):

$$u_\tau = u_0 \left[ 1 - \frac{au_0}{m_\tau} (t_0 - \tau) \right]^{-1}. \quad (19)$$

Теперь, зная  $u_\tau$  и  $m_\tau$ , можно с помощью формул (8) и (9) найти скорость изменения массы фольги и действующее на нее давление в процессе лазерного абляционного ускорения тонких фольг. При этом скорость испарения вещества фольги  $w$  определяется из трансцендентного уравнения (10) при подстановке в него  $u(t = \tau) = u_\tau$ .

В экспериментах мишень заполнялась воздухом при начальном давлении 1 атм ( $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>). При движении поршня с характерной скоростью, превышающей несколько километров в секунду, возникающая в газе ударная волна способна ионизовать ударно-сжатую сре-

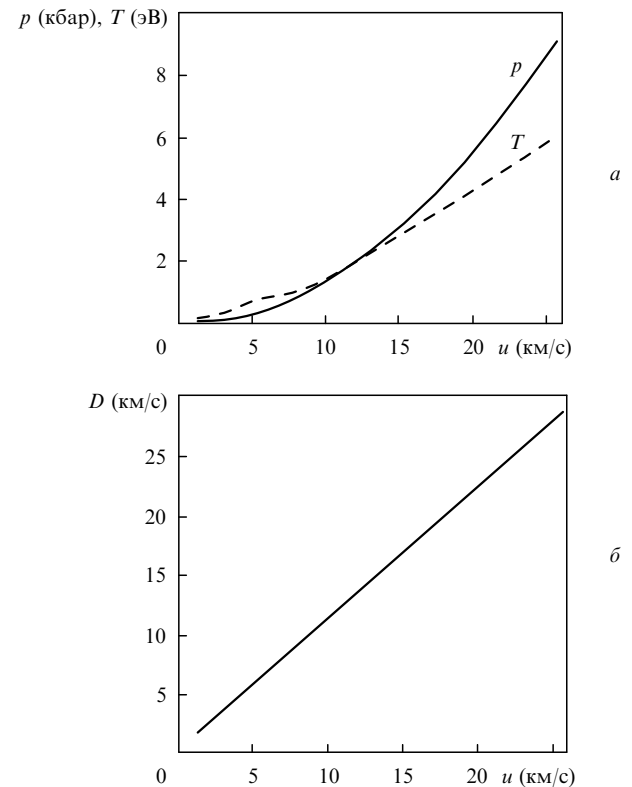


Рис.2. Зависимости от скорости  $u$  давления  $p$  и температуры  $T$  за фронтом ударной волны (а) и скорости фронта ударной волны  $D$  для воздуха при давлении  $p_0 = 1$  атм и  $T_0 = 18^\circ\text{C}$  (б).

ду [4]. Образующаяся при этом плазма является неидеальной, поэтому требуется знание термо- и газодинамических свойств газа, которые в случае воздуха хорошо изучены. Рассчитанные по данным работы [5] зависимости от скорости  $u$  давления и температуры за фронтом ударной волны и скорости фронта ударной волны для воздуха с начальным давлением  $p_0 = 1$  атм и  $T_0 = 18^\circ\text{C}$  показаны на рис.2.

Полученное на основе этих данных аналитическое выражение для ударной адиабаты в диапазоне скоростей до 25.7 км/с можно представить в виде

$$p = \rho_0(1.13u + 0.33)u \approx 1.13\rho_0u^2. \quad (20)$$

Сравнивая выражения (17) и (4), получаем, что эффективный показатель адиабаты воздуха  $\gamma = 1.26$ . В этом случае, согласно (5), коэффициент  $a = 1.37 \times 10^{-3} \text{ г/см}^3$ .

### 3. Условия экспериментов

В экспериментах была использована лазерная установка на неодимовом стекле «Сириус» с длиной волны излучения 1.06 мкм и энергией на мишени до 30 Дж. Типичная длительность лазерного импульса на полувысоте составляла 37 нс. Диаметр лазерного пучка на фокусирующей линзе был равен 5 см, фокусное расстояние линзы составляло 40 см. Диаметр лазерного пятна на мишени равнялся 1 мм, при этом интенсивность лазерного излучения на ней достигала  $2 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ .

Экспериментально было изучено лазерное ускорение фольг из алюминия (толщина 8 и 15 мкм, плотность  $2.7 \text{ г/см}^3$ ), полиэтилентерефталата (ПЭТФ,  $(\text{C}_{10}\text{O}_4\text{H}_8)_n$ , толщина 14 мкм, плотность  $1.38 \text{ г/см}^3$ ), а также составной фольги из ПЭТФ (толщина 5 мкм) и алюминия (толщина 8 мкм). Фольги из ПЭТФ со стороны, обращенной к лазерному пучку, были покрыты слоем алюминия толщиной 0.06 мкм. Опыты проводились на пассивном участке движения фольг, т.е. после окончания действия лазерного импульса.

Схема экспериментальной сборки, состоящей из ускоряемой фольги, цилиндрического (показан штриховыми линиями) либо конического канала и электроконтактного датчика, приведена на рис.3. Цилиндрический канал в латуни, в котором осуществлялось лазерное ускорение фольг, имел диаметр 1 мм и длину  $l_0$ . Опыты проводились при  $l_0 = 1, 2, 3$  и 4 мм. Коническая полость в свинце с фиксированной длиной 2 мм имела входной диаметр 1.7 мм, а выходной – 0.5 мм.

Внутри цилиндрической полости электроконтактного датчика диаметром 1 мм располагались три кольцевых контакта, с помощью которых регистрировались времена прохождения фольгой фиксированных расстояний  $l_0, l_1 = l_0 + l_s$  и  $l_2 = l_1 + l_s$ , где  $l_s = 1.35$  мм – толщина электродов датчика плюс расстояние между ними.

Контакты 1 – 3 располагались на пассивном участке движения фольги, т.е. там, где процесс абляции был практически завершен. Интенсивность лазерного излучения в экспериментах изменялась в пределах  $(0.35 - 0.8) \times 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Для регистрации использовались цифровые запоминающие осциллографы Tektronix TDS 744A (полоса 500 МГц) и LeCroy WS 432 (полоса 350 МГц).

На рис.4 приведены типичные осциллограммы сигналов с электроконтактного датчика, возникающих при замыкании контактов 1 – 3 на общий корпус сборки через

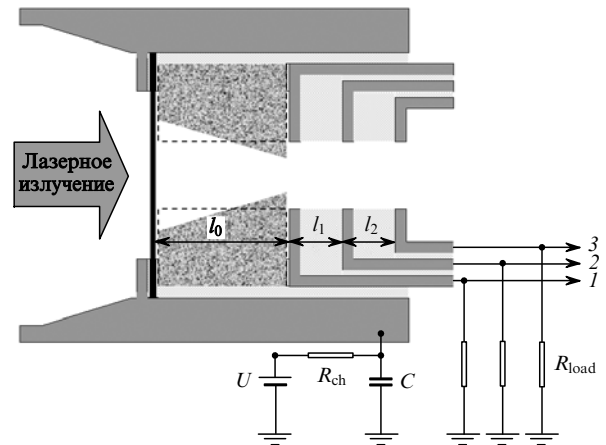


Рис.3. Схема экспериментальной сборки:

1–3 – входы осциллографа;  $U = 4.5 \text{ В}$ ;  $C = 0.02 \text{ мкФ}$ ;  $R_{ch} = 100 \text{ кОм}$ ;  $R_{load} = 50 \text{ Ом}$ ; штриховыми линиями показан цилиндрический канал, помещаемый на место конического канала.

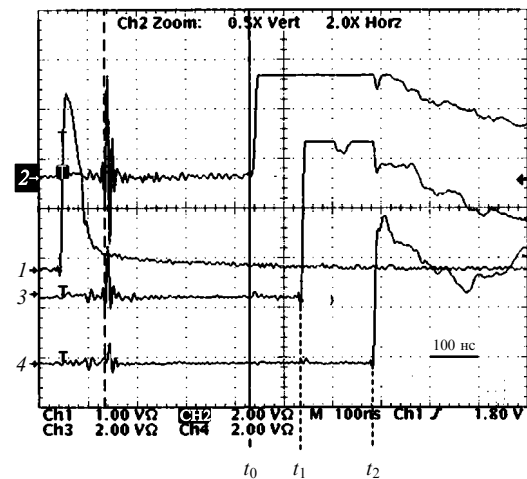


Рис.4. Типичные осциллограммы лазерного импульса ( $I$ ) и сигналов с электроконтактного датчика (2–4) в экспериментах по торможению фольг в цилиндрическом или коническом канале.

проводящую электрический ток плазменную корону, образующуюся на поверхности фольги, обращенной навстречу лазерному пучку.

### 4. Полученные результаты

Результаты экспериментов приведены в табл.1. Значения неспаренной массы фольг и их скоростей усреднялись по нескольким измерениям в одинаковых условиях опытов.

Из табл.1 видно, что скорости фольг на выходе конического канала значительно больше, чем на выходе цилиндрического. При этом в случае конического канала масса неспаренной части фольги оказывается существенно меньше, что пока объяснить мы не можем. По-видимому, причину следует искать в проявлении кумулятивных эффектов, происходящих при взаимодействии движущейся фольги со стенками конической полости.

Для оценки погрешностей при определении испаренной массы фольги и ее скорости использовалось уравнение (15), в которое вводились величины  $t_q, l_q$  и  $a$  с учетом возможных погрешностей их определения. В результате было получено, что погрешность определения скорости

Табл. 1. Результаты экспериментов по лазерному ускорению фольг в цилиндрическом и коническом каналах в атмосфере воздуха.

| Ускоряемая фольга |                         | Канал          |          |  | Толщина фольги после воздействия лазерного импульса (мкм) | Скорость на выходе из канала (км/с) |
|-------------------|-------------------------|----------------|----------|--|---|-------------------------------------|
| Материал          | Начальная толщина (мкм) | Форма          | Материал | Диаметр $d$ (мм)                         |   |                                     |
| Al                | 8                       | Цилиндрический | Cu       | 1  | 6.8   | 11                                  |
| Al                | 15                      | Цилиндрический | Cu       | 1  | 13.8  | 5.8                                 |
| ПЭТФ              | 14                      | Цилиндрический | Cu       | 1  | 10.5  | 12.3                                |
| ПЭТФ + Al         | 5 + 8                   | Цилиндрический | Cu       | 1  | 1.5 + 8   | 8.5                                 |
| Al                | 8                       | Конический     | Pb       | $d_{in} = 1.7$ мм,<br>$d_{out} = 0.5$ мм | 1.3   | 17                                  |
| ПЭТФ              | 14                      | Конический     | Pb       | $d_{in} = 1.7$ мм,<br>$d_{out} = 0.5$ мм | 1.8   | 28.5                                |

фольги не превышает 5 %, а скорости испаренной массы – 30 %.

На основе формул (8), (9) и (16) по результатам экспериментов могут быть определены скорость разлета испаренного вещества в процессе абляции  $w$ , скорость испарения фольги  $\dot{m}$  и абляционное давление  $p_a$ . Для алюминиевой фольги были получены следующие параметры:  $w = 70$  км/с,  $\dot{m} = 7 \times 10^4$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и  $p_a = 50$  кбар. Эти значения удовлетворительно согласуются с соответствующими данными работы [6] ( $w = 50$  км/с,  $\dot{m} = 4.7 \times 10^4$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и  $p_a = 36$  кбар).

### 5. Применение полученных результатов для изучения откольных явлений при больших скоростях деформирования

Фольги, ускоренные с помощью импульсного лазерного излучения, могут быть использованы в качестве ударников для экспериментального определения откольной прочности материалов при скоростях деформирования, которые, как показывают оценки, могут быть значительно больше, чем при непосредственном воздействии на мишень того же самого лазерного излучения. Так, при использовании в качестве ударника лазерно-ускоренной фольги толщиной 15 мкм длительность импульса на лицевой поверхности мишени не превышает 4 нс, что почти в 10 раз меньше длительности самого лазерного импульса, а также длительности действия связанного с ним абляционного давления. При этом амплитуда давления при столкновении ударника и мишени возрастает в десятки раз по сравнению с амплитудой лазерного абляционного давления.

В качестве мишени использовалась алюминиевая фольга толщиной 210 мкм, на которую воздействовала фольга-ударник толщиной 8 либо 15 мкм. Мишень устанавливалась за выходным отверстием электроконтактного датчика. Это позволяло в каждом опыте фиксировать скорость фольги-ударника, при которой на тыльной поверхности мишени происходил откол.

Измерения проводились двумя способами. В одном из них фиксировалась пороговая скорость ударника, при которой на тыльной стороне мишени возникал откол. В этом случае откол происходил в том сечении мишени, где отрицательное давление (растягивающее напряжение) было максимальным. Амплитуда отрицательного давления зависит от скорости и толщины ударника, а также от толщины мишени. Расчетные зависимости максимальной амплитуды отрицательного давления  $p$  в мишени толщиной 210 мкм от скорости фольги-ударника  $u$  для двух ее толщин  $h$  приведены на рис.5. Там же показаны

зависимости от  $u$  скорости деформирования материала мишени  $\dot{V}/V_0$  (где  $V$  и  $V_0$  – удельный и начальный удельный объемы мишени) в плоскости, где достигается максимальное растягивающее напряжение  $\sigma^* = -p$ .

Моделирование ударно-волнового взаимодействия ударника и мишени осуществлялось с помощью численного кода, созданного на основе уравнений гидродинамики в лагранжевых переменных, дополненных широкодиапазонным полуэмпирическим уравнением состояния алюминия [7].

В результате серии экспериментов было установлено, что пороговая скорость ударника толщиной 15 мкм, при которой возникал откол, равна 3.6 км/с, а для ударника толщиной 8 мкм она составляет 5.8 км/с. Согласно зависимостям, приведенным на рис.5, в обоих случаях (штриховые линии) получаются близкие результаты: при скорости деформирования  $\dot{V}/V_0 = 3.6 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> прочность на откалывание алюминия  $\sigma^*$  оказывается равной 90.4 кбар.

В тех случаях, когда скорость фольг превышала пороговое значение, на основе экспериментальных данных фиксировались положение плоскости откола и время прихода откалываемого слоя на дополнительный электроконтактный датчик, расположенный на расстоянии 0.65 мм от тыльной стороны мишени. Затем значения откольной

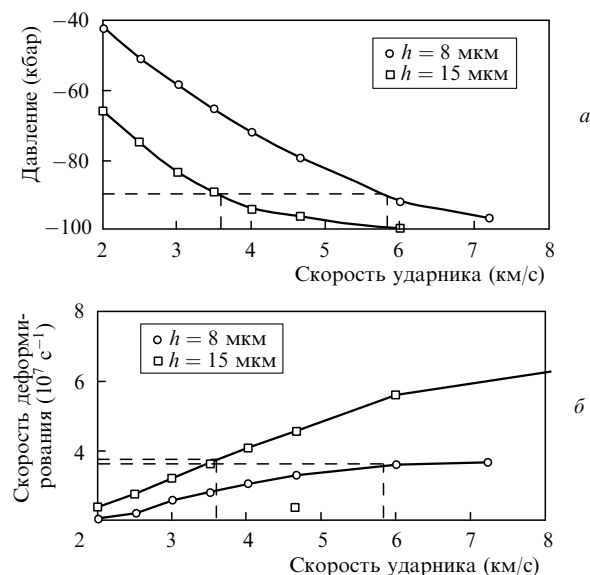


Рис.5. Зависимости максимальных амплитуд отрицательного давления  $p$  (а) и скорости деформирования  $\dot{V}/V_0$  (б) в алюминиевой мишени толщиной 210 мкм от скорости алюминиевого ударника  $u$  и толщины 8 и 15 мкм. Штриховыми линиями отмечены пороговые скорости ударника 3.6 и 5.8 км/с, при которых возникал откол.

ной прочности и скорости деформирования определялись по методике, изложенной в [7, 8]. В этих экспериментах при столкновении фольги с мишенью амплитуда давления на лицевой поверхности мишени достигала 1.4 Мбар, что почти в 30 раз превышает абляционное давление, вызываемое при непосредственном воздействии импульса лазерного излучения на мишень.

В результате установлено, что при изменении скорости деформирования  $\dot{V}/V_0$  от  $3.6 \times 10^7$  до  $8 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> прочность на откалывание  $\sigma^*$  практически не меняется и составляет примерно 90 кбар. Это свидетельствует о том, что в экспериментах достигнута предельная прочность исследуемого материала. Полученное значение близко к теоретической предельной прочности алюминия, оцененной по минимуму соответствующей кривой объемного сжатия ( $\sigma_{\text{theor}}^* = 100$  кбар) [9]. Ранее аналогичный результат был получен при изучении прочности на откалывание алюминиевого сплава АМгбМ методом прямого лазерного воздействия на исследуемую мишень [7, 8].

## 6. Заключение

В результате выполненных исследований разработан метод экспериментального определения массы и скорости тонких фольг, ускоряемых под действием импульсного лазерного излучения. Достоинство этого метода состоит в том, что созданный на его основе датчик позволяет контролировать кинематические параметры фольг в каждом из опытов, проводимых с использованием лазерно-ускоренных фольг.

Установлено, что при ускорении фольг в коническом канале достигаемая ими скорость выше, чем в случае цилиндрического канала. Причину этого, по-видимому, следует искать в проявлении кумулятивных эффектов, свя-

занных с взаимодействием движущейся фольги со стенками конического канала. Исследования в этом направлении будут продолжены с привлечением как экспериментальных методов, так и методов численного моделирования.

В качестве одного из приложений полученных результатов выполнены измерения откольной прочности алюминиевой мишени при высоких скоростях деформирования. Установлено, что использование фольг в качестве ударника является эффективным методом исследования процесса откалывания при предельной динамической прочности материала, близкой к своему теоретическому пределу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16573).

1. Красюк И.К., Семёнов А.Ю., Чарахчян А.А. *Квантовая электроника*, **35** (9), 769 (2005).
2. Агеев В.Г., Вовченко В.И., Красюк И.К., Ни А.Л., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Семенов А.Ю., Фортов В.Е. и др. *Письма в ЖТФ*, **13** (1), 3 (1987).
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1986, с. 27).
4. Фортов В.Е., Якубов И.Т. *Неидеальная плазма* (М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 102).
5. Кузнецов Н.М. *Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах* (М.: Машиностроение, 1965).
6. Dahmani F., Kerdia T. *Laser Part. Beam.*, **9** (3), 769 (1991).
7. Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Фортов В.Е. *Квантовая электроника*, **33** (7), 593 (2003).
8. Батани Д., Вовченко В.И., Канель Г.И., Кильпио А.В., Красюк И.К., Ломоносов И.В., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Фортов В.Е., Шашков Е.В. *Докл. РАН*, **389** (3), 328 (2003).
9. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996, с. 201).