Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 8, с. 525 – 529

Извлечение ударной адиабаты металлов по характеристикам затухания ударной волны в лазерном эксперименте

С. Ю. Гуськов[+1)], *И. К. Красюк*[+*], *А. Ю. Семенов*[+○], *И. А. Стучебрюхов*[+*], *К. В. Хищенко*[×○]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия*

[*]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[○]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 28 февраля 2019 г.
После переработки 28 февраля 2019 г.
Принята к публикации 7 марта 2019 г.

Предложен метод извлечения ударной адиабаты металлов, включая тепловую часть давления, по измерению характеристик затухания сильной ударной волны, образованной при воздействии мощного лазерного импульса на плоскую мишень. Представлены результаты измерения времени выхода гидродинамического возмущения, инициированного воздействием лазерного импульса с длительностью 70 пс и интенсивностью 1–100 ТВт/см^2, на тыльную поверхность фольг различной толщины. Развита теория затухания плоской ударной волны в металлах для диапазона давлений 0.1–10 ТПа. Для верификации теоретических выводов проведено численное моделирование изучаемых ударно-волновых процессов с использованием широкодиапазонных уравнений состояния вещества.

DOI: 10.1134/S0370274X1908006X

1. Воздействие мощного лазерного импульса на вещество является сегодня наиболее эффективным методом исследования физики высоких плотностей энергии во многих разделах, в том числе, в гидродинамике. Важной особенностью подхода является возможность достижения рекордных давлений в течение заданного, контролируемого с высокой точностью, промежутка времени. Среди многочисленных, связанных с этим применений отметим относящееся к теме данной работы использование мощных лазеров для исследования уравнения состояния вещества (УРС). Лазерный ударно-волновой эксперимент давно стал важным разделом исследования УРС при давлениях от нескольких десятых до нескольких десятков ТПа при интенсивности лазерного импульса от 10 до 1000 ТВт/см^2 (см., например, обзоры [1–4]). Традиционный подход состоит в измерении скорости стационарной ударной волны (УВ), которая сохраняет свои свойства на временах и расстояниях, превышающих разрешение применяемых методов диагностики. Извлечение адиабаты сжатия при этом основано на использовании полуэмпирической модели линейной зависимости скорости УВ от скорости вещества за ее фронтом. Для генерации и поддержания незатухающей УВ используется лазерный импульс наносекундной длительности.

В данной работе предлагается прямо противоположный подход, основанный на измерении характеристик затухания УВ. В этом случае для генерации УВ в режиме "мгновенного взрыва" может использоваться значительно более короткий лазерный импульс – с длительностью в несколько десятков пикосекунд. Извлечение ударной адиабаты в этом случае должно предусматривать использование модели, описывающей затухание УВ. С другой стороны, меньшая длительность импульса при той же интенсивности, которая определяет давление УВ, позволяет использовать лазер с меньшей энергией и в значительной степени "миниатюризировать" ударно-волновой эксперимент по исследованию УРС. Кроме того, исследование затухания УВ имеет собственное большое значение в виду чрезвычайной важности этого явления для практических приложений, связанных с использованием различных материалов, в том числе металлов, в условиях сверхвысоких гидродинамических нагрузок.

В работе предлагается метод извлечения ударной адиабаты металлов, включая тепловую часть давления, по измерению времени распространения затухающей УВ через плоскую мишень заданной тол-

[1)]e-mail: guskovsy@lebedev.ru

щины. Представлены результаты измерения времени распространения УВ через алюминиевые фольги различной толщины при воздействии лазерного импульса с длительностью 70 пс и интенсивностью 1–100 ТВт/см^2. Развита теория затухания плоской УВ в металлах, на использовании которой основывается метод. Выполнены численные расчеты с использованием широкодиапазонных уравнений состояния.

2. Эксперименты выполнены на лазерной установке "Камертон-Т" с активными элементами из неодимового фосфатного стекла [5]. Основное излучение преобразовано во вторую гармонику с длиной волны 0.527 мкм. Толщины мишеней из алюминия L изменялись от 50 до 200 мкм. Лазерное излучение фокусировалось в пятна, диаметр которых превышал толщины мишеней в несколько раз для обеспечения одномерности гидродинамических течений.

Для фиксации времени выхода гидродинамического возмущения на тыльную сторону мишени направлялось пробное квазинепрерывное лазерное излучение. В момент выхода возмущения на тыльную сторону мишени происходило резкое снижение коэффициента отражения пробного луча (рис. 1). Осциллограммы основного лазерного им-

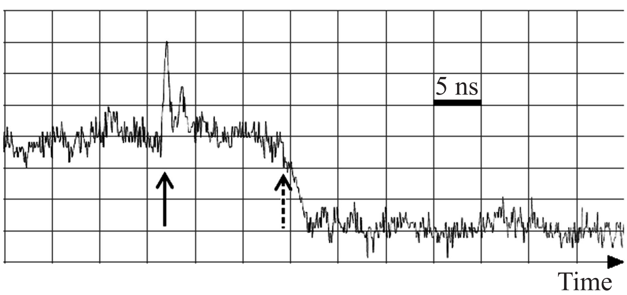

Рис. 1. Наложение осциллограмм основного лазерного импульса (сплошная стрелка) и отраженного пробного лазерного импульса (пунктирная стрелка)

пульса и пробного излучения регистрировались с помощью фотоприемника THOR LABS High-Speed Photodetector в сочетании с осциллографом LeCroy Waverunnig 44xi с полосой пропускания 400 МГц. Условия экспериментов и измеренные времена выхода возмущения на тыльную сторону фольги t_{ar} приведены в разделе "Эксперимент" табл. 1. Во всех экспериментах волна гидродинамического возмущения представляет собой затухающую УВ, поскольку время t_{ar} меньше времени прохождения фольги звуковой волной, объемная скорость которой в алюминии составляет 5.2 км/с.

3. Численное моделирование проводилось с использованием математического кода, обеспечивающего решение уравнений газовой динамики по схеме Куранта–Изаксона–Риса методом характеристик [6]. Код оперирует широкодиапазонными уравнениями состояния (по модели KEOS9 [7]). Нелинейная конвекция и физическая вязкость не учитываются. Давление ударной волны P задавалось в предположении, что его зависимость от времени идентична временной форме лазерного импульса: $\frac{P}{P_0} \equiv \frac{I}{I_0} = 16^{-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}}$ (I – интенсивность импульса, $\tau = 70$ пс – его длительность, $t_0 = 100$ пс). Давление P_0 определялось зависимостями абляционного давления от интенсивности лазерного импульса I_0 [8]:

$$P_0 = \begin{cases} 1.62 \cdot (10^{-2} \cdot I_0)^{7/9} \lambda^{-3/4}, & \\ 0.8 \le I_0 \le 4.3; & \text{(1a)} \\ 1.2 \cdot (10^{-2} \cdot I_0)^{2/3} \lambda^{-2/3} [A/(2Z)]^{3/16}, & \\ 4.3 \le I_0 \le 10^3, & \text{(1b)} \end{cases}$$

в которых P_0 измеряется в ТПа, I_0 – в ТВт/см^2; λ – длина волны лазерного излучения – в мкм, A – атомный вес, Z – атомный номер вещества мишени. Достоверность использования этих формул в условиях проведенных экспериментов подтверждена в [9]. Зависимости абляционного давления от интенсивности лазерного импульса, которые можно найти также в работах [10–14], не отличаются от зависимостей (1) более чем на 10 %.

Результаты расчетов представлены в разделе "Численный расчет" табл. 1. Расчетные времена выхода гидродинамической волны $t_{ar(c)}$ с большой точностью совпадают с экспериментальными значениями. Особенности распространения волны иллюстрируют рис. 2 и 3, которые относятся к расчетам для условий эксперимента при давлении $P_0 = 0.253$ ТПа в мишени из алюминия с толщиной 100 мкм. На рисунке 2 приведены графики распределения давления за фронтом волны по мере ее распространения по мишени. Расчеты показывают, что на расстоянии около 1.2 мкм приблизительно за время действия импульса происходит формирование УВ с крутым передним фронтом. В промежутке времени от 0.12 до 0.17 нс распределение давления сохраняет свою первоначальную форму при уменьшении амплитуды на 8 %. Затем начинается распространение затухающей УВ. При этом энергия в области локализации давления за фронтом волны сохраняется (о чем свидетельствует сохранение площади под кривыми), а сама эта область уширяется. На рисунке 3 представлены графики зависимости скорости фронта волны от пройденного расстояния. На тыльной стороне мишени волна замедляется до скорости, близкой к акустической скорости. Совпадение экспериментальных

Таблица 1. Условия и результаты экспериментов, результаты численных расчетов и расчетов по аналитической модели: L – толщина мишени; I_0 – интенсивность лазерного импульса в максимуме; P_0 – абляционное давление, рассчитанное по скэйлингу (1); D_0 – скорость ударной волны; ρ/ρ_0 – относительное сжатие вещества при начальном давлении P_0; t_{ar} – время выхода фронта гидродинамического возмущения на тыльную поверхность мишени; g – коэффициент, учитывающий тепловую составляющую в уравнении состояния (2); Δ_0 – начальная ширина области локализации давления за фронтом УВ; λ_D – длина затухания сильной ударной волны

Эксперимент			Численный расчет				Аналитическое решение					
L, мкм	I_0, ТВт/см^2	t_{ar}, нс	P_0 ТПа	D_0, км/с	ρ/ρ_0	$t_{ar(c)}$, нс	g	Δ_0, мкм	D_0, км/с	ρ/ρ_0	$t_{ar(s)}$, нс	λ_D, мкм
200	8.7	29.3 ± 0.3	0.36	16.1	2.06	30.1	1.17	1.13	16.1	2.05	30.8	23.1
100	5.1	14.6 ± 0.4	0.25	14.1	1.89	14.5	1.17	0.98	14.1	1.87	14.9	16.5
50	1.2	7.8 ± 0.3	0.082	9.6	1.49	7.9	1.17	0.67	9.6	1.48	8.2	5.5

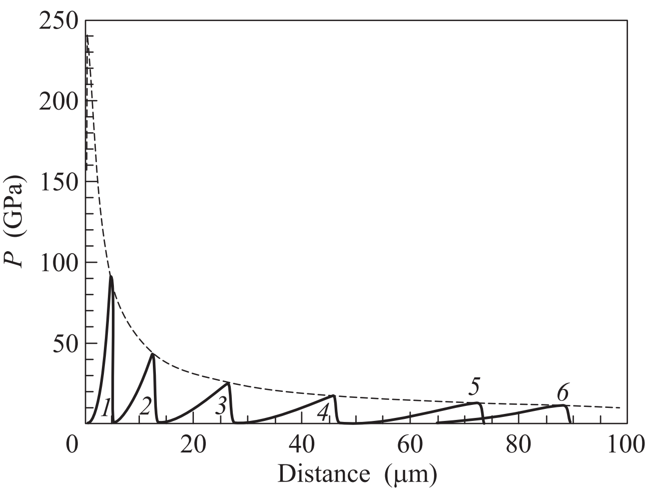

Рис. 2. Расчетные графики давления за фронтом УВ в моменты времени 0.6, 1.4, 3.2, 6.0, 10.2 и 12.1 нс (сплошные кривые *1–6*) и огибающая их амплитуд (пунктирная линия) для условий эксперимента с алюминиевой фольгой толщиной 100 мкм

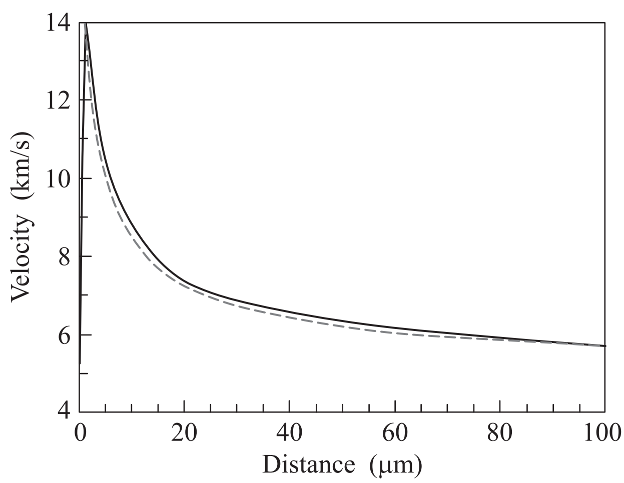

Рис. 3. Зависимость скорости ударной волны от пройденного расстояния для условий эксперимента с алюминиевой фольгой толщиной 100 мкм. Сплошная линия – численный расчет, пунктир – аналитическое решение

и расчетных значений времени выхода t_{ar} подтверждает известный факт, что до начала плазмообразования основным механизмом затухания УВ в металлах является тепловое уширение области локализации давления за фронтом волны [15].

Аналитическое решение, которое описывает затухание УВ как результат теплового уширения области локализации давления может быть получено с использованием УРС, в явной форме выделяющего тепловую составляющую давления. Для большинства металлов в диапазоне давлений до 10 ТПа примечательным свойством уравнения состояния является приблизительное постоянство доли тепловой составляющей давления. Эта доля для алюминия составляет около $\delta \approx 0.14$, для меди – $\delta \approx 0.23$, для свинца – $\delta \approx 0.375$. Учитывая также, что в указанном диапазоне давлений имеет место монотонный рост сжатия вещества с увеличением давления, предлагается следующая модель УРС. Будем считать, что полное давление пропорционально его упругой составляющей

$$P \equiv gP_c = \frac{g\rho_0 c_0^2}{4}\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^4 - 1\right]. \tag{2}$$

В этом выражении $g = 1/(1-\delta)$ – постоянный коэффициент, а холодное давление описывается известной аппроксимацией [15], в которой c_0 – объемная скорость звука, а ρ_0 и ρ – плотности вещества в нормальном и сжатом состояниях.

Тогда из уравнений сохранения потоков массы и импульса на фронте УВ

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{D-u}{D}, \tag{3a}$$

$$P = \rho_0 Du \tag{3b}$$

для скорости УВ получаем:

$$D = \frac{c_0}{2}\left[\frac{g\beta(1+\beta)^{1/4}}{((1+\beta)^{1/4}-1)}\right]^{1/2}. \qquad (4)$$

Здесь D и u – скорость фронта УВ и скорость вещества за фронтом волны

$$\beta = \frac{4P}{g\rho_0 c_0^2}. \qquad (5)$$

Формулу (4) можно переписать в виде зависимости от скорости u:

$$D = \frac{u(1+\beta)^{1/4}}{((1+\beta)^{1/4}-1)}. \qquad (6)$$

Скорость ударной волны монотонно растет с ростом параметра β (с ростом давления). В пределе малых β, $\beta \ll 1$, формулы (4) и (6) дают точный предельный переход к скорости звука c_0. При больших β, $\beta \gg 1$, для сильной УВ, согласно (6): $D \approx \approx u\beta^{1/4}/(\beta^{1/4}-1)$. Функция параметра β, входящая в это выражение, представляет собой медленно меняющуюся функцию: для давлений от 5 до 20 ТПа ее значение изменяется от 1.168 до 1.113. Отсюда следует, что зависимость скорости УВ от массовой скорости u в рассматриваемом диапазоне давлений близка к линейной:

$$D \approx c_0 + au, \quad a = \text{const}. \qquad (7)$$

Решение, описывающее затухание УВ за счет теплового уширения, с использованием изложенной выше модели УРС строится следующим образом. Условие сохранения импульса на фронте УВ (3b) с учетом (7) означает, что $P = \rho_0 D(D-c_0)/a$. Тогда, считая, что давление уменьшается обратно пропорцианально ширине области его локализации, для скорости затухающей УВ получаем

$$D^2 - c_0 D - D_0(D_0 - c_0)\frac{\Delta_0}{\Delta} = 0, \qquad (8)$$

где D_0 и $\Delta_0 \approx D_0\tau$ есть, соответственно, скорость ударной волны и ширина области локализации давления в начальный момент (в момент окончания лазерного импульса); Δ – текущее значение ширины области локализации давления. Степень уширения области локализации давления можно представить как

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = 1 + \eta\left(\frac{x}{\Delta_0} - 1\right), \quad x \geq \Delta_0, \qquad (9)$$

где величина η представляет собой отношение усредненных по времени скорости звука, относящейся к тепловой составляющей давления, и скорости УВ:

$$\eta \approx \left(\frac{P-P_c}{P}\right)^{1/2} = \left(\frac{g-1}{g}\right)^{1/2}.$$

Решение уравнения (8) для зависимости скорости затухающей УВ от координаты положения ее фронта $x \geq \Delta_0$ имеет вид

$$D \equiv \frac{dx}{dt} = \frac{c_0}{2}\left[1 + \left(1 + \frac{b}{1+\eta\left(\frac{x}{\Delta_0}-1\right)}\right)^{1/2}\right],$$

$$\text{где } b = 4\frac{D_0}{c_0}\left(\frac{D_0}{c_0} - 1\right). \qquad (10)$$

Скорость УВ быстро уменьшается на начальной стадии затухания, когда сильная УВ переходит в слабую, а затем медленно стремится к c_0 при $x \gg \Delta_0$. Определяя давление слабой УВ как $\rho_0 c_0^2/2$, которое, согласно (2) и (4), соответствует скорости $D = = 7.5$ км/с, для глубины затухания сильной УВ, согласно (10), получаем

$$\lambda_D = \frac{4\frac{D_0}{c_0}\left(\frac{D_0}{c_0}-1\right)\left(\frac{g}{g-1}\right)^{1/2} D_0\tau}{\left\{\left[\frac{2(g+2)^{1/4}}{(g+2)^{1/4}-g^{1/4}}\right]^{1/2} - 1\right\}^2 - 1}. \qquad (11)$$

Интегрирование (10) дает возможность определить зависимость координаты фронта затухающей УВ от времени и, в частности, определить время выхода волны на тыльную поверхность мишени t_{ar}. В условиях рассматриваемой задачи, когда время t_{ar} много больше длительности лазерного импульса $t_{ar} \gg \tau$, и, в свою очередь, толщина мишени много больше начальной области локализации давления $L \gg \Delta_0$, время выхода УВ на тыльную поверхность мишени есть

$$t_{ar} = \frac{L}{2c_0}\frac{(\xi_r+1)}{\xi_r^2} \times \qquad (12)$$

$$\times\left[\frac{2\xi_r^3 - \xi_r^2 - 6\xi_r - 4 - (\xi_r+1)^2\ln(\xi_r+1)^2}{(\xi_r+1)^2} - \text{const}\right],$$

$$\xi_0 = \frac{2}{(1+b)^{1/2}-1}, \quad \xi_r = \frac{2}{\left(1+\frac{b\Delta_0}{\eta L}\right)^{1/2} - 1},$$

$$\text{const} = \frac{2\xi_0^2 - \xi_0^2 - 6\xi_0 - 4 - (\xi_0+1)^2\ln(\xi_0+1)^2}{(\xi_0+1)^2}.$$

Результаты расчета по изложенной выше модели характеристик затухания УВ в условиях рассматриваемых экспериментов представлены в разделе “Аналитическое решение” табл. 1. Коэффициент g, связывающий полное давление с холодным давлением, выбирался равным 1.17 на основании сравнения аналитической формулы (2) с базой данных УРС, использованной в численных расчетах. Расхождение данных не превышает 2.5 %, поэтому начальные скорости УВ в аналитическом решении и численном расчете одинаковы. Ширина начальной области локализации давления Δ_0 рассчитывалась для длительности лазерного импульса $\tau = 70$ пс. Результаты расчета времени выхода $t_{ar(s)}$ по аналитической модели очень хорошо согласуются с данными эксперимента и численного расчета. Глубина затухания УВ в алюминии λ_D растет с ростом начального давления от 0.082 до 0.36 ТПа по закону, близкому к линейному, – от 5.5 до 23.1 мкм. Для условий эксперимента с начальным давлением $P_0 = 0.253$ ТПа и толщиной мишени 100 мкм ($D_0 = 14.1$ км/с) степень сжатия алюминия, согласно (2), составляет 1.87 и практически совпадает с численным расчетом, что свидетельствует о хорошем согласии предложенной модели УРС с данными широкодиапазонного УРС алюминия [7]. Сравнение зависимостей скорости УВ от пройденного расстояния (рис. 3) показывает, что решение правильно описывает динамику затухания УВ. Глубина затухания УВ, рассчитанная по формуле (11), составляет 16.5 мкм, тогда как в численном расчете глубина затухания до давления 0.037 ТПа составляет 18.2 мкм.

4. Экспериментальное измерение времени прохождения ударной волной плоской мишени заданной толщины с использованием предложенной аналитической модели дает возможность построить простой функциональный вид ударной адиабаты металлов с разделением вкладов тепловой и холодной составляющих давления, которое определяется коэффициентом g в формуле (2). Совпадение измеренных времен прохождения УВ с аналитическим решением для каждого из трех обсуждавшихся экспериментов имеет место в диапазоне значений $g = 1.13 \pm 0.05$, которые близки к значению коэффициента g аналитической модели УРС ($g = 1.17$). Новым, важным с практической точки зрения, результатом является аналитическое решение для глубины затухания сильной УВ в металлах. Предлагаемый метод нахождения ударной адиабаты имеет важное значение не только для исследования УРС, но и для моделирования ударно-волнового воздействия на конструкционные материалы в высокоэнергетических установках.

Авторы выражают благодарность С. А. Абросимову за помощь в проведении экспериментов и И. В. Ломоносову за предоставление данных по ударным адиабатам алюминия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 18-02-00652) и Президиума РАН (программа # 13П "Конденсированное вещество и плазма при высоких плотностях энергии").

1. Л. В. Альтшулер, УФН **85**, 199 (1965).
2. В. Е. Фортов, *Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе*, ФИЗМАТЛИТ, М. (2008).
3. В. Е. Фортов, УФН **177**, 347 (2007).
4. С. Г. Гаранин, УФН **181**, 434 (2011).
5. А. В. Кильпио, Д. Г. Кочиев, А. А. Малютин, П. П. Пашинин, Ю. А. Сучков, Е. В. Шашков, *Труды ИОФАН*, Наука, М. (1992), т. 36, с. 202.
6. А. Г. Куликовский, Н. В. Погорелов, А. Ю. Семенов, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений*, ФИЗМАТЛИТ, М. (2012).
7. К. В. Хищенко, Письма в ЖТФ **30**(19), 65 (2004).
8. В. И. Вовченко, И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. Ю. Семенов, Докл. АН **338**(3), 322 (1994).
9. I. K. Krasyuk, A. Yu. Semenov, I. A. Stuchebryukhov, and K. V. Khishchenko, J. Phys.: Conf. Ser. **774**, 012110 (2016).
10. Yu. V. Afanas'ev and S. Yu. Gus'kov, Nuclear Fusion by Inertial Confinement, ed. by G. Velarde, Y. Ronen, and J. M. Martinez-Val, CRC Press, Boca Raton, USA (1993), p. 99.
11. C. E. Max, C. F. McKee, and W. C. Mead, Phys. Fluids **23**, 1620 (1980).
12. P. Mora, Phys. Fluids **25**, 1051 (1982).
13. J. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
14. I. G. Lebo, A. I. Lebo, D. Batani, R. Dezulian, R. Benocci, R. Jafer, and E. Krousky, Laser and Particle Beams **26**, 179 (2008).
15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, ФИЗМАТЛИТ, М. (2008), 656 с.