

УДК 536.7

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ СЖАТИЯ И РАСШИРЕНИЯ В ПАЛЛАДИИ ПРИ ПИКОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

© 2023 г. А. Ю. Семенов^{1, 2}, С. А. Абросимов¹, И. А. Стучебрюхов^{1, 3}, К. В. Хищенко^{2, 4, 5, 6, *}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

⁴Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

⁵Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Россия

⁶Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, г. Черноголовка, Россия

*E-mail: konst@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 31.12.2022 г.

После доработки 02.08.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Исследуются процессы в плоской мишени из палладия при облучении интенсивным лазерным импульсом пикосекундной длительности. В эксперименте определяются параметры облучающего импульса, а также глубина откольной выемки, образующейся в результате сложного течения волн сжатия и расширения по веществу. Динамика взаимодействия этих волн моделируется с использованием нового уравнения состояния палладия в широком диапазоне плотностей и давлений. По результатам эксперимента и численного моделирования оценивается максимальное растягивающее напряжение в плоскости откола при высокой скорости растяжения.

DOI: 10.31857/S0040364423040130

ВВЕДЕНИЕ

Источники интенсивного лазерного излучения позволяют исследовать свойства материалов в экстремальных условиях при высоких плотностях энергии [1–4]. При облучении мишени лазерным импульсом достаточно высокой интенсивности в результате взаимодействия электромагнитных волн с веществом вблизи поверхности образуется область с высокой температурой и высоким давлением. Дальнейшее движение вещества происходит в стороны меньшего противодавления. В частности, в глубь мишени уходит импульс сжатия, а со свободной (облучаемой) поверхности мишени вещество разлетается в противоположном направлении.

Исследование динамики волновых процессов сжатия и расширения (разлета) материала мишени представляет интерес для построения моделей поведения вещества в широкой области возникающих состояний [5–10]. Для численного моделирования движения среды требуется уравнение состояния исследуемого материала во всем диапазоне плотностей и давлений, включая область растягивающих напряжений [11–16]. Информация, полученная в эксперименте, позволяет сопоставить численную модель с измеряемыми параметрами процесса.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому изучению поведения палладия при воздействии интенсивным лазерным импульсом пикосекундной длительности. Для гидродинамического моделирования исследуемого процесса разработано уравнение состояния этого металла в широком диапазоне плотностей и давлений, которое оптимальным образом описывает имеющиеся данные ударно-волновых экспериментов. Результаты моделирования при измеренных параметрах лазерного импульса и мишени позволяют оценить прочность материала при высокой скорости растяжения.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проведен на установке “Камертон-Т” [4, 17, 18] с лазером на неодимовом стекле (использована вторая гармоника с длиной волны $\lambda = 0.527$ мкм). Лазерный импульс длительностью (ширина на высоте половины от максимальной интенсивности) $\tau = 70$ пс и энергией $E_L = 1.164$ Дж фокусировался в пятно диаметром 0.414 мм на поверхности палладиевой мишени толщиной 90 мкм. Учитывая измеренную зависимость интенсивности лазерного излучения от времени [19], оценка

максимальной интенсивности I_0 этого импульса дает значение 11.08 ТВт/см^2 . В результате действия такого импульса часть материала на тыльной стороне мишени откололась. Глубина отколотой выемки составила $12 \pm 1 \text{ мкм}$, диаметр отколотой пластины — 0.460 мм .

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПАЛЛАДИЯ

Для моделирования динамики процесса, протекающего в мишени в результате облучения лазерным импульсом, путем решения системы уравнений движения вещества необходимо замкнуть эту систему уравнением состояния исследуемого материала. Уравнение состояния палладия во всей реализуемой области плотностей ρ и давлений P можно построить в рамках полуэмпирического подхода на основе модельной зависимости $P(V, E)$ [20–25]. Здесь V — удельный объем, $V = 1/\rho$; E — удельная внутренняя энергия. Этот подход позволяет получить уравнение состояния в удобной для расчетов форме, причем согласующееся с имеющимися данными [26] из ударно-волновых экспериментов.

Зависимость давления от объема и внутренней энергии задается в виде суммы слагаемых, соответствующих “холодной” кривой (изотерма нулевой температуры, $T = 0$) и тепловой составляющей [20]:

$$P(V, E) = P_c(V) + \frac{\Gamma(V, E)}{V} [E - E_c(V)], \quad (1)$$

где $P_c = -dE_c/dV$, E_c — давление и удельная внутренняя энергия при $T = 0$; Γ — отношение тепловой составляющей давления к тепловой составляющей плотности энергии.

Внутренняя энергия на холодной кривой выражается суммой степенных функций:

$$E_c(V) = \frac{V_{0c} B_{0c}}{mn} \left(\frac{n\zeta^m - m\zeta^n}{m-n} + 1 \right), \quad (2)$$

где V_{0c} , B_{0c} — удельный объем и модуль сжатия при $P = 0$ и $T = 0$; $\zeta = V_{0c}/V$; m , n — константы. Давление на холодной кривой получается путем дифференцирования (2):

$$P_c(V) = B_{0c} \frac{\zeta^{m+1} - \zeta^{n+1}}{m-n}. \quad (3)$$

Тепловая часть давления определяется с помощью коэффициента Γ , зависящего от объема и внутренней энергии [8, 22–25]:

$$\Gamma(V, E) = \gamma_i + \frac{\gamma_c(V) - \gamma_i}{1 + \sigma^{-2/3} [E - E_c(V)]/E_a}, \quad (4)$$

где $\sigma = V_0/V$ — степень сжатия; V_0 — удельный объем при нормальных условиях ($P = P_0$ и $E = E_0$); γ_c —

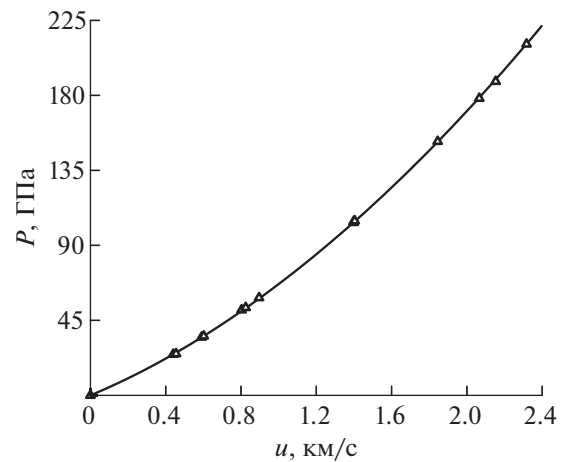


Рис. 1. Давление на ударной адиабате палладия в зависимости от массовой скорости: линия — результат расчета по представленному уравнению состояния для образцов с начальной плотностью $\rho_0 = 12 \text{ г/см}^3$, маркеры — экспериментальные данные [26].

коэффициент Грюнайзена при $T = 0$; γ_i , E_a — константы. Функция γ_c от объема формулируется в виде

$$\gamma_c(V) = 2/3 + (\gamma_{0c} - 2/3) \frac{\delta_n + \ln^2 \sigma_m}{\delta_n + \ln^2 (\sigma/\sigma_m)}, \quad (5)$$

где γ_{0c} , δ_n , σ_m — константы.

Параметры уравнения состояния палладия в модели (1)–(5) взяты следующие: $V_0 = 0.083333$, $V_{0c} = 0.082742 \text{ см}^3/\text{г}$, $B_{0c} = 191.361 \text{ ГПа}$, $m = 1.85$, $n = 1.87$, $\sigma_m = 0.8$, $\delta_n = 1$, $\gamma_{0c} = 1.12$, $\gamma_i = 0.45$, $E_a = 26 \text{ кДж/г}$.

Расчетная ударная адиабата для образцов палладия с исходной нормальной плотностью $\rho_0 = 1/V_0$ показана на рис. 1 в сопоставлении с экспериментальными данными [26]. Полученное уравнение состояния адекватно имеющимся для палладия данным из экспериментов с ударными волнами.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ТЕЧЕНИЯ В МИШЕНИ

Рассматривается одномерное течение в веществе вдоль оси x , направленной перпендикулярно облучаемой поверхности в глубь мишени. Система уравнений гидродинамики для этого случая имеет следующий общий вид [27, 28]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{F} = 0, \quad (6)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + P)u \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где t – время; u – скорость вещества вдоль оси x ; $v = 0$, $w = 0$; e – плотность полной энергии:

$$e = \rho E + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2). \quad (8)$$

Система уравнений (6)–(8) замыкается уравнением состояния $P = P(1/\rho, E)$, которое представлено в предыдущем разделе. Замкнутая система уравнений (1)–(8) может быть решена методом Куранта–Изааксона–Риса [29]. Метод численного решения подробно описан в работах [27, 28, 30].

В качестве начальных условий для решения принято $u = v = w = 0$, $P = P_0 = 0.1$ МПа, $\rho = \rho_0 = 12$ г/см³, а также $E = E_0$ согласно уравнению состояния $P_0 = P(1/\rho_0, E_0)$.

На левой (облучаемой) поверхности мишени полагается, что в течение некоторого времени длительностью t_1 давление прямо пропорционально интенсивности лазерного излучения, приближенно равной

$$I_L(t) = 16^{-(t-t_0)^2 \tau^{-2}} I_0. \quad (9)$$

Это предположение дает граничное условие для решения

$$P(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0; \\ P_a I_0^{-1} I_L(t), & 0 < t < t_1; \\ 0, & t_1 \leq t. \end{cases} \quad (10)$$

Давление P_a , являющееся благодаря условиям (9), (10) максимальным в рассматриваемой задаче, определяется согласно соотношению [31] (подтвержденному в эксперименте [32]), при $4.3 < I_0 \leq 1000$ ТВт/см²:

$$P_a = P_{a0} \left(\frac{\lambda_{i0} I_0}{\lambda} \right)^{2/3} \left[\frac{A_u}{2Z} \right]^{3/16}, \quad (11)$$

в котором $P_{a0} = 1.2$ ТПа; $\lambda_{i0} = 10^{-2}$ мкм см²/ТВт; Z , A_u – атомный номер и относительная атомная масса материала мишени.

На правой (тыльной) поверхности мишени полагается $P = 0$.

ЭЛЕКТРОН-ИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПО ЭНЕРГИИ

Ударно-волновое течение в мишени формируется через некоторое время после начала лазерного облучения τ_s и на некотором расстоянии от поверхности l_s [1, 2]. Это обстоятельство обусловлено тем, что воздействующее на мишень электромагнитное излучение нагревает электроны, а передача энергии от них к ионам происходит медленно

(по сравнению со временем установления равновесия в подсистемах электронов и ионов [33, 34]). Поэтому поначалу происходит рост температуры электронов в приповерхностном слое вещества, толщина которого увеличивается из-за эффекта электронной теплопроводности [35–38]. При $t = \tau_s$ звуковая волна (отправившаяся от облучаемой поверхности в момент времени $t = 0$) преодолевает толщину прогретого слоя, после чего в невозмущенном до этого материале мишени начинается движение с фронтом, опережающим тепловую волну [35, 36, 39].

Согласно оценкам [1, 2, 35, 36], продолжительность стадии формирования ударно-волнового течения является величиной того же порядка, что и время электрон-ионной релаксации по энергии τ_{ei} в материале мишени.

В случае различающихся температур электронов и ионов (T_e и T_i соответственно) плотность энергии, передаваемой от электронов к ионам (фононам, в случае твердого тела) за единицу времени, определяется разностью температур T_e и T_i с некоторым множителем [33, 34, 38–41]: $Q_{ei} = (T_e - T_i) G_{ei}$. Этот множитель обратно пропорционален τ_{ei} [33, 34, 42–46]: $G_{ei} = n_e k_B / \tau_{ei}$, где n_e – концентрация свободных (валентных) электронов; k_B – постоянная Больцмана. Отсюда можно найти время электрон-ионной релаксации по энергии:

$$\tau_{ei} = \frac{Z_e \rho k_B}{A_u m_u G_{ei}}, \quad (12)$$

где Z_e – число свободных (валентных) электронов на один ион; m_u – атомная единица массы. Результаты оценки по формуле (12) для палладия при $Z_e = 10$, $A_u = 106.42$ [47] и $\rho = \rho_0$ с учетом значений G_{ei} [48], рассчитанных для холодной кристаллической решетки этого металла и разных температур электронов, показаны на рис. 2.

Электронная часть удельной внутренней энергии в приповерхностном слое при (изохорическом) нагреве лазерным излучением в рассматриваемом процессе на момент $t = \tau_s$ составляет (в предположении полного поглощения энергии излучения)

$$E_e(\tau_s) = E_{e0} + \frac{1}{\rho l_s} F_L(\tau_s), \quad (13)$$

где $l_s = C_s \tau_s$, C_s – изоэнтропическая скорость звука, E_{e0} – удельная внутренняя энергия электронов в начальном состоянии (при $T = 293$ К), F_L – флюенс энергии облучения (энергетическая экспозиция):

$$F_L(\tau_s) = \int_0^{\tau_s} I_L(t) dt. \quad (14)$$

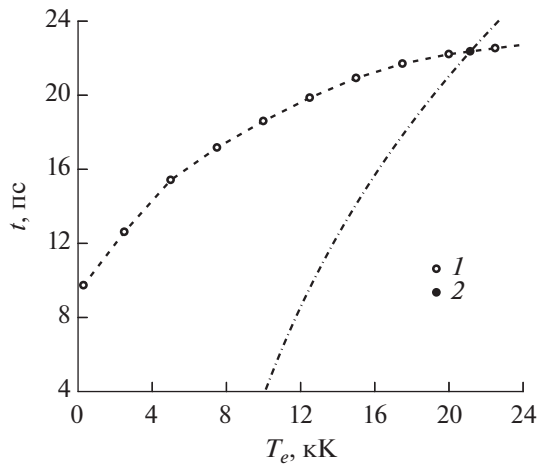


Рис. 2. Время электрон-ионной релаксации по энергии τ_{ei} и время прохождения звуковой волны на расстоянии, равное толщине прогретого слоя мишени, τ_s в зависимости от температуры электронов в этом слое: штриховая линия — оценка τ_{ei} по (12) и расчетным значениям коэффициента G_{ei} [48] при разных температурах; штрихпунктирная линия — оценка τ_s по (24); 1 — результаты расчета по (12) в точках [48]; 2 — оценка τ_{ei} в рассматриваемом процессе при условии $\tau_s = \tau_{ei}$.

После подстановки выражения (9) в (14) можно сделать замену переменной интегрирования t на

$$\xi = 2\sqrt{\ln 2} \frac{t - t_0}{\tau} \quad (15)$$

и получить интеграл

$$F_L(\tau_s) = \frac{\tau I_0}{2\sqrt{\ln 2}} \int_{\xi_0}^{\xi_s} e^{-\xi^2} d\xi, \quad (16)$$

где

$$\xi_0 = -2\sqrt{\ln 2} \frac{t_0}{\tau}, \quad \xi_s = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\tau_s - t_0}{\tau}. \quad (17)$$

Поскольку интеграл в (16) не выражается в элементарных функциях, можно ввести специальную функцию ошибок

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi \quad (18)$$

и преобразовать (16) к виду

$$F_L(\tau_s) = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln 2}} \tau I_0 [\operatorname{erf} \xi_s - \operatorname{erf} \xi_0], \quad (19)$$

а в расчетах для (18) использовать аппроксимационное выражение [49]

$$\operatorname{erf} |x| \approx 1 - e^{-x^2} \sum_{i=1}^5 a_i (1 + p|x|)^{-i}, \quad (20)$$

$p = 0.3275911$, $a_1 = 0.254829592$, $a_2 = -0.284496736$, $a_3 = 1.421413741$, $a_4 = -1.453152027$, $a_5 = 1.061405429$ с учетом того, что $\operatorname{erf} x = -\operatorname{erf} |x|$ при $x < 0$.

Удельная внутренняя энергия вырожденного идеального электронного газа в зависимости от удельного объема и температуры выражается следующим образом [50]:

$$E_e(V, T) = \frac{1}{2} \beta_e(V) T^2, \quad (21)$$

где β_e — коэффициент электронной теплоемкости,

$$\beta_e(V) = \frac{\pi^2}{2} \frac{Z_e k_B}{A_u m_u T_F(V)}, \quad (22)$$

T_F — температура Ферми,

$$T_F(V) = \frac{3^{2/3}}{8\pi^{2/3}} \frac{\hbar^2}{m_e k_B} \left(\frac{Z_e}{A_u m_u V} \right)^{2/3}, \quad (23)$$

$\hbar$ — постоянная Планка. Следовательно, оценив электронную часть удельной внутренней энергии в нагреваемом приповерхностном слое по формулам (13)–(20), нетрудно найти температуру электронов на момент $t = \tau_s$ (в предположении, что удельный объем остается неизменным, $V = 1/\rho_0$):

$$T_e(\tau_s) = \sqrt{\frac{2E_e(\tau_s)}{\beta_e(V_0)}}. \quad (24)$$

Результаты расчета температуры электронов в зависимости от времени τ_s по формуле (24) с учетом (13)–(23) и в предположении $C_S = 3.94$ км/с (по предложенному уравнению состояния палладия при нормальных условиях) для $I_0 = 11.08$ ТВт/см², $\tau = 70$ пс, $t_0 = 123$ пс представлены на рис. 2.

Температуру электронов в нагретом слое мишени на момент $t = \tau_s = \tau_{ei}$, после которого звуковая волна начинает опережать тепловую волну, и соответствующее время электрон-ионной релаксации по энергии можно оценить в точке пересечения зависимостей, полученных по уравнениям (12), (24). В рассматриваемом случае такая оценка дает $T_e = 21$ К и $\tau_{ei} = 22$ пс, $l_s = 0.09$ мкм. Следует отметить, что оцененное значение температуры электронов намного ниже температуры Ферми для палладия при нормальной плотности по (23), $T_F = 327$ К; это подтверждает правильность предположения о вырождении электронного газа в рассматриваемых условиях.

Остается сделать вывод о применимости (однотемпературной) модели (6)–(11) для рассмотрения течения вещества в мишени лишь на временах намного позже 0.02 нс после начала импульса и на расстояниях намного дальше 0.1 мкм от облучаемой поверхности.

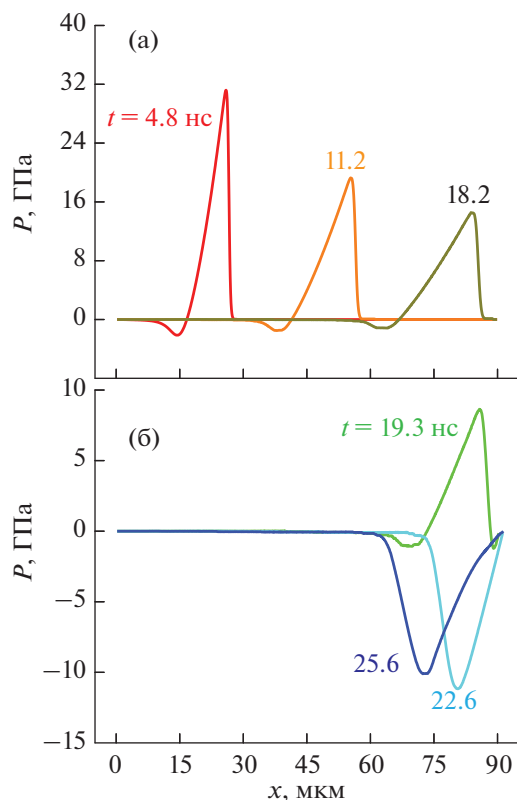


Рис. 3. Давление в мишени в моменты времени $t = 4.8, 11.2, 18.2$ (а), $19.3, 22.6, 25.6$ нс (б) вдоль оси x , перпендикулярной облучаемой поверхности (точка $x = 0$ соответствует положению этой поверхности при $t = 0$).

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Далее рассматриваются результаты моделирования динамики волновых процессов сжатия и расширения в палладии под действием нагружающего импульса (10) с учетом (9), (11) с амплитудой $P_a = 0.434$ ТПа, $t_0 = 123$ пс, $t_1 = 246$ пс, $Z = 46$, $A_u = 106.42$.

Распределение давления вдоль координаты по пространству внутри мишени в разные моменты времени показано на рис. 3. Видно, что в моменты $t = 4.8, 11.2, 18.2$ нс от облучаемой (лицевой) поверхности в глубь мишени движется ударная волна вместе с догоняющей волной разгрузки. Причем амплитуда ударной волны уменьшается по мере удаления от лицевой поверхности. После выхода ударной волны на тыльную поверхность мишени в обратном направлении следует еще одна волна растяжения ($t = 19.3$ нс).

В результате встречи двух волн растяжения образуется общая (связная) область отрицательного давления (моменты $t = 22.6, 25.6$ нс).

Зависимости давления и плотности от времени в плоскости, в которой произошел откол в эксперименте, показаны на рис. 4. Эти зависимости позволяют оценить максимальное растягивающее

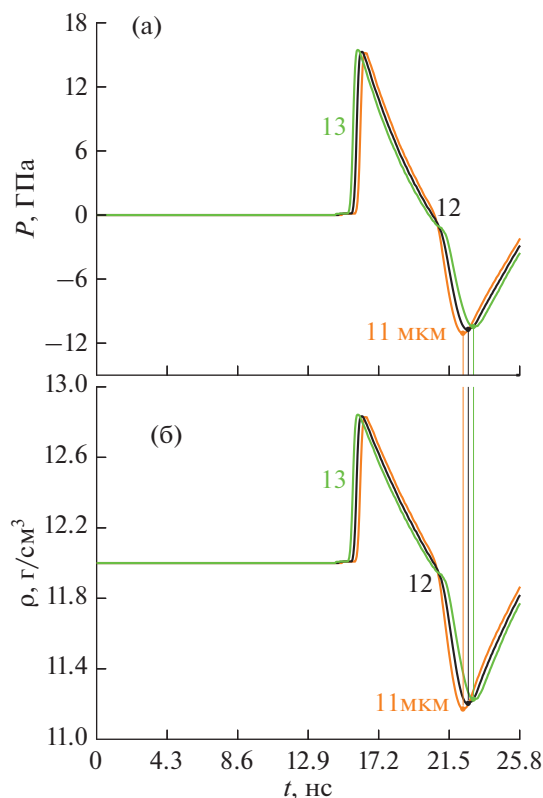


Рис. 4. Давление (а) и плотность (б) в плоскости, соответствующей начальному расстоянию от задней поверхности мишени 12 ± 1 мкм: тонкие вертикальные линии — моменты достижения максимального растягивающего напряжения (минимального давления).

напряжение $\sigma_{\max}$ и максимальную скорость деформирования на стадии растяжения (скорость расширения) $(\rho_0 dV/dt)_{\max} = (-\rho_0 \rho^{-2} d\rho/dt)_{\max}$ в плоскости откола. В рассматриваемом случае $\sigma_{\max} = 10.7 \pm 0.3$ ГПа, $(\rho_0 dV/dt)_{\max} = 57 \pm 8$ мкс⁻¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально и теоретически изучена динамика волн сжатия и расширения в палладии при воздействии интенсивным лазерным импульсом пикосекундной длительности. Разработанное уравнение состояния этого металла адекватно имеющимся ударно-волновым данным и может быть использовано в численном моделировании различных процессов при высоких плотностях энергии. В результате эксперимента и моделирования возникшего волнового течения в палладиевой мишени оценено максимальное растягивающее напряжение в плоскости откола — 10.7 ± 0.3 ГПа при скорости расширения 57 ± 8 мкс⁻¹.

Авторы благодарят М.Е. Вейсмана, Н.А. Смирнова, О.Н. Розмей, Н.Е. Андреева за полезные советы, высказанные при обсуждении полученных

результатов. Работа выполнена по программе Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Physics of High Energy Density / Eds. Caldirola P., Knoepfel H. N.Y.: Acad. Press, 1971.
2. Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортон В.Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 395.
3. Фортон В.Е. Физика высоких плотностей энергии. М.: Физматлит, 2013.
4. Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Khishchenko K.V., Fortov V.E. Study of Extreme States of Matter at High Energy Densities and High Strain Rates with Powerful Lasers // Laser Phys. 2016. V. 26. № 9. P. 094001.
5. Kanel G.I., Fortov V.E., Khishchenko K.V., Utkin A.V., Razorenov S.V., Lomonosov I.V., Mehlhorn T. et al. Thin Foil Acceleration Method for Measuring the Unloading Isentropes of Shock-Compressed Matter // AIP Conf. Proc. 2000. V. 505. P. 1179.
6. Уткин А.В., Мочалова В.М., Якушев В.В., Рыкова В.Е., Шакула М.Ю., Острик А.В., Ким В.В., Ломоносов И.В. Импульсное сжатие и растяжение композитов при ударно-волновом воздействии // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 189.
7. Кулиш М.И., Минцев В.Б., Дудин С.В., Николаев Д.Н., Ломоносов И.В., Фортон В.Е. Излучение кремния при давлении ударного сжатия 68 ГПа и в процессе разгрузки в вакуум // ТВТ. 2021. Т. 59. № 6. С. 865.
8. Khishchenko K.V. Equation of State for Bismuth at High Energy Densities // Energies. 2022. V. 15. № 19. P. 7067.
9. Ghat M., Mohamed A., Afify A.S. Физическое моделирование сплава Ti–6Al–4V над β -переходом при температурах 1010–1150°C и высоких скоростях деформации с использованием законов Гарофало и Хензеля–Шпиттеля // ТВТ. 2022. Т. 60. № 4. С. 529.
10. Струлёва Е.В., Комаров П.С., Евлашин С.А., Ашитков С.И. Поведение магниевых сплавов при высокоскоростной деформации под действием ударно-волновой нагрузки // ТВТ. 2022. Т. 60. № 5. С. 793.
11. Povarnitsyn M.E., Iina T.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R. Phase Transitions and Metastable States in Ultrashort Laser–Metal Interaction // AIP Conf. Proc. 2007. V. 955. P. 1341.
12. Popova T.V., Mayer A.E., Khishchenko K.V. Numerical Investigations of Shock Wave Propagation in Polymethylmethacrylate // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 653. P. 012045.
13. Ломоносов И.В., Фортон В.Е. Широкодиапазонные полужемпирические уравнения состояния вещества для численного моделирования высокоэнергетических процессов // ТВТ. 2017. Т. 55. № 4. С. 596.
14. Фортон В.Е., Уткин П.С., Казакова Т.С. Трёхмерное численное моделирование развития неустойчивости контактной границы сталкивающихся металлических пластин в газодинамическом приближении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 262.
15. Хохлов В.А., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Ашитков С.И., Ситников Д.С., Хищенко К.В., Петров Ю.В. и др. Плавление титана ударной волной, вызванной мощным фемтосекундным лазерным импульсом // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 9. С. 576.
16. Маевский К.К. Численное моделирование термодинамических параметров германия // ТВТ. 2022. Т. 60. № 6. С. 837.
17. Абросимов С.А., Бажулин А.П., Воронов В.В., Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Стучебрюхов И.А. и др. Исследование механических свойств алюминия, сплава АМг6М и полиметилметакрилата при высоких скоростях деформирования под действием лазерного излучения пикосекундной длительности // ДАН. 2012. Т. 442. № 6. С. 752.
18. Абросимов С.А., Бажулин А.П., Большаков А.П., Конов В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Ральченко В.Г. и др. Экспериментальное исследование поли- и монокристаллических алмазов при отрицательных давлениях, создаваемых действием пикосекундного лазерного импульса // ДАН. 2014. Т. 457. № 1. С. 41.
19. Абросимов С.А., Бажулин А.П., Большаков А.П., Конов В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Ральченко В.Г. и др. Изучение синтетических алмазов при растягивающих напряжениях, создаваемых пикосекундным лазерным воздействием // ПМТФ. 2015. Т. 56. № 1. С. 171.
20. Бушман А.В., Ефремов В.П., Ломоносов И.В., Уткин А.В., Фортон В.Е. Ударная сжимаемость и уравнение состояния углепластика при высоких плотностях энергии // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1232.
21. Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Модель широкодиапазонных уравнений состояния полимеров при высоких плотностях энергии // Хим. физика. 1995. Т. 14. № 1. С. 47.
22. Хищенко К.В., Жерноклётов М.В., Ломоносов И.В., Сутолов Ю.Н. Динамическая сжимаемость, адиабаты разгрузки и уравнение состояния стилибена при высоких плотностях энергии // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 2. С. 57.
23. Khishchenko K.V. Equation of State of Hafnium at High Pressures in Shock Waves // Phys. Wave Phenom. 2023. V. 31. № 2. P. 123.
24. Khishchenko K.V. Equation of State for Tantalum at High Pressures in Waves of Shock Compression and Isentropic Expansion // Phys. Wave Phenom. 2023. V. 31. № 4. P. 273.
25. Хищенко К.В. Уравнение состояния алюминия при высоких давлениях // ТВТ. 2023. Т. 61. № 3. С. 477.
26. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. Marsh S.P. Berkeley, CA: University of California Press, 1980.
27. Kulikovskii A.G., Pogorelov N.V., Semenov A.Yu. Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems. Monographs and Surveys in Pure and Applied Mathematics. V. 118. Boca Raton, FL: Chapman & Hall/CRC, 2001.
28. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2012.
29. Courant R., Isaacson E., Rees M. On the Solution of Nonlinear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences // Commun. Pure Appl. Math. 1952. V. 5. № 3. P. 243.
30. Semenov A.Yu., Stuchebryukhov I.A., Khishchenko K.V. Modeling of Shock-Wave Processes in Aluminum un-

- der the Action of a Short Laser Pulse // *Math. Montis*. 2021. V. 50. P. 108.
31. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Семёнов А.Ю. Широкодиапазонная зависимость абляционного давления от интенсивности лазерного излучения // *ДАН*. 1994. Т. 338. № 3. С. 322.
 32. Krasnyuk I.K., Semenov A.Yu., Stuchebrukhov I.A., Khishchenko K.V. Experimental Verification of the Ablation Pressure Dependence upon the Laser Intensity at Pulsed Irradiation of Metals // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 774. P. 012110.
 33. Гинзбург В.Л., Шабанский В.П. Кинетическая температура электронов в металлах и аномальная электронная эмиссия // *ДАН СССР*. 1955. Т. 100. № 3. С. 445.
 34. Брагинский С.И. Явления переноса в полностью ионизованной двухтемпературной плазме // *ЖЭТФ*. 1957. Т. 33. № 2. С. 459.
 35. Caruso A., Gratton R. Interaction of Short Laser Pulses with Solid Materials // *Plasma Phys.* 1969. V. 11. № 10. P. 839.
 36. Анисимов С.И. О действии очень коротких лазерных импульсов на поглощающие вещества // *ЖЭТФ*. 1970. Т. 58. № 1. С. 337.
 37. Невский А.П. Об электронной температуре на поверхности металлов при воздействии мощных тепловых потоков // *ТВТ*. 1970. Т. 8. № 4. С. 898.
 38. Lin Z., Zhigilei L.V., Celli V. Electron-Phonon Coupling and Electron Heat Capacity of Metals under Conditions of Strong Electron-Phonon Nonequilibrium // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. № 7. P. 075133.
 39. Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Костин В.В., Форттов В.Е. Формирование ударной волны под действием ультракоротких лазерных импульсов // *ТВТ*. 1996. Т. 34. № 3. С. 379.
 40. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. Релаксация между электронами и решеткой // *ЖЭТФ*. 1956. Т. 31. № 2. С. 232.
 41. Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // *ЖЭТФ*. 1974. Т. 66. № 2. С. 776.
 42. Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Ефремов В.П., Форттов В.Е. Генерация плотной горячей плазмы интенсивными субпикосекундными лазерными импульсами // *ТВТ*. 2003. Т. 41. № 5. С. 679.
 43. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Вейсман М.Е., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С. и др. Определение транспортных и оптических свойств неидеальной плазмы твердотельной плотности при фемтосекундном лазерном воздействии // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т. 85. № 6. С. 328.
 44. Veysman M.E., Agranat M.B., Andreev N.E., Ashitkov S.I., Fortov V.E., Khishchenko K.V., Kostenko O.F. et al. Femtosecond Optical Diagnostics and Hydrodynamic Simulation of Ag Plasma Created by Laser Irradiation of a Solid Target // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2008. V. 41. № 12. P. 125704.
 45. Khishchenko K.V., Veysman M.E., Andreev N.E., Fortov V.E., Levashov P.R., Povarnitsyn M.E. Modeling of Optical, Transport, and Thermodynamic Properties of Al Metal Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses // *Proc. SPIE*. 2008. V. 7005. P. 70051S.
 46. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V., Kim D.A., Novikov V.G., Rosmej O.N. Laser Irradiation of Thin Films: Effect of Energy Transformation // *Laser Part. Beams*. 2013. V. 31. № 4. P. 663.
 47. Meija J., Coplen T.B., Berglund M., Brand W.A., De Bievre P., Groning M., Holden N.E. et al. Atomic Weights of the Elements 2013 (IUPAC Technical Report) // *Pure Appl. Chem.* 2016. V. 88. № 3. P. 265.
 48. Smirnov N.A. *Ab Initio* Calculations for the Transport Properties of Metals within Boltzmann Transport Theory: From Equilibrium to Nonequilibrium Heating Regime // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 106. № 2. P. 024109.
 49. Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables. Applied Mathematics Series / Eds. Abramowitz M., Stegun I.A. Washington, DC: United States Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1972. V. 55.
 50. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1995.