

УДК 534; 535.3; 536; 536.331

ИМПУЛЬСЫ ДАВЛЕНИЯ В МЕТАЛЛЕ ПРИ ПИКОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

С. И. Кудряшов¹, П. А. Пивоваров², В. И. Приклонский³,
А. А. Самохин², С. Ф. Уманская¹, Н. В. Чернега¹

Анализируется поведение импульсов давления, возбуждаемых в металле при пикосекундной лазерной абляции. Показано, что при таком воздействии вклад от термоакустического механизма может превышать испарительное давление даже при достижении стационарного режима испарения. Такое поведение давления существенно отличается от характерного для наносекундного режима и согласуется с полученными экспериментальными данными по мониторингу давления отдачи при облучении свинца и алюминия пикосекундными лазерными импульсами.

Ключевые слова: пикосекундная абляция, механизмы генерации давления.

1. *Введение.* Несмотря на многолетние исследования и практические применения лазерной абляции, некоторые связанные с ней вопросы остаются до сих пор без надлежащих ответов. Эти вопросы относятся, в частности, к поведению вещества в околокритической области перехода жидкость–пар, где металл может терять свои металлические свойства (см., напр., [1–8] и цитированную там литературу). Нет надежных объяснений также для отмеченных в ряде экспериментов [5, 9–11] проявлений задержанных эффектов, которые наблюдаются спустя значительное время после окончания воздействия лазерного импульса.

В настоящей работе анализируется поведение давления отдачи с учетом термоакустического и испарительного вкладов в импульсы давления, генерируемые в металле в условиях пикосекундной лазерной абляции. Полученные оценки зависимости давления от поглощенной лазерной интенсивности сравниваются с результатами проведенного

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: cherneganv@lebedev.ru.

² ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

³ МГУ им. М. В. Ломоносова, физический фак., 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

эксперимента по регистрации давления при абляции свинца и алюминия в рассматриваемом режиме воздействия.

2. Результаты и обсуждение.

2.1. *Теория.* Термоакустический механизм генерации давления в облучаемом веществе обусловлен его тепловым расширением без изменения фазового состояния. Изменение плотности при плавлении вносит свой вклад в этот эффект, который здесь не будет рассматриваться, поскольку область интересующих нас температур лежит гораздо выше, т. е. основная часть вещества в зоне прогрева относится к жидкой фазе. В этом случае в линейном по изменению плотности приближении для импульса термоакустического давления можно использовать известное выражение [12]

$$\Delta p = \beta \rho \chi \frac{dT(t, 0)}{dt} + \frac{\beta}{\alpha C} \frac{dI(t, 0)}{dt}, \quad (1)$$

где $\beta = -(1/\rho)d\rho/dT$ – коэффициент теплового расширения; ρ , χ и C – плотность, температуропроводность и теплоемкость металла; α – бугеровский коэффициент поглощения. Для описания жидких состояний свинца и алюминия использовались следующие фиксированные значения этих величин [13–15]: $\rho = 10.2$ и 2.3 г/см³, $\chi = 0.15$ и 0.45 см²/с, $C = 0.14$ и 1.18 Дж/(К·г), $\alpha = 8 \cdot 10^5$ и $11.8 \cdot 10^5$ 1/см, $\beta = 10^{-4}$ и 10^{-4} 1/К.

Для рассматриваемого режима воздействия температура нормального кипения свинца $T_b = 2022$ К и алюминия $T_b = 2743$ К достигается в области поглощаемой интенсивности $I \sim 3 \cdot 10^8$ Вт/см². При таких условиях термоакустический эффект (1) на несколько порядков превышает атмосферное давление, тогда как в наносекундном режиме эти давления оказываются сравнимыми [7].

Для вычисления первого члена термоакустического давления в формуле (1) необходимо решить уравнение температуропроводности с известными граничными условиями [12] и с объемным источником (2), обусловленным поглощаемой интенсивностью $I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}\right)$, где $t_0 = 2\tau$

$$\frac{\partial T(t, z)}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\alpha I(t) e^{-\alpha z}}{\rho c}. \quad (2)$$

На рис. 1 показаны формы термоакустических сигналов и их составляющих для алюминия (а) и свинца (б) при поглощаемых интенсивностях, обеспечивающих достижение нормальной температуры кипения.

Близкие по порядку величины значения двух составляющих термоакустического сигнала для свинца согласуются с примерным равенством тепловой $(\chi t_i)^{1/2}$ и бугеров-

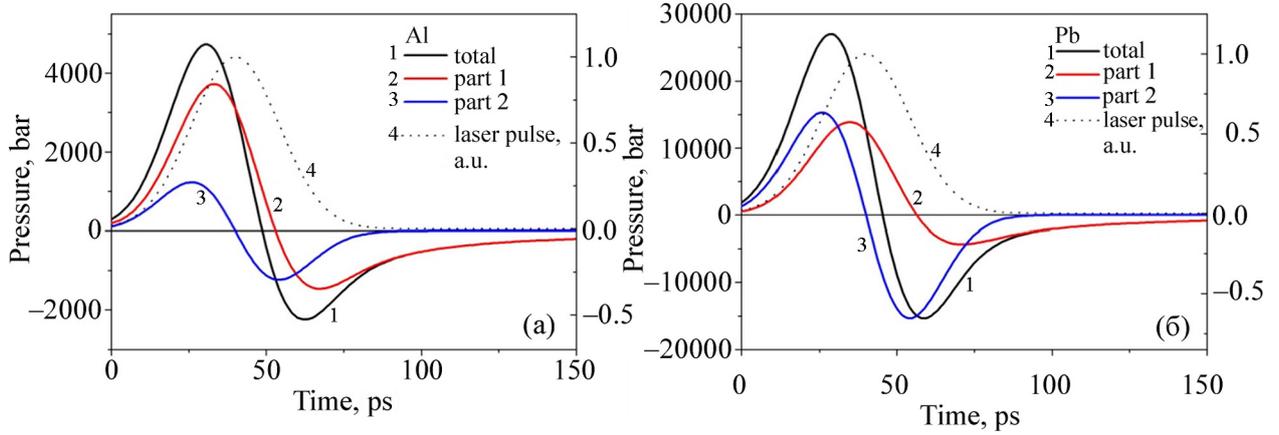


Рис. 1: Термоакустический сигнал и его составляющие на фоне лазерного импульса для $I = 0.4 \text{ ГВт/см}^2$ для алюминия (а) и свинца (б). “part 1,2” – см. уравнение (1).

ской $1/\alpha$ глубины прогрева, т. е. $\alpha(\chi t_i)^{1/2} \sim 1$. Максимум первого члена в (1) запаздывает примерно на 10 пс относительно второго.

Рост давления, пропорциональный интенсивности, продолжается (без учета присущих этому механизму нелинейностей) до тех пор, пока не вступает в игру механизм, обусловленный процессом испарения с поверхности, перегретой выше температуры нормального кипения. При наносекундном воздействии на металлы испарительный вклад начинает превышать термоакустический уже на нестационарной стадии [7], когда испарительное давление очень резко зависит от времени и поглощаемой интенсивности. Выполненные нами оценки показывают, что в случае пикосекундной абляции испарительное давление может приближаться к стационарному режиму, оставаясь еще относительно малым по сравнению с термоакустическим.

Близость испарительного режима к стационарному можно оценить с помощью численного решения нестационарного уравнения теплопроводности без учета гидродинамических эффектов в однофазной степенной постановке. В системе координат, связанной с фронтом испарения, это уравнение имеет вид [12]:

$$\frac{\partial T(t, z)}{\partial t} - V \frac{\partial T}{\partial z} + \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\alpha I(t) e^{-\alpha z}}{\rho c}. \quad (3)$$

Скорость фронта свободного испарения V относительно неподвижной мишени зависит от давления насыщенного пара при данной температуре поверхности и определяется известной приближенной формулой [12] $V = a(P_s/\rho)(2\pi kT/m)^{-1/2}$, где $P_s = P_b \exp(12.5(1 - T_b/T))$ при $T > T_b$. Здесь T_b – температура кипения, а P_b – давление насыщенного пара при этой температуре.

Численное решение уравнения (3) демонстрирует поведение давления отдачи при различных интенсивностях импульсного воздействия (рис. 2).

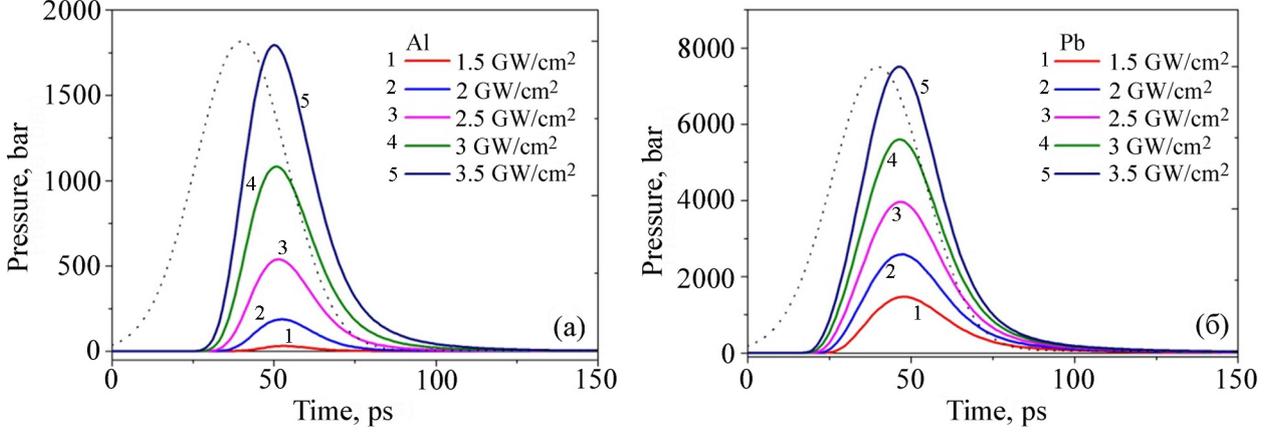


Рис. 2: Испарительное давление в зависимости от поглощенной интенсивности лазерного импульса для алюминия (а) и свинца (б).

Заметное отличие (особенно для алюминия) импульса давления от формы лазерного импульса свидетельствует о нестационарности режима испарения.

Зависимость стационарного испарительного давления от интенсивности не сильно отличается от линейной и дается соотношением:

$$P_r = bP_s = b \frac{\rho I \sqrt{kT2\pi/m}}{a(\rho L + \rho c\Delta T)} \equiv g_e I, \quad (4)$$

где P_s – давление насыщенного пара при температуре поверхности T , $m = 3.44 \cdot 10^{-22}$ г – масса атома свинца, $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К. Формула (4) получается из закона сохранения энергии $I = \rho V(L + c\Delta T)$ при стационарном испарении [12] и связи давления отдачи $P_r = bP_s$ в мишени со скоростью движения V фронта перехода. При испарении в вакуум коэффициенты a и b равны примерно $a = 0.8$ и $b = 0.56$. Отличие a от единицы и b от 0.5 обусловлено наличием обратного потока частиц из-за их столкновения в неравновесном кнудсеновском слое, прилегающем в поверхности испарения (см., напр., [16]).

Рис. 3 демонстрирует различие между термоакустическим и испарительным вкладами в рассматриваемом диапазоне интенсивностей, а также отличия между стационарным и нестационарным испарительным давлением при данном импульсном воздействии.

Следует иметь в виду при этом, что преобладающий при меньших интенсивностях термоакустический вклад замедляет свой рост с увеличением I по сравнению с (1),

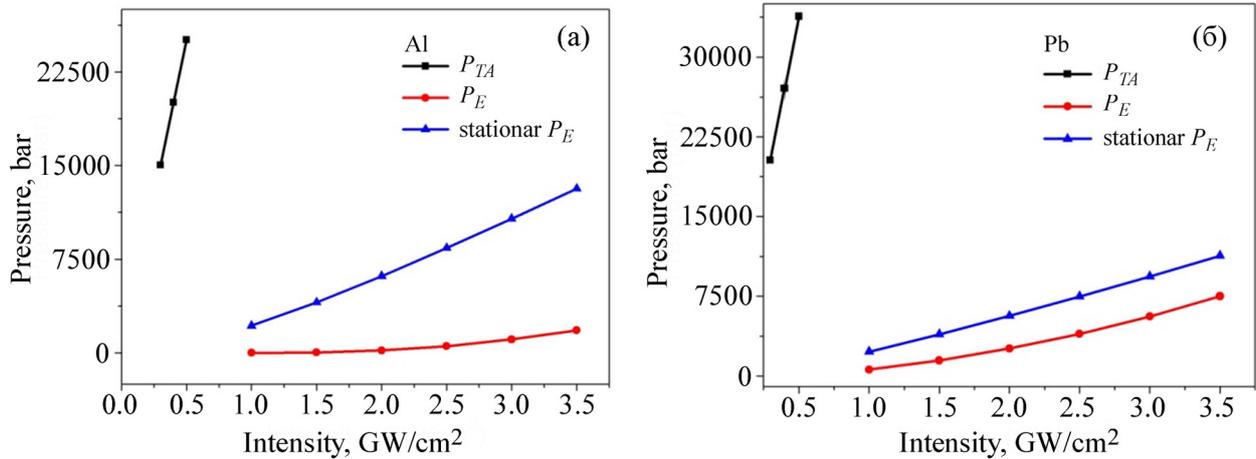


Рис. 3: Зависимость амплитуд генерируемого давления от интенсивности поглощенного излучения для алюминия (а) и свинца (б).

когда затраты на растущее испарение тормозят рост температуры мишени по мере приближения к стационарному режиму испарения. Переходная область режима требует более строгого количественного рассмотрения, но за ее пределами характер поведения давления меняется слабо из-за отмеченной выше близости зависимостей амплитуд термоакустического и стационарного испарительного давления от поглощаемой интенсивности.

Если же режим испарения за время импульса оказывается далек от стационарного, то его вклад в давление отдачи остается малым по сравнению с термоакустическим. При этом не исключается возможность взрывного вскипания, возникающего на расстоянии длины поглощения в перегретом подповерхностном слое металла в области локализации максимума температурного профиля. Этот эффект будет заметен в том случае, если критическое давление металла не является малым по сравнению с термоакустическим сигналом.

2.2. Эксперимент. В экспериментальном исследовании акустического отклика в алюминиевой и свинцовой мишенях из фольги использовался лазер, генерирующий импульсы с энергией до 10 мДж, длительностью 30 пкс и длиной волны 0.53 мкм. Мишени располагались на поверхности пьезодатчика, рабочим элементом которого был ниобат лития толщиной 7 мм. Радиус лазерного пятна на образце составлял 3 мм по уровню $1/e^2$. Для регистрации давления использовался такой же пьезодатчик как и в работе [6]. При поглощенной энергии E значение поглощенной интенсивности составляет ве-

личину для свинца $I = E/(\pi r^2 \cdot t) \cdot (1 - R)$, что при $E = 4.5$ мДж и $r = 1.5$ мм дает $I = 10^9$ Вт/см².

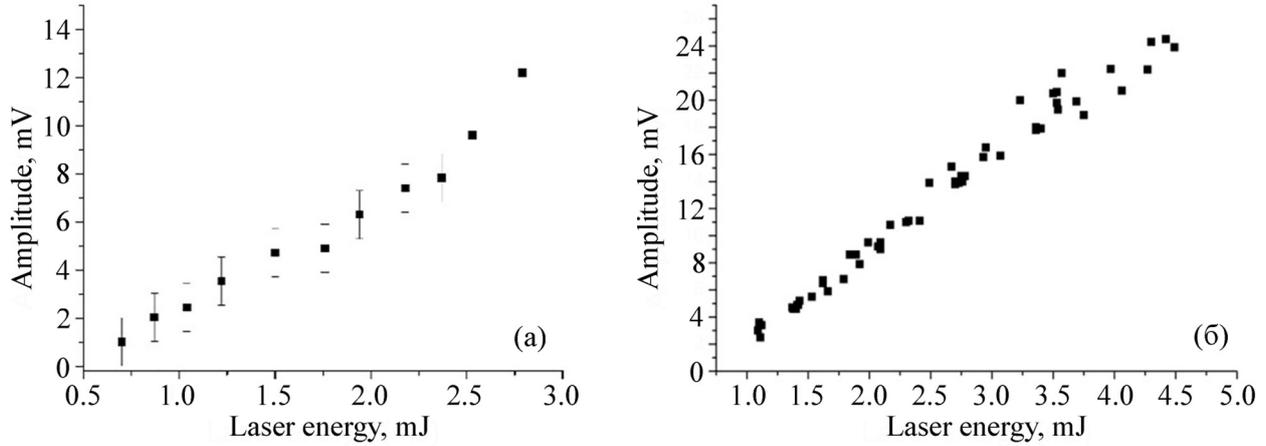


Рис. 4: Зависимость амплитуды измеренного сигнала пьезодатчика давления от падающей энергии лазерного импульса для алюминия (а) и свинца (б).

Из-за недостаточного разрешения датчика и отсутствия калибровки полное количественное сопоставление теории и эксперимента затруднено и в рассматриваемом режиме воздействия вопрос о возможных результатах такого сопоставления остается открытым. Во всяком случае, близкое к линейному поведению акустического сигнала на рис. 4, качественно не противоречит нашим теоретическим выводам, за исключением намечающегося дополнительного роста сигнала для алюминия при падающей $E > 2.25$ мДж. Отметим также, что при падающей энергии 3.5 мДж по нашим оценочным расчетам, с учетом отражательной способности свинца 0.62, температура мишени примерно в 2 раза превышает нормальную точку кипения свинца. В таких условиях можно ожидать возникновение плазменного факела, что согласуется с экспериментальными наблюдениями и дополнительным разбросом экспериментальных точек при энергиях, близких к 3.5 мДж.

3. *Заключение.* Таким образом, приведенные теоретические оценки и расчеты показывают, что смена механизмов генерации давления отдачи P в пикосекундном режиме абляции может не сопровождаться резким изменением поведения P , которое наблюдается при наносекундном воздействии. Эти результаты не противоречат экспериментальным данным, полученным в данной работе. В исследованном режиме абляции не было зарегистрировано каких-либо особенностей, которые свидетельствовали бы о возможных проявлениях взрывного вскипания или задержанных проявлениях абляции.

Наблюдение таких эффектов затруднено, в частности, из-за недостаточного разрешения используемого пьезодатчика в пикосекундном диапазоне. Для этой цели более оптимальным представляется использование импульсов воздействия, длительность которых лежит в наносекундном диапазоне.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, *ЖЭТФ* **62**, 586 (1972).
- [2] J. H. Yoo, S. H. Jeong, X. L. Mao, et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**(6), 783 (2000). DOI: 10.1063/1.125894.
- [3] J. H. Yoo, S. H. Jeong, R. Greif, R. E. Russo, *Appl. Phys.* **88**(3), 1638 (2000). DOI: 10.1063/1.373865.
- [4] J. H. Yoo, S. H. Jeong, R. Greif, et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**(3), 444 (2001). DOI: 10.1063/1.1386623.
- [5] Q. Lu, S. Mao, X. Mao, R. Russo, *Appl. Phys. Lett.* **80**(17), 3072 (2002). DOI: 10.1063/1.1473862.
- [6] A. A. Samokhin, E. V. Shashkov, N. S. Vorobiev, A. E. Zubko, *Appl. Surf. Sci.*, **502**, 144261 (2020). DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.144261.
- [7] A. A. Samokhin, P. A. Pivovarov, E. V. Shashkov, et al., *Phys. Wave Phen.* **29**, 204 (2021). DOI: 10.3103/S1541308X21030110.
- [8] A. A. Samokhin, P. A. Pivovarov, *Phys. Wave Phen.* **30**, 364 (2022). DOI: 10.3103/S1541308X22060061.
- [9] A. V. Pakhomov, M. S. Thompson, D. A. Gregory, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 2067 (2003). DOI: 10.1088/0022-3727/36/17/308.
- [10] V. I. Vovchenko, S. M. Klimentov, P. A. Pivovarov, A. A. Samokhin, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **34**, 325 (2007). DOI: 10.3103/S1068335607110048.
- [11] S. I. Kudryashov, S. Paul, K. Lyon, S. D. Allen, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 254102 (2011). DOI: 10.1063/1.3595328.
- [12] A. A. Samokhin, First-order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter, *Proceedings of the Institute of General Physics Academy of Science of the USSR, Commack, New York* **13**, 1 (1990).
- [13] В. Е. Зиновьев, *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах*, (Изд-во “Металлургия”, 1989).
- [14] Э. П. Суровой, С. В. Бин, С. М. Сирик, *Ползуновский вестник*, № 3, 224 (2009).

[15] Л. А. Акашев, В. И. Кононенко, ТВТ **39**(3), 412 (2001).

[16] I. N. Kartashov, A. A. Samokhin, I. Yu. Smurov, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, 3703 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/19/020.

Поступила в редакцию 29 декабря 2023 г.

После доработки 29 января 2024 г.

Принята к публикации 30 января 2024 г.