

05

Теплоперенос в формировании термоупругого и термоэлектрического отклика металлов на воздействие лазерного импульса

© Б.А. Зимин,¹ Ю.В. Судьенков^{2,3}

¹ Балтийский государственный технический университет „Военмех“, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт проблем Машиноведения РАН, 199178 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: y.sudenkov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 23 июля 2018 г.

В окончательной редакции 23 июля 2018 г.

Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Представлен анализ влияния процесса теплопереноса в металлах на параметры термоупругого и термоэлектрического отклика металлов на импульсное лазерное воздействие. Показано, что двухстадийный анализ динамической задачи термоупругости и термоэлектрического эффекта позволяет получить адекватное описание результатов экспериментов. Представленные результаты продемонстрировали значительную зависимость параметров отклика от микроструктуры, что указывает на возможность разработки высокоэффективного метода неразрушающего контроля качества металлов.

Ключевые слова: термоупругость, термоэлектричество, лазерное воздействие, неразрушающий контроль.

DOI: 10.21883/JTF.2019.12.48481.292-18

Введение

К настоящему времени имеется большое число работ, посвященных разработке обобщенных моделей процесса теплопереноса в металлах, учитывающих различие электронной и ионной температур и инерцию теплообмена между ними [1–3]. Также представлено достаточно большое количество работ, посвященных описанию термоупругого эффекта с учетом таких моделей [4,5]. Имеется большой объем исследований, направленных на изучение термоЭДС в металлах, в частности, для возможности использования этого явления для диагностики их структуры [6,7].

Однако внимания проблеме взаимосвязанности двух эффектов, обусловленной процессом теплопереноса, практически не уделялось. При этом влияние микроструктуры на теплопроводность и электропроводность металлов, как известно, весьма существенно [8,9] и по всей видимости должно сказываться на параметрах и термоупругого, и термоэлектрического отклика металлов на импульсное лазерное воздействие.

В работах [10–12] было показано принципиальное различие параметров импульсов термонапряжений, возбуждаемых в металлах и диэлектриках при импульсном лазерном воздействии. Существенные различия появляются после окончания действия импульса лазера и обусловлены тем, что в диэлектриках наведенный излучением тепловой источник практически локализован в области поглощения излучения, тогда как в металлах достаточно эффективный процесс теплопереноса опре-

деляет дальнейшее формирование термонапряжений в среде.

Типичные формы импульсов термонапряжений в диэлектрике (цветное стекло СЗС-22) и металле (алюминиевый сплав Д16) представлены на рис. 1. Видно, что основные различия наблюдаются в металлах на стадии процесса теплопереноса, формирующим фазу растяжения после окончания импульса лазера. Этот эффект определяется отличием механизмов теплопере-

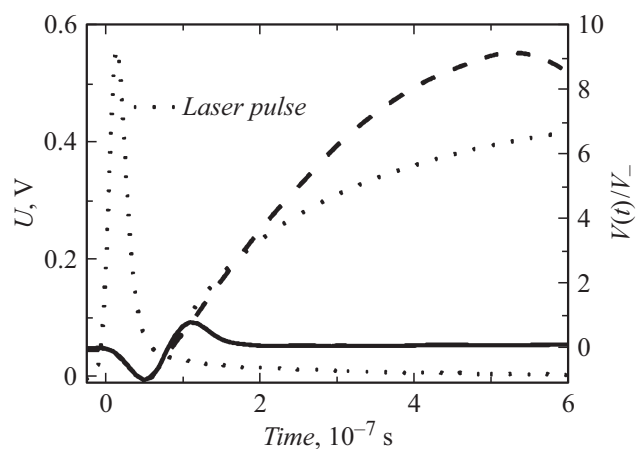


Рис. 1. Лазерный импульс и типичные формы импульсов термонапряжений в диэлектрике (цветное стекло СЗС-22 — сплошная кривая), в металле (алюминиевый сплав Д16 — штриховая кривая) и расчет с учетом (2) — пунктирная кривая.

носа — фононный в диэлектриках и электронный в металлах [13,14]. Поэтому взаимосвязь термоупругого и термоэлектрического процессов в металлах представляется очевидной.

В работах по исследованию термоупругого эффекта в металлах при лазерном воздействии [15,16] была показана взаимосвязь термоупругих и термоэлектрических процессов. Целью данных исследований являлось более глубокое изучение такой взаимосвязи, а также влияния микроструктуры на параметры этих процессов при импульсном лазерном воздействии.

Анализ

Как было показано в ряде работ [17–19], форма импульсов термонапряжений в диэлектриках достаточно хорошо описывается в рамках классической постановки динамической задачи термоупругости, т.е. для случая локализации теплового источника излучения в зоне поглощения и практически отсутствующего теплопереноса. Однако для металлов решение в рамках такого подхода не соответствует результатам экспериментов (рис. 1).

В работах [16,20] были представлены варианты двухстадийного анализа динамической задачи термоупругости при импульсном лазерном воздействии на металлы. Было показано, что на первой стадии, определяемой действием импульса излучения ($t \leq \tau_L$), можно использовать решение классической задачи, так как влияние процесса теплопереноса незначительно при длительностях лазерного воздействия $\tau_L < 10^{-(7-8)}$ с.

На второй стадии после окончания действия импульса излучения ($t > \tau_L$) формирование механических напряжений в металлах целиком определяется динамикой процесса теплопереноса и не описывается в рамках классической динамической задачи термоупругости.

В работе [20] представлена приближенная модель формирования напряжений растяжения в металлах на второй стадии и получена зависимость для массовой скорости частиц v_T в заданном сечении z_i :

$$v_T(z_i, t) = c_0^2 \alpha_T \int_{\tau_L}^t \frac{\partial T}{\partial z} dt. \quad (1)$$

С учетом решения теплового уравнения получим

$$v_T(z_i, t) = -c_0^2 \alpha_T \frac{q_0}{k} \int \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{z_i}{2\sqrt{\chi t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{z_i}{2\sqrt{\chi(t - \tau_L)}} \right) \right] dt, \quad (2)$$

где c_0 — объемная скорость звука, α_t — коэффициент теплового расширения, q_0 — поток излучения, k — теплопроводность, χ — температуропроводность.

Суммируя эти решения, с учетом скорости теплопереноса получим зависимость, достаточно хорошо

описывающую параметры фазы растяжения в металлах на стадии теплопереноса. Рассчитанная таким образом зависимость приведена на рис. 1.

Как следует из соотношения (2), параметры фазы растяжения, помимо интенсивности импульса излучения, зависят от упругих и тепловых свойств металлов, на которые значительное влияние может оказывать микроструктура.

Для оценки характера термоэлектрического отклика металлов и возможного влияния микроструктуры необходим дополнительный анализ электронного механизма теплопереноса в металлах на разных стадиях процесса — стадии действия импульса излучения и стадии теплопереноса из области поглощения излучения.

В течение воздействия импульса излучения на металлы в области поглощения одновременно протекают процессы, инициируемые электрическим полем с напряженностью, пропорциональной интенсивности импульса излучения, а также и градиентом температуры, возникающим в процессе термализации области поглощения с характерным временем порядка 10^{-10} с [21,22]. В среде возникает электрический ток и тепловой поток, описываемые феноменологическими уравнениями [14,23]:

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E} + \hat{\beta} \nabla T, \quad \vec{q} = \hat{\gamma} \vec{E} + \hat{\xi} \nabla T, \quad (3)$$

где $\hat{\sigma}$, $\hat{\beta}$, $\hat{\gamma}$, $\hat{\xi}$ — кинетические коэффициенты Онзагера.

На первой стадии ($t \leq \tau_L$) изменение тока для прямоугольного импульса излучения можно приближенно записать в виде [24]

$$j_1 \approx A_1 \hat{\sigma} t - A_2 Q \nabla T, \quad (4)$$

где Q — коэффициент Зеебека, A_1 и A_2 — коэффициенты пропорциональности.

Вторая стадия процесса ($t > \tau_L$) обусловлена процессом теплопереноса газом почти свободных электронов и длится до установления теплового равновесия в среде. При этом напряженность электромагнитной волны уже отсутствует, но появляется напряженность $E_2 = A \nabla T$, обусловленная градиентом температуры от наведенного излучением теплового источника.

Для одномерного движения электронов в случае малости возмущение плотности заряда и перемещении заряда, плотность тока на второй стадии j_2 можно записать в виде [8]

$$j_2 \approx en_0 V, \quad (5)$$

где e — заряд электрона, n_0 — плотность электронов, V — дрейфовая скорость электронов.

Уравнение движения электрона в электрическом поле с учетом потерь при столкновениях запишется в виде [9]

$$\frac{dV}{dt} = \frac{e}{m_e} E_2 - \nu V, \quad (6)$$

где m_e — масса электрона, ν — эффективный коэффициент трения, характеризующий влияние микроструктуры на процессы электро- и теплопроводности.

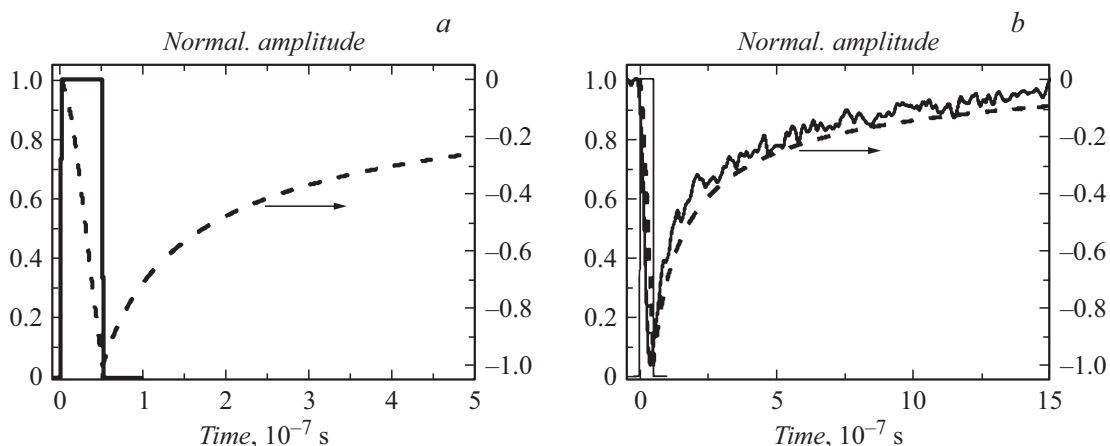


Рис. 2. *a* — расчет термоэлектрического импульса по соотношению (9) (штриховая кривая); *b* — сравнение расчетной (штриховая кривая) и экспериментальной зависимостей.

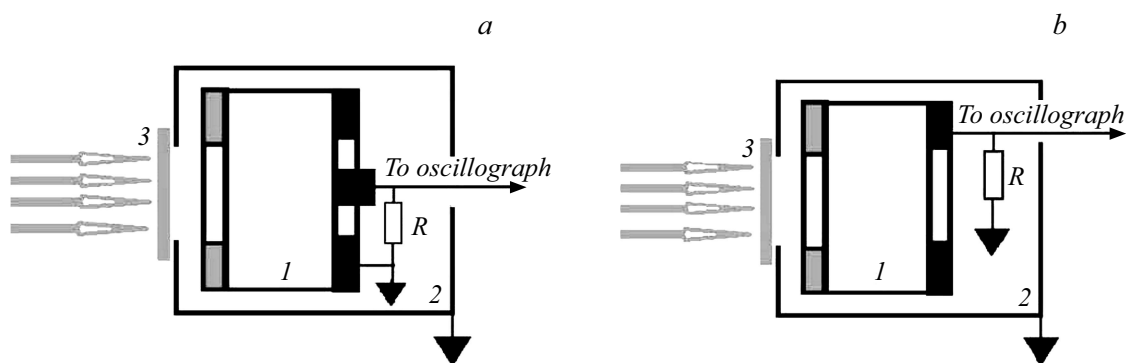


Рис. 3. Блок-схемы экспериментов для измерений термоупругого (*a*) и термоэлектрического (*b*) откликов: 1 — образец, 2 — экран, 3 — диффузное стекло.

С учетом (5) и (6) получим

$$\frac{\partial j_2}{\partial t} + V \frac{\partial j_2}{\partial z} + \nu j_2 = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_2, \quad (7)$$

где $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$ — плазменная частота.

Полагая, что величина возмущения скорости электронов V на длине свободного пробега мала ($V \frac{\partial j_2}{\partial z} \approx 0$), получим

$$\frac{\partial j_2}{\partial t} + \nu j_2 = -\frac{\omega_p^2}{4\pi} Q \nabla T_2. \quad (8)$$

Применение данной модели описания термоэлектрического процесса на стадии теплопереноса ($t > \tau_L$) позволяет сократить число параметров при описании, по сути, квантового объекта анализа, и оправдано при низкоэнергетическом возмущении газа свободных электронов.

Решение уравнения (8) для второй стадии процесса

$$j_2 = j_1(\tau_L) - \exp(-\nu t) \int_{\tau_L}^t \frac{\omega_p^2}{4\pi} Q \nabla T_2(t) \exp(\nu t) dt. \quad (9)$$

Как видно, характер решения для тока такой же, как и для массовой скорости частиц на стадии теплопереноса (2). Изменение напряжения и электрического тока пропорциональны интегралу от градиента температуры.

Результат вычислений тока для прямоугольного импульса излучения по соотношению (8) с учетом (4) приведен на рис. 2, *a*. На рис. 2, *b* приведено сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей тока от времени в медном образце при воздействии импульса лазера. Как видно, совпадение расчетной и экспериментальной зависимостей более чем удовлетворительное.

Блок-схемы экспериментальных исследований термоупругого и термоэлектрического откликов металлов и влияния микроструктуры на их параметры при импульсном лазерном воздействии представлены на рис. 3.

Воздействие осуществлялось импульсным лазером с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, длительностью импульса излучения $\tau_L \approx 10^{-8} \text{ s}$ и плотностью энергии порядка 10^{-2} J/cm^2 . Диаметр области облучения равнялся 15 mm.

Упругие импульсы регистрировались пьезокерамическим датчиком, нагруженным на сопротивление 50 Ω , с временным разрешением порядка 10^{-9} s . Термоэлек-

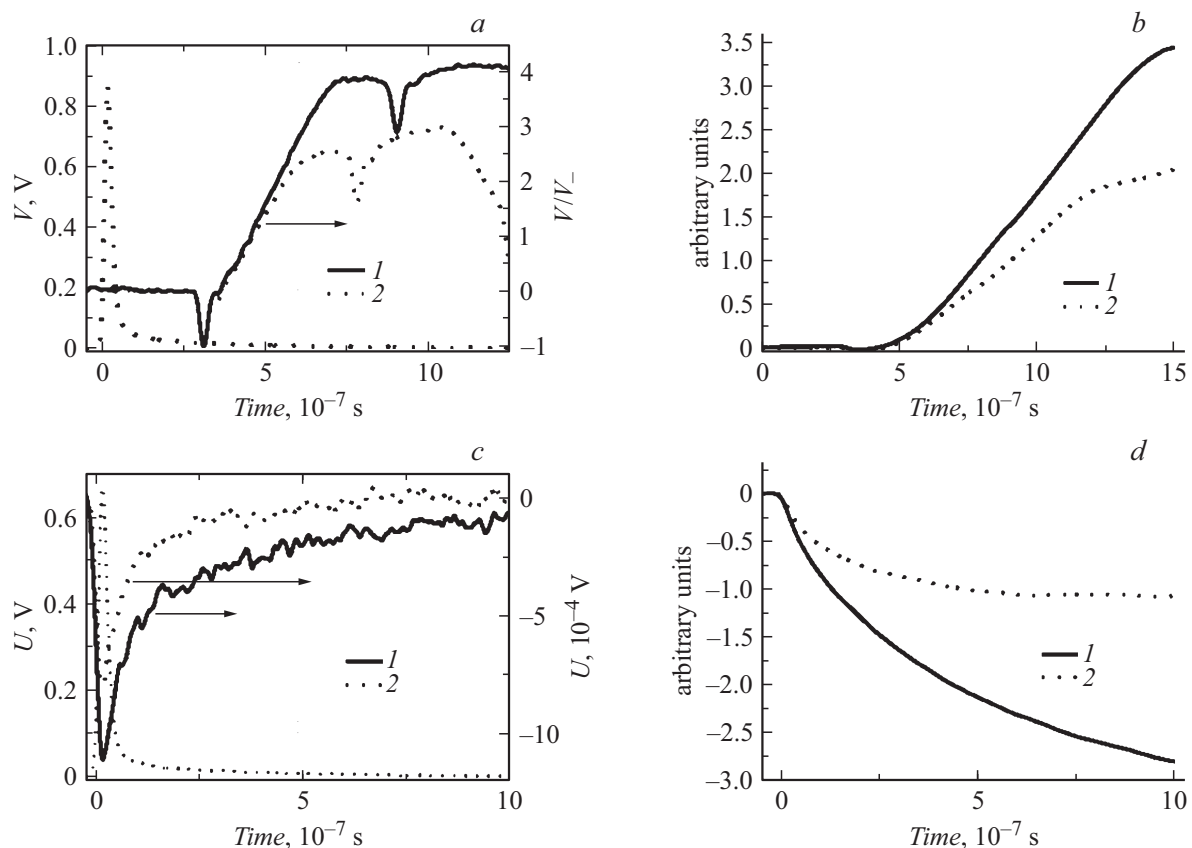


Рис. 4. *a* — осциллограмма термоупругого отклика медных образцов М1 (пунктир — импульс излучения); *b* — интегральная характеристика термоупругого отклика; *c* — осциллограмма термоэлектрического отклика медных образцов и их интегральные зависимости (*d*). 1 — состояние поставки, 2 — после ИПДК.

трический импульсный отклик на воздействие импульса излучения измерялся на сопротивлении 10 к Ω . Регистрация электрических сигналов осуществлялась широкополосным осциллографом TDS-752C.

Исследования проводились на образцах меди М1 и сплавов алюминия АД1 в состоянии поставки с размером зерна порядка 30–40 μm и после интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК), которая приводила к измельчению зерна до размеров 0.7–0.9 μm . Поверхности образцов диаметром 20 мм с толщинами порядка 1.5 мм были отшлифованы и отполированы.

На рис. 4 представлены результаты измерений термоупругого (рис. 4, *a*) и термоэлектрического (рис. 4, *c*) отклика медных (М1) образцов в исходном состоянии и после ИПДК. Там же приведены интегральные зависимости экспериментальных кривых, которые для термоупругого отклика (рис. 4, *b*) пропорциональны изменению среднего механического импульса в процессе теплопереноса и изменению переноса заряда для термоэлектрического отклика (рис. 4, *d*).

Термоупругие напряжения и термоэлектрический отклик демонстрируют достаточно сильную зависимость от микроструктуры образцов. Величины фазы растяжения и термоэлектрического импульса значительно меньше в образцах после ИПДК, что определяется сни-

жением теплопроводности и электропроводности этих образцов, обусловленное существенным ростом плотности межзеренных границ, т.е. ростом плотности потенциальных барьеров для потока электронов.

Различие интегральных характеристик в большей мере демонстрируют влияние микроструктуры материала на термоупругий и термоэлектрический отклик испытываемого образца. Качественно подобные результаты были получены и при исследовании образцов алюминия АД1.

Известно, что при ударных нагружениях в металлах, в результате пластического течения, происходит перестройка микроструктуры [25,26]. В этой связи были проведены исследования чувствительности параметров термоупругого и термоэлектрического откликов к изменению микроструктуры в результате ударного нагружения длительностью $t_{\text{shock}} \approx 1 \mu\text{s}$ и давлением порядка 1 ГПа образца меди М1РО. Из образца диаметром 65 мм и толщиной 7 мм, нагруженного ударом, были вырезаны два диска диаметром 20 мм из области удара и периферии образца. Оба диска шлифовались с двух сторон до толщин $h \approx 3 \text{ mm}$ и далее полировались.

Результаты исследований представлены на рис. 5, где показаны термоупругие и термоэлектрические импульсы

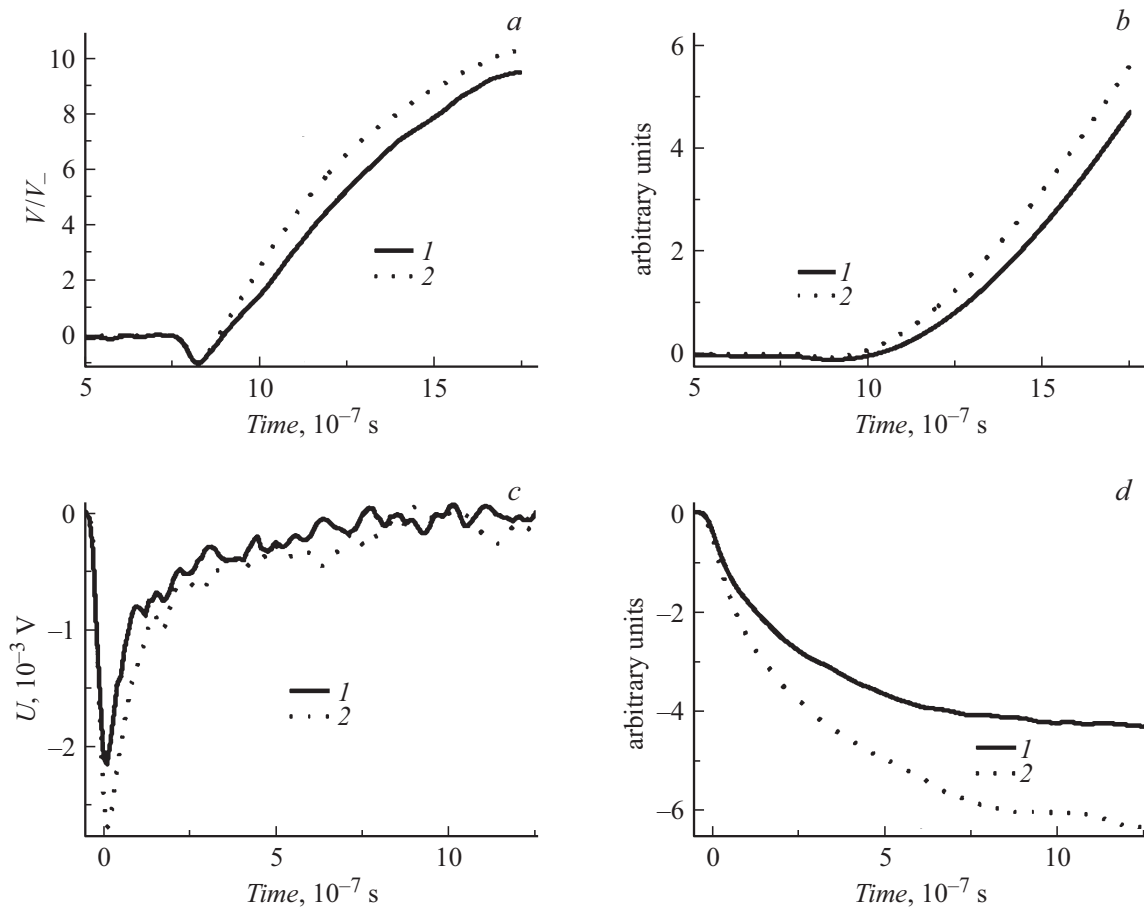


Рис. 5. *a* — термоупругие импульсы в образцах, вырезанных из периферии (1) и области удара (2); *b* — их интегральные зависимости; *c* — термоэлектрические отклики в этих образцах; *d* — их интегральные зависимости.

в образцах, вырезанных из периферии (1) и области удара (2), а также их интегральные зависимости.

На рис. 5, *a* приведены нормированные на фазу сжатия импульсы термоупругого отклика в образцах, вырезанных из области удара (сплошная кривая) и из периферийной области (пунктирная кривая).

Оказалось, что в образце из области удара величина фазы растяжения существенно превышает таковую для образца с периферии. То есть, как следует из анализа задачи динамической термоупругости, увеличение фазы растяжения характеризует увеличение теплопроводности и электропроводности материала в области удара. Подтверждением этому служит и возрастание величины термоэлектрического импульса в образце из области ударного нагружения (рис. 5, *c*).

По-видимому, в результате удара перестройка микроструктуры в области остаточной деформации привела к снижению плотности потенциальных барьеров, возможно, из-за наведенной ударной волной текстуры вдоль направления удара.

Влияние микроструктуры на термоупругий и термоэлектрический отклики исследуемых металлов существенно проявляется на их интегральных характеристиках.

Дальнейшее развитие этих методик позволит создать высокочувствительный метод неразрушающего контроля конструкционных материалов.

Выводы

Таким образом, показано, что характер процесса теплопереноса в металлах определяет параметры как термоупругого, так и термоэлектрического откликов металлов на импульсное лазерное воздействие.

Двухстадийный подход для анализа термоупругого и термоэлектрического процессов в металлах при импульсном лазерном воздействии позволил получить адекватное описание экспериментальных результатов.

Результаты экспериментальных исследований термоупругого и термоэлектрического отклика металлов на импульсное лазерное воздействие продемонстрировали значительную зависимость их параметров от микроструктуры, что показывает возможность разработки высокоэффективного метода неразрушающего контроля качества металлов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 15-19-00182.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Tzou D.Y.* Macro-to microscale heat transfer: The lagging behavior, In. Taylor & Francis Washington, DC, 1997.
- [2] *Соболев С.Л.* // УФН. 1991. Т. 161. Вып. 3. С. 5–29.
- [3] *Карташов Э.М.* Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 2001. 550 с.
- [4] *Qahitani H.A., Yilbas B.S.* // Phusica. B. 2010. P. 3869–3874.
- [5] *Yuan L., Sun K., Shen Z., Ni X., Lu J.* // Intern. J. Thermophysics. 2015. Vol. 36. N 5–6. P. 1057–1065.
- [6] *Альваро Ф. Карбалло Санчес, Гуревич Ю.Г., Логвинов Г.Н., Дрогобицкий Ю.В., Титов О.Ю.* // ФТТ. 1999. Т. 11. Вып. 4. С. 606–611.
- [7] *Вихор Л.* О развитии термоэлектрического материаловедения / Доклад на XIII Международном форум по термоэлектричеству. Киев, 2009.
- [8] *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. С. 520.
- [9] *Блатт Ф.* Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971. 470 с.
- [10] *Воробьев Б.В., Недбай А.И., Судьенков Ю.В., Филипов Н.М.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 7. С. 395–399.
- [11] *Аверьянов Н.Е., Балашин Ю.А., Павлишин И.В., Судьенков Ю.В., Юревич В.И.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 11. С. 2123–2130.
- [12] *Вовненко Н.В., Зимин Б.А., Судьенков Ю.В.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 57–62.
- [13] *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. Т. 1. 399 с.
- [14] *Займан Дж.* Электронны и фононы. М.: ИЛ, 1962. 488 с.
- [15] *Sudakov Yu.V., Zimin B.A.* // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 85. N 6. P. 781–786.
- [16] *Зимин Б.А., Судьенков Ю.В.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 3. Вып. 24. С. 26–32.
- [17] *Даниловская В.И.* // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1959. № 3. С. 129–132.
- [18] *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [19] *Лямшев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1996. 302 с.
- [20] *Зимин Б.А., Свентицкая В.Е., Судьенков Ю.В.* // Вестн. СПб. ун-та (сер. математика, механика, астрономия). 2018. Т. 5. Вып. 1. С. 131–138.
- [21] *Рэди Дж.* Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 468 с.
- [22] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [23] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
- [24] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Методы теории волн в средах с дисперсией. М.: Физматлит, 2007. 271 с.
- [25] *Трефилов В.И., Моисеев В.Ф., Печковский Э.П.* и др. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических материалов. Киев: Наук. думка, 1987. 245 с.
- [26] *Конева Н.А., Козлов Э.В.* // Изв. вузов. Физика. 1990. № 2. С. 87–106.