

05:07

Движение металлического диска под действием термоупругих напряжений навстречу импульсному излучению лазера

© Б.А. Зимин, Ю.В. Судьенков

Санкт-Петербургский государственный университет
E-mail: sudenkov@land.ru*Поступило в Редакцию 16 марта 2012 г.*

В работах [1–5] было показано, что электронный механизм теплопереноса приводит к преобладающей величине и длительности фазы растяжения в импульсах термоупругих напряжений, возбуждаемых импульсным лазерным нагревом. Следствием этого является отличие от нуля среднего механического импульса и возможность движения теплопроводящих объектов навстречу источнику импульсного нагрева. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований движения маятника (алюминиевого диска $\varnothing 20 \times 0.85$ mm) навстречу импульсному излучению лазера.

Результаты исследований термонапряжений в твердых телах при воздействии микро- и субмикросекундных лазерных импульсов [1–5] показали принципиальное различие параметров импульсов термонапряжений в тепло- и нетеплопроводящих средах, обусловленное различием механизмов теплопереноса. В работах исследовались динамические термонапряжения в диэлектрических и металлических образцах при воздействии лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ и длительностью излучения $\tau_{0.5} \approx 12$ ns, а также с $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ и длительностью $\tau \approx 2.5 \mu\text{s}$.

Как известно [6], в диэлектриках теплоперенос обусловлен фоновым механизмом, что определяет их малую теплопроводность и ограничивает область термодформаций практически областью поглощения оптического излучения [7,8]. Этот факт определяет почти симметричную двуполярную форму упругого импульса, возбуждаемого в сильнопоглощающих диэлектриках и, как следствие, равенство нулю

среднего механического импульса

$$p = \int_0^{\tau} \sigma(t) dt \cong 0, \quad (1)$$

где τ_s — длительность импульса термонапряжений.

Высокая теплопроводность металлов обусловлена электронным механизмом теплопереноса [6], что приводит к отсутствию локализации термодформаций в области поглощения. Дополнительный вклад в фазу растяжения обеспечивается за счет вклада теплового расширения все более глубоких слоев, прогреваемых в результате достаточно быстрого механизма теплопереноса, т.е. в металлах источник термонапряжений действует и после окончания лазерного импульса [1–5]. В случае микросекундных и более длительных импульсов облучения фаза сжатия практически отсутствует из-за значительного снижения градиента температуры у поверхности. Представленные в этих работах результаты показывают, что средний механический импульс в теплопроводящих средах может быть больше нуля ($p = \int_0^{\tau_s} \sigma(t) dt > 0$).

Следствием этого оказывается возможность перемещения теплопроводящих объектов (металлов) в направлении источника излучения.

Для проверки такой возможности были проведены экспериментальные исследования движения металлического маятника, облучаемого импульсом лазера. На рис. 1, *a* представлена схема исследований, а также вид и размеры маятника из алюминия — отполированный с двух сторон диск $\varnothing 20 \times 0.85$ мм, подвешенный на двух полимерных нитях $\varnothing 0.06$ мм. Маятник размещался в вакуумной камере, давление в которой составляло $\sim 0.1\%$ от атмосферного.

В экспериментах использовался YAG:Nd-лазер ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$), работающий в режиме модулированной добротности. Длительность импульса излучения $\tau_{0.5} \cong 12$ ns. Плотность энергии облучения была существенно ниже порогов оптического пробоя у поверхности и равнялась $W_s \leq 30$ мДж/см². Поглощенная алюминиевым диском энергия облучения равнялась $W_s^a \leq 1.5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² ($W_s^a = (1 - R) * W_s$).

Для улучшения равномерности облучения к передней стенке вакуумной камеры крепилась диффузно рассеивающая пластина. Движение маятника измерялось с помощью лазерного интерферометра Майкельсона с фотоэлектрическим счетом полос. Типичная интерферограмма движения маятника приведена на рис. 1, *b*.

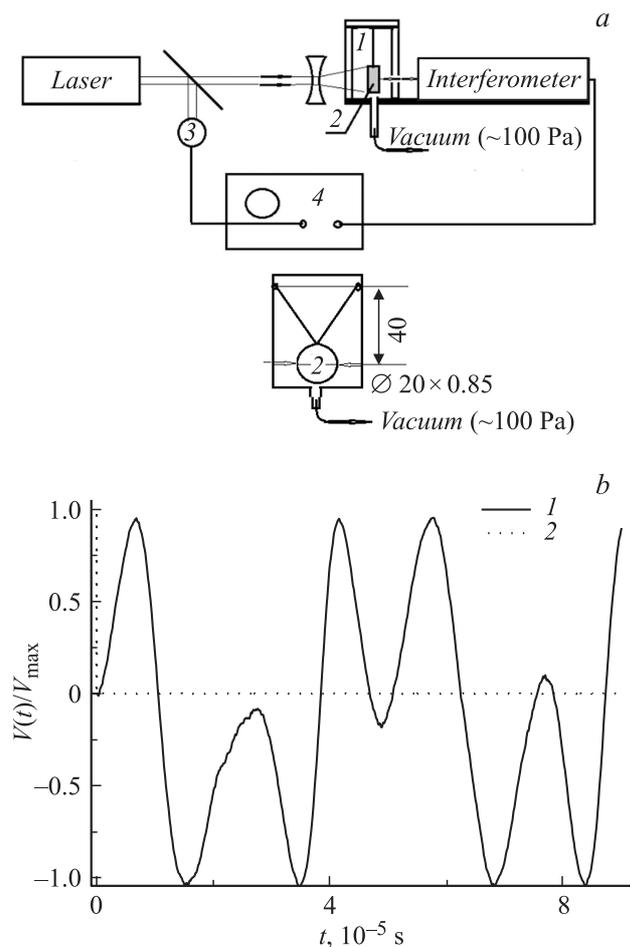


Рис. 1. *a* — схема измерений, вид и размеры маятника из алюминия. *b* — импульс излучения лазера (1) и интерферограмма движения маятника (2). 1 — вакуумная камера, 2 — маятник, 3 — фотоприемник, 4 — осциллограф TDS-752C.

На рис 2 представлены полученные из обработки интерферограммы зависимости из смещения (рис. 2, *a, b*) и скорости движения маятника от времени (рис. 2, *c, d*). На рис. 2, *b, d* приведены увеличенные фрагменты

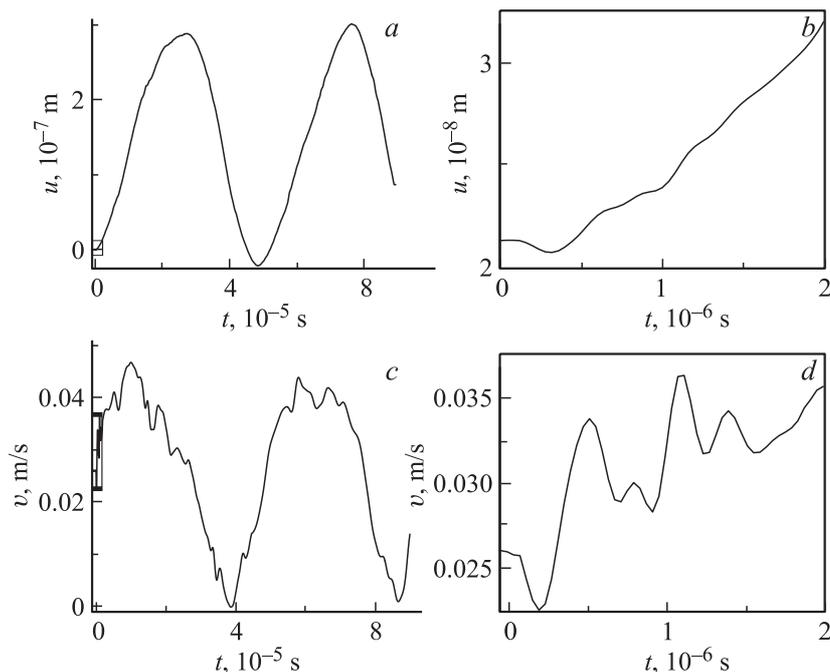


Рис. 2. Зависимости от времени смещения маятника и фрагмент ее начального участка (*a, b*), зависимости скорости движения маятника (*c, d*).

начальных участков зависимостей, выделенных прямоугольниками на рис. 2, *a, c*.

Задержка смещения поверхности маятника (рис. 2, *b*) относительно импульса излучения определяется временем распространения упругого импульса по его толщине ($t = h/c_L$). Отличие от нуля начала движения связано с влиянием вибраций, частота которых не превышала 200 Hz, а амплитуда $< 4 \cdot 10^{-8}$ m.

Фронт отрицательного импульса на начальном участке смещения (рис. 2 *b*), обусловлен выходом импульса сжатия малой длительности на тыльную поверхность маятника, то есть соответствует движению поверхности в сторону интерферометра. Последующее изменение знака сигнала интерферометра обусловлено приходом волны растяжения, приводящей к смещению тыльной поверхности к источнику нагрева.

Волнистый характер параметров движения маятника, особенно заметный на зависимости скорости, определяется реверберацией упругих импульсов и радиальными модами колебаний в алюминиевом диске. Реверберация упругой волны растяжения в диске, по длительности и величине существенно превосходящей импульс сжатия, определяет микроскопическое движение [9,10] маятника в сторону источника облучения.

Таким образом, поглощенная энергия излучения (W^a) в конечном итоге преобразуется в тепловую энергию (Q) образца а также, благодаря электронному механизму переноса, в кинетическую энергию его движения:

$$W^a = Q + \frac{p^2}{2m}. \quad (2)$$

Измеренные параметры движения маятника позволяют получить значение кинетической энергии (масса $m = 0.7 \cdot 10^{-3}$ kg, максимальная скорость $v \cong 0.47$ m/s):

$$\frac{p^2}{2m} \cong 7.7 \cdot 10^{-5} J. \quad (3)$$

Величина кинетической энергии составляет примерно 1.6% от поглощенной (W^a) энергии излучения. При этом значение кинетической энергии несколько занижены, так как невысокое разряжение в вакуумной камере не исключало влияния радиометрических и конвективных сил на параметры движения маятника, не учтено и сопротивление подвески диска. Потерями энергии из-за влияния импульса светового давления, действующего по направлению излучения можно пренебречь, его значение не превышало $p \leq 6 \cdot 10^{-1}$ Ns.

Следует отметить, что электронный механизм теплопереноса, определяющий формирование термонапряжений с преобладающей фазой растяжения и приводящий к макродвижению металлических объектов при импульсных тепловых воздействиях, неразрывно связан с термоэлектрическими явлениями, в частности с эффектом Зеебека [11]. В неравномерно нагретом металле отсутствует термодинамическое равновесие [12], следовательно, отличны от нуля поток тепла (q), плотность тока (j), напряженность электрического поля (E) и градиент температуры (∇T). Связь между этими величинами может быть

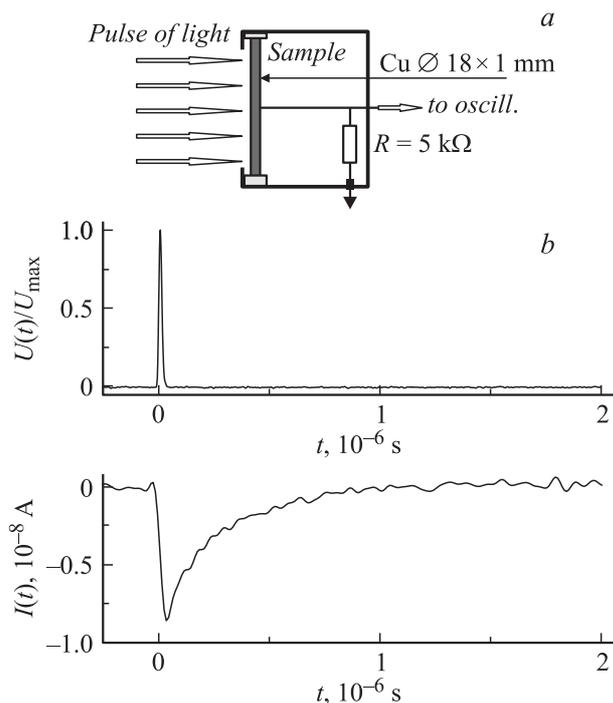


Рис. 3. Схема измерений (а), импульсы излучения лазера и электрического тока (b).

записана в виде [6]:

$$\begin{aligned} j &= \sigma E - \alpha \nabla T, \\ q &= \beta E - \gamma \nabla T, \end{aligned} \tag{4}$$

где $\sigma, \alpha, \beta, \gamma$ — постоянные теории термоэлектрических явлений.

Эта взаимосвязь иллюстрируется проведенными измерениями электрического тока на нагреве медного отполированного диска ($\text{Ø}2 \times 1 \text{ mm}$) импульсом лазера с длительностью $\tau_{0.5} \cong 12 \text{ ns}$. На рис. 3 представлена схема и результаты этих измерений. Видно, что время нарастания тока происходит за время облучения образца, а характер спада тока подобен зависимости изменения градиента температуры в

процессе теплопереноса [13]. Заметим, что возникновение оптического пробоя у поверхности при увеличении мощности облучения приводило к изменению направления движения маятника и полярности импульса тока.

Таким образом, результаты измерений подтверждают возможность перемещения теплопроводящих объектов за счет термонапряжений, инициируемых импульсным неоднородным нагревом. Этот эффект обусловлен действием электронного механизма теплопереноса. Начальное преобразование поглощенной электромагнитной энергии в импульс почти свободных электронов, взаимодействующих с решеткой, приводит к нагреву скин-слоя, а в дальнейшем процесс переноса поддерживается действием термоэлектрического эффекта Зеебека [6,11].

Список литературы

- [1] Воробьев Б.Ф., Недбай А.И., Судьенков Ю.В., Филиппов Н.М. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 7. С. 395.
- [2] Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B., Scruby S.B. // Ultrasonic. 1983. N 3. P. 79.
- [3] Аверьянов Н.Е., Балюшин Ю.А., Павлишин И.В., Судьенков Ю.В., Юревич В.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 11. С. 2123–2130.
- [4] Вовненко Н.В., Зимин Б.А., Судьенков Ю.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 57–62.
- [5] Судьенков Ю.В., Зимин Б.А., Вовненко Н.В. Термомеханическая реакция твердых тел при лазерном воздействии. 2011. Изд. LAP LAMBERT Academic Publishing. ISBN: 978–3–8454–2682–2. 113 с.
- [6] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, М.: Мир, 1979. Т. 1–2. 417 с.
- [7] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика, М.: Наука, 1991. 304 с.
- [8] Лямшев Л.М. Радиационная акустика. М.: Наука-Физматлит, 1996. 302 с.
- [9] Слепян Л.И., Яковлев Ю.С. Интегральные преобразования в нестационарных задачах механики. Л.: Судостроение, 1980. 344 с.
- [10] Саченко А.И. // Сб. науч. трудов. Сер. Естественнонаучная. № 1 (7). Ставрополь: СевКавГТУ, 2004. ISBN 5–9296–0198–4.
- [11] Займан Дж. Электроны и фононы. М.: Иностранная литература, 1962. 487 с.
- [12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1959. 532 с.
- [13] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.