

На правах рукописи

*Свеея —*

Свентицкая Вера Евгеньевна

**ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА НА ТЕРМОУПРУГИЙ  
ОТКЛИК МЕТАЛЛОВ НА ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ  
ВОЗДЕЙСТВИЕ**

01.02.04 – механика деформируемого твёрдого тела

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»

Научный руководитель:

**Судьенков Юрий Васильевич,**

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры «Теория Упругости»

Официальные оппоненты:

**Груздков Алексей Андреевич**

доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой математики ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)»

**Локтев Алексей Алексеевич**

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой «Транспортное строительство» ФГБОУ ВО «Российский университет транспорта (МИИТ)»

Ведущая организация:

ФГБОУ ВО «Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I»

Защита состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 г. в \_\_\_\_:\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д002.075.01 в Институте проблем машиноведения Российской академии наук по адресу: 199178, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., д. 61.

Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью, просим высылать по указанному адресу: 199178, Санкт-Петербург, Васильевский остров, Большой пр., д. 61. С диссертацией можно ознакомиться в ОНТИ Института проблем машиноведения Российской академии наук и на сайте института по адресу <http://www.ipme.ru>.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 г.

Учёный секретарь диссертационного совета,  
доктор технических наук, профессор

В.В.Дубаренко

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы.** Микроэлектроника, производство топливных элементов, проектирование гибридных двигателей, различные области современной медицины и многие другие отрасли деятельности - предполагают использование модернизированных теорий термоупругости.

Несомненно, актуальным является изучение влияния процесса теплопереноса после окончания действия кратковременных тепловых возмущений на параметры термонапряжений в конструкционных материалах, в частности металлах.

**Цель работы и задачи исследования.** Целью диссертационной работы является построение математической модели описывающей особенности термоупругой реакции металлов при коротком лазерном воздействии, построение физической модели наблюдаемых процессов с учётом электронного механизма теплопереноса в металлах и их верификация по результатам экспериментальных исследований параметров термоупругого и термоэлектрического откликов, а также изучение влияния микроструктуры металлов на эти параметры. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработка методики дисперсионного анализа динамической термоупругости учитывающей современные модели теплопереноса в металлах.

2. Проведение численного анализа полученных дисперсионных соотношений для оценки областей частот и масштабов существования волнового процесса теплопереноса.

3. Разработка математической модели, описывающей особенности термоупругой реакции металлов после окончания лазерного воздействия.

4. Анализ физических механизмов процесса теплопереноса в металлах и разработка теоретической модели, учитывающей электронный механизм теплопереноса в металлах.

5. Проведение экспериментальных исследований термоупругого и термоэлектрического отклика металлических образцов при лазерном воздействии при учёте влияния микроструктуры на их параметры.

**Научная новизна.** Проведен численный анализ дисперсионных соотношений динамической задачи термоупругости, учитывающей современные модели теплопереноса в металлах. Впервые получены количественные данные об областях частот существования волнового процесса теплопереноса и влияния связности на затухания упругих и тепловых волн. Представлена усовершенствованная двухстадийная модель формирования термоупругих напряжений в металлах при лазерном воздействии наносекундной длительности, что позволило адекватно описать наблюдаемые в экспериментах параметры упругих импульсов. Анализ электронного механизма процесса теплопереноса в металлах и разработанная теоретическая модель термоэлектрического отклика на импульсное лазерное воздействие показали неразрывную связь термоупругого и термоэлектрического эффекта в металла, что было подтверждено экспериментально.

#### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. Разработана методика дисперсионного анализа динамической задачи термоупругости, учитывающая обобщенную модель теплопереноса, а также получены количественные данные о частотных диапазонах и характерных масштабах, в которых проявляется волновой характер процесса теплопереноса.

2. Построена математическая модель корректно описывающая особенности термоупругого отклика металлов при двухстадийном подходе к анализу рассматриваемого физического процесса и учете электронного механизма теплопереноса в металлах.

3. Получено выражение для массовой скорости частиц на траектории теплопереноса после действия короткого лазерного импульса.

4. Экспериментальные результаты исследований термоупругого и термоэлектрического отклика металлов на лазерное воздействие продемонстрировали значительную зависимость параметров наблюдаемых процессов от микроструктуры металлов, что может послужить основой для создания высокочувствительного метода неразрушающего контроля конструкционных материалов.

**Методы исследования.** В работе применены широко опробованные методики измерений импульсных напряжений и перемещений с использованием высокоточных методов лазерной интерферометрии, применением чувствительных

пьезоэлектрических приемников и современных приборов регистрации с высоким временным разрешением.

**Положения выносимые на защиту:**

1. Методика дисперсионного анализа динамической задачи термоупругости с обобщенным уравнением теплопроводности.

2. Результаты численного анализа дисперсионных соотношений задачи термоупругости с обобщенным уравнением теплопроводности.

3. Усовершенствованная двухстадийная модель формирования термонапряжений в металлах.

4. Теоретическая модель термоэлектрических процессов в металлах при воздействии лазерного импульса.

5. Результаты экспериментальных исследований влияния микроструктуры металлов на параметры термоупругого и термоэлектрического отклика на импульсное лазерное воздействие.

**Степень достоверности и апробация результатов.**

Достоверность экспериментальных исследований подтверждается использованием современных приборов регистрации с высоким временным разрешением и применением стандартных статистических методов обработки экспериментальных результатов. Достоверность теоретических моделей основывается на использовании фундаментальных уравнений механики сплошных сред и верификации моделей по результатам экспериментальных исследований. Результаты и выводы апробированы на научно-технических конференциях: Международная научная конференция по механике «Седьмые Поляховские чтения», 2-6 февраля 2015 г., Санкт-Петербург, Россия; X Всероссийская школа-семинар «Математическое моделирование и биомеханика в современном университете», 25-30 мая 2015 г., Ростов-на-Дону, Россия; VI Международная конференция «Деформация и разрушение материалов и наноматериалов» ИМЕТ РАН, 10-13 ноября 2015 г., Москва, Россия; XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, 20-24 августа 2015 г., Казань, Россия; XII Всероссийская школа-семинар «Математическое моделирование и биомеханика в современном университете», 29 мая-3 июня 2017 г., Ростов-на-Дону, Россия; XXVII Международная конференция «Математическое и

компьютерное моделирование в механике деформируемых сред и конструкций». МКМ 2017 Основы статического и динамического разрушения, 25-27 сентября 2017 г., Санкт-Петербург, Россия; Международная научная конференция по механике «Восьмые Поляховские чтения», 30 января-2 февраля 2018 г., Санкт-Петербург, Россия.

**Публикации и личный вклад автора.** По теме диссертационной работы опубликовано 6 работ, три из которых опубликованы в изданиях входящих в международную базу цитирования Scopus и список ВАК. Представленные в работе научные результаты получены автором работы лично либо при его непосредственном участии. В работах с соавторами диссертант участвовал в разработке методики дисперсионного анализа динамической задачи термоупругости, учитывающей обобщенную модель теплопроводности, в проведении численного анализа дисперсионных соотношений динамической задачи термоупругости, в анализе особенностей термоупругого отклика металлов при коротком лазерном воздействии и построении феноменологической двухстадийной модели термоупругого и термоэлектрических эффектов, а также в проведении экспериментов и обработки их результатов.

Д.ф.-м.н Ю.В.Судьенкову принадлежит постановка задач исследования, разработка методики эксперимента, руководство в анализе и трактовке результатов. К.ф.-м.н Б.А.Зимину принадлежит идеология методики дисперсионного анализа динамической задачи термоупругости с обобщенным уравнением теплопереноса и феноменологической модели термоэлектрического процесса в металлах при лазерном воздействии.

**Структура и объём работы.** Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка литературы, состоящего из 77 наименований, списка работ автора по теме диссертации, приложения. Объём работы составляет 92 страницы и содержит 32 рисунка.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** обосновывается актуальность диссертационной работы, определяются цели и задачи, теоретическая и практическая значимость работы, формулируются основные положения,

выносимые на защиту, описываются апробация результатов и структура диссертации.

**Первая глава** диссертации носит обзорный характер. Во введении первой главы приводится краткий исторический обзор. В разделе 1.1 первой главы рассматриваются современные направления развития термомеханики и отмечается, необходимость построения обобщённых моделей деформирования и теплопереноса для описания ряда явлений наблюдаемых в настоящее время. В разделе 1.2 рассматриваются классическая модель Фурье и современные обобщённые модели передачи тепла в теплопроводящих средах.

**Вторая глава** диссертации посвящена анализу особенностей термоупругих напряжений в металлах. Во введении второй главы рассматриваются задачи термоупругости.

В разделе 2.1 приводится разработанная методика получения дисперсионных соотношений для анализа обобщённой динамической задачи термоупругости. На базе уравнений сохранения энергии и импульса, и уравнения состояния Дюгамеля, в совокупности с двухпараметрическим обобщённым закон теплопроводности (учитывая,  $\tau_q$  - время релаксации теплового потока,  $\tau_T$  - время запаздывания градиента температуры), получаем систему уравнений двухпараметрической динамической модели термоупругости (1) для одноосного напряжённого состояния для случая теплового поля, возбуждаемого импульсным источником с широким спектральным диапазоном. Параметры запаздывания являются следствием «тепловой инерции» при учёте электронно-фононной и решёточной проводимости.

$$(1 + \tau_q \frac{\partial}{\partial t})q = -K(1 + \tau_T \frac{\partial}{\partial t})\nabla T \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \beta \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \tau_T \frac{\partial^2 T}{\partial z \partial t} \right) = 0 \\ \chi(3\lambda + 2\mu) \left( \frac{\alpha_T}{K} \right) T_0 \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t} + \tau_q \frac{\partial^3 u}{\partial z \partial t^2} \right) + \frac{\chi}{V_T^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \chi \tau_q \frac{\partial^3 T}{\partial z^2 \partial t} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

где  $q$  вектор теплового потока,  $u = u(z, t)$  - механическое смещение,  $K$  коэффициент теплопроводности,  $T$  температура,  $\lambda, \mu$  - коэффициенты Ламе,  $\rho$  - плотность материала,  $c$  - скорость продольной волны в материале,  $\alpha_T$  - коэффициент термического расширения,  $V_T$  - скорость тепловой волны в среде,  $\chi$  - коэффициент температуропроводности,

$$\beta = (3\lambda + 2\mu)\alpha_T / (\lambda + 2\mu), \quad \tau_q = \chi / V_T^2.$$

Двухпараметрическое обобщённое уравнение теплопроводности (1) сводится к модели Фурье если  $\tau_q = 0, \tau_T = 0$  и к однопараметрической модели, если не учитывать время релаксации градиента температуры  $\tau_q \neq 0, \tau_T = 0$ . Подставляя

решение системы (2) в виде  $\begin{pmatrix} T \\ u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{T} \\ \tilde{u} \end{pmatrix} \exp(-i\omega t + ikz)$  (где  $\omega$  - частота,

$k$  - волновой вектор), получим систему однородных линейных алгебраических уравнений, которая имеет нетривиальное решение только в случае, когда определитель матрицы её коэффициентов равен нулю.

Таким образом, получим дисперсионное уравнение с параметром связанности  $\delta = \frac{(3\lambda + 2\mu)^2 \alpha_T^2 T_0}{\rho^2 c_\varepsilon c^2}$  (где  $c_\varepsilon$  удельная

теплоёмкость):

$$D(\omega, k) = \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right) (-\tau_q \omega^2 - i\omega + \chi k^2 - i\chi \tau_T k^2 \omega) + \delta (ik + \tau_T ak)(ak - i\tau_q k \omega^2) = 0 \quad (3)$$

В общем случае решение дисперсионного уравнения является комплексным  $\omega(k) = \omega' + i\omega''(k)$ . Знак мнимой части частоты, при учёте тепловых и упругих свойств материалов, определяет возрастание или затухание решения с ростом времени.

В разделе 2.2 приведен численный анализ полученных дисперсионных соотношений для различных моделей теплопереноса. Представлены количественные результаты анализа.

(Ia) В случае модели  $\tau_q = 0, \tau_T = 0, \delta = 0$ , имеем решения для частот:  $\omega_1 = kc, \omega_2 = -i\chi k^2$ . Индексом 1 или 2 обозначены

акустические и тепловые моды. Комплексные частоты собственных волн определяются методом последовательных приближений.

(Па) Для случая  $\tau_q \neq 0, \tau_r = 0, \delta = 0$  получено:  $\omega_1 = ck$ ,  $\omega_2 = kV_T - i/(2\tau_q)$ .

На рисунке 1а представлены графические зависимости  $|\omega|$  от  $k$  в пренебрежении связанностью  $\delta = 0$  для случаев (1а) и (2а) для среднего значения скорости упругих волн в типичных металлах  $c = 5 \cdot 10^3$  м/с, и температуропроводности  $\chi = 1 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с. Пересечение акустической и тепловой ветвей определяет точку резонанса  $(\omega^*, k^*)$  для (1а) времени порядка  $t \sim 10^{-11}$  с. Зависимости затухания от волнового вектора для различных значений  $\tau_q$  приведены на рисунке 1б для случая модели (2а).

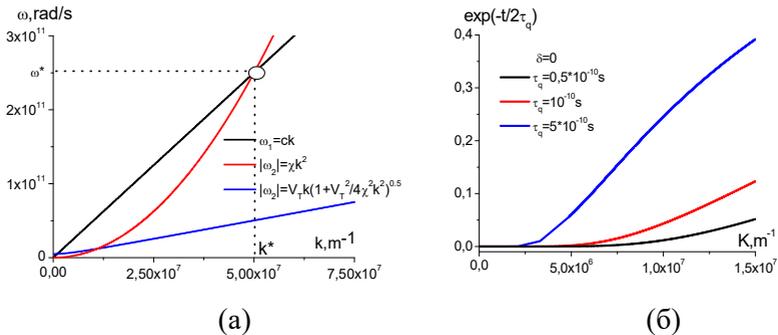


Рисунок 1. Зависимости  $|\omega|$  от  $k$  для модели (1а) и (2а) – а), затухание тепловой волны для разных  $\tau_q$  для модели (2а) – б)

Видно, что тепловые волны с величинами волнового вектора меньшими некоторого порогового значения отсутствуют вследствие очень сильного затухания, то есть волновой процесс переноса тепла (при  $\tau_q \sim 10^{-10}$  с) реализуется лишь для длин волн меньших

$\lambda < 10^{-6}$  м, или частот  $\omega > 5 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>. С увеличением  $\tau_q$  времени релаксации теплового потока затухание тепловых мод уменьшается

и уменьшается значение пороговой частоты процесса. Таким образом,  $\tau_q$  определяет граничные частоты этого процесса.

(Iб) Для классической модели без учёта связанности  $\tau_q = 0, \tau_r = 0, \delta \neq 0$  получим акустическую ветвь:  $\omega = ck - i\alpha^2 / (2\chi)$ .

Для металлов связанность  $\delta \approx 10^{-2} \div 10^{-4}$  и ее вклад незначительно влияет на акустические моды.

(IIб) Для однопараметрической модели без учёта связанности  $\tau_q \neq 0, \tau_r = 0, \delta \neq 0$  получим:

$$\omega_1 \cong ck - i \frac{\alpha^2}{2\chi} \cdot \frac{1}{\left| 1 - \frac{(1-\delta)\chi^2}{V_T^2} \right|}, \quad \omega_2 \cong kV_T - i \frac{1}{2\tau_q}$$

Для (Iб) и (IIб) учёт связанности не изменяет характера дисперсионных соотношений для тепловой ветви,  $\delta$  влияет только на затухание акустических мод. При этом, в случае однопараметрической задачи (IIб), затухание акустических мод меньше, чем в случае классической постановки динамической задачи термоупругости (Iб).

Для большинства металлов  $\tau_r \approx (1 \div 10)\tau_q$ .

(IIIа): Для двухпараметрической модели термоупругости с условиями  $\tau_q \neq 0, \tau_r \neq 0, \delta = 0$  и с учётом следующей связи между параметрами тепловой инерции  $\tau_r = n \tau_q$  получим:

$$\omega_1 \approx kc - i \frac{2\chi k^2 n}{2 \left( \frac{V_T^2}{c^2} - 1 \right)},$$

$$\omega_2 \approx kV - i \frac{V_T^2}{2\chi} \left[ 1 + k^2 \chi \tau_r \frac{1 + \frac{V_T^2}{c^2}}{1 - \frac{V_T^2}{c^2}} \right]$$

Мнимые части решений, показывают, что затухание акустических и тепловых мод существует даже в отсутствие связности и существенным образом зависит от отношения времени релаксации градиента температуры к времени релаксации потока  $n = \tau_T / \tau_q$ .

Влияние инерции градиента температуры  $\tau_T$  на затухание акустических и тепловых мод приведено на рисунке 2 (учитывая  $\text{Im}(\omega_1) = -\alpha_{acoust} < 0$ ),  $\text{Im}(\omega_2) = -\alpha_{temp} < 0$ ).

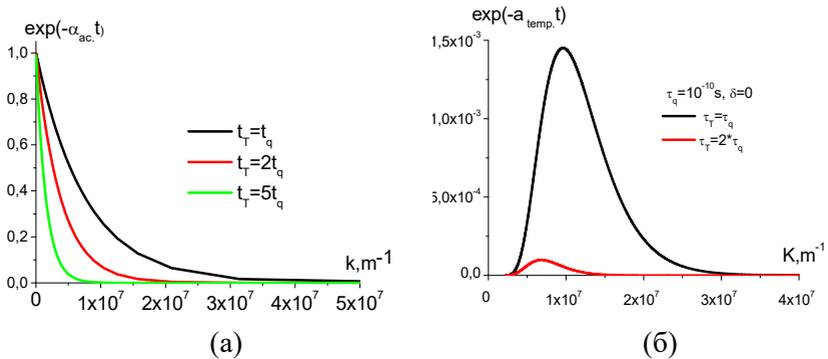


Рисунок 2. Влияние инерции градиента температуры  $\tau_T$  на затухание акустических – а) и тепловых мод – б)

Инерция градиента температуры приводит к тому, что существование весьма слабого волнового процесса теплопереноса возможно лишь в ограниченной полосе частот (длин волн), при этом практически исчезающего при незначительном превышении  $\tau_T$  над  $\tau_q$ . Увеличение  $\tau_T$  в два раза увеличивает затухание на порядок (рис. 2б) и сужает полосу частот существования волнового процесса. Таким образом, инерция градиента температуры разрушает волновой процесс теплопереноса.

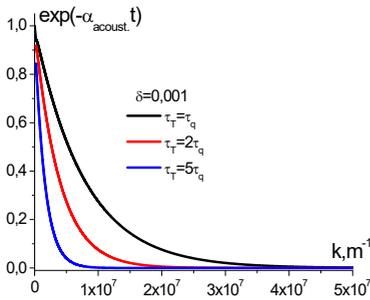
(Шб) Для случая двухпараметрической задачи с учётом параметра связности  $\tau_q \neq 0, \tau_T \neq 0, \delta \neq 0$  получим выражения для частот и оценим влияние связности на волновые процессы, учитывая что  $\tau_T = n \tau_q$ :

$$\omega_1 \approx kc - i \left[ \frac{\delta V_T^2}{2\chi \left( \frac{V_T^2}{c^2} - 1 + \delta(n+1) \right)} + \frac{k^2 n (2\chi - \delta c^2 \tau_q)}{2 \left( \frac{V_T^2}{c^2} - 1 + \delta(n+1) \right)} \right]$$

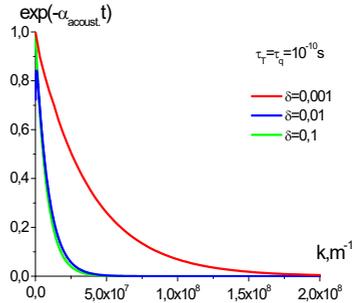
$$\omega_2 \approx kV_T - \frac{iV_T^2}{2\chi} \left[ \frac{1 - \frac{V_T^2}{c^2} + k^2 \chi n \tau_q \left( 1 + \frac{V_T^2}{c^2} \right) + \delta (1 - V_T^2 k^2 n \tau_q^2)}{1 - \frac{V_T^2}{c^2} + \delta(n+1)} \right]$$

Численный анализ показывает, что связность незначительно влияет на характер дисперсионных соотношений - изменение пороговых и резонансных частот волнового процесса теплопереноса не превышает 2-3%.

На рисунках 3а и 3б приведены зависимости затухания для акустических мод, а на рисунках 4а и 4б зависимости затухания тепловых мод для различных значений связности и соотношений времен релаксации потока и градиента температуры. На рисунках 3б и 4б для сравнения приведены зависимости затухания акустических и тепловых мод при равенстве  $\tau_q = \tau_T$  и для разных значений связности  $\delta$ .



(а)



(б)

Рисунок 3. Влияние  $\tau_T$  и  $\delta$  на затухание акустических мод

Для двухпараметрической модели (Шб), как видно (рис.3а), затухание акустических мод в существенной мере определяется временем релаксации градиента температуры. С ростом связанности наблюдается увеличение затухания акустических мод (рис. 3б).

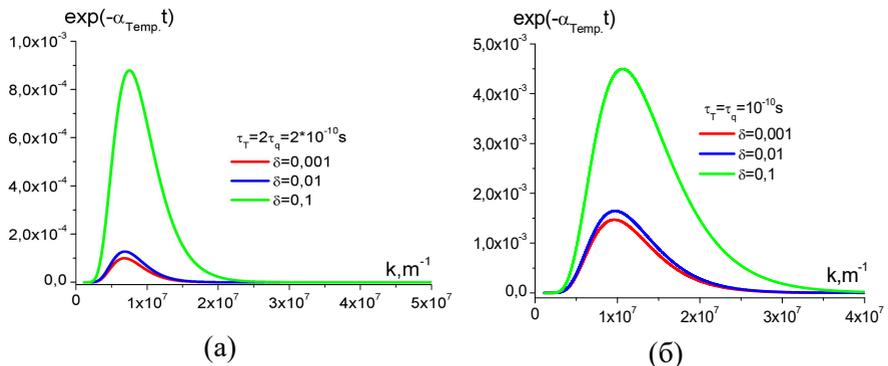


Рисунок 4. Влияние связанности и  $\tau_T$  на затухание тепловых мод

Затухание тепловых мод, как и в отсутствие связанности, определяется в основном временем релаксации градиента температуры. Для случая (Шб) затухание тепловых мод уменьшается с ростом связанности (рис. 4а, 4б).

В работе показано, что рост связанности увеличивает затухание акустической волны как

для однопараметрической модели теплопроводности (Пб), так и для классической модели (Лб), но в случае волнового процесса теплопереноса однопараметрической модели затухание акустических волн значительно меньше за счет энергообмена между тепловыми и упругими волнами. В случае двухпараметрической модели (Шб), связанность меняет направление энергообмена - упругие волны подпитывают тепловые.

Итак, приближенный анализ дисперсионных соотношений позволяет прогнозировать поведение решений при учёте тепловых и упругих свойств материалов для различных моделей динамической термоупругости и позволяет судить об области применимости той или иной модели в зависимости от спектра тепловых возмущений и свойств материалов. Также показано, что

применение волновых моделей теплопереноса правомерно для длительностей возмущений  $\tau \leq \tau_q \sim 10^{10} \text{ с}$ , то есть для пикосекундных и меньших длительностей лазерного воздействия, а инерция градиента температуры практически уничтожает волновой процесс теплопереноса и возвращает к диффузной модели Фурье. Таким образом, для длительностей импульсного теплового воздействия много больших времен тепловой релаксации в среде вполне корректно использовать классические модели теплопроводности.

В разделе 2.3 представлены результаты экспериментальных исследований термоупругих напряжений в тепло- и нетеплопроводящих средах при коротком лазерном воздействии. Воздействие осуществлялось лазером с длительностью излучения  $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ .

На рисунке 5 приведены нормированные упругие импульсы в диэлектрике (СЗС22) и алюминиевом сплаве Д16, полученные в результате эксперимента.

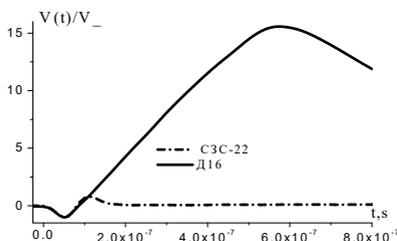


Рисунок 5. Импульсы в диэлектрике (СЗС22) и алюминиевом сплаве Д16

Наблюдается принципиальная разница в соотношении длительностей и величин фаз сжатия и растяжения термоупругих напряжений в диэлектриках и металлах. В этой связи, представляется необходимым более детально рассмотреть вопрос о формировании термоупругих напряжений в металлах после окончания действия лазерного импульса, так как традиционные решения задачи о «тепловом ударе» применимые для диэлектриков, становятся неудовлетворительными.

В разделе 2.4 описывается двухстадийная модель формирования термоупругих напряжений в металлах, учитывающая процесс теплопереноса после окончания импульса теплового возмущения. Приведено полученное соотношение для массовой скорости частиц на траектории теплопереноса.

Представленные в разделе 2.2 результаты показали, что для длительностей возмущения  $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$  с., корректно использовать классическую постановку задачи термоупругости с уравнением теплопереноса Фурье. Лазерное излучение как источник тепла входит в граничное условие второго рода:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial z} \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \\ \sigma = (2\mu + \lambda) \frac{\partial u}{\partial z} - \alpha_T (3\lambda + 2\mu) T \end{array} \right. \quad \frac{\partial T}{\partial z}(z=0, t) = -\frac{q_0}{K} \quad (4)$$

где  $u = u(z, t)$  смещение,  $\sigma$  напряжение,  $\rho$  плотность,  $T$  температура,  $\lambda, \mu$  коэффициенты Ламе,  $q$  вектор теплового потока,  $K$  коэффициент теплопроводности,  $\alpha_T$  коэффициент линейного термического расширения,  $\chi$  коэффициент температуропроводности.

Для возможности учета процесса теплопереноса, после окончания действия лазерного импульса, динамическую задачу термоупругости рассмотрим как двухстадийный процесс. При этом первая стадия определяется временем действия импульса излучения. Вторая стадия характеризуется динамикой процесса теплопереноса после окончания лазерного импульса  $t > \tau_L$ .

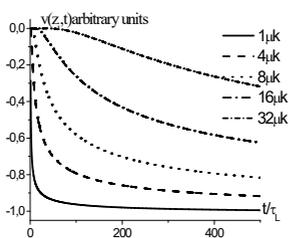
С учётом различия скоростей движения упругой волны и диффузии тепла, можно принять допущение об аддитивности перемещений:  $u = u_a + u_T$ , где  $u_a$  - перемещение, которое соответствует решению системы (4) на 1ой стадии теплопереноса,  $u_T$  - перемещение среды с учётом действия переноса тепла на 2ой стадии процесса при  $t > \tau_L$ . Для металлов в дополнение к (4) получим волновое уравнение для  $u_T$ , описывающее процесс деформирования,

обусловленный переносом тепла в теплопроводящей среде. Учитывая, что на второй стадии в слое  $z \leq 2\sqrt{\chi\tau_L}$ , нагретом за время импульса, для времен  $t > \tau_L$  напряжения будут практически отсутствовать  $\sigma \cong 0$ , для скорости частиц из соотношения Дюамеля получим:  $v_T(z, t) = \frac{\partial u_T}{\partial t} = c_0^2 \int \frac{\partial(\beta_T T)}{\partial z} dt$ , где  $\beta_T = 3\alpha_T$ ,  $(\lambda + \frac{2}{3}\mu)/\rho = c_0^2$  квадрат объёмной скорости звука. Используя решения теплового уравнения для прямоугольного импульса для  $t > \tau_L$ , получим на траектории теплопереноса  $z = \sqrt{\chi\tau_L}$  выражение для массовой скорости:

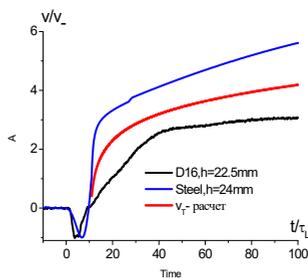
$$v_T(z, t) = -c_0^2 \beta_T \frac{q_0}{K} \int \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2\sqrt{\chi t}} \right) - \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2\sqrt{\chi(t - \tau_L)}} \right) \right] dt \quad (5)$$

Массовая скорость частиц на второй стадии процесса отрицательна, что соответствует фазе растяжения и подтверждает характер формирования термоупругих напряжений при лазерном воздействии на металлы, наблюдаемый в экспериментах.

На рисунке 6а представлены рассчитанные по (5) зависимости  $v_T(z, t)$  на разных расстояниях от облучаемой поверхности при  $t > \tau_L$ . На рисунке 6б приведены результаты экспериментов для металлических образцов при лазерном нагреве длительностью  $\tau_L = 12 \text{ нс}$ .



(а)



(б)

Рисунок 6. Массовая скорость на разных расстояниях от облучаемой поверхности в металлах при  $t > \tau_L$  - а); эксперимент и расчет массовой скорости при  $t > \tau_L$  - б)

Наблюдается качественное соответствие характера изменения фазы растяжения, обусловленной теплопереносом из (5) и получаемых в эксперименте.

Таким образом, корректное описание термонапряжений в теплопроводящих средах может быть построено только с учетом процесса теплопереноса, определяемого физическими свойствами материалов. При этом различие в формировании термоупругих напряжений растяжения для тепло и нетеплопроводящих сред определяется механизмом теплопереноса.

**Третья глава** диссертации посвящена взаимосвязи термоупругих и термоэлектрических процессов в металлах при импульсном лазерном нагреве.

Раздел 3.1 посвящён анализу формирования термоупругого отклика в металлах при лазерном воздействии с учётом электронного механизма теплопереноса и предложена модель описания термоэлектрического отклика металлов на импульсное лазерное воздействие.

В течение времени действия лазерного импульса в металлах, в области поглощения одновременно протекают процессы, инициируемые электрическим полем с напряженностью, пропорциональной интенсивности импульса, и градиентом температуры, возникающим в процессе термализации области поглощения с характерным временем формирования  $t \approx 10^{-10}$  с. В этих условиях, в металле возникает электрический ток и тепловой поток.

На второй стадии процесса теплопереноса, после окончания действия лазерного импульса  $t > \tau_L$ , действует, сформировавшийся за время лазерного импульса, градиент температуры  $\nabla T_2$ . При наличии  $\nabla T_2$  в проводнике возникает направленный поток электронов. Эта стадия определяется в металлах в основном газом почти свободных электронов и длится много дольше первой активной стадии, до установления теплового равновесия в образце. В рамках гидродинамической модели для  $t > \tau_L$  можно записать:

$$\frac{\partial j_2}{\partial t} + V \frac{\partial j_2}{\partial z} + v j_2 = -\frac{\omega_p^2}{4\pi} E_2 \quad (6)$$

где возмущение плотности тока  $j_2$ ,  $V$  возмущение скорости электронов,  $\omega_p$  плазменная частота,  $V$  эффективный коэффициент

трения (характеризует влияние микроструктуры на процессы электро- и теплопроводности), напряженность электрического поля  $E_2$  (обусловленная градиентом температуры согласно закону Зеебека). Такой подход значительно сокращает набор переменных, характеризующих электронную подсистему металлов.

Считая, что величина возмущения скорости электронов мала на длине свободного пробега электрона, при  $t > \tau_L$  получаем выражение:

$$j_2 = j_1(\tau_L) - \exp(-\nu t) \cdot \int_{\tau_L}^t B \nabla T_2(t) \cdot \exp(\nu t) dt \quad (7)$$

Коэффициент пропорциональности «В» включает массу, заряд электрона, абсолютный коэффициент термоэлектродвижущей силы и коэффициент  $\nu$ , характеризующий влияние микроструктуры на процессы электро и теплопроводности.

Результат вычислений для прямоугольного импульса по (7) приведён на рисунке 7 и сопоставлен с экспериментом.

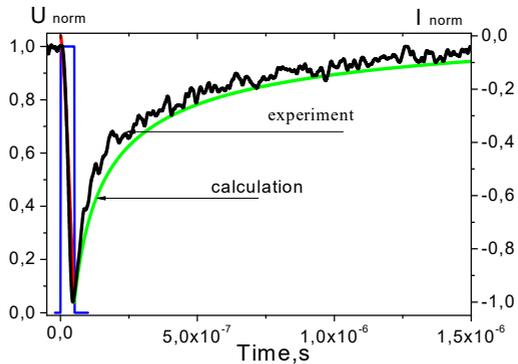


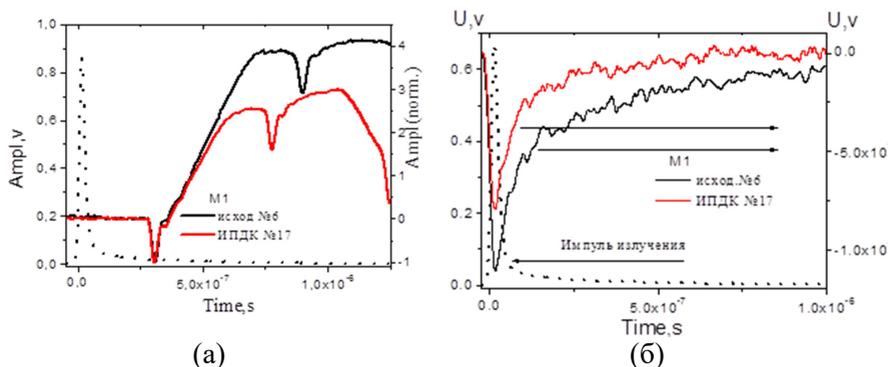
Рисунок 7. Лазерный импульс и термоэлектрические импульсы (правая ордината)

Наблюдается качественное совпадение характера изменения термоэлектрического импульса рассчитанного по (7) и полученного в эксперименте.

Далее в работе, неразрывность термоупругих и термоэлектрических процессов в металлах подтверждается в разделе 3.2 экспериментальными исследованиями влияния микроструктуры на параметры термоупругого и термоэлектрического откликов металлических образцов на импульсное лазерное воздействие.

Исследовались образцы металлов в состоянии поставки и после интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК). Осциллограммы на рисунках 8а и 8б показывают, значительную зависимость величин фаз растяжения и термоэлектрического импульса от микроструктуры образцов.

В образцах меди после ИПДК величины фаз значительно меньше, что определяется снижением теплопроводности и электропроводности материала, обусловленное существенным ростом плотности межзеренных границ, то есть ростом плотности потенциальных барьеров для потока электронов.



(а) Рисунок 8. Термоупругий импульс- а), термоэлектрический импульс – б)

Рисунок 9 представляет испытуемый образец и результаты исследования влияния изменений микроструктуры в результате ударного нагружения образца меди МРО на параметры термоупругого и термоэлектрического откликов (нормированные на фазу сжатия импульсы термоупругого отклика).

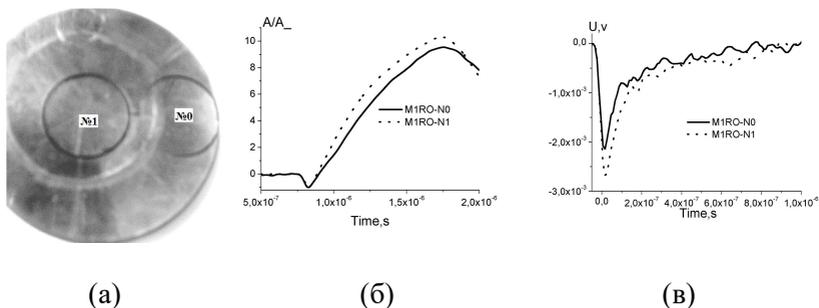


Рисунок 9. Образец с выделенными областями –а), термоупругие импульсы в образцах из области удара N1 и периферии N0 – б); термоэлектрический отклик в образцах – в)

В образце из области удара (N1) (рис.9б) величины фазы растяжения и термоэлектрического импульса (рис. 9в) превышают таковую для образца с периферии (N0), что обусловлено значительными структурными перестройками в области удара. Графики откликов демонстрируют сильную зависимость от микроструктуры испытуемых образцов.

В **заключении** диссертационной работы приведён список результатов и сформулированы основные выводы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Предложенная методика дисперсионного анализа позволяет оценить область применимости моделей теплопроводности для случаев радиационного воздействия в широком диапазоне длительности. Существование волнового процесса теплопереноса реализуемо только для малых длин волн, при этом время релаксации потока тепла  $\tau_q$  определяет граничные частоты этого процесса. Применение волновых моделей теплопереноса правомерно для длительностей возмущений  $\tau \leq \tau_q \sim 10^{10} \text{ с}$ , то есть для пикосекундных длительностей лазерного воздействия.

- Разработанный двухстадийный подход для анализа термоупругого и термоэлектрического процессов в металлах при

импульсном лазерном воздействии позволил получить адекватное описание экспериментальных результатов.

- Анализ механизма теплопереноса показал неразрывную взаимосвязь термоупругого и термоэлектрического отклика металлов на лазерное воздействие.

- Показано, что применение гидродинамической модели описания термоэлектрического процесса на стадии теплопереноса после окончания действия лазерного импульса  $t > \tau_L$  оправдано при низкоэнергетическом возмущении газа почти свободных электронов и позволяет сократить число параметров при описании, по сути, квантового объекта анализа.

Результаты экспериментальных исследований продемонстрировали весьма высокую чувствительность параметров термоупругого и термоэлектрического отклика к структурным изменениям в среде. Дальнейшее развитие представленных методик позволит создать высокочувствительный метод неразрушающего контроля конструкционных материалов.

## ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Zimin, B.A. Dispersion analysis of two-phase generalized model of dynamic thermoelasticity / B.A. Zimin, Y.V. Sudenkov, V.E. Sventitskaya. Dispersion analysis of two-phase generalized model of dynamic thermoelasticity // IEEE Xplore Digital Library. Proceedings of Mechanics Seventh Polyakhov's Reading International Conference, February 2- 6, 2015, Saint-Petersburg, Russia. **(Scopus)**
2. Zimin, B.A. The Analysis of the Heat Transfer Effect on the Thermoelastic Response of Metals under Pulsed Laser Impact / B.A. Zimin, V.E. Sventitskaya, Yu.V. Sudenkov // Vestnik St. Petersburg University, Mathematics – 2018. -Vol. 51. - N. 1. - P. 95–100. **(BAK)**
3. Sudenkov, Y.V. Influence of the heat transfer on the thermoelastic response of metals on heating by the laser pulse / Y.V. Sudenkov, B.A. Zimin, V.E. Sventitskaya // The Eighth Polyakhov's Reading International Conference, Jan. 30- Feb/

02, 2018, St-Petersburg, Russia. AIP Conf. Proc. 1959, 070035-1–070035-8. (Scopus)

4. Зимин, Б.А. Эффект «теплового поршня» в динамической задаче термоупругости для теплопроводящих сред / Б.А. Зимин, Ю.В. Судьенков, В.Е. Свентицкая // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Сборник докладов, 20-24 августа 2015г., Казань, Россия, 2015. - С. 1496 - 1498.
5. Зимин, Б.А. Динамическое деформирование металлов при импульсном лазерном нагреве / Б.А. Зимин, Ю.В. Судьенков, В.Е. Свентицкая // VI Международная конференция «Деформация и разрушение материалов и наноматериалов». Сборник материалов, 10-13 ноября 2015г., Москва, Россия, 2015. - С. 50-51.
6. Zorin, I.S. About the analysis of asymptotics solutions of coupled dynamic problems of thermoelasticity / I.S. Zorin, B.A. Zimin, V.E. Sventitskaya // Proceedings of XXVI International Conference «Mathematical and computer simulation in mechanics of solids and structures». (MCM), September 28-30, Saint-Petersburg, Russia, 2017. – С. 250-251.