

На правах рукописи

ШИШКОВ ГЛЕБ СЕРГЕЕВИЧ

**ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ**

Специальность: 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Тверь - 2020

Работа выполнена на кафедрах «Технической физики и инновационных технологий» и прикладной физики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Тверской государственный университет».

Научный руководитель доктор физико-математических наук, профессор **Малышкина Ольга Витальевна**.

Официальные оппоненты:

Яковлев Виктор Борисович, доктор физико-математических наук, профессор, профессор РАН, ФГБУН «Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН», главный научный сотрудник

Афанасьева Людмила Евгеньевна, кандидат физико-математических наук, доцент, ФГБОУ ВО «Тверской государственный технический университет», доцент кафедры технологии металлов и материаловедения

Ведущая организация

федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет»

Защита состоится 27 марта 2020 г. в 12:30 час. на заседании диссертационного совета Д 212.263.09 при Тверском государственном университете по адресу: 170002, г. Тверь, Садовый пер., 35, ауд. 226.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ТвГУ по адресу: 170100, г. Тверь, ул. Трехсвятская, д. 16/31 и в сети Интернет на сайте Тверского государственного университета <http://dissertations.tversu.ru/>

Автореферат разослан _____ 2020 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Е.В. Барабанова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

При периодическом нагреве поверхности твердого тела происходит распространение температурных волн вглубь вещества. Существенную роль играет глубина проникновения теплового потока (или температурной волны) в вещество, независящая от природы нагрева поверхности – внешнее электромагнитное излучение (оптическое, инфракрасное) или непосредственный контакт с нагреваемым телом (в стационарном или динамическом режимах).

Актуальность исследования в данном направлении обусловлена несколькими причинами. Так, работа любого технического устройства, рабочим телом которого служит кристалл или гетероструктура, происходит в нестационарных термодинамических условиях, поэтому современные тенденции в развитии микро- и нано системной техники требует новых, не стандартных подходов к отводу тепла. С другой стороны, воздействие оптического и инфракрасного излучения на вещество приводит к дополнительному эффекту – нагреву поверхности с дальнейшим распространением температурной волны вглубь материала, который не может не оказывать влияние на его локальные свойства.

Для понимания процессов переноса тепла в различных структурах, необходимо четко представлять механизмы распространения температурных волн в веществе. Решение этого вопроса не является очевидным, поскольку существующие на настоящий момент подходы к распространению тепла разработаны для однородных полуограниченных тел. В этом аспекте проблемы особое научное значение имеет выявление и анализ особенностей прохождения температурных волн через тела конечных размеров, а также формирования в них тепловых полей.

Другой не решенный вопрос состоит в рассмотрении особенностей прохождения тепла в средах с разным механизмом теплопроводности. При распространении температурных волн в диэлектриках, у которых преобладает фононная теплопроводность, коэффициент теплопроводности прямо пропорционален скорости звука в веществе и обратно пропорционален частоте рассеяния фононов. В полупроводниках, при статическом распространении тепла, также преобладает фононная теплопроводность, но в динамическом режиме при распространении в образце температурной волны, неосновные носители заряда в легированных полупроводниках под воздействием нестационарного градиента температуры могут давать существенный вклад в суммарную теплопроводность. В металлах, согласно классической теории распространения тепла, основной является электронная теплопроводность, но и в этом случае в условии распространения в веществе температурной волны нельзя полностью пренебрегать фононной подсистемой.

В тоже время информация о какой-либо возможной связи направленного движения фононов с распространением температурных волн в твердом теле в литературе отсутствует.

Целью работы являлось установление закономерностей распространения температурной волны в твердом теле.

В соответствии с целью были поставлены следующие **основные задачи**:

1. проведение анализа прохождения температурных волн через структуры с различными термодинамическими характеристиками с использованием методов математического моделирования, в зависимости от способа модуляции теплового потока (прямоугольная или синусоидальная) с помощью которого осуществляется нагрев поверхности образца;
2. решить и провести апробацию задачи прохождения температурной волны через систему трех слоев: несегнетоэлектрический материал – сегнетоэлектрик – металл;
3. экспериментально изучить зависимость коэффициентов температуропроводности и теплопроводности материалов от режима нагрева поверхности – динамический или статический.

Научная новизна.

Впервые экспериментально показано, что в динамическом режиме прохождения теплового потока через вещество количество тепла, достигшее тыльной поверхности обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности материала.

На основе сравнения экспериментальных результатов и математического моделирования показано, что преобладание фононной теплопроводности приводит к уменьшению коэффициента температуропроводности материала, измеренного в динамическом режиме, по сравнению со статическим режимом.

Впервые показано, что в динамическом режиме прохождения тепла через образец, теплопроводность и температуропроводность керамики феррита бария, находящейся в состоянии остаточной намагниченности после воздействия импульсным полем 100 кЭ, зависят от направления намагничивания.

Разработана математическая модель распространения температурной волны в трехслойных системах с различными теплофизическими характеристиками.

С использованием математического моделирования доказано, что распространение температурной волны в веществе не зависит от формы модулированного теплового потока (прямоугольная или синусоидальная) с помощью которого осуществляется нагрев поверхности образца.

Теоретическая и практическая значимость

Введены понятия динамической и статической теплопроводности и температуропроводности материала.

Установлено различие в механизмах температуропроводности при динамическом и статическом прохождении тепла через материал.

На основе анализа градиента температуры, вызванного воздействием модулированного теплового потока на поверхность образца, введено понятие «критической» частоты, т.е. частоты, соответствующей глубине проникновения температурной волны на $1/3$ толщины образца, когда длина температурной волны равна толщине образца. Выработана рекомендация: при количественном определении пиротока в динамическом режиме с использованием частот ниже «критической», необходимо вносить соответствующие корректирующие поправки по величине мощности источника теплового потока.

Результаты, полученные в работе, дают новые представления об особенностях прохождения температурной волны через структуры конечной толщины.

Методология и методы исследования

Проведенные исследования базировались на методологии прямоугольной тепловой волны, в основе которой лежит динамический метод (TSW метод – Thermal Square Wave Method at single-frequency) измерения пирокоэффициента. Суть метода состоит в том, что при исследовании пироэлектрических свойств динамическим методом в образце происходит распространение температурной волны, в результате определение коэффициентов температуропроводности и теплопроводности напрямую связано с решением уравнения теплопроводности (значение коэффициентов находится по экспериментальным данным с применением методов математического моделирования).

Положения, выносимые на защиту

- Тепловые характеристики материала в условии динамического нагрева (т.е. при распространении температурной волны через вещество) отличаются от статических.
- При использовании динамического пироэффекта (TSW метода) для анализа прохождения температурной волны через материал с малым значением коэффициента теплопроводности, необходимо решать задачу прохождения температурной волны через систему трех слоев: несегнетоэлектрический материал – сегнетоэлектрик – металл.
- Характер распространения температурной волны в веществе определяется не формой модулированного теплового потока, а частотой его модуляции, которая также влияет и на величину стационарного градиента, вызванного воздействием на поверхность образца модулированным тепловым потоком.

Достоверность результатов диссертации обеспечивается корректной постановкой исследовательских задач; применением современных методов регистрации и обработки экспериментальных результатов; аprobацией на международных и всероссийских конференциях; публикациях в рецензируемых изданиях.

Апробация результатов. Международный междисциплинарный симпозиум «Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы» (ФПЯ и ФП) 2015 (Россия); 13th Russia/CIS/Baltic/Japan Symposium on Ferroelectricity International Workshop on Relaxor Ferroelectrics 2016, Matsue (Япония); 21 Международный симпозиум «Порядок, беспорядок и свойства оксидов» (Ростов-на-Дону), 2018.

Основное содержание работы опубликовано в 6 печатных работах, из которых 3 статьи в журналах индексируемых в базах данных WoS и Scopus, 2 свидетельства о государственной регистрации программы для ЭВМ.

Личный вклад автора. Настоящая работа выполнялась на кафедрах «Технической физики и инновационных технологий» и прикладной физики Тверского государственного университета. Диссертантом совместно с научным руководителем проводились выбор темы, планирование работы, постановка задач и обсуждение полученных результатов. При личном участии автора выполнены пироэлектрические измерения, проведены расчеты, обработаны полученные результаты.

Работа по теме диссертации проводилась в соответствии с тематическими планами НИР и в рамках выполнения базовой части государственного задания Минобрнауки РФ.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Работа содержит 97 страниц основного текста, 33 рисунков, 8 таблиц, список литературы из 90 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обоснована актуальность темы, определена цель исследований, поставлены задачи работы. Показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов. Сформулированы основные научные положения, выносимые на защиту. Приведены сведения об аprobации работы, публикациях по теме диссертации, личном вкладе автора, структуре и объеме работы.

Первая глава посвящена обзору литературы и постановке задачи исследований. Подробно изложены основы классического подхода к изучению теплопроводности твердых тел. Рассмотрен фононный механизм распро-

странения тепла и особенности теплопроводности наноматериалов. Приведено сравнение классического (уравнение теплопроводности Фурье) и волнового [1] подходов к решению уравнения теплопроводности.

Подробно рассмотрены математические аспекты решения уравнения теплопроводности Фурье при периодическом изменении температуры поверхности. Приведено описание метода динамического пироэффекта (TSW метода – Thermal Square Wave Method at single-frequency), используемого в работе для анализа прохождения температурных волн через вещество и определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности материалов. Данный метод разработан в ТвГУ [2–4] и развивается в настоящей работе [A2, A3].

В основе метода определения тепловых характеристик несегнетоэлектрических твердотельных материалов лежат измерения пироэлектрического тока, индуцированного в сегнетоэлектрическом кристалле, на который помещен несегнетоэлектрический материал, с помощью прямоугольно модулированного теплового потока (т.е. при периодическом изменении температуры образца) (рис. 1). В эксперименте в качестве сегнетоэлектрического кристалла авторами [2] предложено использовать кристалл танталата лития (TL). Данный выбор обусловлен тем, что данный материал имеет стабильную, однородную по толщине спонтанную поляризацию, которую практически невозможно изменить воздействием внешнего поля или температурного градиента. Измерения пиротока осуществлялись в режиме короткого замыкания с использованием преобразователя ток-напряжение на базе операционного усилителя (ОУ). Источником тепла являлись ИК-светодиод с длиной волны 930-960 нм или полупроводниковый лазер с длиной волны 640 нм. Модуляция осуществлялась с помощью генератора сигналов специальной формы. Запись пиросигнала проводилась с использованием 12-ти битного аналого-цифрового преобразователя (АЦП). В качестве усилителя использовался преобразователь ток-напряжение с коэффициентом 250 В/мкА и полосой пропускания до 1 кГц на базе микросхемы операционного усилителя OP297.

При использовании в пироэлектрических исследованиях прямоугольно модулированного теплового потока пироотклик однородно поляризованного сегнетоактивного материала повторяет его форму, если глубина проникновения температурной волны в образец (l) меньше одной трети толщины образца (d). Когда на сегнетоэлектрик помещен несегнетоэлектрический материал, в начале импульса пироотклика появляется “завал”,



Рис. 1. Схема регистрации пироотклика при измерении коэффициентов температуропроводности и теплопроводности TSM методом

предложено использовать кристалл танталата лития (TL). Данный выбор обусловлен тем, что данный материал имеет стабильную, однородную по толщине спонтанную поляризацию, которую практически невозможно изменить воздействием внешнего поля или температурного градиента. Измерения пиротока осуществлялись в режиме короткого замыкания с использованием преобразователя ток-напряжение на базе операционного усилителя (ОУ). Источником тепла являлись ИК-светодиод с длиной волны 930-960 нм или полупроводниковый лазер с длиной волны 640 нм. Модуляция осуществлялась с помощью генератора сигналов специальной формы. Запись пиросигнала проводилась с использованием 12-ти битного аналого-цифрового преобразователя (АЦП). В качестве усилителя использовался преобразователь ток-напряжение с коэффициентом 250 В/мкА и полосой пропускания до 1 кГц на базе микросхемы операционного усилителя OP297.

величина которого определяется толщиной и коэффициентом температуропроводности данного материала [2]. Сравнение экспериментальных форм пироотклика с расчетными позволяет оценить величину коэффициента температуропроводности (α) и теплопроводности (k) материала, через который проходит температурная волна. Варьирование в расчетах двух параметров – значений k и α возможно, поскольку, как было показано в работе [4], величина коэффициента теплопроводности k материала, через который проходит температурная волна, влияет только на величину пироотклика, а величина коэффициента температуропроводности α – на величину и форму пироотклика.

Во второй главе представлен проведенный автором анализ распространения температурных волн в твердом теле на основе классических представлений. Формулы для расчета температурных полей были получены на основе решения уравнения Фурье при определенных граничных условиях.

Проведен сравнительный анализ распространения температурных волн в твердом теле при различных способах модуляции теплового потока: синусоидальной и прямоугольной (в форме меандра) модуляции [A4].

Расчет зависимости изменения температуры образца диэлектрического материала ($k \sim 0.6 \text{ Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$) от времени (для фиксированной глубины) – рис. 2, и от толщины (для фиксированного момента времени) – рис. 3, показал, что различие между случаями прямоугольной и синусоидальной модуляции теплового потока имеет место только непосредственно на поверхности образца, на которую воздействует тепловой поток, т.е. в начальный момент воздействия теплового импульса.

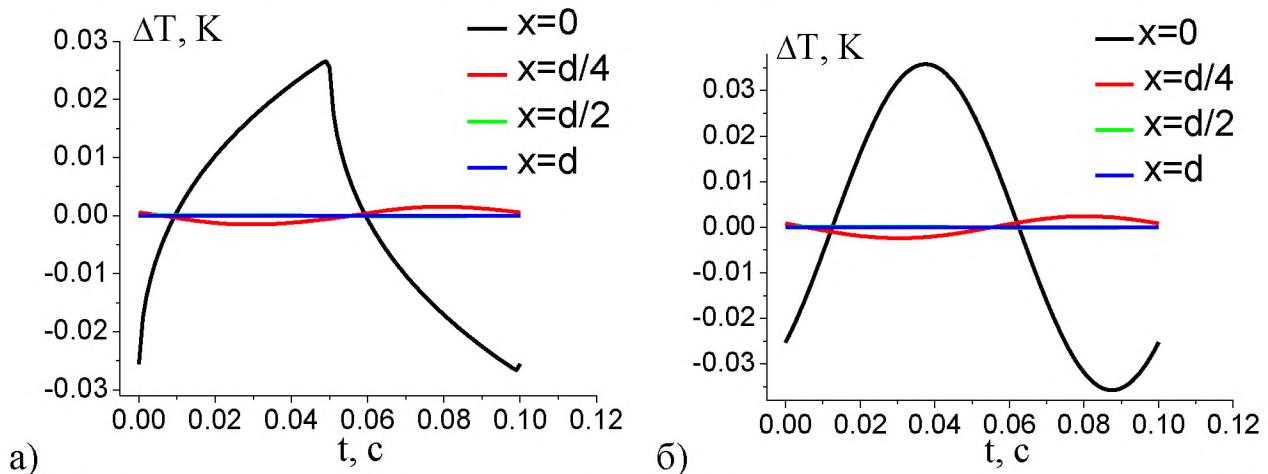


Рис. 2. Зависимость изменения температуры от времени на разной глубине образца. а – прямоугольная модуляция, б – синусоидальная модуляция теплового потока. $W_o = 80 \text{ мВт}/\text{см}^2$

Для выявления причин такого поведения температурной волны, была рассмотрена скорость изменения температуры $Q = \partial\Delta T / \partial t$ [A1]. Проведенные расчеты показали, что скорость изменения температуры отлич-

на от нуля только на нагреваемой поверхности (рис. 4). В тоже время, если для случая синусоидальной модуляции теплового потока она имеет не нулевое значение в течение всего периода модуляции, то при прямоугольной модуляции она отлична от нуля только в начальный момент прямоугольного импульса.

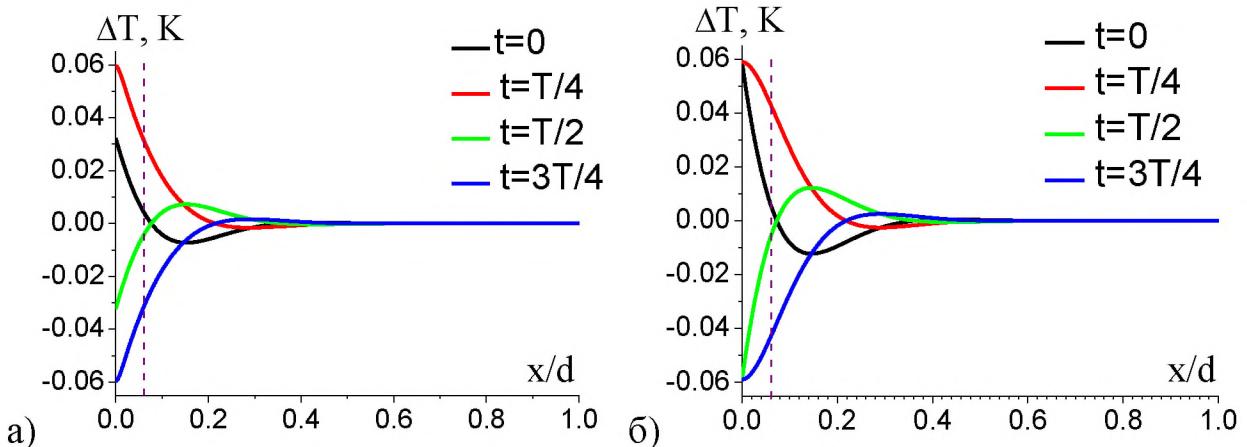


Рис. 3. Зависимость изменения температуры от глубины образца для разных моментов времени. а – прямоугольная модуляция, б – синусоидальная модуляция теплового потока. $W_o = 80 \text{ мВт/см}^2$

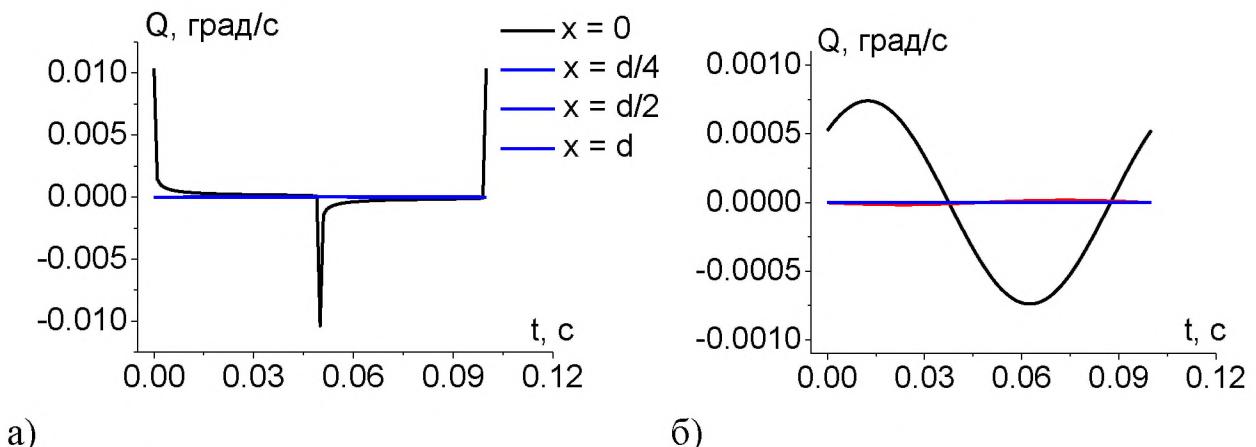


Рис. 4. Зависимость скорости изменения температуры от времени на разной глубине образца. а – прямоугольная модуляция, б – синусоидальная модуляция теплового потока. $W_o = 80 \text{ мВт/см}^2$

На примере пиротока кристалла танталата лития (TL) показана зависимость характера распределения температуры в образце от частоты модуляции теплового потока, являющегося источником нагрева его поверхности. Установлено, что при **одинаковой** мощности ИК-диода величина пироотклика в начальный момент полупериода тем больше, чем меньше частота модуляции (рис. 5, а). Расчет пиротока для разных частот модуляции теплового потока (при расчете использовались соответствующие эксперименту (рис. 5, а) параметры для кристалла танталата лития) показал аналогичный результат (рис. 5, б). Заметные отличия на-

блюдаются при частоте модуляции менее 5 Гц. Уменьшение пироотклика к концу полупериода (рис. 5) на сравнительно низких частотах означает, что для этих частот выполняется условие $f > 1/3 d$. Для кристаллов танталата лития толщиной 1 мм, частота 5 Гц соответствует глубине проникновения температурной волны (l) на $1/3$ толщины образца (d), а длина температурной волны равна толщине образца. Как следует из результатов, представленных на рис. 5, при этой частоте происходит изменение величины пироотклика таким образом. Данную частоту можно определить как «критическую», которая с учетом $f = (\alpha / \pi)^{1/2}$ [5] равна:

$$f \approx \frac{\alpha}{2\pi(d/3)^2}. \quad (1)$$

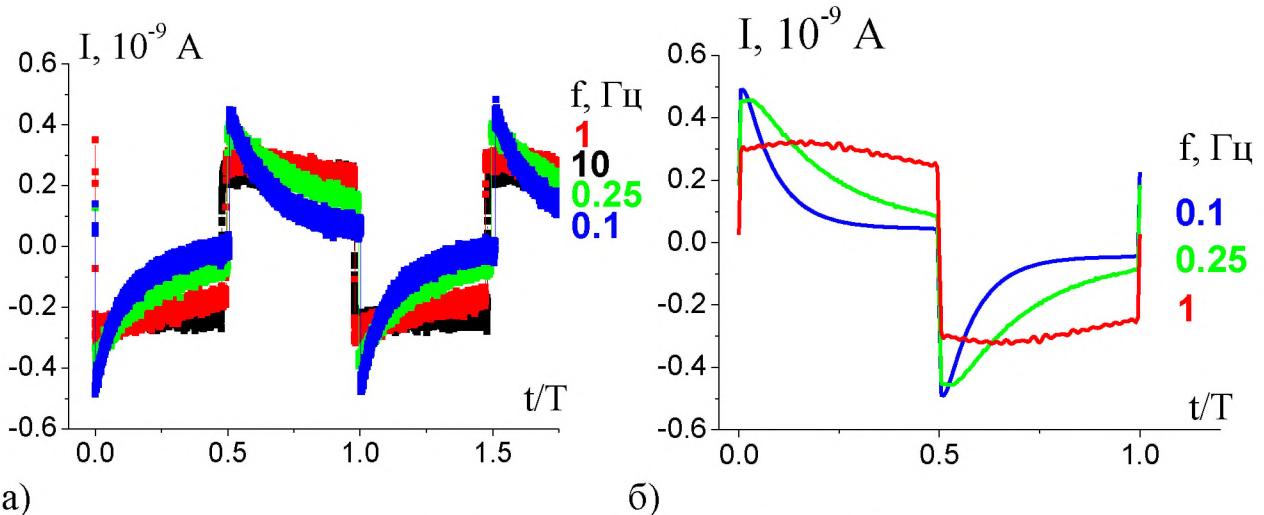


Рис. 5. Экспериментальные (записанные на АЦП) (а) и расчетные (б) формы пироотклика кристалла TL толщиной 1 мм при различных частотах модуляции теплового потока. По оси абсцисс отложен приведенный период.

Поскольку при количественном расчете в формуле для пирокоэффициента [6] фигурирует мощность теплового потока, полученный результат означает, что при количественном определении пиротока в динамическом режиме с использованием частот ниже «критической» необходимо вносить соответствующие корректирующие поправки по величине мощности источника теплового потока.

В классическом подходе распространения тепла (уравнение Фурье) коэффициенты теплопроводности и температуропроводности являются константами, описывающими свойства среды, в связи с этим представляет интерес сравнить температурные поля в образцах с различными значениями тепловых коэффициентов [A1]. Поскольку тепловые характеристики металлов и диэлектриков различаются на несколько порядков, для сравнительного анализа были выбраны эти классы материалов.

На рисунке 6 представлен расчет температуры для диэлектрика ($k = 0.65$ Вт/м·К) и металла ($k = 85$ Вт/м·К), проведенный для тепловых

потоков разной мощности. При расчете геометрические параметры образцов и мощность теплового потока в обоих случаях использовались одинаковые. Таким образом, различие в величине изменения температуры определяется только тепловыми характеристиками материала, через который проходит температурная волна. При одинаковом ходе зависимостей, для металла изменение температуры почти на два порядка меньше, чем для диэлектрика.

Согласно [7], при периодическом изменении температуры поверхности, температура в глубине и на тыльной поверхности образца изменяется обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности. Таким образом, очевидно, что значительно меньшее изменение температуры металлов при периодическом изменении температуры их поверхности по сравнению с диэлектриком обусловлено, в первую очередь, большей величиной коэффициента теплопроводности металла. В этом заключается основное отличие динамической теплопроводности от статической, когда тепло распространяется только за счет присутствия градиента температуры.

В третьей главе излагаются эксперименты по исследованию динамической температуропроводности и теплопроводности различных материалов. Для апробации методики определения тепловых характеристик материалов пироэлектрическим методом, разработанным авторами [2, 3], были выбраны сплавы меди и стали, для которых в литературе имеются соответствующие значения коэффициента температуропроводности и теплопроводности, измеренные в статическом режиме [8].

При помещении несегнетоэлектрического материала на сегнетоэлектрик, температурная волна, вызывающая пироотклик, вначале проходит через исследуемый материал, а пироток снимается с нанесенных на кристалл TL серебряных электродов. В тоже время, если в качестве несегнетоэлектрического материала использовать металлический образец, то он может служить верхним электродом. При таком съеме электрического сигнала «лапка» держателя обеспечивает прижим и, как следствие, плотный тепловой контакт исследуемого образца к образцу TL.

Образец TL имел толщину $h = 1$ мм и размер 10×10 мм, образцы

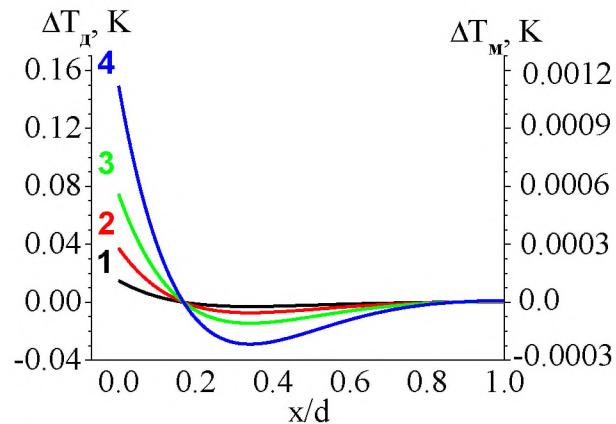


Рис. 6. Распределение температуры по толщине образца диэлектрика (T_d) и металла (T_m) при воздействии на образец тепловых потоков плотностью: 20 (1), 50 (2), 100 (3) и 200 (4) $\text{мВт}/\text{см}^2$

стали и меди были изготовлены в форме шайб диаметром 15 мм и толщиной $d = 1.2$ мм.

Пироотклик кристалла TL, наблюдаемый на частоте 0.1 Гц, имеет форму «пленочного» отклика (рис.7, кривая 1). Это означает, что температурная волна проходит на всю толщину образца. После помещения на образец TL образца стали или меди, форма пироотклика изменяется (рис.8, кривые 2, 3), становится более прямоугольной. В случае модулированного изменения температуры величина пироэлектрического тока прямо пропорциональна мощности теплового потока (W), нагревающего поверхность образца [6], и, как было показано во второй главе, обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности (k). Этот вывод полностью подтверждает эксперимент (рис. 7), согласно которому пироотклик кристалла TL, когда температурная волна проходит через образец меди ($k = 390$ Вт/м·К), меньше, чем в случае прохождения температурной волны через образец стали ($k = 40$ Вт/м·К).

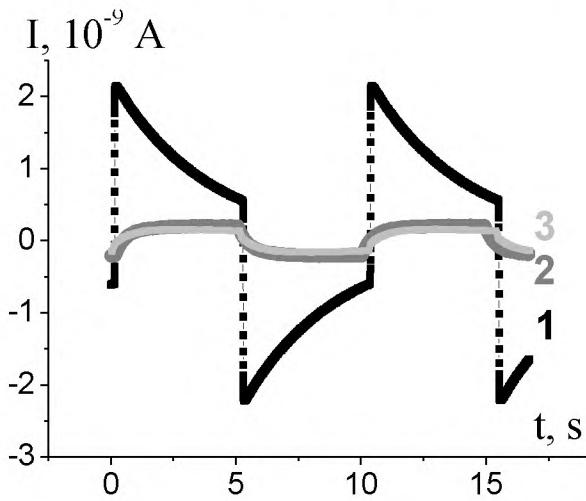


Рис. 7. Пироотклик кристалла танталата лития, когда модулированный тепловой поток непосредственно воздействует на поверхность образца TL (кривая 1); при прохождении температурной волны через образец стали (кривая 2) или меди (кривая 3). Частота модуляции теплового потока $f = 0.1$ Гц.

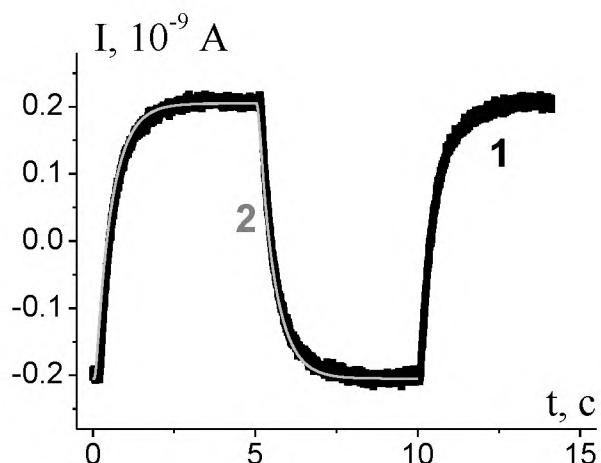


Рис. 8. Экспериментальная (кривая 1) и расчетная (кривая 2) формы пироотклика TL, при прохождении температурной волны через образец стали $f = 0.1$ Гц, $\alpha = 1.4 \cdot 10^{-6}$ м²/с

Анализ формы и величины пироотклика TL был проведен с использованием формулы, предложенной в работе [2]. В процессе расчета варьировалось два параметра: коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материала, через который проходит температурная волна [A2]. В качестве примера на рис. 8 представлены результаты сравнения экспериментально наблюданной и расчетной форм пироотклика кристал-

ла TL для случая прохождения температурной волны через образец стали.

Значение коэффициента теплопроводности, при котором расчетные формы пироотклика при прохождении температурной волны через образец стали соответствуют экспериментально наблюдаемым, совпадает со справочными данными, приведенными в таблице 1. В тоже время, значения коэффициента температуропроводности, полученные в результате расчета, в несколько раз меньше справочных.

Таблица 1.
Теплофизические характеристики стали и меди в статическом
и динамическом режимах.

| Материал | $k, \text{Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$ | | $\alpha, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ | |
|----------|--------------------------------------|----------------------------|--|----------------------------|
| | В статиче- ском режиме [8] | В динамиче- ском режиме | В статиче- ском режи- ме [8] | В динамиче- ском режиме |
| сталь | 40 | 40 | 11.5 | 1.4 |
| меди | 390 | 390 | 117 | 10 |

Причина расхождения значений коэффициентов температуропроводности, полученных при динамическом прохождении тепла через материал, со статическими данными состоит в следующем: коэффициент температуропроводности, характеризующий процесс установления градиента температуры в направлении теплового потока, есть, по сути, коэффициент в уравнении теплопроводности (уравнение Фурье), которое характеризует установившийся тепловой процесс.

В проводимых экспериментах имеет место динамическое прохождение тепла через образец, т.е. распространение в материале температурной волны с одновременным наличием в образце стационарного градиента температуры. Здесь может иметь место взаимодействие температурной волны с фононной и электронной подсистемами, что и является причиной меньшего значения коэффициента температуропроводности, измеряемого в динамическом режиме, по сравнению со статическим (при распространении в веществе одиночного теплового фронта).

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о различных механизмах температуропроводности при динамическом и статическом прохождении тепла через материал [A2].

Аналогичные исследования, проведенные с образцом графита, показали, что, если для образцов меди и стали (т.е. металлов) в динамическом режиме прохождения тепла наблюдалось только изменение коэффициента температуропроводности материала по сравнению со статическими данными, то в случае графита имеет место и различие в коэффициенте теплопроводности (табл. 2) [A1].

Таблица 2.

Теплофизические характеристики графита в и динамическом режимах.

| | теплопроводность, Вт/м·К | температуропроводность, м ² /с, 10 ⁻⁷ |
|--------------|-----------------------------|--|
| статический* | 104 | 970 |
| динамический | 2.0 ± 0.2 | 5.0 ± 0.5 |

* тепловые характеристики были определены на анализаторе температуропроводности и теплопроводности XFA 500LT фирмы Linseis Messgeraete GmbH (Германия)

Для проверки данного результата был поставлен независимый эксперимент по непосредственному измерению изменения температуры поверхности образца, когда температура его противоположной стороны изменяется периодически [A1]. В качестве источника периодического нагрева использовался элемент Пельтье, периодическое изменение температуры которого задавалось путем подачи тока с периодическим изменением полярности частотой 0.05 Гц. Измерения проводились для образцов стали ($d = 1.2$ мм), меди ($d = 1.2$ мм) и графита ($d = 1.5$ мм), которые помещались на элемент Пельтье. Температура поверхности образцов и элемента Пельтье измерялась с помощью термопары, параллельно производилась запись температуры с использованием инфракрасной тепловизионной камеры FLIR T250. Результат представлен на рисунке 9.

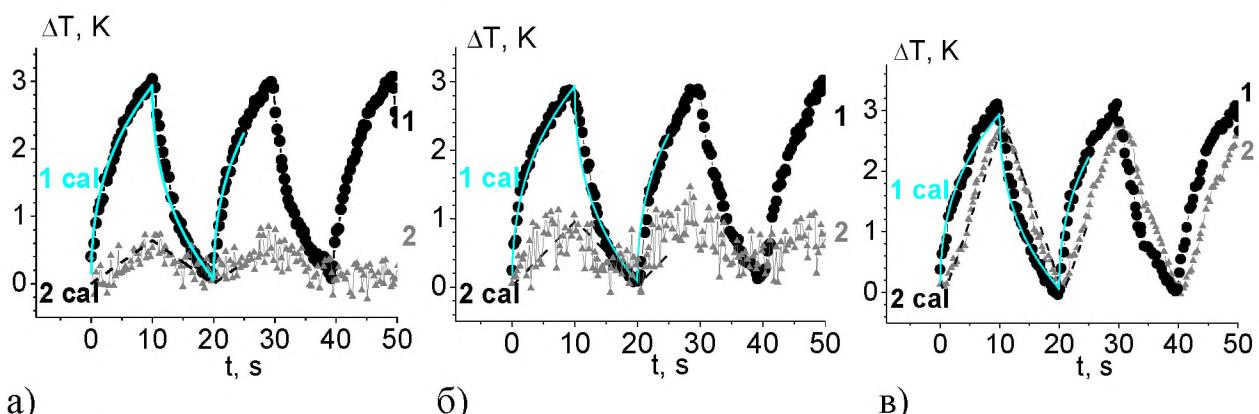


Рис. 9. Экспериментально наблюдаемые (кривые 1, 2 и 3) колебания температуры элемента Пельтье (кривые 1) и образцов меди (а), стали (б) и графита (в) (кривые 2) и рассчитанные (кривые 1 cal, 2cal и 3cal).

Как было показано ранее, при периодическом изменении температуры поверхности, температура в глубине и на тыльной поверхности образца изменяется обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности. Это означает, что изменение температуры поверхности, противоположной нагреваемой, должно быть минимальным для материала с наибольшим значением коэффициента теплопроводности и максимальной для материала с наименьшим значением коэффициента теплопроводно-

сти. Данные рассуждения применимы для материалов с близкими значениями удельной теплоемкости и толщинами образцов, что выполняется для исследуемых образцов. Согласно представленным на рисунке 9 результатам, температура тыльной стороны образца графита значительно превосходит аналогичные значения для образцов меди и стали. Таким образом, его теплопроводность должна быть намного меньше. Это согласуется с количественной оценкой динамической теплопроводности, полученной выше.

Возможное объяснение того факта, что теплопроводность меди и стали в динамическом режиме совпадает с их «статической» теплопроводностью, тогда как для графита она в несколько раз меньше, состоит в следующем. Медь и сталь – металлы, у которых преобладает электронная теплопроводность, тогда как графит не относится к металлам, и, следовательно, основной вклад в его теплопроводность должны давать фононы. Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют о взаимодействии температурной волны, проходящей через материал с колебаниями кристаллической решетки.

Для количественного анализа полученных в экспериментах с элементом Пельтье результатов необходимо было ввести поправку на неплотное прилегание образцов к элементу. При моделировании колебаний температуры (T) это означает необходимость корректировки граничного условия на границе раздела двух сред [7]:

$$k_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+0} = k_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-0}. \quad (2)$$

Для случая, когда тепловой поток выходит из среды 1 и входит в среду 2, нами предложено ввести коэффициент (p , $p < 1$), характеризующий ослабление теплового потока на границе двух тел за счет их неплотного прилегания:

$$p \cdot k_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+0} = k_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-0}. \quad (3)$$

Периодическое изменение полярности тока, подаваемого на элемент Пельтье, эквивалентно периодическому изменению мощности по закону прямоугольной модуляции. Математически мощность прямоугольной модулированной тепловой волны представляется в виде ряда Фурье.

Как показано ранее (рис. 2), колебания температуры, индуцированные на граничной поверхности среды, распространяются вглубь среды в виде быстро затухающих температурных волн. В нашем случае, роль среды играет либо воздух, когда температура измеряется непосредственно на поверхности элемента, либо помещаемый на элемент Пельтье образец.

Поскольку в условиях проводимого эксперимента элемент Пельтье, на котором расположен образец, является источником модулированного

теплового потока $W(t)$, то корректирующий коэффициент p необходимо ввести в то уравнение граничных условий, которое характеризует тепловой поток на поверхности образца. В результате оно перепишется в виде:

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+0} = p \cdot W(t). \quad (4)$$

Это означает, что значение мощности, используемое при расчете температуры тыльной поверхности образца, помещенного на элемент Пельтье, должно быть уменьшено в $1/p$ раз по сравнению с используемым при расчете температуры значением на границе элемент Пельтье – воздух.

Расчеты изменения температуры тыльной поверхности образцы, проведенные с учетом скорректированных граничных условий, полностью совпали с экспериментом (рис.9).

Численные значения колебаний температуры на поверхности элемента Пельтье и на тыльной стороне образцов, расположенных на элементе Пельтье, полученные при расчете, совпали с экспериментальными при $p = 0,1$. Это значение не зависело от материала образца.

Данный результат подтверждает правомочность нашего предположения о возможной корректировке граничных условий при решении уравнения теплопроводности, когда температурная волна распространяется через границу двух материалов в случае неплотного соприкосновения образцов.

Полученное авторами [2, 3] решение задачи прохождения температурной волны через систему двух слоев: несегнетоэлектрический материал – сегнетоэлектрик применимо только в том случае, когда температурная волна не проникает в сегнетоэлектрический материал глубже, чем на $1/3 d$. Это условие выполняется для образцов с большим термическим сопротивлением. В связи с этим, при анализе динамической температуропроводности и теплопроводности материалов с малыми значениями тепловых коэффициентов возможна ситуация, когда условие $l < 1/3d$ не выполняется. К диэлектрическим материалам, которым характерны малые значения коэффициента теплопроводности, относятся, например, кристаллы пироэлектрика [7]. На рис. 10 представлен пироотклик кристалла TL, когда температурная волна проходит через образцы кристалла пироэлектрика, вырезанные в различных кристаллографических направлениях [A3]. В конце каждого полупериода наблюдается спад сигнала, характерный для «пленочного» отклика, т.е. для случая перехода тепла в подложку.

Следовательно, для анализа их тепловых характеристик необходимо решать задачу теплопроводности для системы трех слоев (рис. 11), т.е. учитывать переход тепла в подложку, на которой расположена тыльная сторона сегнетоэлектрика.

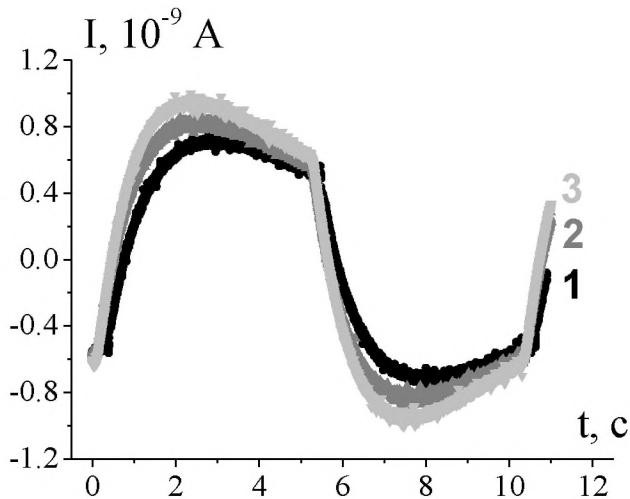


Рис. 10. Пироотклик ТЛ, фиксируемый при прохождении температурной волны через образцы кристалла парателлурита. Кривая 1 – кристаллографическое направление [110], кривая 2 – [1⁻10], кривая 3 – [001].

В общем случае прохождения тепла через систему из n слоев, имеем систему из n уравнений теплопроводности:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \alpha_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad x = [l_{i-1}, l_i], \quad (5)$$

где i – порядковый номер слоя; l_i – толщина i -ого слоя ($l_0 \equiv 0$); α_i – коэффициент температуропроводности i -ого слоя. Решение системы (5) находится с учетом граничных условий:

$$\begin{aligned} -k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} &= W(t) \\ k_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=l_i} &= k_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x} \Big|_{x=l_i} . \quad (6) \\ T_l \Big|_{x=l_i} &= T_{i+1} \Big|_{x=l_i} \\ \frac{\partial T_n}{\partial x} \Big|_{x=h} &= 0 \end{aligned}$$

Здесь k_i – коэффициент теплопроводности i -ого слоя; $h = \sum_{i=1}^n l_i$; $W(t)$ – зависимость мощности падающего на образец прямоугольно модулированного теплового потока от времени, определяемая по формуле [7]:

$$W(t) = W_0 \frac{\tau}{\tau_m} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \right), \quad (7)$$

где T_m – период модуляции теплового потока; τ – длительность светового промежутка ($\tau = T_m/2$); $\omega = 2\pi/T_m$ – циклическая частота, W_0 – плотность теплового потока.

Для системы (рис. 11) несегнетоэлектрический материал (1) – сегне-

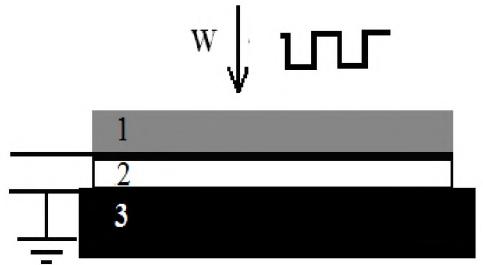


Рис. 11. Схема регистрации пироотклика. 1 – образец несегнетоэлектрического материала, 2 – сегнетоэлектрик (в эксперименте – кристалл tantalата лития), 3 – металлическая подложка

тоэлектрик (2) – металлическая подложка (3) задача решена нами с учетом условия $l_2 \equiv d \ll l_3$, что упрощает решение, позволяя считать $l_3 \rightarrow \infty$.

В результате, при выполнении граничных условий (6), имеем для пиротока сегнетоэлектрического материала, являющегося компонентом слоистой структуры (рис. 11)

$$I_{TL} = \frac{SW_o\gamma}{h} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega\tau) \times \frac{in\omega}{\varphi_2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\frac{ch(\varphi_2 l_2) - ch(\varphi_2 l_1)}{C + B \cdot A} - \frac{sh(\varphi_2 l_2) - sh(\varphi_2 l_1)}{C/A + B} \right] \right\} \right\}, \quad (8)$$

где

$$A = \frac{k_2 \varphi_2 ch[\varphi_2 l_2] + k_3 \varphi_3 sh[\varphi_2 l_2]}{k_3 \varphi_3 ch[\varphi_2 l_2] + k_2 \varphi_2 sh[\varphi_2 l_2]}, \\ B = k_2 \varphi_2 sh[\varphi_2 l_1] \cdot ch[\varphi_1 l_1] - k_1 \varphi_1 ch[\varphi_2 l_1] \cdot sh[\varphi_1 l_1], \\ C = k_1 \varphi_1 sh[\varphi_2 l_1] \cdot sh[\varphi_1 l_1] - k_2 \varphi_2 ch[\varphi_2 l_1] \cdot ch[\varphi_1 l_1]$$

Здесь $\varphi_m = (1+i)\sqrt{n\omega/2\alpha_m}$, $m=1, 2, 3$.

Расчет пироотклика по формуле (8) показал (рис.12), что форма пироотклика определяется глубиной прохождения температурной волны в TL (меньше чем на 1/3 d или больше), тогда как значение пиротока обратно пропорционально величине коэффициента теплопроводности материала, помещенного на TL, и прямо пропорционально величине температуропроводности (рис. 13а). В отличие от коэффициента теплопроводности, величина коэффициента температуропроводности влияет как на величину пироотклика, так и на форму пироотклика. Крутизна «завала», наблюдаемого в конце полупериода пироотклика зависит также и от коэффициента теплопроводности металлической подложки, на которую помещен TL (рис. 13б).

Для количественной оценки значений тепловых характеристик кристаллов парателлурита было проведено сравнение экспериментальных форм пироотклика (рис. 10) с рассчитанными по формуле (8). Значения теплофизических характеристик, при которых расчетные формы пироотклика совпали с экспериментально наблюдаемыми, приведены в таблице 3. Интересно отметить, что коэффициент теплопроводности в направлении [001] минимален и его значение отличается от измеренных в других направлениях на порядок. Зависимости коэффициента температуропроводности от кристаллографического направления установлено не было [А3]. Полученная зависимость коэффициента теплопроводности от кристаллографического направления хорошо согласуется с данными по анизотропии скорости роста кристаллов парателлурита из расплава [9], согласно которым наиболее медленно растущими (при одном и том же переохлаждении) гранями для этих кристаллов являются грани {110}.

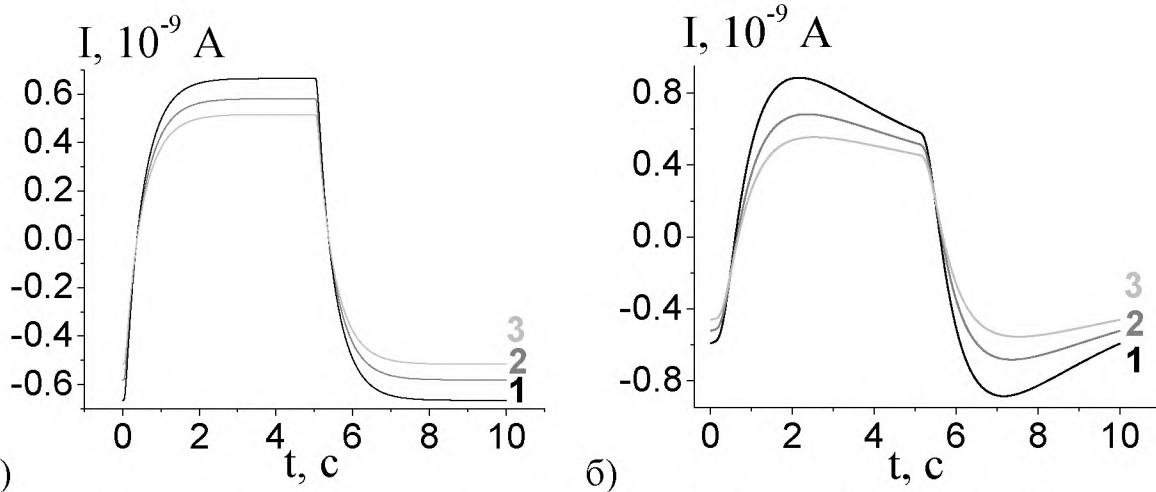


Рис. 12. Расчетные формы пироотклика TL при постоянном значении коэффициента температуропроводности и различных значениях коэффициента теплопроводности ($k_1^1 < k_1^2 < k_1^3$) несегнетоэлектрического материала. а – расчет произведен без учета перехода тепла в металлическую подложку, б – с учетом.

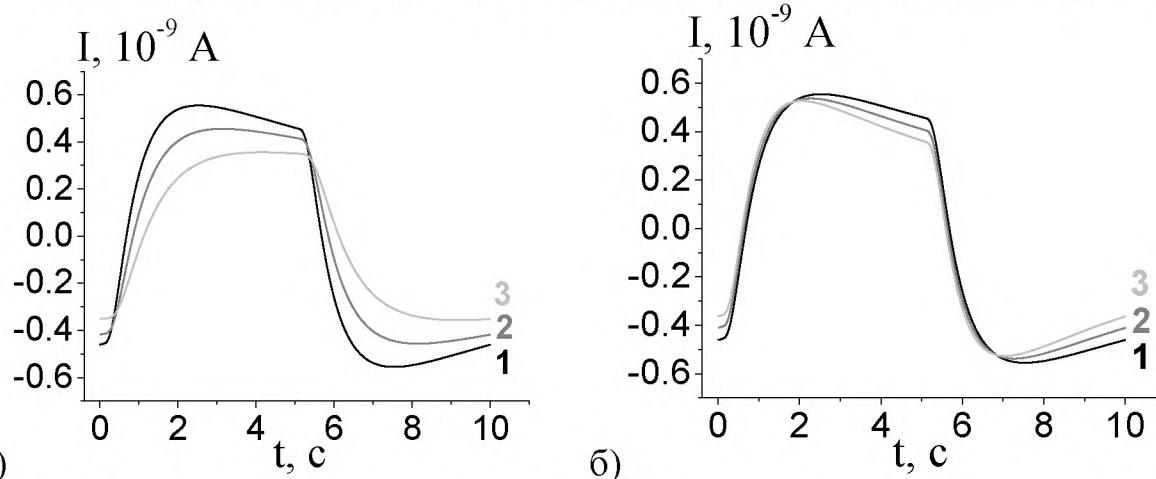


Рис. 13. Расчетные формы пироотклика TL: а – при постоянном значении коэффициента теплопроводности и различных значениях коэффициента температуропроводности ($\alpha_1^1 > \alpha_1^2 > \alpha_1^3$) материала; б – при постоянных тепловых характеристиках материала и различном коэффициенте теплопроводности подложки ($k_3^1 < k_3^2 < k_3^3$). Расчет проведен с учетом перехода тепла в подложку.

Таблица 3.

Сравнение тепловых характеристик кристалла парателлурита по разным кристаллографическим направлениям

| кристаллографическое направление | коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$ | коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$ |
|----------------------------------|---|---|
| [110] | $2.3 \cdot 10^{-7}$ | 0.45 |
| [010] | $2.3 \cdot 10^{-7}$ | 0.45 |
| [1̄10] | $2.3 \cdot 10^{-7}$ | 0.25 |
| [001] | $2.3 \cdot 10^{-7}$ | 0.04 |

Таким образом, показано, что при использовании метода динамического пироэффекта для оценки значений коэффициентов теплопроводности и тепловой диффузии несегнетоэлектрических материалов с малыми значениями коэффициента теплопроводности необходимо при решении уравнения теплопроводности учитывать изменение теплового потока с тыльной стороны сегнетоэлектрического материала. Для учета перехода тепла в металлическую подложку решена задача теплопроводности для системы трех слоев.

Поскольку, согласно литературным данным [10], магнитное поле оказывает влияние на теплопроводность магнитных материалов, были проведены эксперименты по влиянию магнитного поля на тепловые характеристики образцов графита и керамики феррита бария. Магнитное поле создавалось путем помещения под пластину из латуни, на которой располагался кристалл TL, постоянного магнита. До начала исследования был проведен контрольный эксперимент только с кристаллом TL. Он показал отсутствие изменения пироотклика.

Помещение держателя с образцами (TL+графит) в магнитное поле 0.15 Тл привело к существенному изменению формы пироотклика (рис.14). Кривые 3 и 4 (рис. 14) соответствуют пироотклику, рассчитанному по формуле (8). Совпадение с экспериментом имеет место при значениях коэффициентов теплопроводности и температуропроводности графита, представленных в таблице 4. Как видно из представленных результатов постоянное магнитное поле приводит к увеличению, как коэффициента теплопроводности, так и коэффициента температуропроводности графита. В тоже время, если теплопроводность увеличивается на 20%, то температуропроводность – на 50%.

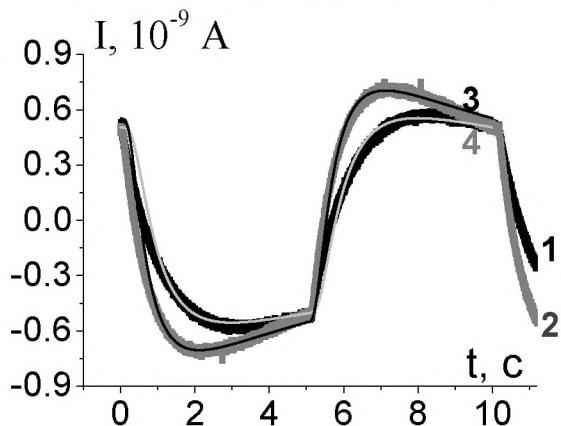


Рис. 14. Пироотклик кристалла TL после прохождения температурной волны через образец графита. Кривые 1 – в отсутствии магнитного поля, 2 – в постоянном магнитном поле 0.15 Тл, 3 и 4 – расчет. Частота 0.1 Гц

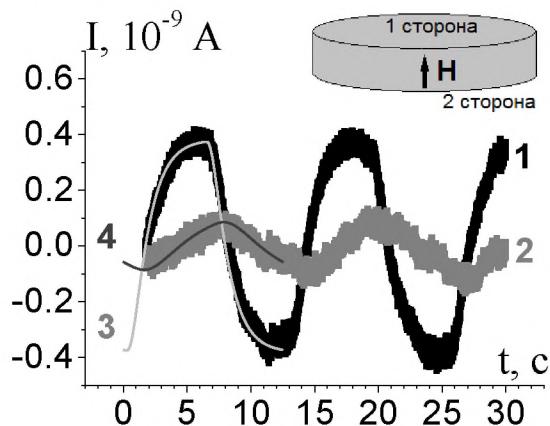


Рис. 15. Пироотклик кристалла TL после прохождения температурной волны через образец керамики FB после воздействия импульсного магнитного поля 100 кЭ. Кривые 1 и 2 – стороны, на которые воздействовал тепловой поток; 3 и 4 – расчет. Частота 0.8 Гц

Таблица 4.

Теплофизические характеристики графита в динамическом режиме

| | теплопроводность, Вт/м·К | температуропроводность, м ² /с, 10 ⁻⁷ |
|---------------------|-----------------------------|--|
| Без поля | 2.0 ± 0.2 | 5.0 ± 0.5 |
| В магнитном поле | 2.5 ± 0.2 | 7.5 ± 0.7 |

Исследования прохождения температурной волны через образец керамики феррита бария (**FB**) в исходном магнитном состоянии (т.е. после спекания образца его специально не намагничивали) показали, что воздействие постоянного магнитного поля 0.15 Тл не оказывает влияние на тепловые характеристики образца. Поворот образца керамики феррита бария на 180 градусов не привел к изменению пироотклика кристалла TL. Это означает, что свойства керамики феррита бария в естественном состоянии не зависят от направления прохождения теплового потока через образец. Ситуация изменилась, когда образец был намагнчен в импульсном магнитном поле 100 кЭ. Величина пироотклика кристалла TL в случае, когда температурная волна проходила в направлении, соответствующем направлению магнитного поля, действующего на образец, оказалась в несколько раз меньше, чем при прохождении температурной волны в противоположном направлении (рис. 15).

Расчет по формуле из [3] показал, что совпадение с экспериментом имеет место при значениях коэффициентов теплопроводности и температуропроводности керамики феррита бария, представленных в таблице 5.

Таблица 5.

Теплофизические характеристики феррита бария в динамическом режиме

| Воздействие импульсным полем 100 кЭ | теплопроводность, Вт/м·К | температуропроводность, м ² /с, 10 ⁻⁷ |
|-------------------------------------|-----------------------------|--|
| До | 3.0 ± 0.3 | 2.0 ± 0.2 |
| После | 1 сторона | 4.0 ± 0.4 |
| | 2 сторона | 3.0 ± 0.2 |
| | | 0.8 ± 0.07 |

Таким образом, на основании проведенных экспериментов можно заключить, что в динамическом режиме прохождения тепла через образец керамики феррита бария его теплопроводность и температуропроводность зависят от направления намагниченности.

Заключение и основные выводы.

В результате проведения комплексного анализа экспериментальных данных и результатов математического моделирования прохождения температурной волны через среды с различными теплофизическими характеристиками и/или различной природы: металлы; диэлектрики; материалы, обладающие магнитными свойствами, установлены общие закономерности распространения температурных волн в твердых средах.

На основании проведенных исследований сделаны следующие выводы

1. Воздействие на поверхность модулированным тепловым потоком приводит к наличию стационарного градиента температуры по толщине образца. Величина градиента зависит не только от коэффициента теплопроводности материала и мощности теплового потока, но и от частоты модуляции. Величина изменения температуры поверхности определяется характером временной зависимости скорости нагрева: линейная (случай прямоугольной модуляции) или гармоническая (случай синусоидальной модуляции).
2. Экспериментально подтвержден теоретический вывод о том, что в динамическом режиме прохождения теплового потока через вещество количество тепла, достигшее тыльной поверхности обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности материала.
3. Установлено различие в величине коэффициента температуропроводности металлов (на примере стали и меди) от характера прохождения тепла через образец – динамический (нагрев поверхности модулированным тепловым потоком) и статический (при распространении в веществе одиночного теплового фронта) режимы.
4. Показано, что преобладание фононной теплопроводности приводит к уменьшению величины коэффициента температуропроводности материала, измеренного в динамическом режиме, по сравнению со статическим режимом.
5. Сравнением расчетных температур и наблюдаемых в эксперименте подтверждена возможность корректировки граничных условий при решении уравнения теплопроводности, когда температурная волна распространяется через границу двух материалов в случае неплотного соприкосновения образцов.
6. Получено решение задачи прохождения температурной волны через систему трех слоев: несегнетоэлектрический материал – сегнетоэлектрик – металл. В результате апробация предложенного подхода установлено, что величины коэффициентов теплопроводности пластин кристалла парателлурида зависят от кристаллографического направления. Зависимость коэффициента теплопроводности от кристаллографических направлений имеет хорошую корреляцию с аналогичной зависимостью для диэлектрической проницаемости и подтвер-

- ждена ростовыми особенностями кристаллов парателлурита.
7. При использовании метода динамического пироэффекта для оценки значений коэффициентов теплопроводности и тепловой диффузии несегнетоэлектрических материалов с малыми значениями коэффициента теплопроводности необходимо при решении уравнения теплопроводности учитывать изменение теплового потока с тыльной стороны сегнетоэлектрического материала.
 8. У образца графита, помещенного в постоянное магнитное поле 10 Тл, направленное вдоль распространения температурной волны, наблюдается увеличение значений коэффициентов динамической теплопроводности и динамической температуропроводности.
 9. Керамика феррита бария после воздействия импульсного магнитного поля напряженностью 100 кЭ проявляет анизотропию тепловых свойств.

Основные результаты диссертации опубликованы

журналы WoS и Scopus:

- A1. О.В. Малышкина, Г.С. **Шишков**, О.Н. Калугина. Особенности распространения температурной волны в веществе // Известия РАН. Серия физическая, 2019, Т. 83, № 6, С. 838–841.
- A2. О.В. Малышкина, Г.С. **Шишков**. Исследование динамической температуропроводности пироэлектрическим методом // Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 6, С. 800–803.
- A3. О.В. Малышкина, М.Ю. Гавалян, Г.С. **Шишков**, И.А. Капунов, А.И. Колесников, Н.В. Айдинян. Анализ тепловых характеристик монокристаллов парателлурита методом прямоугольной тепловой волны // Физика твердого тела, 2016, том 58, вып. 11. С. 2282–2286.

Другие рецензируемые журналы:

- A4. О.В. Малышкина, Г.С. **Шишков**, Ю.А. Малышкин, О.Н. Калугина. Анализ особенностей распространения температурных волн в веществе Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2015.№ 1. С. 31-37.

Объекты интеллектуальной собственности:

- A5. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016619146 «Расчет пироотклика при прохождении температурной волны через трехслойную систему диэлектрик–сегнетоэлектрик–металлическая подложка» 2016 г.
- A6. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015616225 «Расчет температурных полей в твердом теле» 2015 г.

Цитируемая литература:

1. А.Г. Шашков, В.А. Бубнов, С.Ю. Яновский. Волновые явления теплопроводности. Системно-структурный подход. УРСС, М. (2004). 290
2. Мовчикова, А. А. Новый метод определения коэффициента тепловой диффузии тонких пленок с использованием сегнетоэлектрических кристаллов / А. А. Мовчикова, О. В. Малышкина, О. Н. Калугина // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2012. - № 1. - С. 37–41.
3. Калугина, О.Н. Исследование тепловых характеристик диэлектрических материалов методом тепловой волны: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Калугина Ольга Николаевна. - Тверь, 2016. - 112 с.
4. Малышкина, О.В. Применение TSW-метода для анализа тепловых характеристик германия / О.В. Малышкина, О.Н. Калугина, М.Ю Гавалян, И.А Каплунов. // Физика твердого тела. - 2015. - Т. 57. - С. 2102–2105.
5. Телегин, А. С. Тепломассоперенос: учебник / А. С. Телегин, В. С. Швыдкий, Ю. Г. Ярошенко; под ред. Ю. Г. Ярошенко. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Академкнига, 2002. - 455 с.
6. Головнин, В.А. Физические основы, методы исследования и практическое применение пьезоматериалов / В.А. Головнин, И.А. Каплунов, О.В. Малышкина и др. - М.: ТЕХНОСФЕРА, 2013. - 272 с.
7. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. - М.: Наука, 1964.-488 с.
8. Пехович, А.И. Расчеты теплового режима твердых тел / А.И. Пехович, В.М. Жидких - Л.: Энергия, 1976 .- 352 с.
9. Колесников, А. И. Дефекты различных размерностей в крупногабаритных моноокристаллах парателлурида / А. И. Колесников, И. А. Каплунов, И. А. Терентьев // Кристаллография. - 2004. - Т.49, №2. - С.229 - 233.
10. Камилов, И.К. Влияние магнитного поля на теплопроводность мanganитов $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ и $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ / И.К. Камилов, А.Б. Батдалов, Ш.Б. Абдулвагидов, А.М. Алиев // Fizika - 2007 - CILD XIII №1-2. - С. 26-30.

Подписано в печать 24.01.2020. Формат 60 × 84 $\frac{1}{16}$.

Усл. печ. л. 1,4. Тираж 100 экз. Заказ № 21.

Тверской государственный университет
Редакционно-издательское управление

Адрес: 170100, г. Тверь, Студенческий пер. 12, корпус Б.

Тел. РИУ: (4822) 35-60-63.