

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Зарубин Василий Павлович

**Ультразвуковая термометрия и томография твердых тел
сложной формы с использованием лазерных источников
ультразвука**

01.04.06 – Акустика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., доцент

Карабутов Александр Алексеевич

Москва – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
ГЛАВА 1. Иммерсионная ультразвуковая профилометрия твердых тел вращения с использованием лазерных источников ультразвука	15
§ 1.1. Введение. Методы профилометрии твердых тел	15
§ 1.2. Принцип способа иммерсионной ультразвуковой профилометрии с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны	17
§ 1.3. Экспериментальная установка для ультразвуковой профилометрии твердых тел вращения с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны.....	21
§ 1.4. Прямая и обратная задачи распространения ультразвуковых волн в неоднородных средах. Алгоритмы ультразвуковой томографии	26
§ 1.5. Алгоритмы построения изображений профиля твердых тел	31
§ 1.6. Ультразвуковые изображения ступенчатых тел вращения	36
§ 1.7. Алгоритмы для сегментации профиля на двумерных ультразвуковых изображениях и для построения трехмерных изображений поверхности твердых тел	40
§ 1.8. Экспериментальная реализация иммерсионной ультразвуковой профилометрии твердых тел вращения с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны.....	45
§ 1.9. Выводы Главы 1.....	49
ГЛАВА 2. Иммерсионная ультразвуковая томография твердых тел сложной формы с использованием лазерных источников ультразвука	51
§ 2.1. Методы визуализации внутренней структуры твердых тел.....	51
§ 2.2 Принцип и алгоритмы иммерсионной ультразвуковой томографии твердых тел сложной формы с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны	58
2.3. Численное моделирование процесса распространения зондирующей волны и восстановление изображений.....	65
§ 2.4. Экспериментальная реализация ультразвуковой томографии образца из плексигласа с использованием лазерного источника ультразвука и многоэлементной приемной антенны	69
§ 2.5. Экспериментальная реализация ультразвуковой томографии металлического образца с наклонной поверхностью с использованием лазерного источника ультразвука и многоэлементной приемной антенны.....	75
§ 2.6. Выводы Главы 2.....	80
ГЛАВА 3. Ультразвуковая термометрия акусто-оптических линий задержки с использованием лазерных источников ультразвука	82

§ 3.1. Введение. Акусто-оптические устройства и методы изучения распределений температуры внутри них.....	82
§ 3.2. Экспериментальная реализация ультразвуковой термометрии акусто-оптической ячейки с использованием лазерного источника ультразвука.....	88
§ 3.3. Результаты ультразвуковой термометрии акусто-оптической ячейки.....	97
§ 3.4. Выводы Главы 3.....	101
Заключение	102
Благодарности.....	103
Публикации автора по теме диссертации	104
Список литературы	106

ВВЕДЕНИЕ

В 1880 году Александр Бэлл обнаружил, что при облучении твердого тела в замкнутой оболочке периодически прерывающимся светом возникает звук, который может быть услышан при помощи слуховой трубки. Данный эффект, позже названный оптико-акустическим (или фото-акустическим), вызвал определенный интерес, однако, из-за отсутствия возможностей практического применения был забыт более чем на полвека. С изобретением контролируемых мощных импульсных источников света, лазеров, данный эффект стал применим для проведения спектроскопии и других приложений.

Последующее комплексное изучение, разработка полной теории оптико-акустического эффекта, различных способов возбуждения ультразвука при помощи лазера, методов широкополосного детектирования ультразвука создали базис для возникновения технологий, востребованных в медицине и промышленности. Развитие доступных компьютерных технологий, микроэлектроники, систем сбора и обработки данных, совершенствование способов изготовления акустических компонентов позволили получить в 1990-х годах первые изображения объектов при помощи систем для оптико-акустической томографии биологических тканей, использующих одноэлементные (R. Kruger, P. Liu в 1995 г.) и многоэлементные схемы регистрации ультразвука (А. Ораевский, А. Карабутов в 1999 г.). Кроме того, появилась разновидность оптико-акустической томографии – ультразвуковая томография с использованием лазерных источников ультразвука, являющаяся близкой альтернативой традиционной ультразвуковой томографии.

Актуальность.

Ультразвуковая томография с использованием импульсных лазерных источников ультразвука основана на оптико-акустическом эффекте. При поглощении лазерных импульсов в веществе происходит его локальный нагрев, приводящий к нестационарному расширению вещества и возбуждению ультразвуковых волн. Возбужденный ультразвук может быть использован для зондирования твердых тел способом, схожим с применяемым в стандартных ультразвуковых методах. При этом регистрация рассеянных и отраженных волн осуществляется либо одним пьезоэлектрическим элементом, либо антенной из таких элементов. В первом случае один лазерный импульс позволяет получить так называемый А-скан, содержащий информацию о рассеянии зондирующей волны неоднородностями объекта, расположенными вдоль оси ультразвукового пучка. А-сканы используются для построения

более информативных двумерных ультразвуковых изображений, называемых В- и С-сканами, посредством растрового сканирования всей поверхности объекта. При регистрации ультразвука антенной пьезоэлементов для реконструкции изображений объекта могут быть использованы алгоритмы томографии, позволяющие восстанавливать изображение (обычно аналог В-скана) некоторого участка образца за один лазерный импульс. Применение томографического подхода приводит к существенному росту производительности, позволяет строить изображения объектов более сложных форм, расширяет возможности для применения усовершенствованных алгоритмов обработки этих изображений для максимальной автоматизации ультразвукового контроля и извлечения наиболее значимой информации.

Использование лазерных источников для возбуждения ультразвука имеет ряд преимуществ перед традиционными методами. К ним можно отнести гладкую и короткую биполярную форму зондирующих импульсов, имеющих широкий частотный спектр. Кроме того, диаграмма направленности лазерно-индуцированных источников ультразвука соответствует гладкому профилю оптического пучка, что приводит к практическому отсутствию боковых лепестков зондирующих импульсов. К недостаткам подхода относятся дороговизна лазерного оборудования, используемого для возбуждения акустического излучения, и относительно узкий динамический диапазон возбуждаемого ультразвука за счет ограничения амплитуды импульсов интенсивностью лазерного излучения, при котором происходит деградация материала поглощающей пластинки.

Таким образом, лазерные источники имеют как преимущества, так и недостатки перед другими способами возбуждения ультразвука. Поэтому их применение обоснованно в тех задачах, которые наиболее полно раскрывают эти преимущества. Они включают, в первую очередь, приложения, в которых требуется особенно точное определение свойств объектов на основе измерений скорости ультразвука и его затухания в широкой полосе частот. К ним относятся в том числе и рассматриваемые в данной работе ультразвуковая томография твердых тел, имеющих сложный макрорельеф поверхности, и ультразвуковая термометрия твердых тел.

Задача построения изображений внутренней структуры и определения размеров объектов, соответствующих действительным, при помощи ультразвука является широко распространенной в промышленности, поскольку ее решение важно для повышения надежности и информативности контроля, дефектоскопии и структуроскопии твердых тел. Для того, чтобы построить такие изображения, сначала требуется восстановить профиль объекта с хорошей точностью. Однако, томографические ультразвуковые изображения, полученные с использованием пьезоэлектрического способа возбуждения звука, отображают границы объектов при помощи характерной «гребенки», образующейся за счет

множественных осцилляций зондирующего импульса. Это приводит к существенному понижению качества и разрешения изображений и делает затруднительным точное определение профиля твердых тел, необходимое для построения изображений, соответствующих реальным объектам. В противоположность этому, отсутствие осцилляций зондирующих импульсов, возбужденных при помощи импульсного лазерного излучения, позволяет получить изображения высокого качества, удобные для последующей обработки и выделения профиля. Такие изображения могут быть использованы для проведения двумерной и трехмерной профилометрии внутренней и внешней поверхностей объектов, дефектоскопии, контроля размеров и геометрии объектов, и других приложений.

Ультразвуковая термометрия твердых тел может быть осуществлена на основе явления изменения скорости звука при изменении температуры твердого тела. Несмотря на достаточно долгую историю развития, из-за множества возникающих сложностей этот способ измерения температуры в настоящее время разрабатывается только в лабораторных условиях и фактически не применялся на практике. Интерес к ее разработке обусловлен тем, что существует принципиальная возможность использования алгоритмов томографии для пересчета скоростей звука, измеренных в разных направлениях его распространения внутри образца, в распределения температуры по его объему. Одной из основных проблем является малое изменение скорости звука с ростом температуры, и для обеспечения точности измерений, превосходящей $1 - 2$ К, необходима точность измерения скорости звука, превосходящая $\sim 1 - 2$ м/с. Принципиально необходимая точность измерений скорости звука может быть обеспечена фазовыми методами.

В целом, применимость ультразвуковой термометрии твердых тел ограничена достаточно тонкими образцами, содержащими малое число акустических неоднородностей, влияние которых на изменение скорости звука будет меньше, чем влияние изменения температуры. В этом случае применение фазовых методов является затруднительным за счет множественных отражений и наличия «мертвой зоны» у пьезопреобразователей. Другим возможным подходом к измерению скоростей в тонких объектах с точностью, достигающей нескольких метров за секунду, является использование лазерных источников ультразвука. Такой подход хорошо зарекомендовал себя на практике и, в отличие от фазовых методов, не имеет проблем, обусловленных множественными осцилляциями импульсов. В этой связи лазерные источники ультразвука приобретают определенное преимущество при проведении термометрии. Одним из приложений, в которых важно знать структуру тепловых полей внутри твердого тела, является разработка акусто-оптических устройств, неоднородность температуры внутри которых приводит к существенным искажениям функции пропускания.

В связи с изложенным выше, **цели и задачи диссертационной работы** могут быть сформулированы следующим образом.

Основной целью диссертационной работы является разработка способов ультразвуковой термометрии и томографии твердых тел, имеющих сложную форму поверхности, с использованием лазерных источников ультразвука.

В соответствии с заявленной целью были поставлены и решены следующие практически значимые **задачи**:

1. Разработка принципа и алгоритмов построения ультразвуковых изображений профиля твердых тел, имеющих сложную форму поверхности, с использованием импульсных лазерных источников для возбуждения зондирующего ультразвука и регистрацией рассеянных волн многоэлементной широкополосной приемной антенной.
2. Разработка принципа и алгоритмов ультразвуковой томографии твердого тела с использованием импульсных лазерных источников для возбуждения зондирующего ультразвука и регистрацией рассеянных волн многоэлементной приемной антенной в эхо-режиме. При этом необходим учет преломления зондирующих ультразвуковых волн на поверхности тела на прямом и обратном направлениях распространения, а также разработка алгоритмов для сегментации и измерения геометрии внутренней поверхности объекта. Осуществление численного моделирования процессов распространения волн.
3. Разработка автоматизированной экспериментальной системы для ультразвуковой профилометрии и томографии твердых тел с использованием лазерных источников ультразвука в режиме реального времени. Постановка экспериментов по визуализации и измерению объектов, изготовленных из различных материалов, на ее основе. Определение разрешения разработанной системы и анализ определяющих его факторов.
4. Разработка принципа и экспериментальная реализация способа измерения распределения температуры внутри неоднородно нагретого анизотропного акусто-оптического кристалла на основе томографии скорости звука с импульсным лазерным источником ультразвука и широкополосным приемным элементом.

Научная новизна работы.

1. Разработан и экспериментально реализован новый способ иммерсионной ультразвуковой профилометрии твердых тел с использованием импульсного лазерного источника ультразвука и приемной многоэлементной цилиндрически фокусированной антенны, обеспечивающий высокую точность измерений в режиме реального времени: 20 мкм в направлении распространения зондирующего пучка и 0.3 мм – в поперечном

направлении. Предложены и реализованы новые алгоритмы, позволяющие строить двумерные и трехмерные ультразвуковые изображения профиля твердого тела.

2. Разработан и экспериментально реализован новый способ иммерсионной ультразвуковой томографии твердых тел со сложной формой поверхности, использующий лазерный источник ультразвука, приемную многоэлементную цилиндрически фокусированную антенну для работы в эхо-режиме. Предложены и реализованы новые алгоритмы ультразвуковой томографии, учитывающие преломление ультразвука на границе твердого тела на прямом и обратном путях распространения. Разработанный способ томографии обеспечивает высокую точность измерений: 0.1 мм в направлении распространения зондирующего пучка и 0.3 мм – в поперечном.
3. Впервые экспериментально реализована ультразвуковая термометрия акусто-оптического устройства на базе кристалла парателлурита, основанная на томографии скорости звука, с использованием импульсного лазерного источника ультразвука. Термометрия позволила определить двумерные распределения средней температуры вдоль толщины неоднородно нагретого кристалла с точностью 2 К и пространственным разрешением 0.5 мм в направлении, перпендикулярном распространению зондирующего пучка.

Достоверность представленных результатов подтверждается проверочными физическими экспериментами, соответствием экспериментальных результатов априорной информации, результатам численного моделирования, а также проведенным независимыми методами измерениями. Результаты работы опубликованы в международных журналах, индексируемых в базах Web of Science и Scopus, а также в журналах из списка ВАК. Результаты работы были доложены и обсуждены на семинарах и на международных конференциях.

Практическая значимость работы.

1. Разработанный способ иммерсионной профилометрии позволяет визуализировать и измерять геометрические характеристики макрорельефа объектов, находящихся в жидкостях и имеющих поверхностные загрязнения. Ультразвуковая профилометрия является первым шагом для проведения ультразвуковой томографии твердых тел. Прикладные применения способа включают заводской контроль изделий, находящихся в охлаждающих, смазочных и других жидкостях; контроль резервуаров, трубопроводов, подводный контроль корпусов.
2. Осуществленный в диссертации способ высокоскоростной иммерсионной ультразвуковой томографии позволяет получать изображения профиля и внутренней

структуры твердого тела со сложной формой поверхности, воспроизводящие с высокой точностью (0.02-0.1 мм) положения внешних и внутренних поверхностей твердого тела. Полученные результаты являются основой для разработки экспериментальных методов двумерной и трехмерной ультразвуковой томографии, позволяющей с высокой точностью визуализировать распределения рассеивателей в акустически сильно неоднородных средах. Прикладные применения способа включают подводную и иммерсионную дефектоскопию, контроль износа деталей, точности изготовления деталей, контроль композитных изделий с различными формами поверхности.

3. Разработанные алгоритмы построения и обработки ультразвуковых изображений профиля и внутренней структуры твердых тел имеют общий характер и могут быть применены при использовании различных источников ультразвука, не только лазерных.
4. Осуществлен способ ультразвуковой термометрии с использованием лазерного источника ультразвука для определения температурных распределений внутри твердого тела с высокой точностью. Способ может быть использован для термометрии акусто-оптических устройств в целях их оптимизации. Описанный в диссертации способ термометрии является основой для разработки трехмерной томографии температуры твердых тел с однородной структурой.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Ультразвуковая томография в эхо-режиме с использованием импульсного лазерного источника ультразвука и широкополосной приемной антенны с 16 цилиндрически фокусированными приемными элементами, имеющими ширину 1 мм и расположенными на расстоянии 1 мм, позволяет визуализировать внешнюю поверхность твердого тела вращения, погруженного в воду и имеющего кусочно-линейную образующую. Точность измерения профиля поверхности составляет 20 мкм в направлении распространения ультразвукового зондирующего пучка и 0.3 мм в перпендикулярном направлении.
2. Импульсный лазерный источник ультразвука и широкополосная приемная антенна с 16 цилиндрически фокусированными приемными элементами, имеющими ширину 1 мм и расположенными на расстоянии 1 мм, могут быть использованы для проведения иммерсионной ультразвуковой томографии внутренней поверхности твердого и полого тела вращения, имеющего кусочно-линейную образующую и изготовленного из плексигласа или дюралюминия. Используемые при этом алгоритмы должны учитывать преломление волн на поверхности тела, а точность измерений составляет 0.1 мм в

направлении распространения ультразвукового зондирующего пучка и 0.3 мм – в перпендикулярном направлении.

3. Измерение скорости звука при помощи импульсного лазерного источника ультразвука и широкополосного приемного элемента позволяет определить среднюю температуру вдоль пути зондирующего пучка неоднородно нагретого и акустически анизотропного кристалла парателлурита толщиной ~ 10 мм с точностью 2 К и поперечным пространственным разрешением 0.5 мм.

Апробация результатов работы

Вошедшие в диссертацию материалы докладывались на всероссийских и международных конференциях: международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2016» (11-15 апреля 2016 г., Москва), V международном симпозиуме по лазерному ультразвуку «Laser Ultrasonics 2016» (4-8 июля 2016 г., Линц, Австрия), конференции «NDT Days 2017» (12-16 июня 2017, Созополь, Болгария), 13 школы по акусто-оптике и приложениям “13th School on Acousto-Optics and Applications” (19-23 июня 2017, Москва), VI международном конгрессе по ультразвуку «6th International Congress on Ultrasonics» (18-20 декабря 2017 г., Гонолулу, Гавайи, США), VI международном симпозиуме по лазерному ультразвуку «Laser Ultrasonics 2018» (9-13 июля 2018 г., Ноттингем, Великобритания). Разработка нового способа профилометрии была представлена на Международной выставке изобретений SIF 2017 в Сеуле (Южная Корея) и отмечена наградами: серебряной медалью выставки SIF 2017, специальным призом от университета технологий г. Лодзь и дипломом Федеральной Службы по Интеллектуальной Собственности (Роспатент). По результатам разработки способа профилометрии, изложенным в Главе 1, оформлен патент.

Личный вклад автора

Изложенные в диссертационной работе результаты разработки способов профилометрии, томографии и термометрии с использованием лазерных источников ультразвука, экспериментальные установки для осуществления данных способов, разработанные и реализованные алгоритмы, поставленные физические эксперименты выполнены автором лично, либо при его непосредственном участии. Программно-аппаратный комплекс, находящийся в основе автоматизированной установки для лазерной ультразвуковой профилометрии и томографии, разработан и реализован А. С. Бычковым. Комбинированный оптико-акустический и лазерно-ультразвуковой модуль разработан В. А. Симоновой. Акустооптическая ячейка с системой управления, использованная в качестве объекта исследования для лазерной ультразвуковой термометрии, разработана Акусто-Оптическим центром НИТУ «МИСиС».

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 15 научных публикациях (из них 9 статей в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ им. М. В. Ломоносова, 1 патент на изобретение, 5 тезисов докладов), список которых приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации

Текст диссертации состоит из введения, трех глав, каждая из которых посвящена решению отдельной задачи, и заключения. При этом все три главы являются оригинальными, и каждая из них состоит из введения, основной части и выводов. Материал работы изложен на 116 страницах, включающих 46 иллюстраций. Список цитируемой литературы содержит 120 наименований. В диссертации принята двухзначная нумерация формул и рисунков. Обращение к формулам осуществляется в виде (1.5), что означает нахождение данной формулы в 1-й главе под номером 5. Аналогично производится нумерация рисунков. Нумерация таблиц едина для всего текста.

Основное содержание диссертационной работы

Во введении сформулированы актуальность, научная новизна, цели и задачи проведенной работы, основные положения, выносимые на защиту и, кроме того, кратко описано содержание каждой главы диссертации.

Глава 1 посвящена разработке способа ультразвуковой профилометрии твердых тел с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны пьезоэлектрических приемников. В §1.1 изложен краткий обзор контактных и бесконтактных методов профилометрии, их преимуществ и недостатков. В §1.2 показан принцип формирования зондирующих ультразвуковых импульсов, их конкурентных преимуществ при использовании для проведения профилометрии. Описан принцип иммерсионной ультразвуковой профилометрии с использованием лазерного источника ультразвука. §1.3 посвящен описанию экспериментальной установки, используемой в работе для профилометрии и томографии твердых тел. Приведена схема основного модуля системы, описаны преимущества использования акустической линзы, особенности детектирования широкополосных ультразвуковых импульсов. В §1.4 изложена общая теоретическая постановка прямой и обратной задач распространения ультразвука, кратко проанализированы алгоритмы ультразвуковой томографии, имеющие отношение к данной работе. В §1.5 описаны алгоритмы, используемые для построения первичных ультразвуковых изображений, основанные на алгоритме обратных проекций. Показаны изображения функций передачи

точки, полученных экспериментально и с применением численного моделирования методом интеграла Рэлея. Функция передачи точки позволила проверить корректность реализованных алгоритмов и экспериментальной установки. Приведена зависимость скорости построения ультразвуковых изображений при помощи параллельной версии алгоритмов, характеризующая производительность вычислений. В §1.6 показаны экспериментально зарегистрированные сигналы при проведении профилометрии дюралюминиевых образцов, имеющих форму тел вращения с различными образующими, продемонстрированы томографические изображения их профилей. В §1.7 предложен алгоритм сегментации профиля на полученном изображении, основанный на том, что максимальное по амплитуде отражение зондирующего импульса образуется между иммерсионной жидкостью и образцом. Поэтому алгоритм содержит три этапа: выделение линии максимумов ультразвукового изображения; применение преобразования Хафа и линейной аппроксимации, позволяющие получить число линейных участков профиля и их уравнения, для повышения надежности профилометрии и последующего использования данных алгоритмов для томографии. Кроме того, в данном разделе описан алгоритм построения трёхмерных изображений поверхности объектов, подразумевающий «сшивку» двумерных изображений в трехмерную карту поверхности. §1.8 посвящен экспериментальной реализации двумерной и трехмерной ультразвуковой профилометрии дюралюминиевых образцов с проточками. Проведено сравнение ультразвуковых и рентгеновских изображений профилей образцов. Показаны трехмерные экспериментальные карты поверхностей исходного образца и того же образца, но с модельным дефектом поверхности. Проведено обсуждение результатов и факторов, влияющих на разрешение ультразвуковой профилометрии. §1.9 содержит выводы к Главе 1.

Глава 2 посвящена разработке способа иммерсионной ультразвуковой томографии твердых тел, имеющих сложную форму поверхности, с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны. В §2.1 проведен обзор методов неразрушающего контроля, включающих в себя радиографические, стандартные ультразвуковые, ультразвуковые методы, использующие лазерный источник ультразвука и контактную пьезоэлектрическую или бесконтактную интерферометрическую схемы детектирования. В §2.2 излагается принцип предлагаемого способа томографии, его преимущества и недостатки. Описываются алгоритмы двухэтапного построения изображений. Первичные изображения строятся с использованием алгоритмов, описанных в §1.5. На втором этапе производится сегментация профиля при помощи алгоритмов из §1.7. На третьем этапе производится перестроение части ультразвукового изображения, соответствующего внутреннему объему образца. Для этого пересчитываются времена распространения с учетом преломления ультразвука на границе объекта (его профиле) на прямом и обратных путях

распространения. Описываются способы усиления контраста изображений и уменьшения артефактов изображения, присущих алгоритмам обратных проекций при малом числе приемных элементов. Для надежной сегментации внутренних границ твердого тела применяется подход, основанный на использовании априорно известной виртуальной модели образца. Для этого производится совмещение профиля виртуальной модели и профиля на изображении; вблизи внутренней поверхности модели производится поиск границ на ультразвуковом изображении. В рамках §2.3 осуществлено численное моделирование распространения зондирующей ультразвуковой волны в системе «объект-иммерсионная жидкость-приемные элементы» с использованием программного пакета k-Wave Toolbox MATLAB для проверки работоспособности разрабатываемого способа и алгоритмов. Приведены восстановленные по численным данным изображения без учета и с учетом преломления на границе. Изображения показали хорошее соответствие с априорными ожиданиями. В §2.4 описаны эксперименты по проведению лазерной ультразвуковой томографии твердых тел со сложной формой поверхности. Построены изображения плексигласового и стального образцов со сложной формой поверхности, учитывающие преломление на границе твердого тела. Проведено сравнение результатов измерений ультразвуковым методом, стандартным измерительным инструментом и результатов численного моделирования. Показано, что разрабатываемый способ позволяет проводить измерения размеров участков внешнего и внутреннего профиля с высокой точностью, визуализировать истертость и внутренние повреждения образца. Приведен анализ влияния преломления волн на границе акустической линзы на увеличение погрешности измерений. В §2.5 показаны результаты ультразвуковой томографии дюралюминиевого образца, имеющего участок профиля со значительным наклоном внешней поверхности. Проанализированы основные факторы, определяющие разрешение томографии. §2.6 содержит выводы к Главе 2.

Глава 3 посвящена разработке способа ультразвуковой термометрии с использованием лазерного источника ультразвука и одного приемного элемента на примере термометрии акусто-оптических устройств. В §3.1 рассмотрены принципы функционирования акусто-оптических ячеек, их основные свойства, зависимость этих свойств от неоднородного распределения температуры. Приводится краткий обзор методов, использованных в различных работах для измерения тепловых полей внутри акусто-оптических кристаллов. В §3.2 дано описание принципа ультразвуковой термометрии с использованием лазерных источников ультразвука. Рассмотрена экспериментальная схема, включающая в себя акусто-оптическую линию задержки и лазерный ультразвуковой структуроскоп УДЛ-2М. Предложен способ калибровки, позволяющий исключить влияние точности измерений толщины образца на результат и существенно улучшить точность измерений. В §3.3 приведены результаты

экспериментальных измерений. К ним, во-первых, относятся зависимости времен пробега акустического пучка, измеренные в одной точке кристалла, от времени, прошедшего с начала разогрева акусто-оптической ячейки. Данная зависимость доказывает принципиальную возможность измерения температуры предложенным способом. Во-вторых, в разделе представлены двумерные карты распределений средней температуры вдоль пути акустического пучка в разных режимах работы акусто-оптического устройства. Приведены результаты независимых измерений температуры кристалла тепловизионным методом и сравнение результатов, полученных двумя методами. Обсуждаются перспективы развития предложенного способа. §3.4 содержит выводы к Главе 3.

В заключении сформулированы общие выводы и результаты всей работы.

ГЛАВА 1. ИММЕРСИОННАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ПРОФИЛОМЕТРИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА

§ 1.1. Введение. Методы профилометрии твердых тел

Задача контроля и измерения профиля поверхности объектов является широко встречаемой в различных областях промышленности. Так, при производстве деталей со сложной формой поверхности необходимо контролировать выдержки допусков; при длительной эксплуатации трубопроводы становятся подвержены коррозионным, механическим повреждениям, для автоматизированного выявления которых производятся роботизированные измерения внутренней и внешней поверхностей. Группа методов, позволяющих осуществить такой контроль посредством измерения параметров и геометрии поверхности, имеет общее название – методы профилометрии, а приборы, осуществляющие его – профилометры. В промышленности профилометры предназначены для измерений в лабораторных, цеховых, полевых условиях, на машиностроительных, приборостроительных и других предприятиях.

Методы профилометрии подразделяются на контактные и бесконтактные (Рис. 1.1), имеющие различные характеристики разрешения, рабочих диапазонов измерений и быстродействия. Первые профилометры появились во второй четверти XX, и по своему устройству они были механическими. Типичные механические профилометры имеют острый стилус, сила нажатия на который варьируется, и координаты конца которого записываются. Сканированием всей поверхности осуществляется запись всех координат, используемых затем для построения ее карты. Размер стилуса обеспечивает разрешение в плоскости поверхности до сотен нанометров, а в поперечном плоскости направлении до единиц микрометров. До сих пор такие профилометры являются наиболее широко распространенными в силу того, что они обеспечивают достаточную для многих приложений точность измерений, высокую надежность и относительную простоту эксплуатации [1, 2]. Однако, их использование в ряде случаев ограничивается относительно низким быстродействием, сложностью контроля шероховатых, мягких и загрязненных поверхностей.

К бесконтактным методам профилометрии относятся в первую очередь оптические и ультразвуковые. Лазерная интерферометрия и триангуляция являются наиболее часто используемыми [3, 4] оптическими профилометрами. Их преимущества включают высокое разрешение, превосходящее обеспечиваемое стилусными профилометрами, более широкий диапазон измерений глубин и высот участков поверхности. Однако, как и в случае стилусных профилометров, сканирование осуществляется в растровом режиме и, следовательно, является медленным. К другим существенным недостаткам можно отнести необходимость дорогостоящей

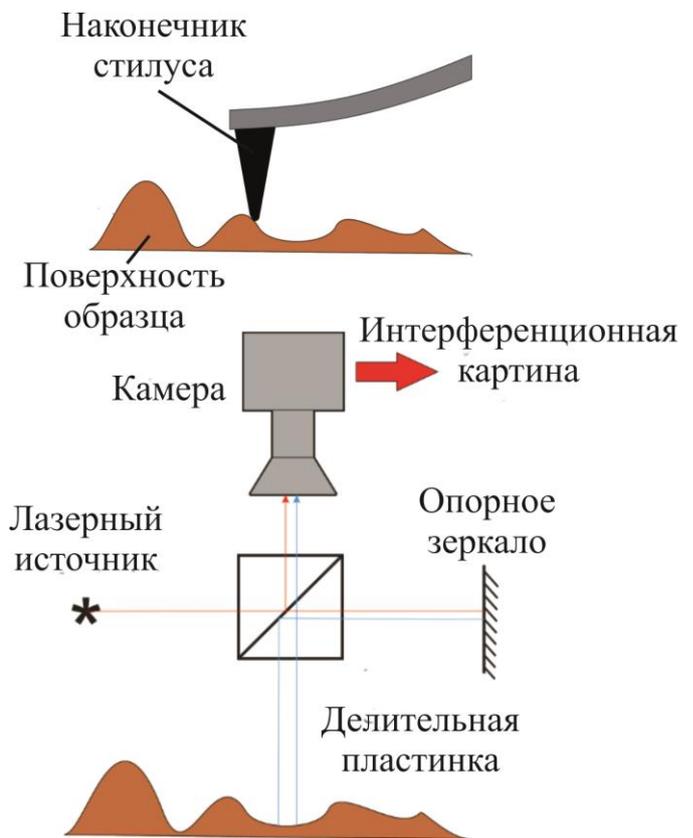


Рисунок 1.1. Принцип работы механического (сверху) и оптического (снизу) профилометра.

предварительной очистки образцов, что зачастую несовместимо с требованиями промышленного контроля и не позволяет проводить его на производственной линии. Кроме того, оптические профилометры не могут быть применены для измерения поверхностей в поглощающих свет жидкостях, таких как нефть в трубопроводах и резервуарах. В таких случаях обоснованным является применение ультразвуковых методов профилометрии.

Среди всех ультразвуковых методов задаче измерения профиля [5, 6] наиболее соответствует акустическая микроскопия. Для ее проведения используется высокочастотный (выше 50 МГц) ультразвук, что обеспечивает субмикронное разрешение изображений, получаемых в растровом режиме сканирования. Данный метод используется для контроля изделий микроэлектроники и образцов, погруженных в жидкости (как правило, в дистиллированную воду). Однако, в органических жидкостях (например, масло, нефть) сложно получить разрешение выше, чем 10 мкм из-за сильного затухания высоких частот. Тем не менее, такое разрешение является достаточным для многих применений.

В рамках данной работы для разработки высокоскоростной профилометрии твердых тел, находящихся в жидкостях, используется один из оптико-акустических методов, называемый лазерной ультразвуковой томографией [7]. Такой вид томографии подразумевает использование импульсного лазерного источника для возбуждения зондирующего ультразвука и многоэлементной приемной антенны для его регистрации в иммерсионном

режиме. В дальнейшем для краткости профилометрию, выполняемую при помощи лазерной ультразвуковой томографии, будем называть лазерной ультразвуковой профилометрией твердых тел. Предлагаемый подход имеет ряд преимуществ перед другими акустическими методами визуализации профиля, среди которых повышенное разрешение и увеличенное быстродействие.

§ 1.2. Принцип способа иммерсионной ультразвуковой профилометрии с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны

Лазерная ультразвуковая профилометрия основывается на оптико-акустическом эффекте [8], основным механизмом которого является термоупругое расширение облучаемого лазерным излучением вещества. Импульсное лазерное излучение используется для возбуждения короткого ультразвукового зондирующего импульса за счет поглощения в приповерхностном слое специального оптико-акустического генератора (полимерной плоско-параллельной поглощающей пластинки). Оптическое поглощение вызывает локальное нагревание среды с последующим нестационарным расширением. Быстрое расширение материала приводит к возбуждению широкополосных ультразвуковых волн.

Общие уравнения для потенциалов колебательной скорости частиц, описывающие возбуждение ультразвука в твердом изотропном теле под воздействием импульсного лазерного излучения могут быть записаны в следующем виде [8]:

$$\begin{cases} \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \Delta \phi = -\beta \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_T^2}{c_L^2} \right) \frac{\partial T}{\partial t}, \\ \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T - \frac{(\nabla \cdot \langle \mathbf{S} \rangle)}{\rho_0 c_p}. \end{cases} \quad (1.1)$$

Здесь ϕ, ψ – скалярный и векторные потенциалы колебательной скорости частиц соответственно; $\mathbf{v} = \nabla \phi + (\nabla \times \psi)$ – колебательная скорость частиц; χ – коэффициент теплопроводности; c_L, c_T – скорости продольной и поперечных объемных акустических волн, соответственно; β – коэффициент теплового расширения; T – локальная температура; $\langle \mathbf{S} \rangle$ – вектор Умова-Пойнтинга падающей электромагнитной волны. Как видно из уравнений (1.1), тепловой источник ультразвука есть только в уравнении для скалярного потенциала, поэтому неограниченная среда под воздействием излучения возбуждает только потенциальное поле,

соответствующее продольным акустическим волнам. Его соленоидальная часть (поперечные волны) возникает при отражении акустического пучка от границ.

Полимерный материал оптоакустического генератора имеет низкий коэффициент теплопроводности, поэтому можно пренебречь диффузией тепла за время генерации импульса. Интенсивность электромагнитного излучения в оптико-акустическом генераторе определяется законом Бугера

$$I(x, y, z, t) = I_0(x, y) \cdot e^{-\alpha(z-z_g)} f(t), \quad (1.2)$$

где α – коэффициент поглощения оптического излучения, z_g – координата верхней поверхности оптико-акустического генератора. В силу того, что $|\partial I/\partial x|, |\partial I/\partial y| \ll \alpha I$, градиентами в поперечных направлении распространения оптического пучка направлениях можно пренебречь, как и поперечными акустическими волнами. Поэтому уравнение для потенциала колебательной скорости будет иметь вид:

$$\frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \Delta \phi = -\frac{\alpha \beta}{\rho_0 c_p} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_L^2}{c_T^2}\right) I(x, y, z, t). \quad (1.3)$$

Преимуществами использования наносекундных лазерных источников ультразвука по сравнению с другими, главным образом пьезоэлектрическими, для задачи профилометрии являются короткая длительность и гладкая биполярная форма импульса (Рис. 1.2), что приводит к существенному улучшению качества и разрешения томографических изображений. Кроме того, профиль возбуждаемых лазером акустических импульсов соответствует гладкому профилю оптического пучка $I_0(x, y)$, поэтому боковые лепестки диаграммы направленности излучателя, характерные другим методам возбуждения, фактически отсутствуют. Как будет показано в Главе 2, лазерная ультразвуковая профилометрия может быть развита до лазерной ультразвуковой томографии твердых тел. Здесь преимуществом предлагаемого подхода становится возможность «развязать» возбуждение и регистрацию ультразвуковых волн, что сопряжено с трудностями при использовании стандартных методов. Это важно, поскольку в случае возбуждения и регистрации волн одними и теми же пьезоэлектрическими элементами

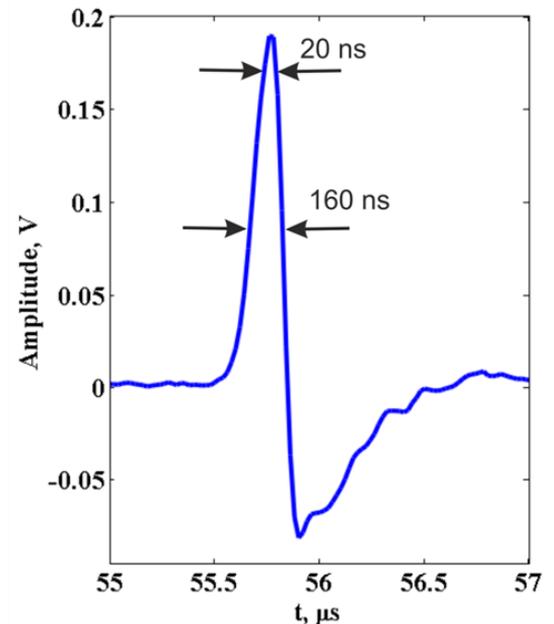


Рисунок 1.2. Экспериментально зарегистрированный пьезоэлектрическими элементами лазерный ультразвуковой импульс, отраженный от дюралюминиевой поверхности. Рисунок взят из работы [9].

возникает так называемая «мертвая зона» контроля, составляющая некоторую область объема

образца вблизи его поверхности (первые ~ 5 мм), не поддающаяся ультразвуковому контролю.

Ее возникновение может быть объяснено следующими соображениями. В процессе регистрации пьезоэлектрический кристалл может быть рассмотрен в качестве акустического резонатора с достаточно высокой добротностью. Поэтому электрический сигнал с кристалла будет содержать в себе «звон» от прошедшей волны, перекрывающий полезный сигнал (длительность которого будет равна времени пробега волны по кристаллу). Для минимизации этого «звона» производится демпфирование кристалла, приводящее к уменьшению его добротности – к его задней поверхности приклеивают акустически согласованный материал, при прохождении в который акустическая волна эффективно затухает либо за счет свойств материала, либо за счет геометрической конфигурации демпфера. Для эффективного возбуждения зондирующей волны тем же пьезоэлектрическим элементом, наоборот, необходимо отсутствие демпфера. В силу того, что стандартные ультразвуковые методы используют одни и те же преобразователи для возбуждения и регистрации ультразвука, нет возможности эффективно демпфировать приемный элемент, и «звон» кристалла частично остается. Длительность этого «звона» и определяет ширину мертвой зоны.

Наличие этой зоны является проблемой при контроле многих промышленных изделий. Например, при изготовлении деталей из титана, или титановых сплавов, для которых критически важна однородная структура материала, после прохождения ультразвукового контроля производится срезание приповерхностной части заготовок, соответствующей «мертвой зоне» дефектоскопов. Такие операции приводят к существенным потерям материала и удорожанию производства. Однако, в этом случае значительно падает эффективность возбуждения ультразвука. Одна из схем для «развязки» возбуждения и регистрации пьезоэлектрического ультразвука – использование двух пьезоэлементов: недемпфированного для возбуждения, и демпфированного – для регистрации. Однако, в этом случае возрастает сложность установки, неоднородность акустического тракта и происходит соответственное ухудшение разрешения. В случае же использования лазерных источников ультразвука «развязка» с регистрацией является естественной, а параметры оптико-акустического генератора и демпфированного пьезоэлектрического приемного элемента могут быть эффективно оптимизированы для обеспечения необходимой рабочей ширины полосы сигналов.

В работе оптико-акустический генератор (будем так называть поглощающую пластинку) имел форму прямоугольника (32 мм на 10 мм), размеры которого велики по сравнению с характерными длинами волн ультразвукового пучка. В этом случае из уравнения (1.3) с хорошей точностью может быть получено одномерное решение в виде плоской волны,

спектральный состав и длительность импульса которой определяются длительностью импульса электромагнитного излучения и глубиной проникновения излучения в объем оптико-акустического генератора. Параметры генератора и лазерного излучения подобраны так, что импульс имеет большую спектральную полосу, составляющую 0.1 – 15 МГц, и длительность, измеренную на половине амплитуды, равную 160 нс. Такие параметры при достаточной частоте дискретизации позволяют проводить измерения скорости звука с относительной точностью измерений до 0.1 %, на практике сложно достижимой при использовании других методов возбуждения и регистрации ультразвука.

Описанные преимущества лазерного метода возбуждения ультразвука хорошо подходят для высокоточного ультразвукового контроля внешнего и внутреннего профилей, а также структуры твердых тел. На Рис. 1.3. изображена принципиальная схема иммерсионной лазерной ультразвуковой профилометрии. Возбуждаемый при поглощении импульсного излучения ультразвуковой пучок распространяется через иммерсионную жидкость к объекту.

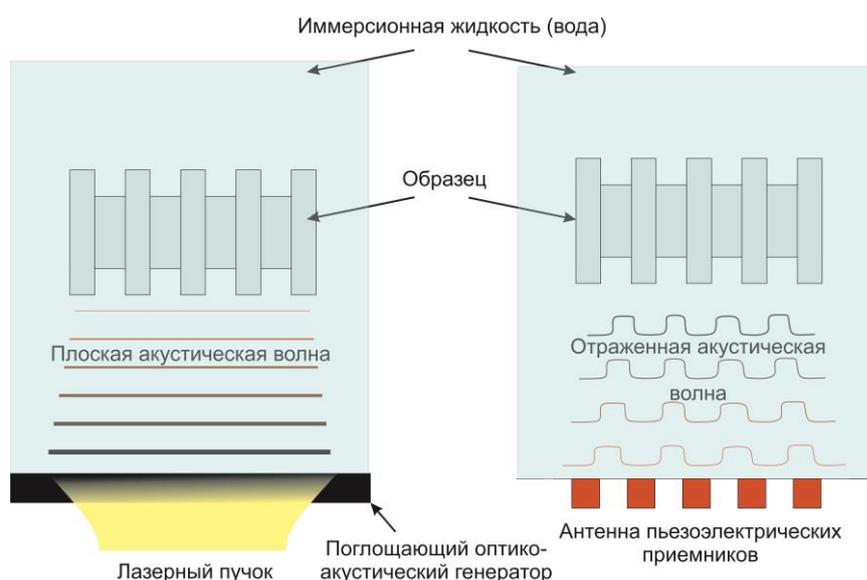


Рисунок 1.3. Принципиальная схема иммерсионной лазерной ультразвуковой томографии. На рисунках слева и справа линии обозначают положение одной волны в различные моменты времени. Яркость линий качественно обозначает амплитуду волны.

Из-за большой разницы акустических импедансов жидкости и образца происходит отражение более 80% энергии пучка от его поверхности. Отраженные волны преобразуются в электрические сигналы при регистрации широкополосной многоэлементной антенной пьезоэлектрических детекторов. После этого происходит усиление, оцифровка и последующая компьютерная обработка сигналов для построения изображений образца и его профиля. В данном случае регистрация акустических волн посредством антенны приемных элементов позволяет применять томографические алгоритмы для построения изображений. Его преимущества заключаются в значительном повышении быстродействия и возможности

контроля образцов более сложных форм в сравнении с одноэлементными приемными системами.

§ 1.3. Экспериментальная установка для ультразвуковой профилометрии твердых тел вращения с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны

В рамках разработки лазерной ультразвуковой профилометрии и томографии твердых тел для экспериментальной апробации метода была создана автоматизированная установка, позволяющая производить визуализацию твердых тел в режиме реального времени [9 – 11]. Схема установки изображена на Рис. 1.4. Для возбуждения ультразвуковых импульсов

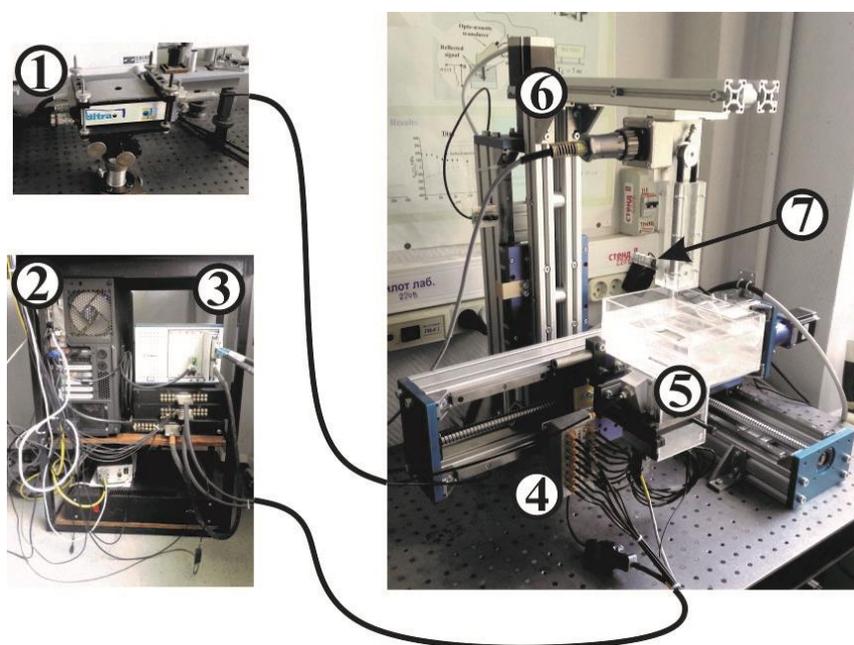


Рисунок 1.4. Экспериментальная установка для иммерсионной лазерной ультразвуковой профилометрии и томографии. 1 –Nd:YAG лазер; 2 – персональный компьютер; 3 – высокоскоростная система приема и обработки информации; 4 – многоканальный предусилитель; 5 – широкополосный лазерный ультразвуковой модуль (оптико-акустический генератор и многоэлементная акустическая антенна); 6 – четырехкоординатная система позиционирования; 7 – образец. Рисунок взят из статьи [9].

использовался Nd:YAG лазер (производство фирмы Quantel, UK) в режиме модуляции добротности (длина волны излучения $\lambda = 1064$ нм, энергия импульсов 10 мДж, длительность импульса $\tau = 10$ нс, частота повторения импульсов 20 Гц), электромагнитное излучение от которого при помощи многомодового оптического волокна (с численной апертурой 0.22) подводилось к поглощающей пластинке, - оптико-акустическому генератору, находящемуся в составе широкополосного лазерно-ультразвукового модуля. Кроме генератора модуль содержит акустическую линзу, акустическую антенну, предусилитель сигналов и кювету с иммерсионной жидкостью.

Ширина центральной спектральной полосы возбужденного в термоупругом режиме ультразвукового импульса обычно измеряется по уровню -3 дБ, поэтому нижняя и верхняя граничные частоты могут быть оценены соотношениями [12]

$$f_{low} \sim 0.16 \frac{c_0}{R_p}, f_{upp} \sim 0.51 \frac{c_0}{R_p}, \quad (1.4)$$

где c_0 – скорость звука в однородно поглощающем лазерное излучение веществе, а R_p – характерный радиус лазерного пятна. Таким образом, соотношение верхней частоты к нижней по уровню -3 дБ составляет около 3. Однако, значительная часть частотных компонент сигнала находится на участках спектра, расположенных ниже f_{low} и выше f_{upp} . Поэтому для построения качественных и точных изображений оказывается важной широкополосная регистрация ультразвука с высоким соотношением сигнал-шум в полосе, ограниченной нижней и верхней частотами с соотношением, превосходящим 7-10.

Для регистрации акустических импульсов в работе используется антенна из 16 плоских пьезополимерных приемных элементов, изготовленных из поливинил-идендифлюорида (ПВДФ), работающих на продольном пьезоэффекте и обеспечивающих ширину полосы эффективного приема 0.2-15 МГц. Вообще, при выборе материала изготовления и геометрических характеристик пьезоэлементов возникает необходимость выбора между широкополосностью и эффективностью приема [12, 13]. При увеличении одного из параметров происходит ухудшение второго, поэтому параметры приёмных элементов должны выбираться для каждого конкретного приложения.

Регистрация широкополосного ультразвука может быть осуществлена в двух режимах электрического подключения: короткого замыкания и холостого хода [13] (Рис. 1.5). В случае регистрации в режиме короткого замыкания пьезоэлектрический материал должен иметь значительную толщину, превосходящую пространственную ширину регистрируемого пучка. Таким образом, толщина пьезоэлемента определяет нижний предел детектируемых частот, а верхний предел, в свою очередь, определяется временем разрядки емкости пьезоэлемента, которое может быть весьма малым. Поэтому данный режим хорош для регистрации высокочастотных и широкополосных импульсов ($\sim 2 - 100$ МГц) длительностью короче 1 мкс.

В силу того, что типичная глубина зондирования среды в данной работе составляет около 50-80 мм, длительность регистрируемого сигнала является значительной, и реализация системы на основе приема в режиме короткого замыкания является затруднительной. Поэтому электрическая цепь работает в режиме холостого хода. В данном режиме пьезоэлектрик колеблется в фазе с акустическим импульсом, а его толщина должна быть меньше длины волны самой высокочастотной компоненты. Нижний частотный предел регистрируемых волн

при этом определяется временем разрядки емкости преобразователя C_T через входной резистор предусилителя R . Сложной проблемой, связанной с режимом холостого хода, является подбор согласованного демпфера для подавления резонансов, а также осуществление качественной склейки всех компонент акустического тракта. Однако, такой режим работы обеспечивает чувствительность приема, в десятки раз превосходящую обеспечиваемую короткозамкнутыми преобразователями за счет более долгого времени удержания заряда на пьезоэлементе.

Верхний предел регистрируемых волн тонким пьезоэлементом определяется толщинным резонансом и может быть оценен по уровню -3 дБ как $f_h = 0.44 c_{lp}/2h$ [14], где

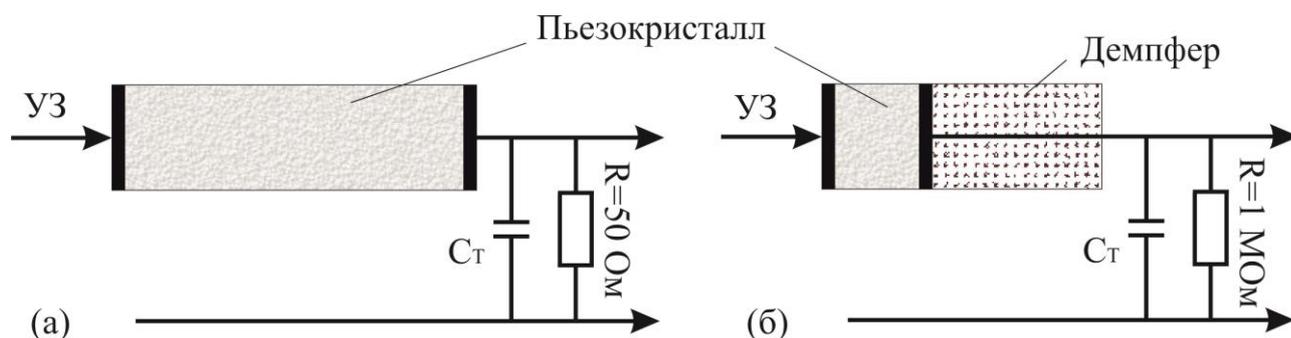


Рисунок 1.5. Электрические схемы приема сигнала с широкополосного преобразователя для работы в режиме (а) короткого замыкания и (б) холостого хода. Черные толстые полосы обозначают электроды.

c_{lp} – скорость звука в материале пьезоэлектрика, а h – толщина пьезоэлектрика. В работе прием осуществляется ПВДФ-пленкой с толщиной $h = 120$ мкм, поэтому $f_h \sim 25$ МГц. Типичные для используемых в данной работе зондирующих волн амплитуды давления не превосходят значений 20 – 200 кПа в жидкости. Поэтому важно оценить предельную чувствительность детектирования. В работе [13] она оценена как минимальный уровень давления, электрический сигнал от которого будет иметь амплитуду, равную уровню тепловых шумов цепи. Для режима работы в холостом ходу получена формула, определяющая такой уровень давления:

$$p_m = \sqrt{\frac{9.2kT_0f_h}{c_l\epsilon\epsilon_0g_{33}^2A'}} \quad (1.5)$$

где k – константа Больцмана, T_0 – температура, $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость, A – площадь пьезоэлемента, g_{33} – пьезоэлектрический модуль давления.

Наиболее чувствительное широкополосное детектирование может быть осуществлено при помощи преобразователей на базе пьезокерамических материалов, например, цирконат-титанат свинца PZT-5Н, благодаря высокому значению пьезоэлектрического модуля и большой емкости таких элементов. Соответственно, использование пьезокерамики позволяет уменьшить площадь и геометрические размеры элементов, что, среди прочего, является одним

из способов улучшения пространственного разрешения установки. Однако, значительным недостатком пьезокерамики для регистрации широкополосных ультразвуковых импульсов является возникновение сдвиговых напряжений при рассеянии звука на границах преобразователя, которые приводят к искажению регистрируемых импульсов. Кроме того, пьезокерамика акустически не согласована с иммерсионной жидкостью. Более низкая чувствительность обеспечивается ПВДФ-полимером,

однако, преимуществом преобразователей на основе ПВДФ является фактическое отсутствие искажений принимаемого сигнала и хорошая акустическая согласованность с иммерсионными жидкостями. Это приводит к существенному снижению процента потерь энергии при отражениях в акустическом тракте исходной зондирующей волны.

Многоэлементная антенна состоит из пьезоэлементов шириной 1 мм, длиной 20 мм и расположенных на расстоянии друг от друга в 1 мм. Большая длина элементов позволяет произвести более острую фокусировку области их наибольшей чувствительности в направлении их наибольшей длины, что помогает сформировать плоскость двумерного изображения установки. Большая ширина пьезоэлементов приводит к повышению соотношения сигнал/шум, позволяет использовать более простые способы изготовления, однако, при этом ограничивая разрешение ультразвуковой системы. Согласно формуле (1.5), теоретически минимально регистрируемая величина давления такими преобразователями составляет $p_m \sim 4$ Па. Однако, данная оценка не учитывает многих возникающих на практике факторов, таких, как электрические наводки, не связанные с тепловыми шумами, неоднородность материалов, склейки. Поэтому, как следует из экспериментальных данных, оценкой минимально измеримой амплитуды давления может служить величина 50-100 Па.

В экспериментальной системе (Рис. 1.6) используется цилиндрическая акустическая линза из плексигласа, закрепленная на поверхности приемных элементов, позволяющая сильнее фокусировать возбужденный лазером ультразвуковой пучок на поверхности исследуемых объектов и дополнительно ограничить область наибольшей чувствительности приемной антенны некоторой областью вблизи ее фокуса. Таким образом, плоская приемная антенна становится эффективно цилиндрически сфокусированной с фокальным расстоянием $R = 40.1$. Фокальная область цилиндрической антенны имеет большие размеры в плоскости образующей этого цилиндра и малую ширину в перпендикулярном направлении. Фактически, такое ограничение позволяет формировать плоскость двумерного изображения: акустическая антенна становится чувствительной только к сигналам от рассеивателей, локализованных в узкой области пространства, «вырезающей» сечение исследуемого объекта. Размер диагностического окна, образуемого такой системой, составляет 20×20 мм, что и определяет размеры получаемых лазерных ультразвуковых изображений. Фокусировка акустических

волн, возбужденных в большом по размерам оптико-акустическом генераторе, позволяет эффективно увеличить интенсивность зарегистрированных акустической антенной сигналов. Кроме того, для компенсации слабого электрического сигнала с пьезоэлектрических элементов и их высокого выходного электрического сопротивления система имеет предусилители на каждом из каналов.

Для получения четких лазерных ультразвуковых изображений образца его необходимо переместить в фокальную область приемной антенны. Для этого экспериментальная установка интегрирована с автоматизированной четырехкоординатной системой позиционирования образца, управляемой микроконтроллером. Шаговые двигатели осуществляют перемещение при помощи трех линейных осей, обеспечивающих точность позиционирования 10 мкм, и одной вращательной осью с точностью установки угла поворота 0.1° . Команды передаются системе позиционирования посредством графического интерфейса программы управления установкой, что позволяет эффективно и быстро проводить двумерную (построение профиля сечения объекта) и трехмерную (построение карты поверхности объекта) лазерную ультразвуковую профилометрию образцов.

Таким образом, плоская ультразвуковая волна, возбуждаемая лазерным излучением в оптико-акустическом генераторе, фокусируется линзой вблизи поверхности исследуемого образца, частично отражается от поверхности образца, проходит иммерсионную жидкость и акустическую линзу в обратном направлении, попадая на приемную акустическую антенну, расположенную между задней поверхностью линзы и верхней поверхностью оптико-акустического генератора (Рис. 1.6). Заметим, что акустическая антенна вносит искажения во

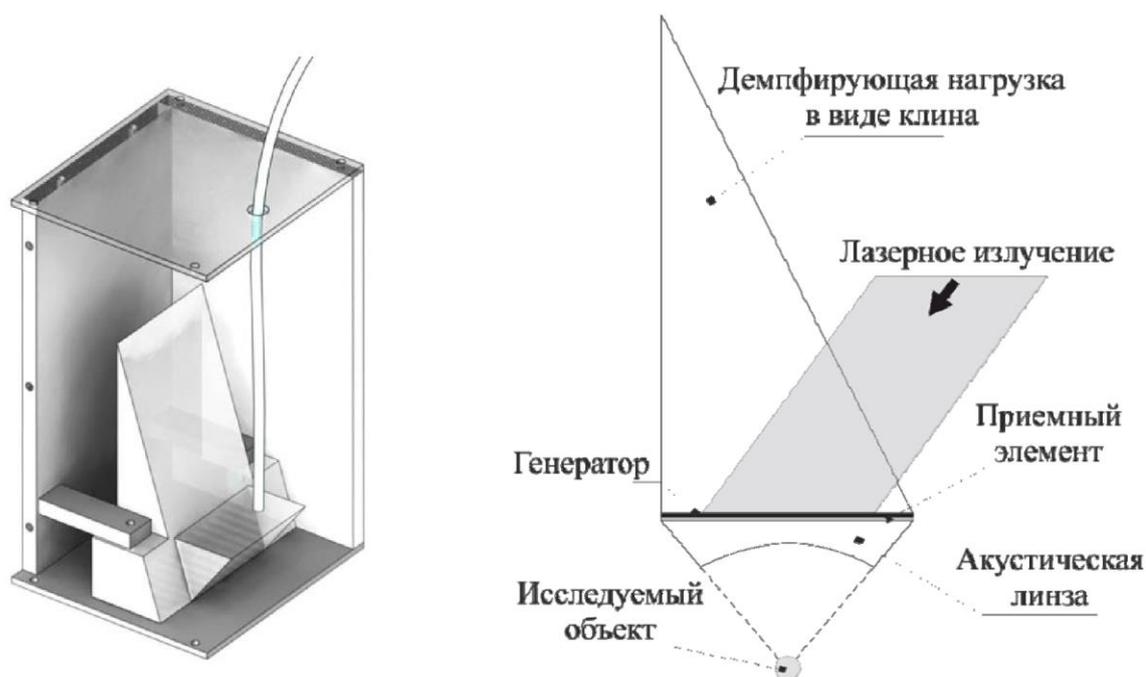


Рисунок 1.6. Трехмерная модель лазерного ультразвукового модуля (слева), двумерная схема расположения компонентов модуля (справа). Рисунок взят из описания патента [11].

времена и амплитуды зарегистрированных изображений. Влияние данных искажений на измерения, а также способ их минимизации будет разобран ниже. Возникающие в пьезополимерных элементах электрические сигналы поступают на предусилитель, регистрируются высокоскоростной системой сбора и обработки информации. Данная система основана на программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) архитектуры NI FlexRio, которая производит оцифровку встроенным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) (разрядность – 12 бит, частота дискретизации – 50 МГц, 32 канала), усреднение сигналов по заданному числу импульсов лазера, а после передает данные на персональный компьютер (ПК) для дальнейшей обработки.

Обработка сигналов на ПК включает в себя предварительную Фурье-фильтрацию принятых данных, построение двумерных лазерных ультразвуковых изображений образца, сегментацию профиля на этих изображениях и «склеивку» полученных профилей различных двумерных сечений объекта в трехмерную карту его поверхности. Фактически таким образом производится создание цифрового двойника поверхности объекта. Задача построения указанных изображений является вычислительно емкой, поэтому для обеспечения работы установки в режиме реального времени при помощи программы с графическим интерфейсом расчеты проводились с использованием технологии параллельного программирования на графических процессорах NVIDIA CUDA [15] на базе видеокарты GeForce GTX 770 и с использованием открытой библиотеки компьютерного зрения OpenCV.

§ 1.4. Прямая и обратная задачи распространения ультразвуковых волн в неоднородных средах. Алгоритмы ультразвуковой томографии

С математической точки зрения задача построения лазерного ультразвукового изображения является обратной задачей рассеяния и состоит в восстановлении характеристик неоднородностей, преломляющих и отражающих зондирующую ультразвуковую волну [16]. Физический смысл таких характеристик может быть разным и зависит от формы, размеров, свойств (плотности, упругости, затухания, сжимаемости среды) и местоположения рассеивателя. Кроме этого, при решении задач томографии твердого тела возникают трудности, связанные с большим количеством возникающих типов волн при отражениях и преломлениях, присутствием как сильных рассеивателей (граница жидкость/твердое тело в иммерсионном варианте, разрывы внутри твердого тела и т.д.), так и достаточно слабых (неоднородности внутри твердого тела). Поэтому для каждой конкретной задачи следует формулировать, что именно является определяемым параметром – в большинстве случаев

восстановление нескольких различных характеристик невозможно в силу неразличимости их действия на амплитуду и время распространения акустического сигнала.

Отличительным свойством практически всех обратных задач рассеяния является зависимость качества и уровня сложности решаемых задач от возможностей вычислительной техники в связи с тем, что их решение в большинстве случаев осуществляется ресурсоемкими компьютерными алгоритмами. Одной из технологий, позволяющей решать такие задачи на компактных вычислителях в реальном времени (например, персональных компьютерах), является параллельное программирование на графических процессорах, широко используемой в настоящее время для реализации алгоритмов оптико-акустической и ультразвуковой томографии [17-19].

Скалярное волновое уравнение линейной акустики в жидкости или газе с переменной плотностью $\rho(\mathbf{r})$ и фазовой скоростью $c(\mathbf{r})$ для давления продольных акустических волн может быть записано в виде [16]

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(\mathbf{r}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{f}(\mathbf{r}, t) + \frac{\nabla \rho(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} (\nabla p(\mathbf{r}, t) + \mathbf{f}(\mathbf{r}, t)), \quad (1.6)$$

где $\mathbf{f}(\mathbf{r}, t)$ – плотность объемных сил, действующих на среду, которые могут быть источниками зондирующего излучения (например, оптоакустическими и т.д.). Для спектральных амплитуд задача может быть переформулирована следующим образом:

$$\Delta \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = -\nabla \tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\nabla \rho(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} \nabla \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega), \quad (1.7)$$

Данное уравнение может быть проанализировано при помощи подстановок [16]

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})}, & \sigma(\mathbf{r}) &= \ln \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right), \\ c(\mathbf{r}) &= \frac{c_0}{\sqrt{1 - \xi(\mathbf{r})c_0^2}}, & \rho(\mathbf{r}) &= \rho_0 \exp(\sigma(\mathbf{r})). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Величины ξ, σ обращаются в нуль вне области рассеяния, что обеспечивает там $c(\mathbf{r}) = c_0, \rho(\mathbf{r}) = \rho_0$. С использованием подстановок (1.8) обратная задача рассеяния приводится к виду неоднородного уравнения Гельмгольца:

$$\Delta \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + k_0^2 \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = \omega^2 \xi(\mathbf{r}) \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + \nabla \sigma(\mathbf{r}) \cdot \nabla \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + \tilde{\mathbf{f}}_0(\mathbf{r}, \omega). \quad (1.9)$$

Правую часть можно трактовать как источник полного поля из источника первичного поля $\tilde{\mathbf{f}}_0(\mathbf{r}, \omega)$ и источника рассеянного поля $\omega^2 \xi(\mathbf{r}) \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + \nabla \sigma(\mathbf{r}) \cdot \nabla \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ – вторичных источников излучения, наведенных в области рассеяния зондирующим полем. Таким образом, обратная задача рассеяния состоит в решении данного уравнения, нелинейного по искомым функциям $\xi(\mathbf{r}), \sigma(\mathbf{r}), \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$, на основании измерения $\tilde{p}(\mathbf{r}', \omega)$ в определенной области пространства.

Значительная часть результатов работ по ультразвуковой томографии относится к биологическим объектам (например, [20-22]), при исследовании которых можно полагать, что акустические свойства иммерсионной среды и самого объекта являются достаточно близкими. Тогда можно записать упрощенное волновое уравнение [23]

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(\mathbf{r}, t) = \gamma_K(\mathbf{r}) \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot [\gamma_\rho(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r}, t)], \quad (1.10)$$

где K, ρ – средние значения сжимаемости и плотности бесконечной среды, $\tilde{K}, \tilde{\rho}$ – распределение их значений в неоднородной среде, а $\gamma_K(\mathbf{r}) = (\tilde{K}(\mathbf{r}) - K)/K$ и $\gamma_\rho(\mathbf{r}) = (\tilde{\rho}(\mathbf{r}) - \rho)/\rho$ – их отклонения от среднего в области, содержащей исследуемый объект, $c^{-2} = \rho K$ – скорость звука в бесконечной среде. При выводе уравнения (1.10) предполагается, что $\gamma_K \ll 1$ и $\gamma_\rho \ll 1$. Даже в такой формулировке обратная задача нахождения распределения параметров среды является очень сложной, поскольку задача (1.10) нелинейна по параметрам сжимаемости и плотности. Уравнение (1.10) может быть сформулировано в интегральном виде: если в облучаемой области присутствуют возмущения только сжимаемости, то оно приводится к уравнению Липпмана-Швингера; при наличии возмущений и сжимаемости, и плотности (1.10) приводится к уравнению Бергмана [24].

Для дальнейшего упрощения наиболее часто применяется линейризация в Борновском приближении [24-27] соответствующему в том числе и режиму томографии «на отражение». Это приближение состоит в том, что рассеиватели предполагаются слабыми ($\gamma_K \ll 1$ и $\gamma_\rho \ll 1$), а рассеянное поле имеет амплитуду значительно меньшую, чем поле зондирующей волны, остающееся невозмущенным. Кроме того, объем объекта должен быть достаточно малым, что обычно выполняется, когда его размер принимает значения менее 50-100 характерных длин волн [25] зондирующего излучения. Полное поле при рассеянии может быть представлено как сумма зондирующего и рассеянного поля $p(\mathbf{r}, t) = p_0(\mathbf{r}, t) + p_s(\mathbf{r}, t)$. Тогда $p(\mathbf{r}, t)$ в правой части может быть приближенно заменено на поле зондирующей волны $p_0(\mathbf{r}, t)$, а $p(\mathbf{r}, t)$ в левой части – на рассеянное поле $p_s(\mathbf{r}, t)$. Тогда рассеянное поле может быть вычислено с использованием функции Грина $G(\mathbf{r}, t)$ для пространства

$$p_s(\mathbf{r}, t) = \int_R d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^{\infty} dt' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \left\{ \gamma_K(\mathbf{r}') \frac{1}{c^2(\mathbf{r}')} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t'^2} p_0(\mathbf{r}', t') + \nabla \cdot [\gamma_\rho(\mathbf{r}') \nabla p_0(\mathbf{r}', t')] \right\}, \quad (1.11)$$

где R – облучаемая область пространства, содержащая неоднородности сжимаемости и плотности.

Другим способом упрощения задачи (1.10) является приближение Рытова (метод плавных возмущений) [27, 28], являющееся более точным для режима томографии «на

просвет». В этом случае ставится требование на плавность изменения свойств среды на расстояниях порядка длины волны, однако, ослабляется ограничение на размер объекта.

Учет многократного перераспределения падающей волны делает задачу обратного рассеяния нелинейной по параметрам рассеивателя, что создает дополнительные трудности. Борновское приближение однократного рассеяния позволяет решать узкий круг задач для слабых рассеивателей и при отсутствии преломления рассеянного поля. В связи с этим применяют итерационные алгоритмы, фактически превращая решение нелинейной обратной задачи в композицию линейных задач [29, 30].

Фактически измеряемой величиной при проведении ультразвуковой томографии с многоэлементной пьезоэлектрической антенной является напряжение, отражающее усредненное по поверхности приемных элементов акустическое давление рассеянной волны $p_s(\mathbf{r}, t)$ в данный момент времени

$$U_i(t) = \int_{S_i} d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} K(\mathbf{r}', \omega) \cdot \tilde{p}_s(\mathbf{r}', \omega) e^{-i\omega t}, \quad (1.12)$$

где $K(\mathbf{r}', \omega)$ – спектральная характеристика приемного элемента, $\tilde{p}_s(\mathbf{r}', \omega)$ – спектр рассеянного сигнала в точке \mathbf{r}' , а интегрирование производится по поверхности приемного элемента номер $i - S_i$. Обратная задача ультразвуковой томографии состоит в том, чтобы по величинам $U_i(t)$ вычислить распределения $\gamma_K(\mathbf{r})$ и $\gamma_\rho(\mathbf{r})$. С математической точки зрения она является существенно недоопределенной [29] за счет того, что при проведении томографии, особенно реального времени, используется весьма ограниченное число приемных элементов (обычно не более 256) при ограниченной апертуре антенны. Поэтому для ее решения используются алгоритмы, которые можно разделить на две группы. Алгоритмы первой группы основываются на геометрическом приближении эйконала (трассировка акустических лучей), второй группы – на волновом приближении. Волновые алгоритмы обеспечивают более высокое разрешение и имеют более широкую область применимости, однако, являются более требовательными к памяти и вычислительной мощности вычислительной машины.

В общем, геометрическая акустика применима для случаев, когда размер неоднородностей значительно больше характерной длины волны излучения [31, 32]. В этом случае акустическая энергия распространяется в направлении, перпендикулярном движущемуся волновому фронту. При этом осуществляется переход от распределений $\gamma_K(\mathbf{r})$ и $\gamma_\rho(\mathbf{r})$ к некоторому эффективному показателю преломления $n(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r})/c_0$, равному отношению скорости звука в данной точке к некоторой опорной скорости звука c_0 . Это добавляет дополнительную погрешность, поскольку рассеяние неоднородностями плотности и сжимаемости происходит по-разному. Одним из вариантов получения уравнений

распространения лучей является применение принципа Ферма [31], устанавливающего, что луч распространяется между двумя точками по пути, занимающему наименьшее время. Лучевое уравнение имеет вид

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n, \quad (1.13)$$

где s – координата вдоль пути луча, а $d\mathbf{r}/ds$ – единичный вектор в направлении распространения луча.

Уравнение (1.13) может быть использовано для расчета распространения лучей в системе с известным распределением показателя преломления [31] и расчета траектории луча между двумя точками [33]. Применяя разложение до второго порядка для координаты точки, принадлежащей пути луча, получим выражение

$$\mathbf{r}(s + \Delta s) \approx \mathbf{r}(s) + \frac{d\mathbf{r}}{ds} \Delta s + \frac{1}{2n} \left[\nabla n - \left(\nabla n, \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] (\Delta s)^2, \quad (1.14)$$

которое используется в ряде алгоритмов для итеративного восстановления распределения показателя преломления [34-37].

Для многих приложений, работающих в режиме реального времени, обоснованным является использование алгоритмов, основанных на трассировке лучей за счет их скорости и приемлемой точности. Наиболее распространенными алгоритмами такого типа являются алгоритмы синтезирования апертуры и алгоритм обратных проекций.

Алгоритмы синтезирования апертуры. Большинство систем для ультразвуковой томографии твердых тел используют алгоритмы, позволяющие эффективно синтезировать различные конфигурации апертуры многоэлементной акустической антенны (см., например, [38-40]). При таком подходе акустическая антенна из пьезоэлектрических преобразователей используется в эхо-режиме. Ультразвуковое изображение рассчитывается по набору данных, полученных за несколько электрических импульсов, использованных для возбуждения пьезоэлементов. Во время каждого импульса создаются различные временные задержки для сигналов, поданных на различные пьезоэлементы. При этом используются разные последовательности данных задержек для эффективной фокусировки акустической системы в разных точках исследуемого объекта. Рассеянные волны регистрируются, и по электрическим сигналам производится вычисление первичных изображений с использованием, например, алгоритмов обратного распространения. Итоговое изображение есть сумма первичных изображений. Вообще, процесс построения изображений за несколько электрических импульсов занимает достаточно много времени, однако, данная схема в принципе может быть оптимизирована для работы в режиме реального времени.

Алгоритм обратных проекций. Как было отмечено выше, существует всего лишь несколько точных формул обращения для ультразвуковой томографии, и все они получены для мягких биологических тканей на основе приближений Борна или Рытова. Нортон и Линзер [23] получили формулу для вычисления распределений плотности и сжимаемости среды в рамках задачи обратного рассеяния в Борновском приближении, для общего случая облучения широкополосной сферически расходящейся волной. Они показали, что в данном случае простая процедура обратных проекций дает решение, близкое к точному (учитывающему волновые эффекты) в большинстве ситуаций, встречающихся на практике при исследовании биологических тканей. При этом процедура обратных проекций является легко интерпретируемой, подразумевая, что характеристика рассеивателем получается суммированием сигналов, принятых всеми детекторами, и взятых в моменты времени, соответствующие времени распространения от генератора до неоднородности и от неоднородности до детектора.

Формула обратных проекций для решения обратной задачи восстановления тепловыделения в среде при поглощении лазерного излучения широко используется в оптико-акустической томографии [41, 42] и является точной в предположении, что распределение скорости звука в среде однородно [43]. Однако, эвристический алгоритм обратных проекций для томографии с многоэлементной приемной антенной и импульсными лазерными и другими источниками ультразвука, также показал свою эффективность для задач визуализации как биологических тканей [44, 45], так и твердых тел [9, 46].

§ 1.5. Алгоритмы построения изображений профиля твердых тел

Для построения изображений в работе используется алгоритм обратных проекций, что обусловлено его простотой, относительно низкой требовательностью к вычислительной мощности персонального компьютера, используемого в качестве управляющего установкой устройства. Суть алгоритма заключается в построении двумерного изображения по «дугам вероятности», имеющим форму парабол. Рассмотрим акустическую неоднородность, расположенную в точке с радиус-вектором $\mathbf{r} = (x, z)$ в плоскости изображения. Плоская зондирующая ультразвуковая волна распространяется в иммерсионной жидкости вдоль оси z от координаты генератора z_g до координаты неоднородности z , и рассеивается в данной точке. Рассеянная волна регистрируется приемным пьезоэлементом с номером i в точке $\mathbf{d}_i = (x_i, z_i)$ (алгоритм предполагает, что приемные элементы являются точечными). Таким образом, общее время распространения волны от генератора до i – го приемного элемента составляет

$t_i = (z - z_g + |\mathbf{d}_i - \mathbf{r}|)/c_0$, где c_0 – скорость звука в иммерсионной жидкости. Из этих соображений можно получить, что эффективная амплитуда акустических неоднородностей (величины пикселей изображения) в точке с радиус-вектором \mathbf{r} может быть выражена формулой [44]

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta\Omega_i \cdot b(\mathbf{d}_i, t = \frac{z - z_g + |\mathbf{d}_i - \mathbf{r}|}{c_0})}{\sum_{i=1}^N \Delta\Omega_i}, \quad (1.15)$$

где N – число приемных элементов, $\Delta\Omega_i$ – телесный угол, под которым виден i -й приемный элемент из точки с неоднородностью и радиус-вектором \mathbf{r} . Телесный угол введен здесь для учета разницы амплитуд и энергий, принятых различными пьезоэлектрическими элементами за счет разницы их видимых размеров. Величина обратной проекции $b(\mathbf{d}_i, t)$ может быть вычислена согласно формуле

$$b(\mathbf{d}_i, t) = -\frac{\partial p(\mathbf{d}_i, t)}{\partial t}, \quad (1.16)$$

где $p(\mathbf{d}_i, t)$ – величина акустического давления, зарегистрированного i -м приемным элементом. Заметим, что в виде (1.11) формула обратных проекций является линейной и, соответственно, не учитывает преломление на неоднородностях скорости звука и плотности. Это существенно ограничивает ее применимость для определения внутренних размеров реальных объектов, однако, оставляя возможность использовать ее при проведении профилометрии в достаточно однородных иммерсионных жидкостях. В формуле (1.16) обратные проекции вычисляются как производные от принятых сигналов. В отличие от стандартного подхода для данного алгоритма к обратному излучению величины самого давления, здесь производится обратное излучение производной сигнала. Взятие производной эквивалентно умножению спектра сигнала на функцию, прямо пропорциональную частоте, что приводит к относительному усилению высокочастотной компоненты, отвечающей за определение точного положения резких границ. Таким образом, такой подход позволяет повысить точность выделения профиля образцов.

Перед расчетом обратных проекций производится предварительная Фурье-фильтрация принятых сигналов посредством полосового фильтра

$$K(f) = K_0 \exp\left(-\left(\frac{f_l}{f}\right)^8 - \left(\frac{f_l}{f}\right)^2 - \left(\frac{f}{f_h}\right)^4\right), \quad (1.17)$$

здесь $f_l = 0.5$ МГц, $f_h = 10$ МГц – нижняя и верхняя частоты отсеки. Данные частоты определяются эффективной частотной полосой зондирующего импульса ($\sim 0.3 - 9$ МГц), приемной полосой полимерных пьезоэлектрических приемников ($\sim 0.1 - 25$ МГц) и спектром шумов экспериментальной установки, электрические шумы которой преобладают над

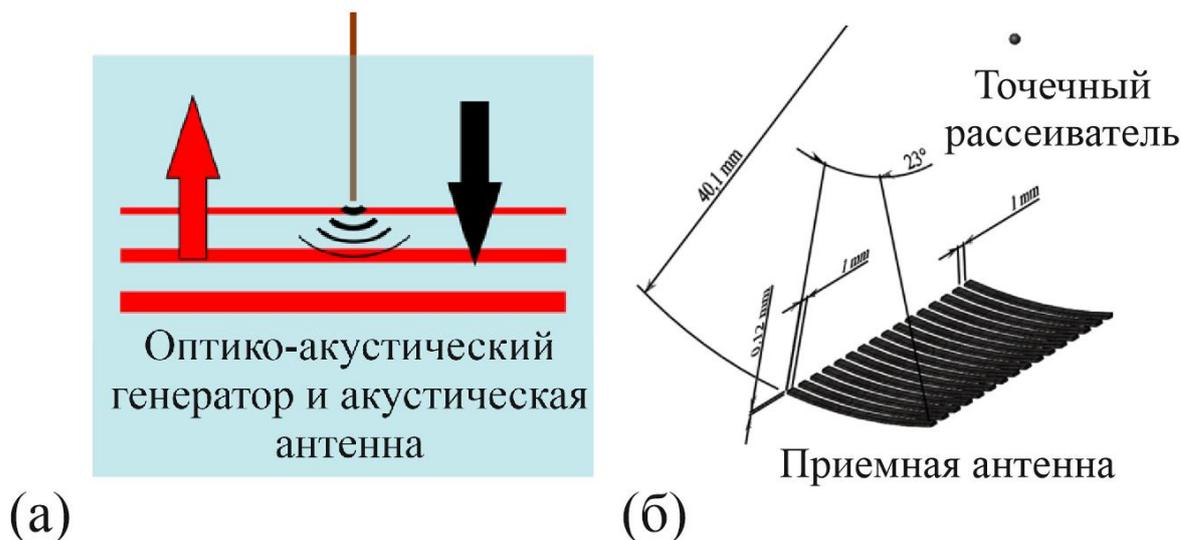


Рисунок 1.7. (а) Схема модельного эксперимента и численного моделирования для проверки алгоритмов. (б) Параметры системы, использованные для численного моделирования рассеяния ультразвука.

полезным сигналом на частотах выше 15 МГц и ниже 0.3 МГц. Для дополнительной очистки сигнала от паразитных переотражений зондирующего импульса, а также низкочастотных наводок, производится замер сигналов со всех приемных элементов при отсутствии образца внутри установки («отклик пустого томографа») и вычитание их из сигнала, измеренного при наличии образца.

Для проверки реализованных алгоритмов и экспериментальной установки было произведено численное моделирование отражателя и модельный эксперимент по визуализации точечного отражателя. Для оценки пространственного разрешения, обеспечиваемого экспериментальной установкой, необходимо моделировать точечный отражатель, которым с хорошей точностью можно считать объект с характерным размером порядка или меньше характерной длины волны акустического излучения. В эксперименте в качестве такого объекта был выбран торец оптического волокна диаметром 625 мкм (Рис. 1.7 (а)).

Для моделирования рассеяния точечным объектом был использован метод интеграла Рэлея, часто используемый за свою простоту и применимость для многих частных случаев в задачах оптоакустики и распространения ультразвука [47, 48], в которых кривизна границ позволяет использовать приближение однократного отражения. Интеграл Рэлея для расчета поля акустического давления, создаваемого опто-акустическим генератором вблизи поверхности жесткого рассеивателя, с точностью до постоянной величины пропорционален

$$p_s(\mathbf{r}, t) \sim \int_{S_g} \frac{\delta\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c_0}\right)}{2\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS'_g, \quad (1.18)$$

где S_g – поверхность генератора, \mathbf{r}, \mathbf{r}' - радиус-векторы точек на поверхности рассеивателя и генератора соответственно. Здесь δ -функция используется для описания формы лазерного импульса, считающегося коротким по сравнению с акустическими процессами. Используя величину $p_s(\mathbf{r}, t)$ можно оценить сигнал, принимаемый i -м пьезоэлектрическим преобразователем, как величину, пропорциональную интегралу акустического давления, взятого по его поверхности:

$$p_d^i(t) \sim \int_S \int_{S_d^i} \frac{p_s\left(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}''|}{c_0}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}''|} dS_d^i dS, \quad (1.19)$$

где S, S_d^i – поверхности рассеивателя и i -го приемного элемента соответственно, а \mathbf{r}'' - радиус-вектор точки на поверхности приемного элемента. Кроме того, необходимо учесть передаточную спектральную характеристику преобразователей. Для этого спектр принятого сигнала $p_d^i(t)$ умножается на модельную функцию, определяемую первым толщинным резонансом пьезопреобразователей [49] экспериментальной системы $f_h \approx 25$ МГц

$$K(f) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi f}{2 f_h}\right), & f \leq f_h \\ 0, & f > f_h. \end{cases} \quad (1.20)$$

Таким образом, при моделировании в качестве рассеивателя была взята жесткая отражающая стенка, по размерам соответствующая торцу оптоволокна; а параметры приемной антенны соответствовали эффективным параметрам экспериментальной антенны (Рис. 1.7 (б)).

На Рис. 1.8 показаны экспериментальное и модельное изображения, близкие друг к другу по своей структуре. Оба изображения имеют характерную форму, содержащую две фазы сжатия и фазу разрежения большой амплитуды за счет того, что исходный импульс имеет биполярную форму, а при вычислении обратных проекций вычисляется производная от

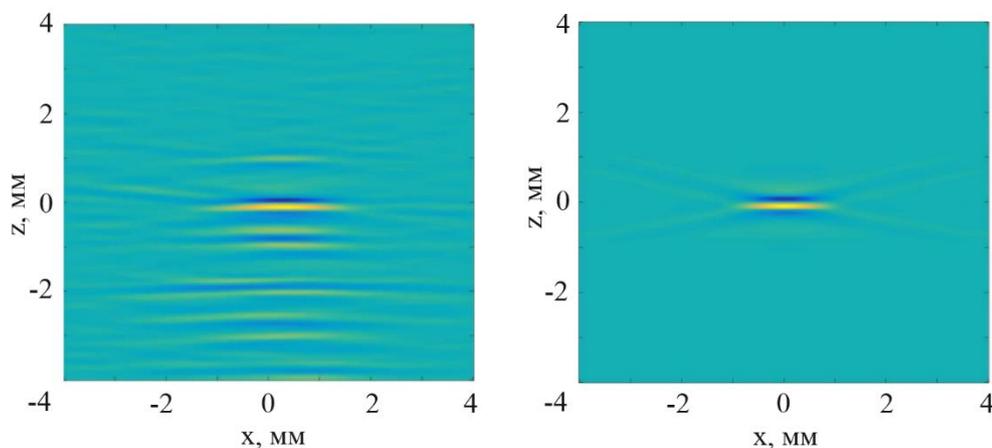


Рисунок 1.8. (а) Изображение торца волокна, полученное в эксперименте. (б) Изображение модельного рассеивателя лазерного ультразвука.

сигнала. Регулярно расположенные тонкие полосы, особенно явно наблюдаемые на Рис. 1.8(б), обусловлены малым числом приемных элементов и иллюстрируют характерные для алгоритма обратных проекций дугообразные артефакты. Тонкие полосы на фоне Рис. 1.8(а) соответствуют шумам, отражениям акустических волн от мелких пузырьков, неоднородностей, а периодичные, более яркие и широкие полосы соответствуют переотражениям принимаемых волн внутри оптического волокна и акустического тракта системы.

Полученные результаты позволяют оценить разрешение системы как ширину изображения малого рассеивателя на полувысоте от центрального максимума. Полученные данные свидетельствуют о том, что экспериментальная оценка разрешения имеет величину $\Delta z = 0.15$ мм, $\Delta x = 2.20$ мм, а оценка посредством численного моделирования - $\Delta z = 0.1$ мм, $\Delta x = 1.70$ мм. Результаты проведенных экспериментов позволяют проверить



Рисунок 1.9. Сравнение времен работы последовательной и параллельной версии алгоритмов в зависимости от числа пикселей на изображении.

корректность реализованных алгоритмов, установить работоспособность экспериментальной аппаратуры, однако, разрешение с их помощью может быть оценено лишь очень приблизительно (более точно определяется величина Δz , чем Δx). Как будет показано ниже, оценка разрешения лазерной ультразвуковой профилометрии и томографии твердых тел требует более тщательного анализа.

В связи с тем, что пиксели получаемых изображений имеют размер, существенно меньший, чем реальное разрешение установки, возникает достаточно большое количество высокочастотного шума, влияющего на дальнейшее выделение профиля на изображениях. Поэтому для сглаживания была применена двумерная свертка ультразвуковых изображений с

гауссовой функцией, имеющей ширину, соответствующую параметрам расчетного отклика системы на малый рассеиватель

$$f(x, z) = F_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2 - \left(\frac{z}{\Delta z}\right)^2\right). \quad (1.21)$$

Лазерная ультразвуковая профилометрия разрабатывается для автономного контроля поверхностей в режиме реального времени. Поэтому, как было отмечено ранее, в связи с вычислительной емкостью алгоритма обратных проекций и алгоритмов машинного зрения, применяемых в данной работе, они были реализованы с использованием технологии параллельного программирования на графических процессорах NVIDIA CUDA. Такой подход позволяет получать детальные лазерные ультразвуковые изображения с высоким числом пикселей (изображения размером 1000×1000 пикселей) в режиме реального времени. При правильной параллельной организации расчета изображений и достаточно медленной операции обмена данными между видеокартой и

центральной системой остается достаточно вычислительных мощностей для реализации усложненных алгоритмов обработки изображений. Рис. 1.9 иллюстрирует сравнение времен работы последовательной версии алгоритма на процессоре AMD A-8 и параллельной на видеокarte GeForce GTX 770. Из



него следует, что время построения изображения размером 100×100 пикселей первым алгоритмом составляет около 40 мс и равно времени, требуемому вторым алгоритмом для построения изображения размером 1000×1000 пикселей. Данное время соответствует 25 кадрам в секунду, и поэтому ограничивающим частоту обновления кадров фактором становится частота повторения лазерных импульсов 20 Гц.

Рисунок 1.10. Фотография образцов, использованных для тестирования лазерной ультразвуковой профилометрии.

§ 1.6. Ультразвуковые изображения ступенчатых тел вращения

На Рис. 1.10 представлена фотография образцов, используемых для экспериментальной апробации лазерной ультразвуковой томографии и профилометрии. Образцы изготовлены из дюралюминия Д-16Т и имеют следующие формы: цилиндр (длина 40 мм, диаметр 18 мм), цилиндр с регулярными проточками (длина 40 мм, диаметр 18 мм, глубина и ширина проточек – 2 мм), цилиндр с нерегулярными проточками (длина 40 мм, диаметр 18 мм, глубина проточек 1 мм, ширина внешней и внутренней частей проточек составляет от 2 до 6 мм) и конусы с

углами наклона образующей к оси в 15° и 30° (длина 40 мм, ширина узкой части конуса – 10 мм). Кроме того, выбранные объекты позволяют наглядно продемонстрировать преимущества и недостатки разрабатываемого способа профилометрии.

Примеры экспериментально зарегистрированных сигналов, отраженных образцами, помещенными в фокус акустической антенны, изображены на Рис. 1.11. При поглощении лазерного излучения в оптико-акустическом генераторе возникает две волны, бегущих в противоположные стороны. Одна из них – зондирующий импульс, используемый для облучения образцов, а вторая бежит внутрь акустического тракта, регистрируется преобразователями (пик с максимальной амплитудой на Рис. 1.11) и поглощается демпфером. Система имеет низкочастотные наводки, эффективно убираемые полосовой фильтрацией

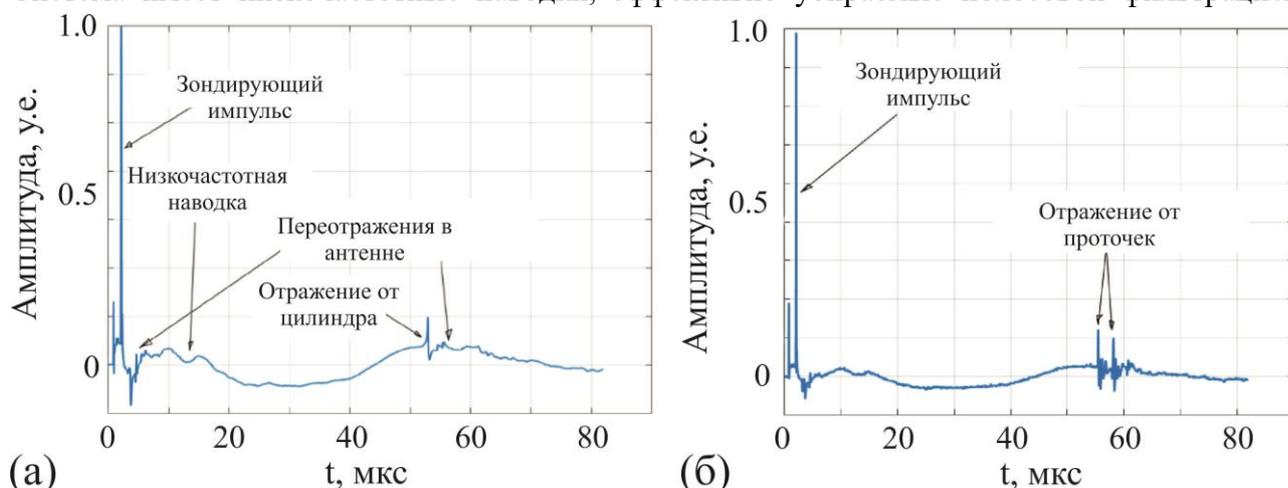


Рисунок 1.11. Зарегистрированные в эксперименте сигналы от преобразователя, находящегося в центре приемной антенны. (а) Зондирующий импульс отражается от гладкого цилиндра и (б) от цилиндра с регулярными проточками.

спектра сигнала и вычитанием «отклика пустого томографа». Каждый из «полезных» зарегистрированных импульсов, включая зондирующий импульс и отражение от исследуемой поверхности, вызывает появление за собой нескольких, имеющих значительно более низкую амплитуду, переотражений, следующих на некотором расстоянии, возникающих внутри объекта и акустического тракта, и которые осложняют расшифровку ультразвуковых изображений. На Рис. 1.11(б), в отличие от Рис. 1.11(а), находится 2 пика, соответствующих отражению от поверхности, время между регистрацией которых соответствует удвоенному времени пробега волны в воде между внутренней и внешней поверхностями проточек. Это объясняется тем, что преобразователь имеет конечную ширину, и при расположении его на границе проточки вдоль оси Ox происходит интегрирование сигналов, образованных приходящими в разное время отражениями от внешней и внутренней поверхностей проточки.

На Рис. 1.12 показаны ультразвуковые изображения цилиндрических образцов. Данные изображения практически не содержат видимых дугообразных артефактов (кроме внешней поверхности проточек – верхнего ряда на Рис. 1.12(а), (б)) в связи с тем, что при их обработке

значения пикселей ниже устанавливаемого порога обнулялись. Величина этого порога подбиралась так, чтобы скрыть артефакты изображения, при этом внося минимальные искажения в изображения границ тела. Все преобразователи антенны имеют различную чувствительность за счет неоднородности склейки и свойств материала. В связи с этим была проведена калибровка: при помощи весовых коэффициентов была выровнена амплитуда сигналов, образованных отражениями от гладкого цилиндра. Поэтому прямая линия на Рис. 1.12(a), соответствующая поверхности, является одинаково яркой по всей длине.

Ультразвуковые изображения качественно верно отображают профиль образцов. Однако, при исследовании образцов с поверхностью, имеющей достаточно значительный наклон по отношению к оси антенны, качество изображений значительно падает. Данный эффект может быть продемонстрирован лазерными ультразвуковыми изображениями поперечного сечения цилиндрического образца и продольного сечения конуса на Рис. 1.13. При наклоне поверхности относительно оси генератора и акустической антенны происходит

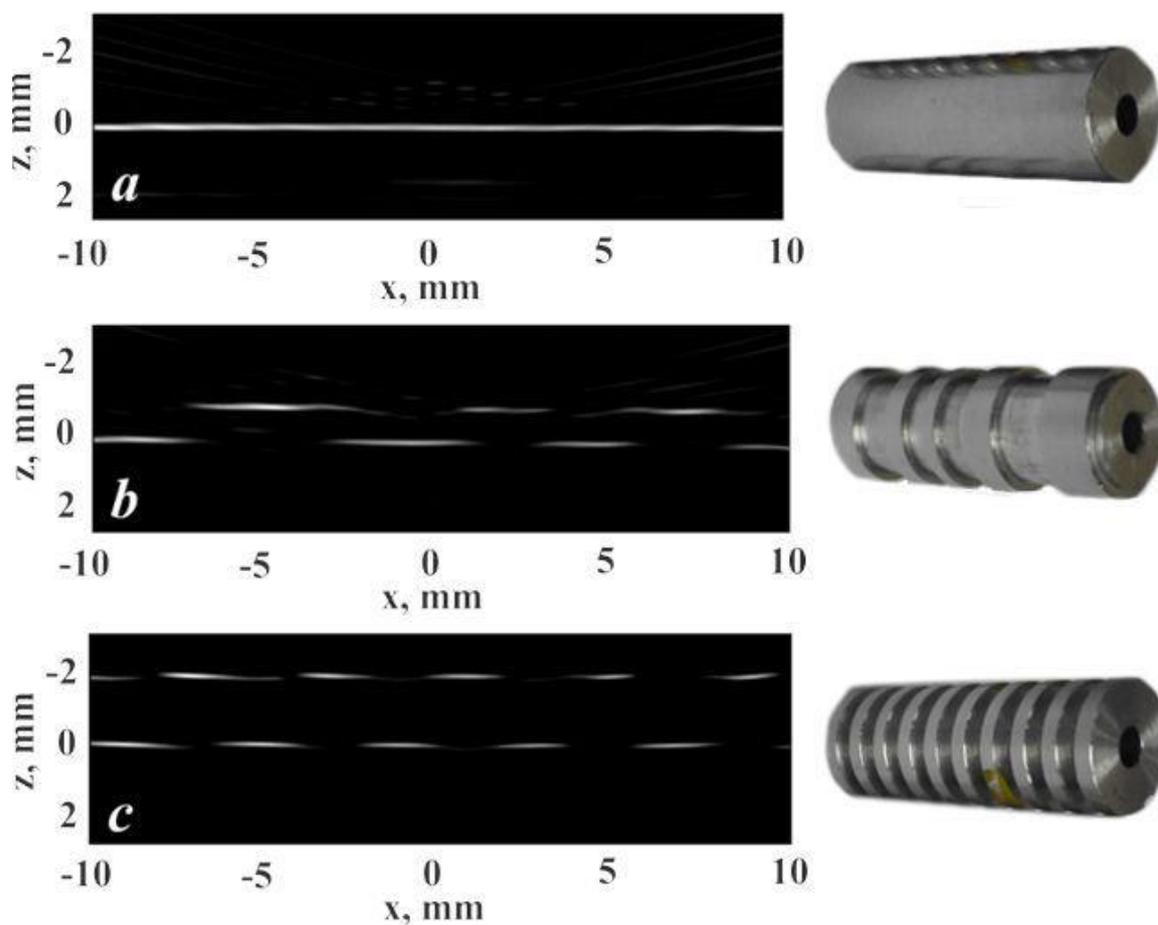


Рисунок 1.12. Ультразвуковые изображения $\epsilon(x, z)$ дюралюминиевых образцов, построенные при помощи алгоритма фильтрованных обратных проекций: (а) цилиндр диаметром 14 мм, (б) цилиндр диаметром 14 мм с нерегулярными проточками глубиной 1 мм, (с) цилиндр диаметром 14 мм и регулярными проточками глубиной 2 мм. Белые полосы соответствуют отражениям от соответствующих частей поверхности образцов. Изображения $\epsilon(x, z)$ имеют размер 300×1000 пикселей. Рисунок взят из работы [9].

снос отраженной от поверхности объекта волны в сторону так, что сигнал удается зарегистрировать только несколькими приемными элементами, либо вовсе не удается зарегистрировать.

Экспериментально определено, что максимальный угол наклона поверхности образца к оси приемной антенны, при котором возможна качественная визуализация, составляет около 10° . В случае сканирования конических объектов проблема решается простым наклоном образца и вращением его относительно наклоненной оси для контроля полной поверхности.

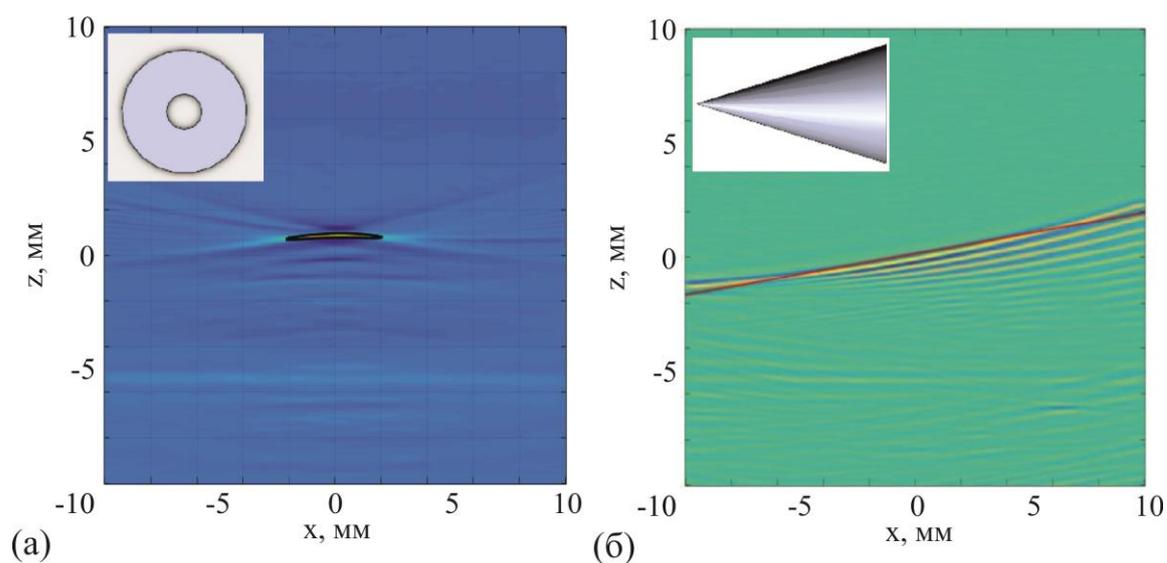


Рисунок 1.13. Ультразвуковые изображения поперечного сечения цилиндра (а) и продольного сечения конуса с углом наклона образующей к оси в 15° . Значения пикселей, обозначенных светлыми цветами, имеют положительный знак, темными цветами – отрицательный. Красная линия обозначает положение реальной поверхности конуса, черная – участка поверхности цилиндра.

В случае скругленных краев ситуация сложнее: всегда найдутся волновые вектора компонент отраженной волны, направленные в сторону от приемной антенны. Одним из вариантов частичного решения данной проблемы в рамках разработанной экспериментальной установки является «склейка» наиболее четких частей изображений, полученных при вращении образца. Так или иначе, в данном случае произойдет существенное ухудшение разрешения установки. Более затратным, однако, и более эффективным способом является изменение геометрии приемной антенны на тороидальную с сопутствующей оптимизацией параметров приемных элементов. Таким образом, снос волны - это одна из причин, почему конфигурацию приемных антенн следует разрабатывать под конкретную задачу, с максимальным соответствием профилю поверхности.

§ 1.7. Алгоритмы для сегментации профиля на двумерных ультразвуковых изображениях и для построения трехмерных изображений поверхности твердых тел

В работе [50] предложен алгоритм для сегментации профиля на построенных обратными проекциями ультразвуковых изображениях, основанный на следующих соображениях. Акустический импеданс твердого тела $Z_1 = \rho_1 c_1$, где ρ_1, c_1 – плотность и скорость звука в образце соответственно, обычно значительно превосходит акустический импеданс иммерсионной жидкости $Z_0 = \rho_0 c_0$. Поэтому коэффициент отражения от поверхности твердого тела

$$R = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (1.22)$$

имеет положительный знак и большое абсолютное значение, а полярность волны при отражении сохраняется. Таким образом, на лазерном ультразвуковом изображении $\epsilon(x, z)$ границы твердого тела представляют собой связанное множество пиков, в которых $\epsilon(x, z) > 0$. Ширина таких пиков вдоль оси z определяется длительностью лазерного ультразвукового импульса в иммерсионной жидкости. Это позволяет точно определять положение поверхности твердого тела и, соответственно, проводить лазерную ультразвуковую профилометрию объекта.

Обозначим M множество точек (x, z) на лазерном ультразвуковом изображении $\epsilon(x, z)$, в которых функция имеет локальный максимум вдоль оси z :

$$M = \left\{ (x, z): \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right)_{(x,z)} = 0, \left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial z^2} \right)_{(x,z)} < 0 \right\}. \quad (1.23)$$

Внешняя поверхность профиля $z_p(x)$, построенная на основе изображения $\epsilon(x, z)$, является подмножеством множества M точек, которые являются наиболее близкими к приемной акустической антенне вдоль оси z :

$$z_p(x) = \max_z M. \quad (1.24)$$

Другими словами, внешняя поверхность профиля – линия локальных максимумов, наиболее близких к приемной антенне.

Высокая частота оцифровки АЦП $f_d = 50$ МГц удовлетворяет условию теоремы Котельникова, более чем вдвое превосходя значимую область частот сигнала $f_b \approx 15$ МГц. Поэтому, несмотря на то, что ширина сигнала на полувысоте составляет 160 нс, а время дискретизации – 20 нс, в идеальном случае низкого уровня шумов возможно точное восстановление положения пика сигнала посредством интерполяции оцифрованного сигнала

для построения ультразвуковых изображений $\epsilon(x, z)$ с размерами пикселей $dz \sim 10$ мкм, что существенно меньше длины волны c_0/f_n , ограничивающей сигнал в коротковолновой области и, на первый взгляд, определяющей разрешение изображения. Данная теорема может быть использована еще раз для интерполяции изображения $\epsilon(x, z)$ вдоль оси z для улучшения точности восстановления профиля. Во-первых, для каждого x определяется примерная позиция максимума, ближнего к антенне приемных элементов. Во-вторых, используется параболическая интерполяция функции $\epsilon(x, z)$ в окрестности примерного максимума для определения уточненного положения максимума $z_p(x)$. Таким образом, реальное разрешение установки существенно, до 5 раз, превосходит значение, полученное в Разделе 1.6.

Если изначально известно, что двумерное сечение профиля тела представляет собой набор прямолинейных отрезков, становится возможным улучшить точность определения профиля и определять отклонения реального профиля образца от заданной формы. Для определения прямолинейных участков на линии $z_p(x)$ может быть применен метод компьютерного зрения, называемый преобразованием Хафа [51], который является родственным преобразованию Радона. Преимущество использования данного алгоритма в том, что он позволяет производить сегментирование даже в случае зашумленности изображений и наличия ошибок определения линии максимумов. Заметим, что в данной работе мы производим поиск только прямолинейных участков, однако, предлагаемые алгоритмы могут быть модифицированы для поиска более сложных форм, так как существует обобщенное преобразование Хафа, которое может быть использовано для выделения произвольных фигур на изображениях [52].

Любая прямая в декартовых координатах (x, z) может быть представлена в виде точки в полярных координатах (ρ, θ) посредством формулы преобразования

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta, \quad (1.25)$$

где ρ – расстояние от линии до верхнего левого угла изображения, а θ – угол между линией и осью z . Тогда набор всевозможных прямых, проходящих через одну точку в пространстве (x, z) соответствует синусоидальной кривой в пространстве параметров (ρ, θ) .

В соответствии с вышесказанным, сперва производится бинаризация ультразвукового изображения $\epsilon(x, z) \rightarrow \epsilon_b(x, z)$: все пиксели, содержащие наиболее близкие к акустической антенне локальные максимумы (линия профиля), замещаются единицами, все остальные – нулями. После этого производится вычисление распределения $A(\rho, \theta)$, дискретный аналог которого называется матрицей Хафа: каждый ненулевой пиксел бинарного изображения $\epsilon_b(x, z)$ добавляет синусоидальную кривую на распределение $A(\rho, \theta)$. Если на бинарном изображении существует единственная прямая с параметрами (ρ, θ) на изображении $\epsilon_b(x, z)$,

то все синусоидальные кривые пересекутся в двух точках, (ρ, θ) и $(\rho, \theta + \pi)$. Таким образом, $A(\rho, \theta)$ характеризует вероятность существования прямой линии (или прямых) с параметрами (ρ, θ) на изображении $\epsilon_b(x, z)$.

Распределение $A(\rho, \theta)$ позволяет определить число и параметры прямолинейных участков профиля на ультразвуковом изображении. Однако, определенные таким образом параметры линий имеют лишь приближенные значения. Был использован метод наименьших квадратов для аппроксимации профиля, подсчета более точных значений и определения ошибок аппроксимации согласно следующей формулировке:

$$\begin{cases} z_a(x) = kx + b, \\ \int (z_p(x) - z_a(x))^2 dx \rightarrow \min, \end{cases} \quad (1.26)$$

где $z_a(x)$ – зависимость, задающая положение аппроксимирующей линии. Система (1.26) позволяет численно определять точность измерений профиля путем построения гистограммы отклонений точек профиля $|z_p - z_a|$ от аппроксимирующей прямой $z_a(x)$. Явные «выбросы» точек, не попадающие на гистограмму, близкую к гауссовой, могут быть свидетельством повреждения поверхности образца. Кроме того, уширение гистограммы при сохранении ее

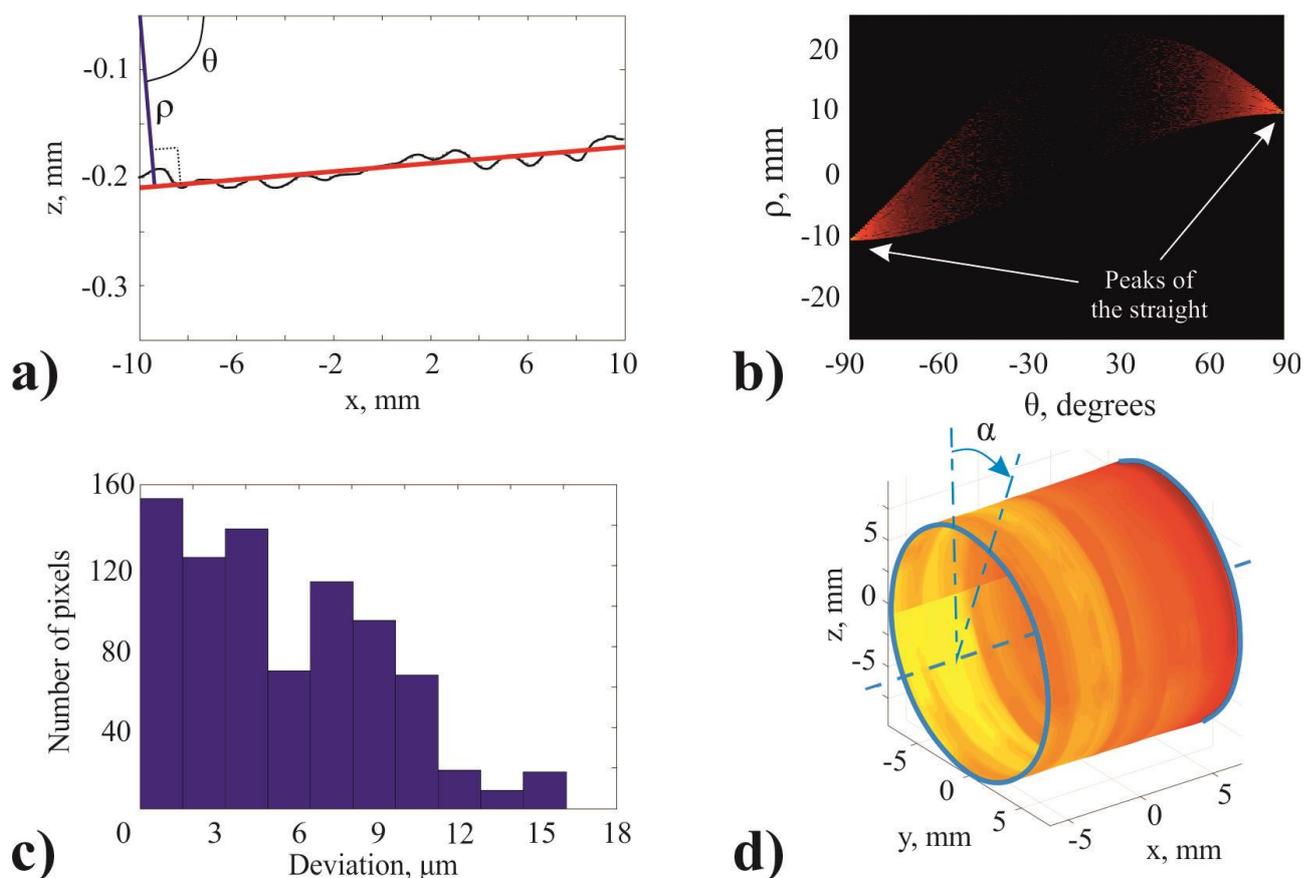


Рисунок 1.14. Обработка лазерных ультразвуковых изображений цилиндрического образца. (a) Линия первых максимумов изображения $\epsilon(x, z)$, (b) матрица Хафа $A(\rho, \theta)$, (c) гистограмма отклонений профиля $z_p(x)$ от аппроксимированной линии $z_a(x)$, (d) трехмерная карта поверхности цилиндра $p(x, \alpha)$. Рисунок взят из работы [9].

квази-гауссова профиля может быть использовано для оценки шероховатости поверхности: различные компоненты волны отражаются от разных по глубине участков шероховатой поверхности, что приводит к «растягиванию» регистрируемого импульса во времени, изображения этого импульса на ультразвуковом изображении и расширению гистограммы отклонений.

На Рис. 1.14 показаны все этапы сегментации профиля по ультразвуковому изображению (Рис. 1.12(a)). На Рис. 1.14(a) изображена линия максимумов (масштаб по оси z растянут во много раз для наглядности), имеющая характерную периодическую волнистость. Каждый из пиков этой «волны» соответствует положению центра приемного элемента вдоль оси Ox , ее период равен 1 мм, а амплитуда этих волн мала и равна $\sim 10 - 15$ мкм. Их возникновение обусловлено угловой зависимостью диаграммы направленности приемных элементов, уменьшению амплитуды сигнала, принятого от рассеивателей, находящихся между преобразователями, и соответственному сдвигу линии максимумов в этих точках.

На Рис. 1.14 (b) изображена матрица Хафа, соответствующая линии максимумов на рис. 1.14 (a). Множество синусоидальных кривых пересекается в двух точках с координатами $(\rho \approx -0.15, \theta \approx 89.5)$ и $(\rho \approx -10.2, \theta \approx -90)$, соответствующих единственной прямой. Все

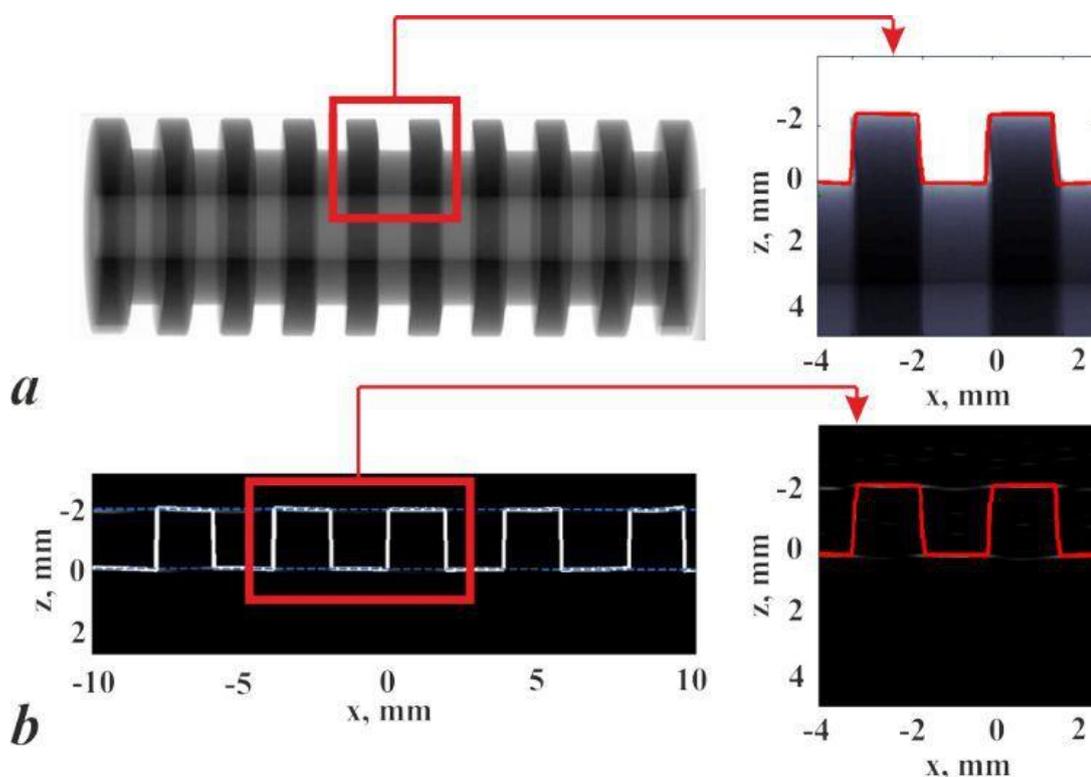


Рисунок 1.15. Изображения образца с регулярными проточками. (a) Слева – рентгеновское изображение образца; справа – участок изображения, совмещенный с обозначенным красным цветом профилем, который был определен при помощи лазерной ультразвуковой профилометрии. (b) Слева - ультразвуковое изображение с сегментированным профилем (обозначен белым) и аппроксимированными внешней и внутренней поверхностями проточек (синие пунктирные линии), справа – участок сегментированного профиля, наложенный на рентгеновское изображение на левом Рис. 1.15(a). Рисунок взят из работы [9].

точки линии максимумов лежат вблизи данной прямой, и они используются для более точной аппроксимации параметров линии профиля. Итак, в результате получено уравнение прямой $z_a^1(x) = b_1 + k_1 \cdot x$, где $b_1 = (-0.191 \pm 0.005)$ мм, а $k_1 = (1.86 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$. На Рис. 1.14(с) показана гистограмма отклонений точек линии максимумов от аппроксимированной прямой $|z_p - z_a|$. Все точки линии максимумов лежат не далее, чем 15 мкм от аппроксимированной прямой, и при этом гистограмма показывает квази-гауссово распределение. Это свидетельствует о слабой шероховатости образца, отсутствии повреждений поверхности, а также позволяет экспериментально оценить точность аппроксимации прямых (разрешение) лазерной ультразвуковой профилометрии равным $\Delta z \sim 20$ мкм.

Будем называть ультразвуковой трехмерной картой поверхности распределение $p(x, \alpha)$, заданное в полярных координатах, где координата x соответствует координате x на двумерных ультразвуковых изображениях, а α – угловая координата, соответствующая углу вращения образца относительно его оси симметрии. Распределение $p(x, \alpha)$ позволяет визуализировать поверхность реального объекта в виде трехмерной карты, и в данной работе построение такой карты строится как «склейка» двумерных профилей сечений образца $z_p(x)$, полученных при пошаговом сканировании образца, причем на каждом шаге происходит поворот объекта вращательной осью на определенный угол $\Delta\alpha$.

Оптимальный угол поворота $\Delta\alpha$ определяется шириной области чувствительности Δy приемной антенны в направлении, перпендикулярном плоскости двумерного изображения. Текущая конфигурация приемной антенны обеспечивает $\Delta y = 0.4$ мм [53], а радиус образца составляет $R \sim 10$ мм, поэтому угол поворота $\Delta\alpha < \Delta y/R \approx 2.3^\circ$. Для построения корректных трехмерных карт поверхностей объектов ось вращения образца должна быть параллельной оси приемной антенны и находиться в фокальной плоскости антенны. Осуществление точного относительного позиционирования является сложной задачей, поэтому в данной работе была использована простая процедура улучшения позиционирования, позволяющая, тем не менее, наглядно продемонстрировать лазерную ультразвуковую профилометрию. Вращательная ось без закрепленного на ней объекта была просканирована шаг за шагом (произведен полный оборот вокруг своей оси), и на каждом шаге было рассчитано уравнение, определяющее положение ее оси симметрии. Все последующие экспериментальные данные корректировались на относительное положение оси вычитанием из кривой, определяющей профиль образца $z_p(x)$, уравнения, определяющего положение оси при данном угле вращения.

На Рис. 1.14(d) изображена трехмерная карта поверхности цилиндрического образца $p(x, \alpha)$, полученная при его пошаговом сканировании. Более желтые цвета показывают участки карты, находящиеся ближе к оси вращения, более красные – дальше от оси вращения.

Средний диаметр цилиндра, измеренный микрометрическим инструментом, составил 13.94 мм, а средний диаметр, измеренный по карте $p(x, \alpha)$ – 14.26 мм. На Рис. 1.14(d) ближняя часть является более желтой, а удаленная – более красной, что означает, что карта $p(x, \alpha)$ имеет коническую форму с малым углом раствора. Поэтому разница измерений может быть объяснена упомянутой выше непараллельностью вращательной оси и оси антенны, которая не до конца компенсирована примененной процедурой.

§ 1.8. Экспериментальная реализация иммерсионной ультразвуковой профилометрии твердых тел вращения с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны

В Разделе 1.7 была представлена общая схема определения двумерного и трехмерного изображений профилей, проиллюстрированная результатами профилометрии для цилиндрического образца. В данном разделе изложены результаты лазерной ультразвуковой профилометрии более сложных образцов, представляющих собой цилиндры с регулярными и нерегулярными проточками. Производится сравнение результатов с данными, полученными при помощи рентгеновской томографии образцов.

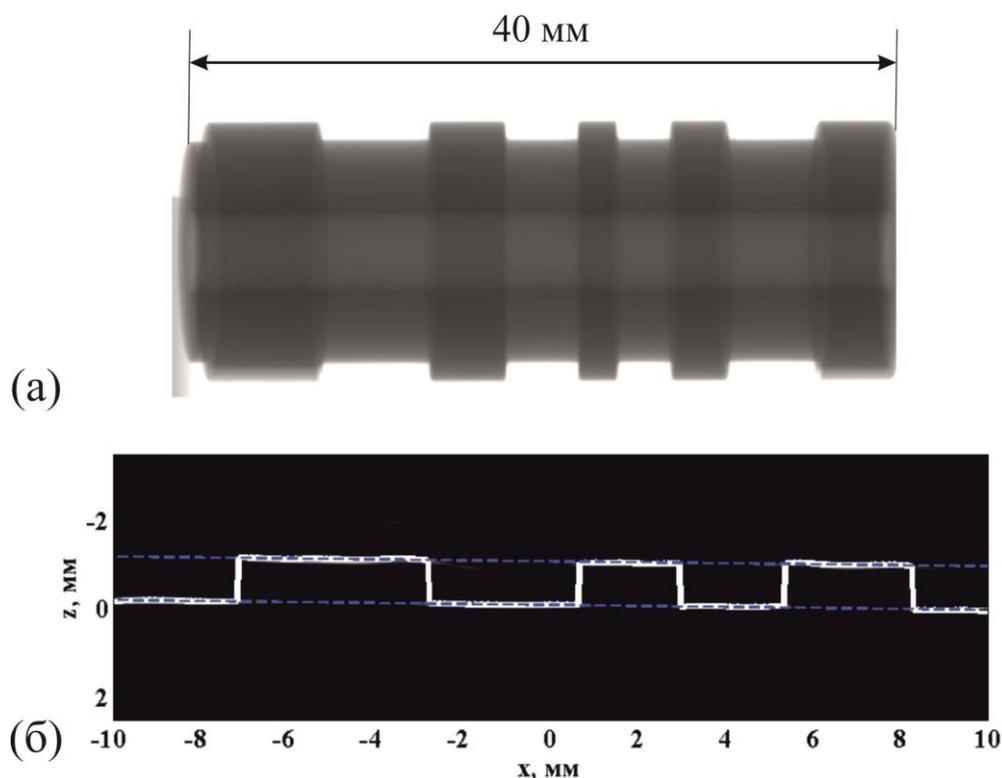


Рисунок 1.16. Изображения образца с нерегулярными проточками. (а) Рентгеновское изображение. (б) Ультразвуковое изображение. Белым обозначена линия профиля. Пунктирные синие линии показывают аппроксимации внешней и внутренней поверхностей проточек.

На Рис. 1.15 показано рентгеновское изображение образца с регулярными проточками, полученное при помощи томографа Nordson XD7600NT, и его ультразвуковое изображение. Качественно линия максимумов (белая линия) отображает верный профиль образца. Однако, боковые (вертикальные) стенки проточек на деле не являются отражающими и не могут быть визуализированы ультразвуковыми методами – здесь они восстановлены как линии, соединяющие «скачок» положений точек, входящих в линию максимумов.

Обозначим глубину проточек, измеренную при помощи лазерной ультразвуковой профилометрии h_{lu} , а при помощи рентгеновской томографии – h_{xr} . При этом величина h_{lu} измеряется как расстояние между прямыми, аппроксимирующими внешнюю и внутреннюю поверхности проточек (на рисунках обозначены синими пунктирными линиями). Томограф Nordson XD7600NT предназначен для контроля микроэлектроники, а обеспечиваемая им точность измерений высока и составляет ~ 1 мкм. Результаты измерений обоими методами хорошо согласуются, и глубина проточек данного образца составляет

$$h_{xr} = (1.968 \pm 0.001) \text{ мм},$$

$$h_{lu} = (1.972 \pm 0.005) \text{ мм}.$$

Аналогичные результаты получены для образца с нерегулярными проточками (Рис. 1.16):

$$h_{xr} = (0.959 \pm 0.001) \text{ мм},$$

$$h_{lu} = (0.988 \pm 0.003) \text{ мм}.$$

Для иллюстрации возможности измерения повреждений объектов в образце с нерегулярными проточками предложенным способом были сделаны вырезы двух проточек. Каждый вырез имеет глубину 1 мм и длину 6.9 мм в тангенциальном направлении (Рис. 1.17). Средняя глубина проточек, измеренная рентгеновской томографией (0.959 мм) близка к результатам измерений посредством трехмерной карты поверхности (0.935 мм). Измеренная ширина проточки составляет 3.34 мм, что достаточно сильно отличается от реальной ширины 3.06 мм. Измеренная по трехмерным картам длина вырезов в проточках составила 6.4 мм, что соответствует их реальной ширине в пределах поперечного разрешения $\Delta u = 0.4$ мм. Измеренный лазерной ультразвуковой профилометрией диаметр внешней границы (14.01 мм) соответствует действительному диаметру (14.14 мм). Как видно из приведенных результатов, точность относительных измерений (глубины проточек) выше, чем точность абсолютных измерений (диаметров проточек). Это связано с упомянутыми выше трудностями правильного позиционирования оси вращения.

Вообще, задача оценки разрешения акустических методов измерения является сложной и зависит от конкретного применения в силу их высокой чувствительности к акустическим свойствам, геометрии и расположения образца [54], акустического тракта, склеек,

однородности иммерсионной жидкости [46, 55]. В проведенных экспериментах можно пренебречь дисперсией и затуханием ультразвука в воде. Однако, если в качестве иммерсионной жидкости используется органическая жидкость (например, нефть при проведении контроля труб, резервуаров), то затухание высоких частот становится значительным, что приводит к ухудшению разрешения. Еще одним важным фактором является стабильность температуры: изменение температуры воды на 1°C приводит к изменению скорости на 3 м/с [56] и к дополнительной ошибке измерения глубины проточки на 4 мкм (при ее глубине 2 мм). В общем случае данная проблема может быть решена при помощи дополнительных, проводимых параллельно с основными, измерений скорости ультразвука с использованием опорных поверхностей. В экспериментальной работе предварительно измеренная с использованием одноканального структуроскопа УДЛ-2М скорость звука в отстоявшейся дистиллированной воде, использованной в качестве иммерсионной жидкости, составила 1491 ± 3 м/с.

При использовании разработанных алгоритмов положение вертикальной стенки проточки фактически определяется ее углом. Рассеяние зондирующей плоской волны углом

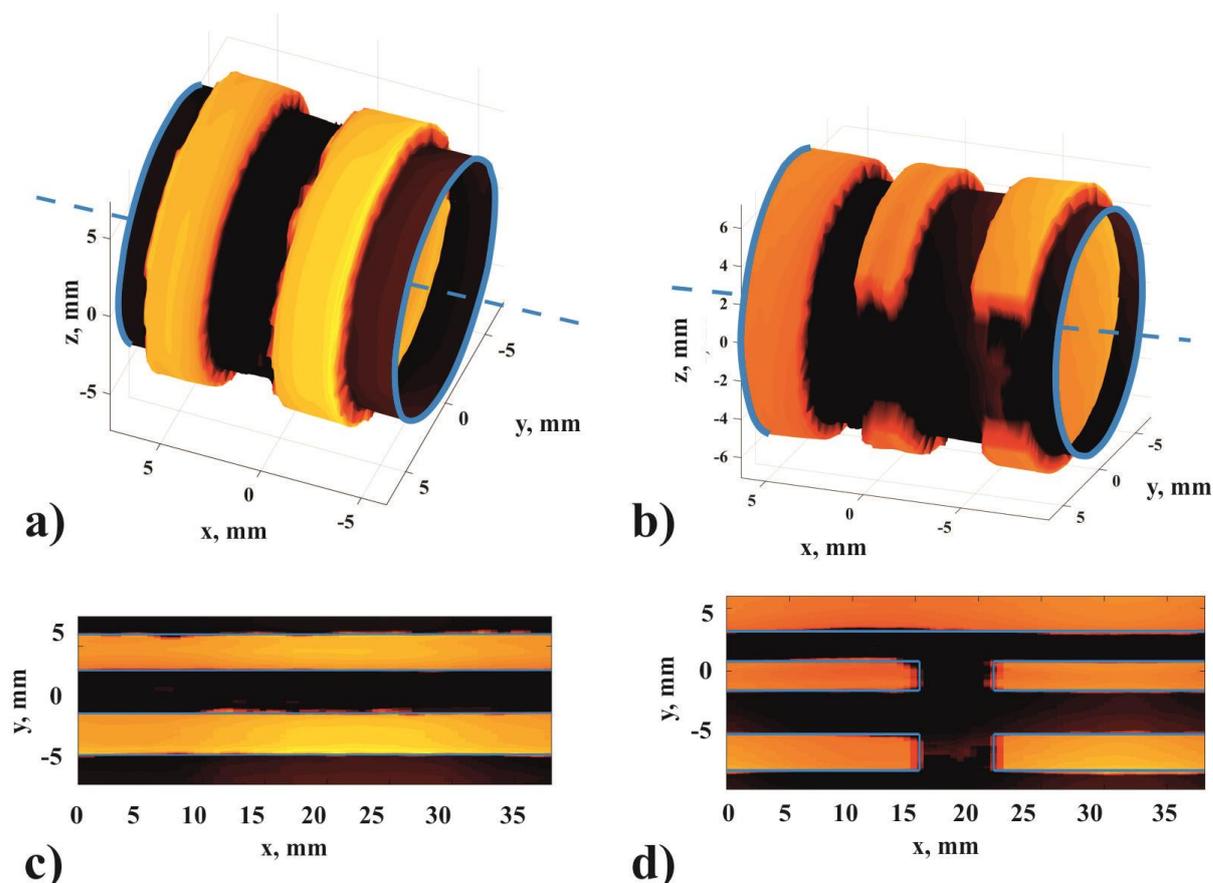


Рисунок 1.17. (a), (c) Изображения поверхности цилиндра с нерегулярными проточками. (b), (d) Изображения поверхности цилиндра с нерегулярными проточками, а также модельным дефектом на поверхности. (a), (b) Трехмерные карты поверхности. (c), (d) Двумерные проекции соответствующих трехмерных карт поверхности. Светлые цвета обозначают части образца, более удаленные от центра, темные цвета – более близкие к центру. Голубые линии являются вспомогательными и обозначают границы образца. Рисунок взят из работы [9].

приводит к образованию квази-сферической волны. Таким образом, рассеяние на угле аналогично рассеянию на точечном акустическом рассеивателе, а изображение вершины угла – изображению точечного рассеивателя. Вообще, в различных областях науки и техники, в том числе и ультразвуковой, для характеристики разрешения приборов используется понятие функции передачи точки [47, 57, 58], определяемое как изображение точечного рассеивателя (или источника, размеры которых меньше характерных длин волн излучения), восстанавливаемое этим прибором. Исходя из изложенных соображений, разрешение лазерной ультразвуковой профилометрии также может быть оценено на основе функции передачи точки. Численное изображение точечного рассеивателя и экспериментальное изображение торца волокна, показанные на Рис. 1.8, являются численно рассчитанной и экспериментально определенной функциями передачи точки системы. Заметим, что, однако, экспериментальная функция передачи точки определена со значительной погрешностью за счет размера торца волокна, сравнимого с размером длины волны.

Зависимость параметров функции передачи точки для традиционных ультразвуковых топографических методов изучалась в ряде работ [57, 58]. Однако, исследование функции передачи точки для систем с широкополосными источниками ультразвука было проведено только для оптоакустической томографии [47, 53]. Исходя из общих соображений, заметим, что зависимость параметров функции передачи точки для лазерной ультразвуковой томографии является схожей с зависимостью для оптоакустической томографии, что может быть использовано с целью обсуждения факторов, влияющих на разрешение профилометрии. Три измерения функции передачи точки (по уровню половины максимума) для оптоакустической томографии с источником, находящемся точно в фокусе антенны, для цилиндрической антенны с точечными приемными элементами были определены аппроксимацией результатов численного моделирования как [53]

$$(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = \left(\frac{0.52c_0}{f_0 \sin \phi/2}, \frac{0.52c_0}{f_0 \sin \theta/2}, \frac{0.52c_0}{f_0} \right), \quad (1.27)$$

где f_0 – верхняя частота отсечки спектра сигнала, ϕ – угол раскрытия апертуры приемной антенны, θ – угол фокусировки отдельного приемного элемента. Для экспериментальной установки эти величины могут быть оценены как (0.25, 0.38, 0.08) мм. Однако, при рассмотрении не точечных элементов при определенной их ширине (для текущей конфигурации $\sim 0.5 - 0.8$ мм) размер Δx фактически оказывается равным толщине приемных элементов d , поэтому $\Delta x \approx 1$ мм. При этом ширина приемных элементов существенно влияет и на разрешение Δz за счет интегрирования акустического давления по поверхности элементов.

Реально достижимое в экспериментах разрешение превосходит оценки, полученные при помощи функции передачи точки. Так, вдоль оси z пространственное разрешение профилометрии достигает 20 мкм для ровной поверхности за счет использования интерполяции данных при высокой частоте оцифровки. Разрешение вдоль оси x улучшается и достигает 0.2 – 0.3 мм за счет свойств алгоритмов определения профиля: на вертикальной границе происходит выбор между двумя максимумами, соответствующими верхней и нижней поверхностям проточек. Следовательно, при этом частично исключается влияние менее ярких артефактов изображения. Заметим, что, в принципе, более низкое разрешение в поперечном к распространению ультразвукового пучка направлении свойственно всем ультразвуковым методам, и является ограничивающим фактором их использования.

§ 1.9. Выводы Главы 1

Итак, в рамках описанной в Главе 1 работы был разработан способ профилометрии твердых тел на основе иммерсионной ультразвуковой томографии с импульсным лазерным источником ультразвука. Разработаны алгоритмы построения двумерных лазерных ультразвуковых изображений твердых тел и алгоритмы для сегментации профиля на этих изображениях. Трехмерные изображения поверхности объектов составляются посредством пошагового сканирования объекта и «склежкой» двумерных участков профиля. Для обработки данных в режиме реального времени реализована параллельная версия алгоритмов с использованием технологии параллельного программирования NVIDIA CUDA. Для проверки работоспособности алгоритмов методом интеграла Рэлея выполнено численное моделирование рассеяния точечным источником.

На основе экспериментальной установки для комбинированной лазерной ультразвуковой и оптико-акустической томографии разработана установка для экспериментальной трехмерной ультразвуковой профилометрии в режиме реального времени (частота обновления кадров – 10 Гц). Для возбуждения ультразвука используется импульсное лазерное излучение. Приемная акустическая антенна имеет 16 широкополосных пьезополимерных ПВДФ элементов. Относительное позиционирование образца и антенны осуществляется при помощи 4-координатной автоматизированной системы позиционирования.

Для сравнения профилометрия цилиндрических дюралюминиевых образцов была проведена с использованием двух методов томографии – лазерной ультразвуковой и рентгеновской. Образцы имели проточки на верхней поверхности, результаты измерений их

внутренней и внешней поверхностей двумя методами соответствуют друг другу в пределах 20 мкм в направлении распространения зондирующего пучка. Кроме того, ошибка аппроксимации внутренних и внешних профилей поверхностей прямыми также принимала значения в диапазоне 15 – 60 мкм. Однако, ошибка измерений размеров проточек в перпендикулярном направлении составила 0.2 – 0.3 мм, что в основном обусловлено достаточно большой шириной приемных элементов (1 мм). Построены трехмерные ультразвуковые изображения образцов, которые позволили измерить диаметры, ширины проточек и прорезей в них. Полученные таким образом значения сходятся с измеренными стандартным микрометром размерами в пределах 0.2 мм. Эта ошибка во многом обусловлена технической сложностью правильного позиционирования оси вращения относительно оси антенны.

Таким образом, полученные результаты показывают, что лазерная ультразвуковая профилометрия является перспективным методом для визуализации макроскопического профиля твердых тел. Данный вид профилометрии позволяет проводить измерение толщины, глубины и высоты загрязненных образцов с разрешением, достигающим десятков микрометров, в оптически непрозрачных жидкостях. Более того, задача лазерной ультразвуковой профилометрии с высоким разрешением является важным шагом для разработки лазерной ультразвуковой томографии твердых тел со сложной формой поверхности (Глава 2). Возможность точного определения профиля необходима для модификации томографических алгоритмов для учета преломления ультразвукового пучка на границе твердое тело – жидкость.

ГЛАВА 2. ИММЕРСИОННАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА

§ 2.1. Методы визуализации внутренней структуры твердых тел

Задачи неразрушающего контроля и определения геометрии и других характеристик тел со сложной формой поверхности являются распространенными в промышленности, но, несмотря на это, до сих пор существуют решения только для весьма ограниченного круга приложений. К таким решениям относится компьютерная радиография [59, 60]. Данный метод позволяет получать хорошо интерпретируемые изображения объектов с высоким пространственным разрешением. Однако, применение радиографии требует доступ к исследуемому объекту с нескольких сторон. Кроме того, метод зачастую не может обеспечить достаточную чувствительность для визуализации мелких дефектов в материалах, а также для измерения пористости слабо поглощающих материалов, таких как углеволоконные или

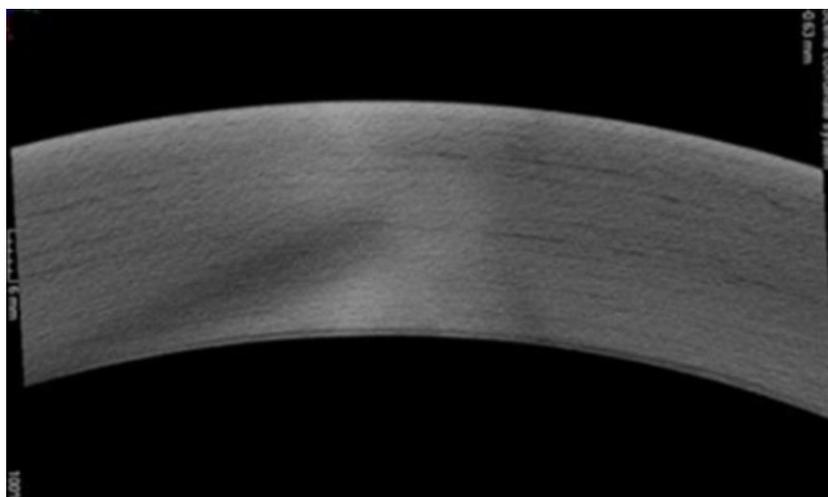


Рисунок 2.1. Радиографическое изображение кольца толщиной 30 мм из углепластикового композитного материала [60]. Видны расслоения и поры с характерными размерами не менее 0.2 – 1 мм.

углепластиковые композиты (Рис. 2.1). Все это ограничивает применимость радиографии.

Частично обойти перечисленные ограничения позволяет применение ультразвуковых методов, которые являются более чувствительными к малым дефектам, чем радиография, требуют односторонний доступ к объекту в эхо-режиме, а распространение ультразвуковых волн определяется непосредственно упругими характеристиками материалов [61]. Наиболее

распространенным подходом является использование одного преобразователя с пьезоэлектрическим элементом, работающим в качестве излучателя зондирующей волны и приемника отраженных неоднородностями волн. При этом позиционирование преобразователя относительно поверхности может осуществляться системами с 3, 4 и 5 степенями свободы на основе опорных виртуальных моделей исследуемого объекта [62]. Для обеспечения проникновения ультразвука внутрь металлических, керамических,

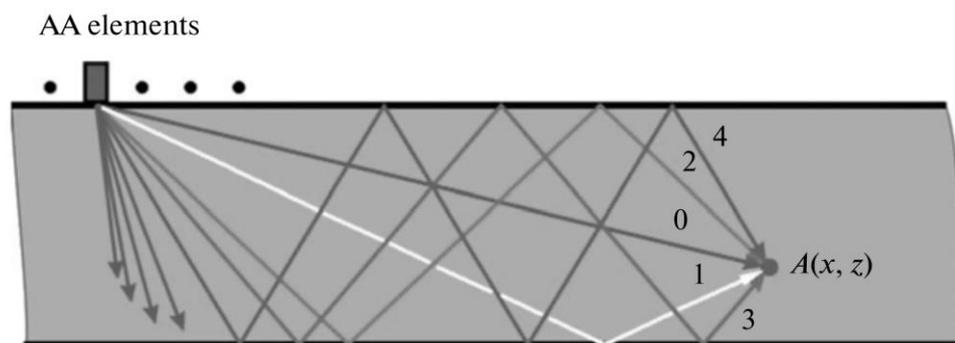


Рисунок 2.2. Распространение ультразвуковых волн в объеме образца. Рисунок взят из работы [63]. композиционных и других объектов используются иммерсионные жидкости, наносимые на поверхность. Объекты, имеющие значительную пористость, расслоения (например, некоторые углеволоконные композитные материалы), обычно целиком помещают в воду для заполнения пустот и обеспечения большей глубины проникновения зондирующего пучка. Отдельной проблемой является создание механизмов для обеспечения стабильного акустического контакта и надежного прижима преобразователя к поверхности объекта.

Описанные системы передвигают преобразователь вдоль поверхности объекта в растровом режиме сканирования. Поэтому скорость работы зачастую является недостаточной для контроля в режиме реального времени объектов на производственной линии. Для повышения производительности может быть использован томографический подход, при котором массив преобразователей используется для возбуждения и регистрации волн согласно заданному закону электронной фокусировки [63], а восстановление изображений осуществляется посредством различных вариаций «излучения» принятых сигналов на заданные временные интервалы в обратном направлении. Простейший алгоритм обратного «излучения» выглядит при этом следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} S(x, z) = \sum_{s=1}^n \sum_{r=1}^n U_{s,r}(t_{s,r}) D_s D_r, \\ t_{s,r} = \frac{\sqrt{(x - x_s)^2 + z^2} + \sqrt{(x - x_r)^2 + z^2}}{c}, \end{array} \right. \quad (2.1)$$

где $S(x, z)$ – ультразвуковое изображение, $U_{s,r}(t_{s,r})$ – временная зависимость эхо-сигнала от неоднородности, расположенной в точке $A(x, z)$ (Рис. 2.2, Рис. 2.3), образованная волной,

возбужденной преобразователем с номером s и принятая преобразователем номер r , $t_{s,r}$ – общее время распространения такого сигнала от излучателя к неоднородности и от неоднородности к приемнику, $(x_s, 0), (x_r, 0)$ – координаты излучателя и приемника соответственно, c – скорость звука в материале.

На сегодня широко распространенными многоэлементными системами являются системы для контроля образцов с плоской формой поверхности [64, 65], работающие в прижимном режиме. Построение изображений может быть основано на плоских, сдвиговых

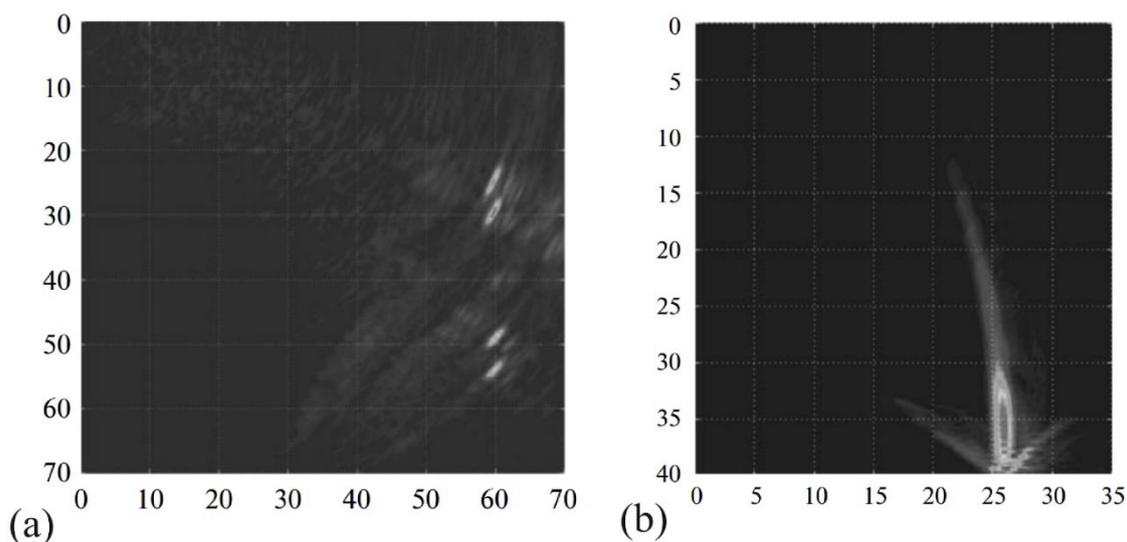


Рисунок 2.3. Ультразвуковые изображения стального бруска толщиной 40 мм. Изображены: (а) Два боковых отверстия диаметром 1.5 мм, (б) 6-мм вертикальная трещина в дне образца. Рисунки взяты из работы [63].

волнах, либо использовать совмещенный подход (Рис. 2.4). Применение фазированных пьезоэлектрических решеток позволяет ускорить процесс контроля, сделать его более точным и чувствительным, а также облегчает интерпретацию акустических данных. Недостатком фазированных решеток с фиксированной геометрией является невозможность контроля объектов с усложненной формой поверхности.

Контроль деталей, имеющих гладкую неплоскую форму, может быть осуществлен с использованием гибких фазированных антенных решеток [66, 67]. При этом существуют различные подходы для корректного восстановления изображения, основанные на измерении относительного смещения пьезоэлементов с учетом априорно известной виртуальной модели объекта, либо используется усложненная конструкция позиционирования каждого элемента, позволяющая измерять их относительные смещения. Существенными недостатками контактных ультразвуковых методов диагностики являются относительно низкое пространственное разрешение, в металлах не превосходящее 1 мм в направлениях x и z , и наличие «мертвой зоны», достигающей глубины около 2.5 мм даже при рабочей частоте 10 МГц.

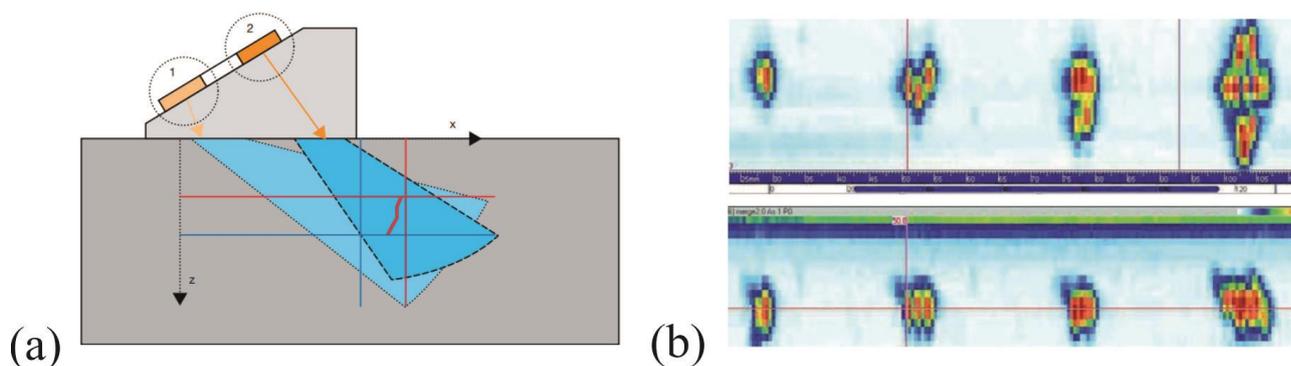


Рисунок 2.4. (а) Обнаружение и измерение размеров дефектов с использованием комбинации секторальных сканов на (1) продольных и (2) сдвиговых волнах. (б) Визуализация дефектов: сверху – С-скан, снизу – В-скан. Горизонтальный размер изображений составляет около 100 мм. Рисунок взят из работы [65].

Одним из ключевых факторов, определяющих величину разрешения ультразвуковой томографии, являются свойства ультразвуковых импульсов, возбуждаемых пьезоэлектрическим методом. Этот метод обеспечивает широкий динамический диапазон зондирующих импульсов, однако, их спектр является узким, а центральная частота отлична от нуля. Все это приводит к увеличенной длительности импульсов (типичные значения – около 1 мкс), наличию множественных осцилляций, многополярности зондирующих импульсов. Длинные и многополярные импульсы приводят к появлению характерных полос на изображениях и к соответственному усложнению анализа результатов.

Ультразвуковым методом, в значительной мере устоявшимся и отличающимся практически отсутствием «мертвой зоны», является контактная лазерная ультразвуковая структуроскопия с использованием одного преобразователя [68, 69]. Данный метод отличается способом возбуждения зондирующей волны, которое происходит за счет термоупругого эффекта, возникающего при облучении наносекундными лазерными импульсами поглощающего вещества (оптико-акустического генератора). Регистрация рассеянных волн в этом случае обычно производится тонкими пьезоэлектрическими элементами на основе ПВДФ, обеспечивающими высокую чувствительность при широкой полосе приема. В отличие от традиционных ультразвуковых методов, здесь возбуждение и регистрация волн «отвязаны» друг от друга, что позволяет свести практически к нулю размер мертвой зоны при сохранении однородности акустического тракта. Указанный способ возбуждения звука позволяет получать короткие, вплоть до пико- [70] и даже фемтосекундных [71] ультразвуковых импульсов. На практике для неразрушающего контроля применяются импульсы длительностью около сотни наносекунд. Как было отмечено в обсуждении в Главе I, при таком способе возбуждения фактически отсутствуют боковые лепестки диаграммы направленности генератора, а импульс имеет гладкую, биполярную форму, что в итоге приводит к повышению

разрешения (в некоторых материалах разрешение вдоль направления распространения пучка превосходит 50-100 мкм) и качества получаемых изображений (Рис. 2.5).

Широкая полоса возбуждаемого наносекундным лазером звука составляет 0.2 – 15 МГц. За счет использования такого большого числа как низкочастотных, так и высокочастотных компонент, метод является эффективным для диагностики состояний

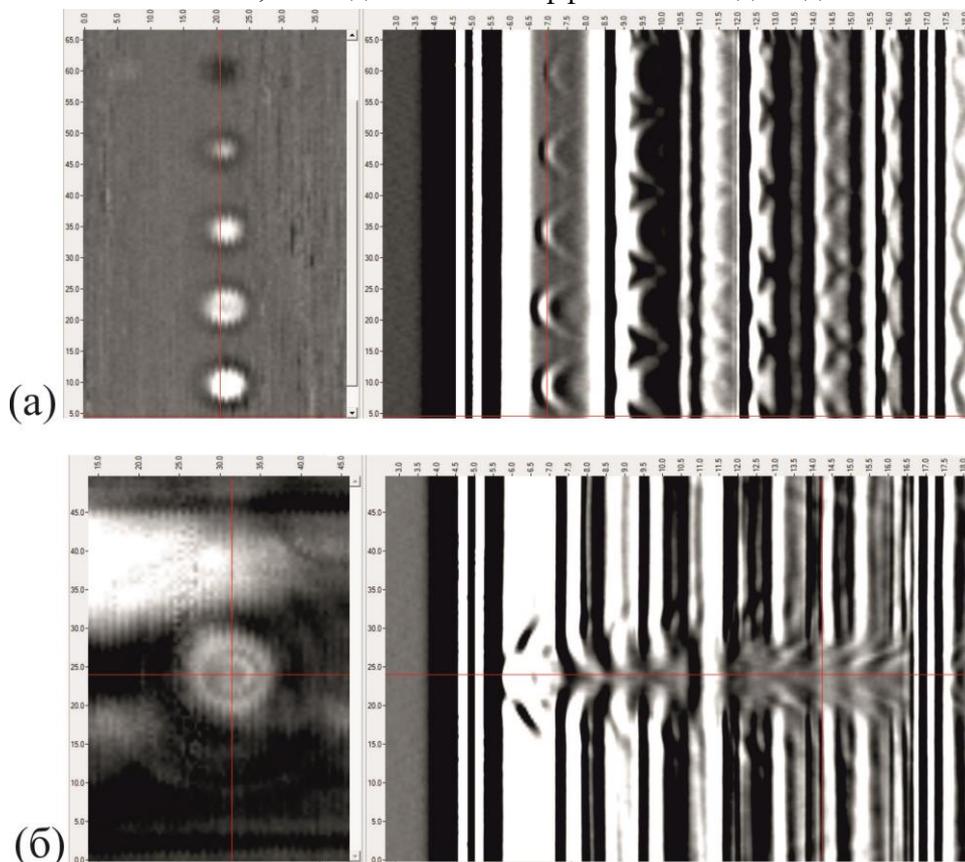


Рисунок 2.5. С-сканы (слева) и В-сканы (справа) образцов из стали, полученные при помощи контактного лазерного ультразвукового сканера с трех-координатной системой позиционирования. (а) Стальная пластина, с обратной стороны которой сделаны засверловки диаметрами 0.6 – 1.5 мм. Глубина нахождения их концов – около 5 мм. (б) Визуализация модельного дефекта внутри стальной панели, склеенной из двух стальных пластин.

различных композитных материалов и слоистых структур, для измерений их пористости [72]. Свойства зондирующего пучка делают возможными измерения скорости звука с точностью, достигающей 0.1 - 0.5 %. Единственным альтернативным способом, позволяющим достичь такую точность измерений, является фазовый метод. Интересной возможностью, предоставляемой за счет лазерного возбуждения, является создание акустических полей произвольной формы [73] при облучении поглощающих объектов (генераторов) со сложной геометрией, изготовленных, например, при помощи трехмерной печати пластиком.

К недостаткам метода лазерной ультразвуковой структуроскопии можно отнести более дорогую, сложную и хрупкую конструкцию аппаратуры за счет использования лазеров и оптических волокон. Принципиальной же трудностью зачастую становится узкий динамический диапазон возбуждаемых акустических импульсов: при использовании

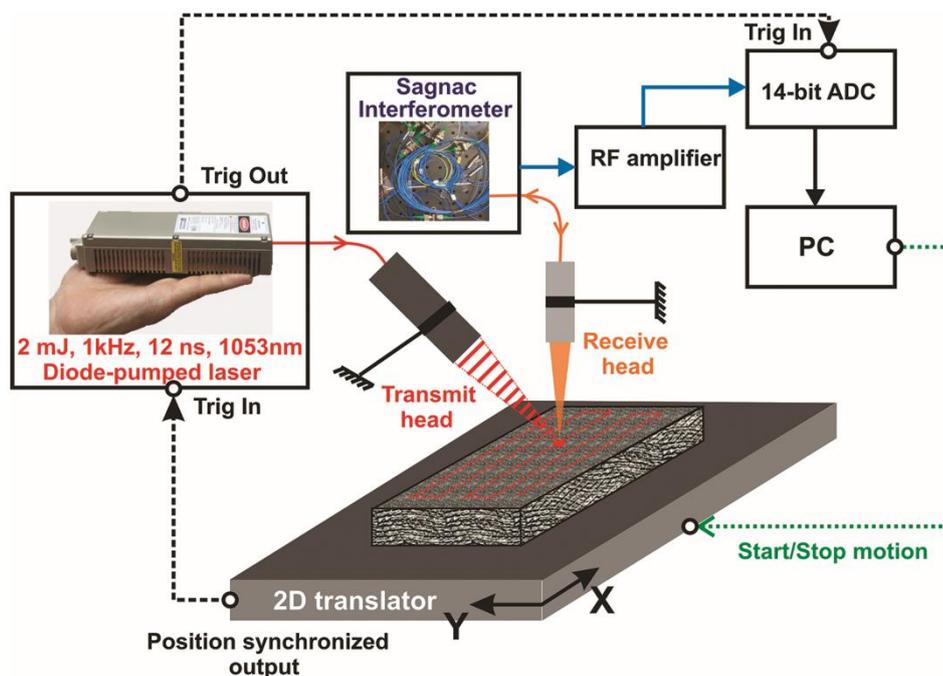


Рисунок 2.6. Блок-схема бесконтактного лазерного ультразвукового сканера. Излучающая и принимающая головки фиксированы, осуществляется перемещение предметного столика с образцом. Рисунок взят из работы [75].

лазерного излучения достаточно большой энергии происходит разрушение структуры вещества генератора. Поэтому для получения высокого соотношения сигнал-шум необходимо использовать лазер меньших энергий с высокой частотой повторения импульсов (порядка 1 кГц), при этом усредняя результаты измерений. Однако, и в этом случае необходимо соблюдение теплового баланса между охлаждением и накачкой оптико-акустического генератора.

В настоящее время уже нашел ряд промышленных применений метод полностью бесконтактного лазерного ультразвука [74-77]. Принцип основан на использовании двух лазеров, один из которых на поверхности объекта возбуждает ультразвуковую зондирующую волну, распространяющуюся вглубь образца (Рис. 2.6). Второй лазер используется для регистрации смещения поверхности рассеянными внутри образца волнами посредством интерферометрической схемы (например, интерферометра Саньяка). Анализ изображений, получаемых при этом, аналогичен анализу изображений, полученных контактной лазерной ультразвуковой структуроскопией. Несмотря на отсутствие контакта с поверхностью, при контроле высокопористых (например, композиционных, Рис. 2.7) материалов необходимо погружать образец в жидкость для обеспечения большей глубины зондирования.

Очевидными преимуществами бесконтактного лазерного ультразвукового метода является отсутствие необходимости обеспечения стабильного контакта, возможность работы с поверхностями сложной формы, упрощенная работа с образцами больших линейных размеров, а также с горячими поверхностями. В настоящее время существуют внедрения

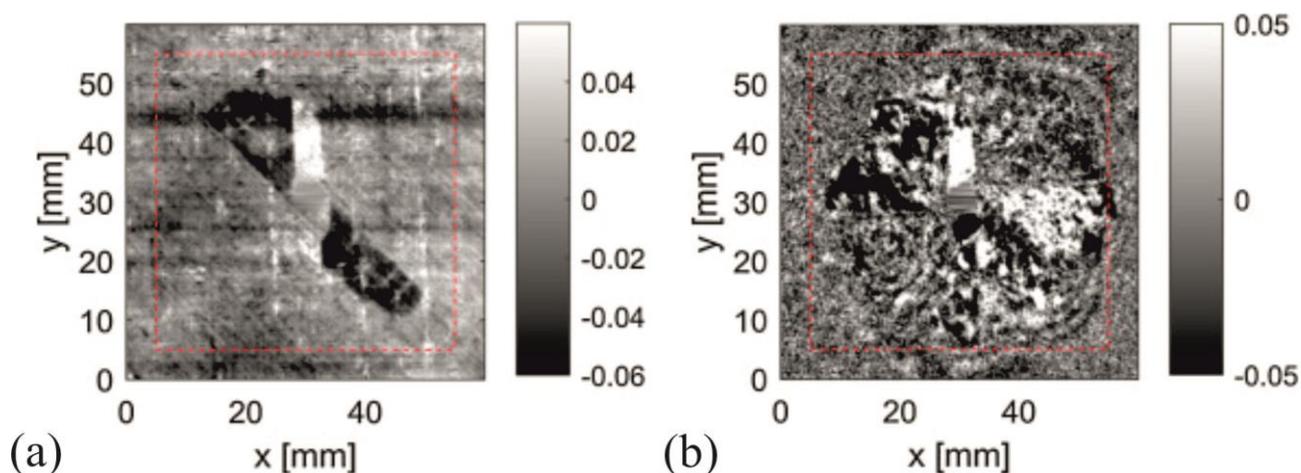


Рисунок 2.7. Изображения композитного образца, подвергнутого ударной нагрузке. (а) С-скан на глубине 0.43 мм, (б) С-скан на глубине 4.27 мм. Рисунок взят из работы [74].

данного метода для контроля толщины металла горячего проката на производственной линии. Перспективным является применение бесконтактного лазерного ультразвука для контроля в режиме реального времени процессов изготовления металлических деталей из порошка при помощи лазерного спекания [78, 79]. Недостатки этого метода тесно связаны с его преимуществами. Использование лазерного пучка для регистрации снижает чувствительность метода по сравнению с контактными измерениями, кроме того, шероховатости, загрязнение поверхности эффективно рассеивают лазерный пучок интерферометра, внося дополнительный шум в измерения.

Как видно из представленного краткого обзора, не существует сколько-нибудь общих методов дефектоскопии твердых тел, и каждому методу соответствует свой круг задач. В данной работе разрабатывается способ визуализации геометрии и структуры твердых тел, использующий возбуждение зондирующих ультразвуковых волн при помощи импульсного лазерного излучения, а регистрацию волн – при помощи акустической пьезоэлектрической антенны. Такая система может использоваться для иммерсионной (в том числе и в непрозрачных жидкостях), подводной дефектоскопии композитных, металлических образцов, контроля их внешней и внутренней геометрии. Далее будет приведено описание разработанной экспериментальной системы, алгоритмов для томографической визуализации образцов с кусочно-линейным профилем поверхности.

§ 2.2 Принцип и алгоритмы иммерсионной ультразвуковой томографии твердых тел сложной формы с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны

На Рис. 2.8 изображена иллюстрация разрабатываемого способа томографии [46]. Лазерный пучок поглощается в оптико-акустическом генераторе, возбуждая зондирующую волну. Волна фокусируется внутри объема образца при помощи акустической линзы. Ультразвук преломляется на границе раздела вода-твердое тело, рассеивается внутренней неоднородностью. Рассеянные волны еще раз преломляются на той же границе, проходят через акустическую линзу и регистрируются антенной пьезоэлектрических приемных элементов. Электрические сигналы с этих элементов используются для построения изображений профиля и внутренней структуры. Задача восстановления внутренней структуры и геометрии образца, соответствующей реальной, является сложной, и для ее решения предлагаемым способом необходимо знать геометрию внешней поверхности тела, на которой происходит преломление волн. В такой постановке решение поставленной задачи является продолжением лазерной ультразвуковой профилометрии. Основное отличие заключается в алгоритмах построения изображений. В данном случае в них необходимо учитывать

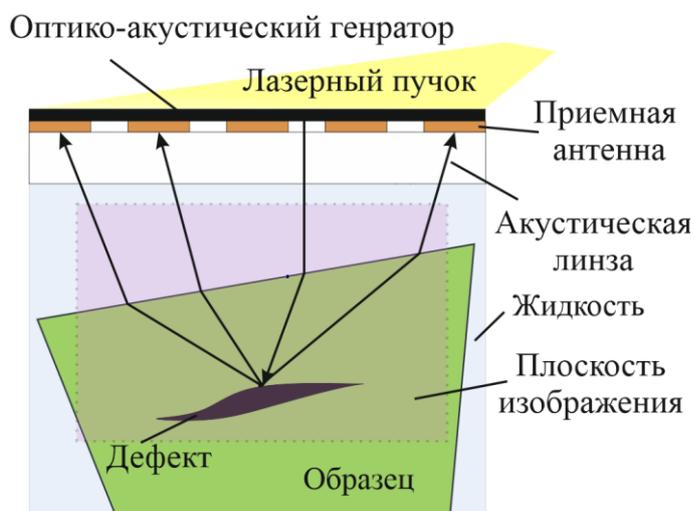


Рисунок 2.8. Принцип ультразвуковой томографии твердых тел в эхо-режиме.

использования томографических алгоритмов построения изображений. В рамках работы предполагается, что двумерный профиль образца может быть представлен кусочно-линейной кривой, что соответствует широкому классу задач. В принципе, разработанные алгоритмы могут быть применены и при использовании других механизмов возбуждения ультразвука. Однако, именно оптико-акустический механизм возбуждения ультразвука является наиболее

преломление на границе образца при проходе в прямом и обратном направлениях.

Разрабатываемый метод позволит проводить контроль твердых тел в режиме реального времени с высоким пространственным разрешением благодаря сочетанию преимуществ лазерного возбуждения ультразвука, регистрации антенной широкополосных приемных пьезоэлементов и

подходящим для разрабатываемых способов профилометрии и томографии твердых тел за счет короткой длительности, гладкой, биполярной формы зондирующих импульсов.

С точки зрения математики задача построения изображений внутренних областей твердого тела является некорректно поставленной задачей в силу неполноты данных, принятых с ограниченного угла обзора и высокой чувствительности ультразвуковых методов к шероховатости поверхности, слабым неоднородностям плотности, скорости звука,

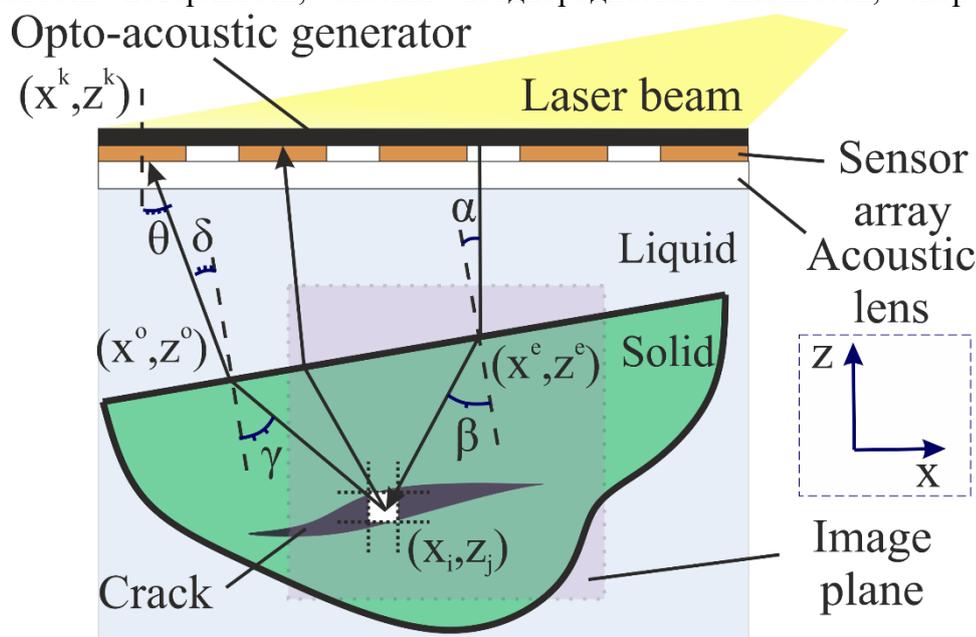


Рисунок 2.9. Схема разработанного алгоритма и используемые обозначения. Справа – луч, распространяющийся в прямом направлении, слева – в обратном. Рисунок взят из работы [69].

состояния вещества, кристаллической структуры и других параметров, которые могут меняться в объеме образца и для ультразвуковых методов являются неразличимыми. Даже при полном угле обзора и точечных приемных элементах в большинстве случаев невозможно полное восстановление внутренней структуры образца. Это происходит за счет того, что большая часть волн рассеивается внутри образца, и, кроме того, при обратном распространении волн под углами к границе раздела сред, большими критического, может происходить полное внутреннее отражение.

Как было отмечено ранее, при разработке алгоритмов использовалось предположение, что иммерсионная жидкость и образец являются двумя однородными средами с кусочно-линейной границей между ними. Поэтому разработанный алгоритм основывается на эвристическом подходе к трассировке акустических лучей и имеет 3 этапа. На первом этапе строится двумерное ультразвуковое изображение с использованием стандартного метода фильтрованных обратных проекций, описанного в Главе I. На втором этапе осуществляется сегментация двумерного профиля твердого тела на построенном ранее изображении согласно описанным в разделе 1.7 алгоритмам для лазерной ультразвуковой профилометрии. На

последнем этапе перестраивается часть полученных изображений, соответствующая внутренностям твердого тела, с учетом преломления ультразвука на его границе.

Используемый на первом и втором этапах алгоритм обратных проекций (излучение принятых сигналов по параболам в обратном направлении) аналогичен описанному в Главе 1:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^N p(\mathbf{d}_m, t_m) \cdot |\mathbf{d}_m - \mathbf{r}| \cdot D(\mathbf{d}_m, \mathbf{r}), \quad (2.2)$$

Здесь $\mathbf{d}_m = (x_m, z_m)$ – координата преобразователя с номером m , $p(\mathbf{d}_m, t_m)$ – сигнал акустического давления, принятого этим преобразователем, $\mathbf{r} = (x, z)$ – координата пиксела изображения, $t_m = (z - z_g + |\mathbf{d}_m - \mathbf{r}|)/c_0$ – полное время распространения волны от генератора до неоднородности и обратно до приемного элемента, c_0 – скорость звука в жидкости. Амплитуда принятой волны пропорциональна силе рассеивателя (или коэффициенту отражения границы), расположенного в точке \mathbf{r} . В первом Борновском приближении однократного рассеяния элементарный рассеиватель или отражающая граница не меняют формы исходного импульса – меняется только амплитуда в зависимости от типа неоднородности. В этом приближении можно считать, что в точке с элементарным рассеивателем происходит возбуждение сферической волны, затухающей пропорционально $1/r$. Это затухание и компенсируется в формуле (2.2). В стандартном алгоритме обратных проекций излучение принятого сигнала в обратном направлении осуществляется одинаковым образом во всех направлениях. Однако, чувствительность приемного элемента зависит от угла падения регистрируемой волны, поэтому стандартный алгоритм порождает множество ложных рассеивателей на изображениях, выглядящих как сильные дугообразные артефакты. Особенно сильно эти артефакты проявляются, когда акустическая антенна состоит из малого числа приемных элементов N [80]. Для подавления таких артефактов применяются различные подходы, включающие в себя как численную пост-обработку изображений [81, 82], так и подходы к формированию оптимальных зондирующих пучков [83]. Здесь, с целью простого и эффективного решения проблемы уменьшения количества ложных рассеивателей, была введена функция $D(\mathbf{d}_m, \mathbf{r})$ [84]. Как следует из соображений, изложенных выше, данная функция может быть определена как аппроксимация диаграммы направленности прямоугольного приемного элемента:

$$D(\mathbf{d}_m, \mathbf{r}) = \cos\left(\frac{\pi \theta}{2 \Theta}\right), \theta = \text{atan}\left(\frac{z - z_g}{|\mathbf{d}_m - \mathbf{r}|}\right), \quad (2.3)$$

которая зависит от угла θ между нормальным к поверхности элемента вектором, совпадающим с направлением оси z , и вектором $(\mathbf{r} - \mathbf{d}_m)$ от центра преобразователя к точке

изображения. Параметр $\Theta \approx 0.3$ определяется физическими характеристиками преобразователя.

Аналогичным образом, как было описано в разделе 1.7, по изображениям $\epsilon(\mathbf{r})$ вычисляется линия первых максимумов ультразвукового изображения, соответствующих профилю объекта. Для определения количества прямых и их уравнений применяется преобразование Хафа и метод наименьших квадратов. Таким способом, профиль твердого тела определяется как набор аппроксимирующих прямых. Обозначим полученное множество уравнений

$$z = k_s x + b_s. \quad (2.4)$$

На третьем шаге алгоритма производится перестроение части ультразвукового изображения, находящегося под аппроксимирующими профиль прямыми. Пикселы с координатами

$$\{(x_i, z_j): z_j < k_s x_i + b_s\} \quad (2.5)$$

находятся внутри этой области. Для вычисления точного времени распространения волн с учетом преломления на границе весь путь разделяется на прямой и обратный (Рис. 2.8). Тогда общее время распространения волны от оптико-акустического генератора до акустической неоднородности в точке изображения $\mathbf{r}_{ij} = (x_i, z_j)$ внутри образца (обозначим t_{ijm}^{forw}) и обратно (обозначим t_{ijm}^{back}) к приемному элементу номер m составляет

$$t_{ijm} = t_{ijm}^{forw} + t_{ijm}^{back}. \quad (2.6)$$

На прямом пути угол падения луча зондирующей волны на поверхность объекта α и угол преломления β связаны законом Снелла

$$\frac{\sin \alpha}{c_0} = \frac{\sin \beta}{c_1}, \quad (2.7)$$

где c_1 – скорость звука в образце, а угол падения $\alpha = \text{atan}(k_s^v)$ определяется v -й кусочно-линейной частью профиля образца, пересекающейся акустическим лучом зондирующего пучка. Из уравнения (2.7) могут быть определены координаты точки преломления луча (x_{ijm}^e, z_{ijm}^e) на прямом проходе от генератора до пиксела с радиус-вектором \mathbf{r}_{ij} . Тогда время прямого пробега луча может быть рассчитано согласно формуле

$$t_{ijm}^{forw} = \frac{z_{ijm}^e - z_g}{c_0} + \frac{1}{c_1} \sqrt{(x_{ijm}^e - x_i)^2 + (z_{ijm}^e - z_j)^2}, \quad (2.8)$$

где z_g – координата генератора зондирующей волны, c_0, c_1 – скорости звука в иммерсионной жидкости и в образце соответственно.

Для вычисления времени обратного распространения воспользуемся принципом наименьшего времени Ферма. Из него следует, что время распространения от неоднородности внутри образца в точке (x_i, z_j) к приемнику номер m

$$t_{ijm}^{back} = \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_m - x_{ijm}^o)^2 + (z_m - z_{ijm}^o)^2} + \frac{1}{c_1} \sqrt{(x_i - x_{ijm}^o)^2 + (z_j - z_{ijm}^o)^2}, \quad (2.9)$$

должно принимать минимальное значение. Здесь (x_{ijm}^o, y_{ijm}^o) – координаты точки преломления акустического луча на границе образец-жидкость при проходе на обратном пути. Координаты этой точки могут быть получены из решения совместной системы уравнений минимизации времени распространения волны в зависимости от номера линии профиля v и координаты x_{ijm} точки на этой прямой

$$\begin{cases} (x_{ijm}^o, z_{ijm}^o) = \operatorname{argmin} t_{ijm}^{back}(x_{ijm}^o, y_{ijm}^o), \\ z_{ijm}^o = k_s x_{ijm}^o + b_s. \end{cases} \quad (2.10)$$

При разработке алгоритмов для работы с более сложными профилями поверхности, чем кусочно-линейный, второе уравнение в (2.10) должно быть соответственно изменено. Для решения задачи минимизации и вычисления x_{ijm}^o был использован метод итеративного градиентного спуска. Сперва выбирается начальное приближение для координаты точки преломления луча x_0^o , например, равным среднему положению между приемным элементом и пикселом изображения. Затем производится перемещение в пространстве параметров в сторону, противоположную направлению градиента функции в данной точке:

$$x_{n+1}^o = x_n^o - \lambda_n \frac{\partial t_{ijk}^{back}}{\partial x^o}, \quad (2.11)$$

при этом шаг λ_n уменьшался с каждой итерацией. Итеративный процесс оканчивался, когда изменение результата на следующей итерации не превосходило $|x_{n+1}^o - x_n^o| \leq 5$ мкм. В данном случае поиск глобального минимума при помощи градиентного спуска является однозначным и быстрым в силу относительной простоты минимизируемой функции, при этом алгоритм не «застревает» в ложных минимумах.

Аккуратное вычисление пикселей изображений внутри образца требует поправок на коэффициенты прохождения продольных объемных волн через границу твердого тела в точке преломления на прямом пути W^{el} и на обратном пути W^{ol} . Коэффициенты могут быть рассчитаны по стандартным формулам [85]

$$W^{el} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{2Z_l \cos 2\beta_1}{Z_l \cos^2 2\beta_1 + Z_t \sin^2 2\beta_1 + Z'}, \quad (2.12)$$

$$W^{ol} = \frac{c_0 \cos \gamma}{c_1 \cos \delta} \frac{2Z_l^o \cos^2 2\gamma}{Z_l^o \cos^2 2\beta_1 + Z_t^o \sin^2 2\beta_1 + Z^{o'}}. \quad (2.13)$$

Здесь α и γ – углы падения, β и δ – углы преломления зондирующей и рассеянной продольной волны соответственно. β_1 – угол преломления сдвиговой волны, возникающей в точке (x_{ijk}^e, y_{ijk}^e) , $Z = \rho_0 c_0 / \cos \alpha$, $Z_l = \rho_1 c_1 / \cos \beta$, $Z_t = \rho_1 b_1 / \cos \beta_1$, $Z^o = \rho_0 c_0 / \cos \delta$, $Z_l^o = \rho_1 c_1 / \cos \gamma$, $Z_t^o = \rho_1 b_1 / \cos \beta_2$, b_1 – скорость сдвиговой волны в образце.

Таким образом, формула обратных проекций может быть изменена для перестроения части изображения, относящейся к внутренней структуре образца, согласно формуле:

$$\epsilon'(\mathbf{r}_{ij}) = \sum_{m=1}^N p(\mathbf{d}_m, t_{ijk}) \cdot D(\mathbf{d}_m, \mathbf{r}_{ij}) \cdot W_{ijk}^{ol} W_{ijk}^{el}. \quad (2.14)$$

Несмотря на учет диаграммы направленности приемных элементов, остаточные дугообразные артефакты на лазерных ультразвуковых изображениях ограничивают точность измерений. Однако, артефакты имеют параболическую форму и, поэтому, большую кривизну в направлении оси x , чем линии, формирующие внешний и внутренний профили. Указанный факт может быть использован для дополнительного подавления артефактов за счет ослабления пикселей с большим значением нормализованного градиента вдоль оси x :

$$\epsilon'(\mathbf{r}) \rightarrow \epsilon'(\mathbf{r}) \cdot \left(1 - \left(\frac{\partial \epsilon'(\mathbf{r})}{\partial x} \right) \right). \quad (2.15)$$

Если разница акустических импедансов образца и иммерсионной жидкости является значительной, то основная часть зондирующего импульса отражается от внешней границы объекта. В этой связи доля рассеянной внутренними неоднородностями энергии зондирующей волны будет значительно меньшей, и пиксели под внешним профилем на изображении будут иметь меньшую яркость, тем самым ухудшая его ясность и информативность. Кроме того, в то время как коэффициент отражения на внешней границе является положительным (импеданс жидкости меньше импеданса объекта), коэффициент отражения на внутренней границе будет отрицательным. Для компенсации указанных эффектов была применена простая процедура усиления контраста части изображений, относящейся ко внутренней части объекта. Она состояла в умножении значений пикселей изображения под внешним профилем на коэффициент, определяемый соотношением акустических импедансов двух сред. Кроме того, знак этих пикселей был изменен на обратный.

Построенные изображения характеризуют реальную геометрию и размеры образцов, и поэтому могут быть применены для определения отклонений геометрии внешней и внутренней поверхностей от заданной виртуальной модели. Кроме того, виртуальная модель полезна для более точной сегментации внутренней геометрии образцов. В силу наличия на ультразвуковых изображениях зашумленных участков и участков, отображающих переотражения или артефакты, автоматизированная сегментация внутренних границ является

затруднительной. В предположении того, что реальная форма объекта не слишком значительно отличается от модели, поиск внутренних границ тела будет осуществлен вблизи координат, вычисленных с ее помощью.

В данной работе предполагается, что образцы имеют кусочно-линейный профиль поверхности, поэтому опорная виртуальная модель образца может быть выражена в виде набора линейных уравнений вида [86]

$$y = k_q^{vm}x + b_q^{vm}, \quad q = 1, \dots, N_s^{vm}, \quad (2.16)$$

где N_s^{vm} – количество линейных сегментов, образующих внешний и внутренний профили виртуальной модели. Однако, действительное положение и угол наклона образца относительно оси приемной антенны изначально неизвестен. Поэтому предварительно необходимо совместить профили виртуальной модели и реального объекта, а затем производить сегментацию внутренней границы объекта на изображении и вычислять отклонения. Первые N_s^{ep} из N_s^{vm} линейных сегментов модели образуют «идеальный» профиль

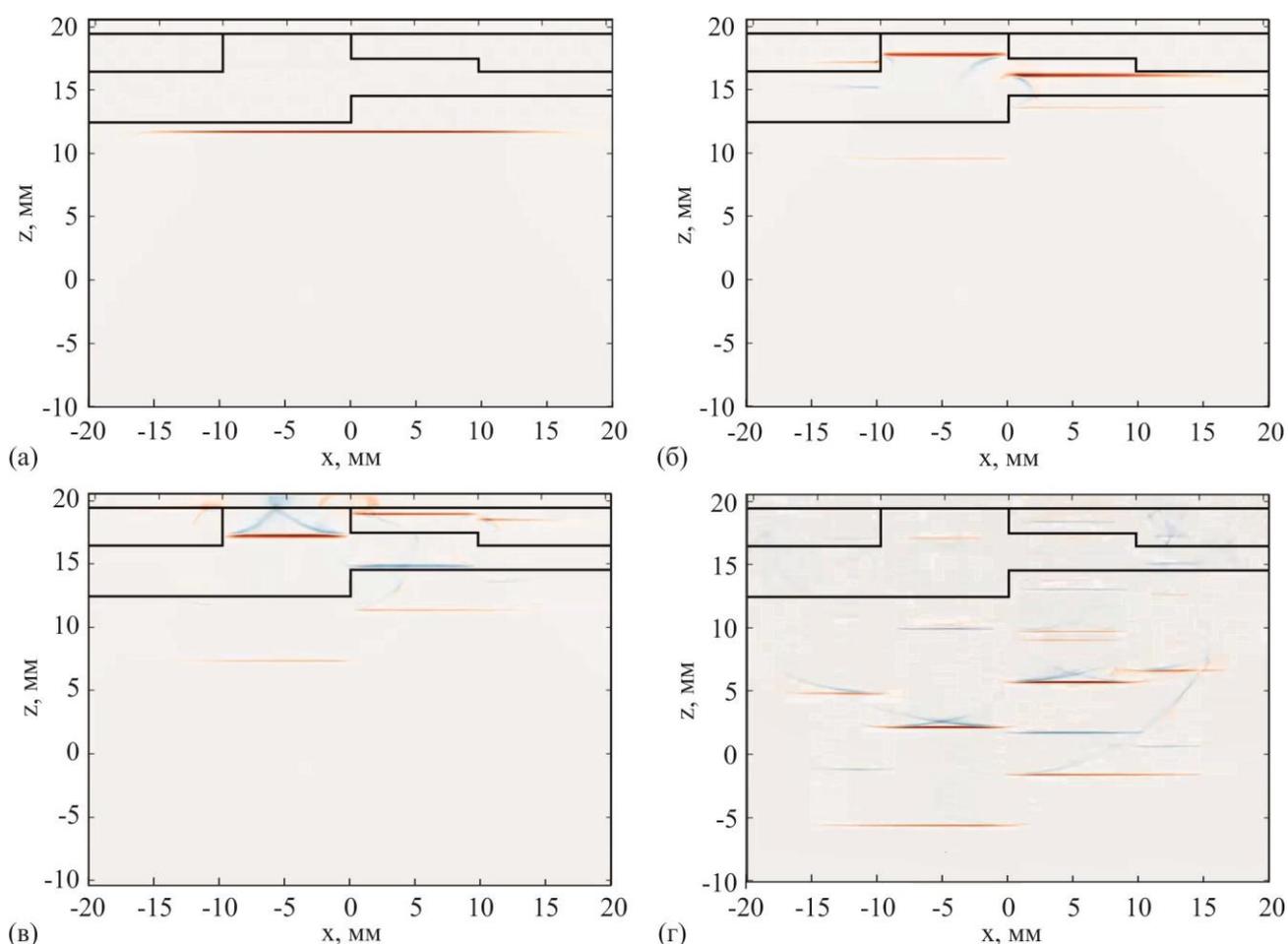


Рисунок 2.10. Визуализация двумерного численного моделирования рассеяния зондирующей лазерной ультразвуковой волны плексигласовым образцом. Время после возбуждения зондирующего импульса: (а) $t = 22$ мкс. (б) $t = 25.7$ мкс (в) $t = 27.5$ мкс (г) $t = 38$ мкс. Черные линии обозначают границы объектов – образца из плексигласа, стальной оси, прослойки жидкости между ними. Координата возбуждения зондирующего импульса $z_0 = -20$ мм.

образца, кроме того, предполагается, что профиль реальной модели является слабо поврежденным. В этом случае минимизация (в смысле наименьших квадратов) разницы между экспериментально определенными линиями профиля (k_q^{ep}, b_q^{ep}) и линиями профиля модели (k_q^{vm}, b_q^{vm}) для $q = 1, \dots, N_s^{ep}$ позволяет совместить путем поворота и перемещения виртуальную модель с ультразвуковым изображением образца.

Внутренние границы образца представлены локальными максимумами и минимумами изображения. При этом максимумы соответствуют положительному коэффициенту отражения от материала с большим акустическим импедансом, а минимумы – отрицательному коэффициенту при отражении от материала с меньшим импедансом. Таким образом, каждому линейному участку сегментированного на изображении внутреннего профиля объекта (k_q^{vm}, b_q^{vm}) присваивается свой знак S_q^{vm} . Для сегментации внутреннего профиля в окрестности каждой линии повернутой виртуальной модели с номерами $N_s^{ep} \leq q \leq N_s^{vm}$ производится поиск набора пикселей с локальными максимумами или минимумами (в зависимости от знака S_q^{vm}), которые являются наиболее близко расположенными к линейному участку с номером q . Естественным последующим шагом является аппроксимация каждого из наборов экстремумов прямыми линиями с использованием метода наименьших квадратов для получения параметров реальных линий внутреннего профиля (k_q^{ip}, b_q^{ip}) . После этого рассчитывается разность между (k_q^{ip}, b_q^{ip}) и (k_q^{vm}, b_q^{vm}) для оценки износа или повреждений образца.

2.3. Численное моделирование процесса распространения зондирующей волны и восстановление изображений

Для проверки корректности алгоритмов, оценки возможности проведения экспериментов и иллюстрации процесса распространения ультразвуковых волн в системе было проведено численное моделирование [86]. В качестве инструмента для моделирования был выбран программный пакет k-Wave Toolbox для среды MATLAB [87]. Вычисления в рамках данного пакета основаны на псевдо-спектральном методе оценки градиентов в пространстве и использовании сложной схемы конечных разностей для оценки изменений во времени. Программный пакет предназначен для моделирования распространения продольных объемных волн в жидких средах, биологических тканях, а также упругих волн в изотропных твердых телах. Его преимуществом является относительная простота использования и скорость проведения расчетов.

При проведении моделирования все твердые тела были заменены жидкостями с акустическими импедансами, соответствующими реальным, что позволило ускорить расчет при сохранении его точности. При распространении волн в системе «акустический тракт - образец» возбуждение поперечных и поверхностных волн происходит только при преломлении волн на границах образца. Угол наклона всех поверхностей образцов не превосходит 10^0 , поэтому эффективность такого возбуждения мала. Кроме того, сдвиговые волны на границе твердого тела преобразуются в продольные волны в жидкости, что вызывает дополнительные потери их амплитуды. Перечисленные факторы минимизируют погрешность примененного подхода к моделированию.

Модель образца, использованного как при проведении численного моделирования, так и эксперимента (Рис. 2.11), представляет собой закрепленный на стальной оси цилиндр из плексигласа со сложными внешней и внутренней образующими. Форма образца была выбрана для наглядной иллюстрации преимуществ разрабатываемого метода для ряда прикладных задач и для проверки работоспособности алгоритмов. Моделирование было проведено на двумерной сетке размером 4096×4096 точек, расположенных равномерно с шагом 10 мкм. Акустическая антенна содержала 16 точечных приемных элементов, расположенных на прямой линии с шагом 2 мм, что соответствует положению элементов в экспериментальной антенне. Начальное распределение акустического давления в генераторе было моделировано гипергауссовым источником:

$$p(x, z, t = 0) = p_0 \cdot \exp\left(-x^4/s_x^4 - (z - z_g)^4/s_z^4\right), \quad (2.17)$$

где p_0 – амплитуда источника, $s_x \approx 13.65$ мм, $s_z = 80$ мкм – параметры, близкие к параметрам зондирующего импульса, использованного при проведении экспериментов. Плоский источник ультразвука расположен на координате по вертикали $z_g = -15$ мм.

На Рис. 2.9 показаны распределения давления $p(x, z, t)$ (в условных единицах измерения) в системе в различные моменты времени. Красный цвет обозначает положительное значение давления, синий – отрицательное, белый – нулевое значение. На Рис. 2.9(a) показан зондирующий импульс перед преломлением на границе образца. Большая часть импульса имеет значительную положительную величину давления, которая соответствует гауссовой форме источника в воде (2.17). При распространении пучок претерпевает дифракцию, что приводит к фактической фильтрации нижних частот, изменению его временной формы на производную и, таким образом, к образованию отрицательной фазы значительной амплитуды [8]. Именно за счет дифракции на Рис. 2.10(a) импульс успел приобрести отрицательную фазу небольшой амплитуды.

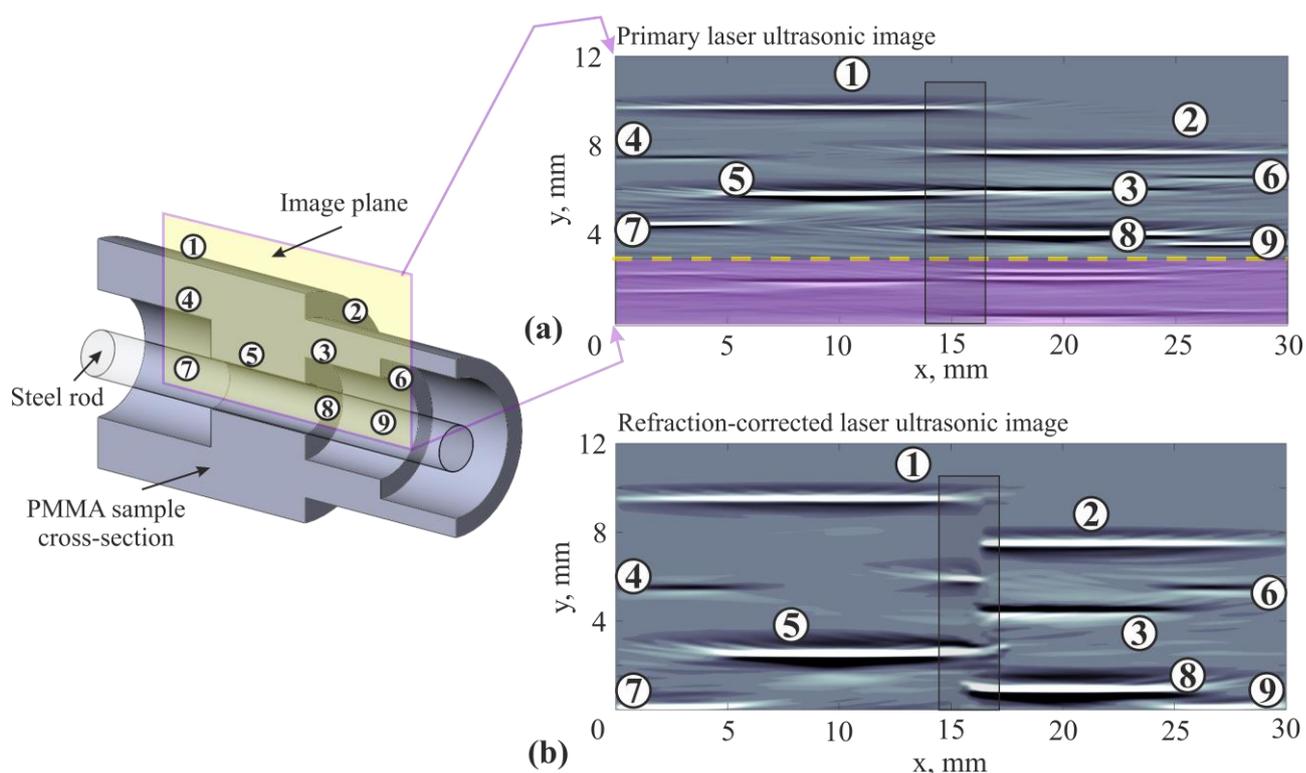


Рисунок 2.11. Трехмерная модель плексигласового образца, закрепленного на стальной оси, и изображения, полученные с использованием разработанного алгоритма. (а) Первичное лазерное ультразвуковое изображение, построенное без учета преломления на границе образца. (б) Вторичное изображение построенное с учетом преломления на границе. Рисунок взят из работы [86].

На Рис. 2.10(б) часть импульса отражена поверхностью образца и движется в обратном направлении. Разница скоростей в плексигласе и в воде почти в 2 раза приводит к тому, что линии выше координаты $z = 15$ мм являются уширенными за счет увеличенной длины волны, и эти линии за единицу времени сдвигаются на значительно большее расстояние, чем в воде. На Рис. 2.10(в) линия вблизи стальной оси ($z \approx 18$ мм) соответствует той же волне, но распространяющейся в воде, и ширина ее снова уменьшается. Вблизи координаты внешней границы образца $z \approx 15$ мм синяя полоска соответствует волне, отраженной от внутренней границы образца. При этом коэффициент отражения отрицателен, а фаза волны испытывает скачок на $\pi/2$. Самая яркая полоса на Рис. 2.10(в) – отраженная в фазе с падающей волна в месте соприкосновения плексигласового образца и стальной оси. Синие дугообразные полосы соответствуют отраженным в противофазе от угловых и вертикальных стенок расходящимся волнам. И, наконец, на Рис. 2.10(г) волны внутри образца практически затухли, образовав множественные отражения, распространяющиеся навстречу приемной антенне и генератору ультразвука.

На Рис. 2.11 показаны лазерные ультразвуковые изображения, построенные с использованием предложенного алгоритма на основе данных численного моделирования. Полученные изображения четко восстанавливают внешнюю и внутреннюю образующие плексигласового образца. Линии **1** и **2** соответствуют линиям профиля образца, линии **3**, **4**, **6** –

границе раздела между внутренней поверхностью образца и слоем жидкости, линия **5** – границе раздела между плексигласом и стальным образцом, линии **7** и **8, 9** – отражению от стальной оси после прохода волной внутреннего слоя воды между плексигласом и сталью. Область изображения, обозначенная фиолетовым, содержит паразитные переотражения, не отображающие реальных границ. Область, отмеченная черным прямоугольником, содержит характерные дугообразные артефакты, вызванные конечными размерами приемных элементов и их малым количеством.

Изображение образующей стального стержня, состоящее из линий **5, 7, 8** и **9** на Рис. 2.11 не является прямой линией за счет того, что алгоритм учитывает только первое преломление на внешней границе образца и не учитывает преломление на внутренней границе образца. Построение точного изображения стального стержня требует учета преломления как на внешней, так и на внутренней границах образца. Полярность линии **5** («белый-черный») противоположна полярности линий **4, 3, 6** («черный-белый»), образующих изображение внутреннего профиля объекта, из-за переворота фазы акустических пучков при отражении от границ, имеющих разные знаки коэффициентов отражения.

Изображение, построенное без учета преломления на границе (Рис. 2.11 (а)), верно отображает параметры профиля образца. Однако, внутренняя часть выглядит «сжатой» в силу того, что скорость звука в плексигласе в 1.8 раз больше, чем в воде, поэтому изображение не позволяет наглядно интерпретировать полученное изображение. Напротив, изображение, построенное с учетом преломления, верно восстанавливает геометрию образца. В последней строке Табл. 1 указаны размеры, измеренные на численно рассчитанных изображениях. Все размеры, измеренные в направлении оси z, соответствуют модели в пределах ~ 10 мкм. Эта погрешность объясняется ошибками округления чисел при реализации алгоритмов в целых числах, что необходимо для ускорения расчетов. Данная ошибка не является принципиальной в отличие от ошибки определения длины L , вызванной конечными размерами приемных элементов и дугообразными артефактами на изображениях.

Размеры	d_1 , мм	d_2 , мм	d_3 , мм	d_4 , мм	L , мм
ЛУТ	4.02	7.04	1.97	2.91	9.98
ЛУТ, поврежденный образец	3.89	7.03	1.95	2.37	10.21
Штангенциркуль	3.92	7.05	1.99	2.97	10.07

Таблица 1. Размеры образца, измеренные при помощи лазерной ультразвуковой томографии (ЛУТ), стандартным штангенциркулем, и на численно моделированных изображениях. Расстояние между отрезками измерено как длина нормали от центра практически горизонтальных линий к соответствующим сегментам. Обозначения введены на Рис. 2.10.

Численное моделирование	4.01	7.00	2.01	2.99	10.12
-------------------------	------	------	------	------	-------

§ 2.4. Экспериментальная реализация ультразвуковой томографии образца из плексигласа с использованием лазерного источника ультразвука и многоэлементной приемной антенны

Для экспериментальной реализации иммерсионной ультразвуковой томографии твердых тел используется система, аналогичная описанной в Главе 1 системе для проведения лазерной ультразвуковой профилометрии. Основное отличие состоит в применении других алгоритмов построения изображений. Графический интерфейс пользователя в режиме реального времени отображает изображения, построенные без учета преломления ультразвука на границе образца. Это позволяет переместить образец в фокус системы для получения четких изображений. Последующие шаги алгоритма, включающие в себя сегментацию профиля, перестроение изображения с учетом преломления и дальнейшую обработку изображений, реализованы в среде MATLAB. Несмотря на то, что алгоритмы работают в режиме реального времени лишь частично, они могут быть полностью реализованы при помощи технологии NVIDIA CUDA.

Образец, использованный для проведения экспериментов, был изготовлен из плексигласа в соответствии с моделью, использованной для численного моделирования (Рис. 2.11, 2.12). Изображения части образца, восстановленные алгоритмом фильтрованных обратных проекций без учета преломления на границе образца и с его учетом, изображены на Рис. 2.12(b) и 2.12(c) соответственно. Построенное без учета преломления экспериментальное изображение образца выглядит «сжатым» вдоль оси z из-за большой разности скоростей в плексигласе и воде. Учитывающие преломление изображения отображают настоящие размеры образца. Коэффициенты отражения от внешней («жидкость – твердое тело») и внутренней (твердое тело – жидкость) границ имеют противоположные знаки за счет того, что плексиглас имеет больший акустический импеданс, чем вода. Это объясняет факт, что внешняя граница **1** белая, а внутренняя **2** – черная. Образец имеет цилиндрическое отверстие для держателя (малый стальной стержень). Сталь имеет наибольший акустический импеданс, поэтому границы «плексиглас-сталь» и «вода – сталь» белые (линии **3** и **4**). Отражение **4** формируется на границе «плексиглас – сталь» с тонким слоем воды, поэтому, в отличие от аналогичного отражения на численно моделированных изображениях (без слоя воды, поэтому при

отражении на границе плексиглас-сталь фаза не инвертировалась), имеет одинаковую полярность с линиями 2.

Пучок, отраженный от стального стержня, реверберирует в слое воды между стержнем и внутренней поверхностью образца, образуя множественные переотражения 5. Кроме того, на изображениях присутствуют высокочастотная «шероховатость» и мелкие полосы, вызванные шумами системы. Область, очерченная черным прямоугольником 6, содержит артефакты изображения, вызванные ограниченным числом приемных элементов и их

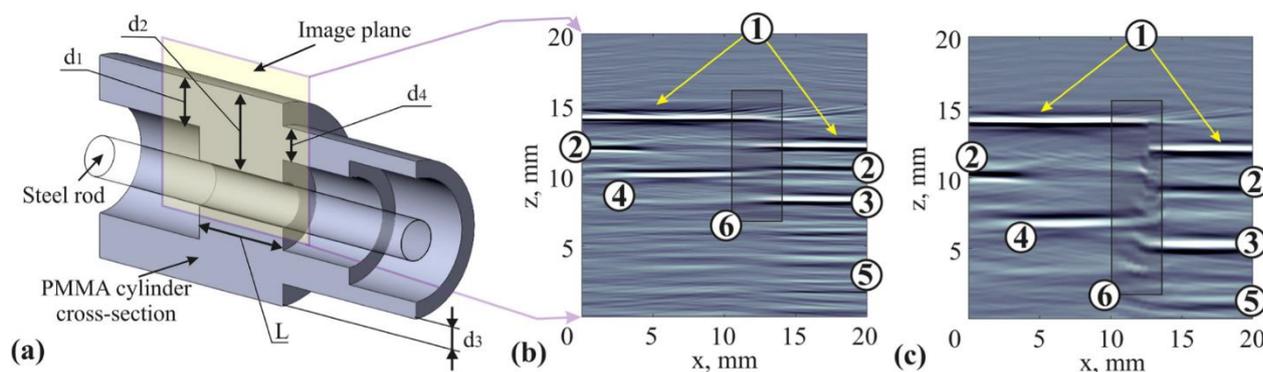


Рисунок 2.12. (а) Сечение трехмерной модели образца из плексигласа с цилиндрической симметрией с сложными внутренней и внешней образующими, закрепленного на стальном стержне и погруженного в воду. (б) Первичное ультразвуковое изображение образца (без учета преломления). (в) Итоговое изображение, построенное с учетом преломления. Черные и белые полосы показывают положение границ, отражающих зондирующий ультразвуковой пучок, а также знак коэффициента отражения (черный – отрицательный, белый – положительный). Массив приемных элементов имеет координату $z \approx 50.1$ мм. 1 и 2 – внешняя и внутренние поверхности образца и отражение от границы твердое тело – вода, 3 – отражение от стального стержня, 4 – внутренние границы образца и отражение на границе сталь-плексиглас со слоем воды, 5 – переотражения, 6 – участок изображения с артефактами. Рисунок взят из работы [46].

конечными размерами. Отражения 3 и 4 на Рис.2.12(с) приходят от поверхности стального стержня, однако, при этом не образуют прямой линии. Объяснение аналогично приведенному для численно моделированных изображений: используемый алгоритм предполагает, что после преломления на кусочно-линейной внешней границе образца продольные волны распространяются только в твердом теле и не претерпевают последующих преломлений. Однако, в области $x > 13$ мм (Рис. 3) продольные волны проходят через внешнюю границу 1 и через внутреннюю границу 2 твердого тела. После этого они проходят через слой воды между 2 и 3, отражаются от стального стержня и распространяются назад. Алгоритм предполагает, что слой воды является твердым телом и восстанавливает расстояние между 2 и 3 неверно.

Таким образом, экспериментально и численно полученные изображения качественно являются полностью согласованными друг с другом. Для более точного сравнения размеры образца, измеренные на последнем шаге алгоритма с использованием его виртуальной модели, были сравнены с измерениями по результатам численного моделирования и измерениями

стандартным штангенциркулем. Они приведены в первой, третьей и четвертой строках Табл. 1. Точность измерений вдоль оси z превосходит 0.1 мм (здесь необходимо учесть погрешность измерения радиусов внутренней и внешней поверхностей штангенциркулем), однако, точность измерения вдоль оси x не превосходит 0.2-0.3 мм. Точность измерений вдоль оси z в основном определяется точностью определения скорости продольных упругих волн (зависит в том числе от однородности сред). Достаточно низкое разрешение вдоль оси x (в поперечном распространению зондирующего акустического пучка направлении) является типичным для большинства ультразвуковых методов и, как было отмечено, ограничивает применимость разрабатываемого метода.

Одним из источников погрешностей измерений является акустическая линза, изготовленная из плексигласа: зондирующий и отраженный импульсы преломляются на границе вода – плексиглас, что приводит к дополнительному смещению и размытию импульса (Рис. 2.13). В плоскости изображения толщина линзы составляет $h = 3$ мм. В силу того, что

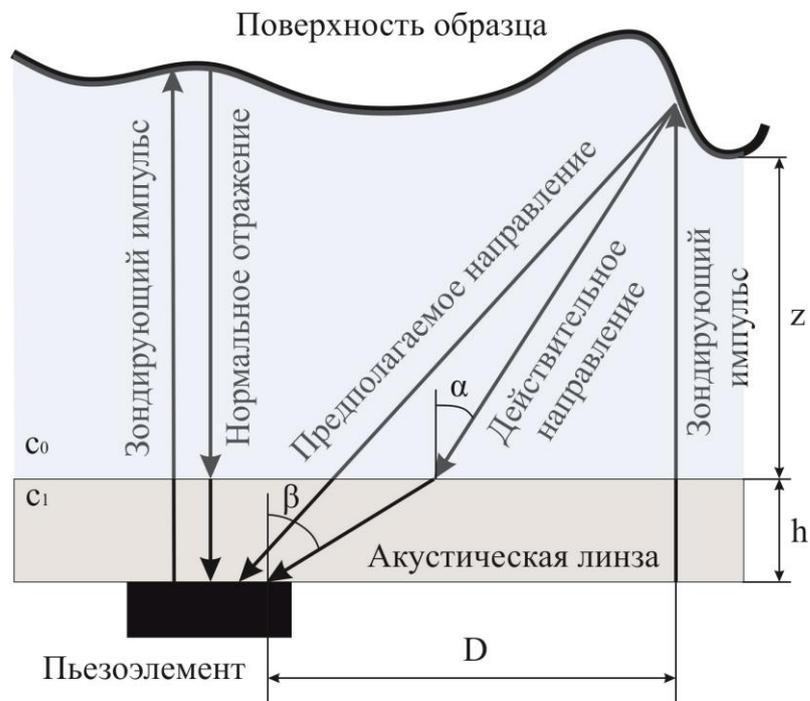


Рисунок 2.13. Иллюстрация возникновения дополнительной погрешности при преломлении акустических волн на границе раздела вода – акустическая линза. Слева – нормальное падение отраженной волны на пьезоэлемент, справа – наклонное.

она является достаточно тонкой, дополнительный набег фазы волны при расчете изображения может быть частично компенсирован.

Проиллюстрируем расчет распространения волны через акустический тракт на примере расчета компенсации набег фазы и оценки погрешности, вносимой такой компенсацией. В случае распространения зондирующей и отраженной волны по нормали к поверхности приемного элемента действительное время пробега t_{of1}^{act} и время пробега, предполагаемое в

алгоритме обратных проекций t_{of1}^{asm} , выражается соответственно формулами (обозначения введены на Рис. 2.12)

$$t_{of1}^{act} = 2 \left(\frac{h}{c_1} + \frac{z}{c_0} \right), t_{of1}^{asm} = 2 \frac{h+z}{c_0}.$$

Таким образом, разница положений реального рассеивателя и построенного на ультразвуковом изображении составит

$$\Delta z_1 = c_0(t_{of1}^{asm} - t_{of1}^{act}) = 2h \left(1 - \frac{c_0}{c_1} \right).$$

Компенсация времени распространения может быть осуществлена посредством добавления к предполагаемому времени пробега дополнительного времени пробега в слое воды с эффективной толщиной $\Delta z_1 = 2h(1 - c_0/c_1) \approx 2.63$ мм. В этом случае ошибка при распространении пучка в строго нормальном к поверхности линзы направлении полностью компенсируется. Ошибка для наклонного падения отдельных компонент волн также может быть оценена из соображений геометрической акустики.

В случае наклонного падения, как следует из учтенной диаграммы направленности приемных элементов в формуле (2), угол падения на поверхность пьезоэлемента внутри линзы β ограничен сверху $\Theta_{max} = 0.3$. Тогда максимальный угол падения α отраженной волны на границу раздела «жидкость – линза» может быть вычислен из закона Снелла

$$\alpha = \text{asin} \left(\frac{c_0}{c_1} \sin \beta \right).$$

При этом действительное и предполагаемое времена пробега принимают значения

$$t_{of2}^{act} = \frac{h}{c_1} + \frac{z}{c_0} + \frac{z}{c_0 \cos \alpha} + \frac{h}{c_1 \cos \beta},$$

$$t_{of2}^{asm} = \frac{h+z}{c_0} + \frac{\sqrt{D^2 + (h+z)^2}}{c_0},$$

где $D = h \tan \beta + z \tan \alpha$ – расстояние между точкой отражения волны и приемным элементом. Максимальная разница действительного и предполагаемого алгоритмом положений рассеивателей в случае наклонного падения волны составит

$$\Delta z_2 = c_0(t_{of2}^{asm} - t_{of2}^{act}) = h \left(1 - \frac{c_0}{c_1} \right) + \sqrt{D^2 + (h+z)^2} - \frac{z}{\cos \alpha} - \frac{c_0}{c_1} \frac{h}{\cos \beta}. \quad (2.18)$$

Таким образом, максимальная ошибка коррекции достигается при $\beta = \Theta_{max}$ и определяется формулой $\Delta z_{err} = \Delta z_2 - \Delta z_1 \approx 36$ мкм. Заметим, что данная оценка дает максимальное значение ошибки, реальная же ошибка принимает значение ~ 20 мкм в связи с тем, что член $D(\mathbf{d}_m, \mathbf{r})$ в формуле (2.2) значительно ослабляет амплитуду обратно «излученной» волны при углах β , близких к Θ_{max} . Из приведенных расчетов следует, что

ошибка коррекции слегка растягивает во времени принимаемые импульсы, что и приводит к дополнительному уширению белых и черных полос на Рис. 2.12.

Другим аспектом, который требует обсуждения, является влияние на результат возникновения в системе объемных поперечных и поверхностных волн. В настоящей работе ширина зондирующего пучка вдоль оси x превосходит 20 мм, а максимальный угол между поверхностью образца и антенной приемных элементов не превосходит 10° . В этом случае преобразованием энергии из продольных волн в воде в поперечные и поверхностные в образце можно пренебречь, поэтому для построения изображений был выбран “LL” режим построения изображений. В “LL” режиме учитываются только продольные волны в воде, которые преобразуются в продольные волны в твердом теле при преломлении на внешней границе (первая “L” в “LL”). В процессе рассеяния волны неоднородностью внутри образца возбуждаются только продольные волны (второе “L”), и эти рассеянные волны на границе твердое тело – жидкость преобразуются в продольные волны в воде. Однако, если амплитуда сдвиговых волн является значительной (например, в материалах с эффективным преобразованием), существует возможность реализации режимов построения изображений “SL” и “SS” (“S” – сдвиговая волна). В этих случаях в алгоритмах скорость продольных волн в образце c_1 необходимо заменить на скорость поперечных волн c_{1l} . Кроме того, необходима соответственная замена коэффициентов преобразования энергии W^{el} и W^{ol} из продольных волн в продольные в формуле (2.14). Заметим также, что паразитные объемные сдвиговые волны возникают при переотражениях волн внутри акустического тракта. Их амплитуда является значительной, поэтому акустическая система спроектирована так, чтобы существовал временной интервал с «чистым» сигналом без переотражений, обеспечивающий необходимый размер диагностического окна.

Еще одной важной промышленной задачей, для решения которой в ряде случаев может быть применена иммерсионная лазерная ультразвуковая томография, является контроль износа и возникающих внутренних деформаций изделий в процессе их эксплуатации. Наиболее эффективным методом проведения такого контроля является рентгеновская томография, которая надежно обеспечивает контроль размеров изделий в рамках стандартных требований 50 – 100 мкм. Однако, в ряде случаев, которые обсуждались во введении к Главе 2, рентгеновская томография имеет существенные ограничения, и преимущество получают ультразвуковые методы. Другим методом, применяемым для контроля износа, не связанным с непосредственной визуализацией внутренней структуры образца, является акустическая эмиссия [88]. Ее принцип основан на регистрации звуковых колебаний, возникающих при деформациях напряженных участков деталей, трении между зернами металла, при трении

компонентов машин и др, что зачастую позволяет проводить предсказывающий повреждения анализ сигналов.

Тем не менее, акустическая эмиссия возникает в нагруженных конструкциях, и может быть применена лишь как дополнительный инструмент в случаях, требующих непосредственной визуализации уже поврежденных участков. Напротив, лазерная ультразвуковая томография твердых тел обеспечивает необходимое для подобного контроля разрешение, поэтому в рамках работы были проведены эксперименты по определению деформации внешней геометрии и истертости цилиндрического образца из плексигласа. На образец были нанесены модельные повреждения двумя способами. Внутренняя поверхность более широкой части была сточена при помощи токарного станка так, что она приняла форму правильной конической поверхности, имеющей угол раствора $\sim 4^\circ$. Внутренняя поверхность более узкой части была повреждена при помощи напильника и получила форму нерегулярной шероховатой проточки.

На Рис. 2.14(а) показано изображение неповрежденного образца из плексигласа, соответствующее численно рассчитанному изображению на Рис. 2.11(б) и экспериментально полученному на Рис. 2.12(б). Разница между Рис. 2.11(б) и Рис. 2.14(а) обусловлена тем, что к последнему изображению в качестве пост-обработки был применен шаг основного алгоритма, осуществляющий коррекцию изображения с учетом его градиента для уменьшения артефактов. Изображение Рис. 2.14(а) хорошо согласуется с изображениями на Рис. 2.11(б), полученными на основе численных данных даже несмотря на то, что при проведении численного моделирования приемные элементы предполагались точечными. Существенным, однако, является утолщение линий на экспериментальном изображении по сравнению с численно рассчитанными, которое объясняется интегрированием электрического отклика пьезополимерной пленки по поверхности электродов приемных элементов.

Линия **4** на Рис. 2.14 показывает сточенный до конической формы участок внутренней поверхности цилиндра: линия **4** на Рис.2.13(б) является значительно наклоненной. Результаты аппроксимации, проведенной с использованием виртуальной модели (набора линейных уравнений) показывают, что угол между этой линией и линией профиля **1** составляет примерно 3.5° , что является близким к заданным при механической обработке образца параметрам повреждения. Участок, поврежденный напильником, соответствует линиям **3** и **6**. Шероховатые линии **3** и **4** на Рис. 2.14 (б), (с) слегка наклонены и имеют большую толщину, чем другие линии на изображениях. Уширение линий обусловлено разным расстоянием до находящихся рядом шероховатостей поверхности, поэтому отражения от близко расположенных точек приходят в разные моменты времени. Этому способствует и интегрирование сигнала по поверхности, сглаживающее форму шероховатых линий.

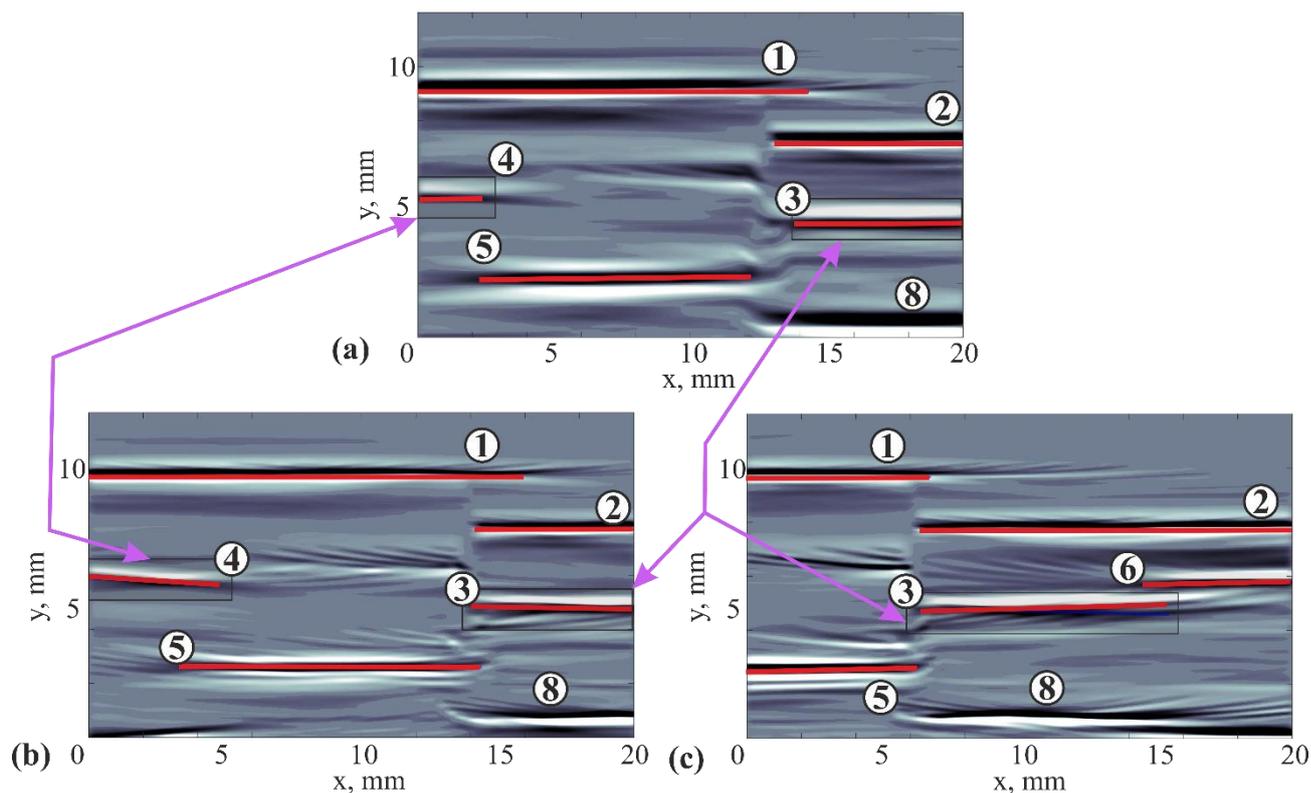


Рисунок 2.14. Экспериментальные лазерные ультразвуковые изображения образца из плексигласа, закрепленного на стальном стержне. (а) Изображение неповрежденного образца. (б), (в) изображения поврежденного образца, снятые при его различных положениях. Фиолетовые стрелки соединяют линии 3 и 4 на различных изображениях, соответствующие одним и тем же участкам внутренней поверхности. Прозрачный черный прямоугольник показывает поврежденные границы. Красные линии на изображении показывают аппроксимированные с использованием виртуальной модели границы образца. Нумерация границ такие же, как на Рис. 2.10. Рисунок взят из работы [86].

Сравнение размеров участков ступенчатого профиля внутренней и внешней образующих поврежденного и неповрежденного участков показано в 1 и 2 строках Табл. 1. Представленные результаты позволяют легко установить размеры повреждения образцов по величинам d_1 и d_4 , различающимся на 0.2 и 0.5 мм соответственно. При этом размеры d_2, d_3 различаются между собой не более чем на 20-30 мкм. Таким образом, лазерная ультразвуковая томография может быть использована для эффективной оценки износа деталей. Укажем также, что дополнительно возникает принципиальная возможность оценки шероховатости поверхностей по ширине линий на лазерных ультразвуковых изображениях.

§ 2.5. Экспериментальная реализация ультразвуковой томографии металлического образца с наклонной поверхностью с использованием лазерного источника ультразвука и многоэлементной приемной антенны

В предыдущем разделе были продемонстрированы результаты экспериментальной лазерной ультразвуковой томографии плексигласового образца со ступенчатым профилем.

Такой образец, однако, с точки зрения акустических свойств имеет значительное несоответствие с образцами, подлежащими производственному ультразвуковому контролю. Например, материал образца, плексиглас, имеет акустический импеданс, на порядок меньший, чем металлы. Поэтому амплитуда зарегистрированного от внутренних неоднородностей образца при проведении томографии металлических объектов будет значительно меньшей. Кроме того, многие детали, в отличие от исследованного образца, имеют наклонные поверхности. В этой связи необходима экспериментальная проверка возможности визуализации внутренней структуры и измерения внутренней геометрии металлических объектов с наклонной формой поверхности.

Для проведения таких экспериментов был изготовлен дюралюминиевый (Д-16Т) образец согласно модели, показанной на Рис. 2.15(а) [86]. Одна часть внешней поверхности образца является цилиндрической, вторая часть - конусом с углом раствора $\sim 10^\circ$, а внутренний профиль образца имеет ступенчатую форму. Ультразвуковое изображение дюралюминиевого образца, восстановленное без учета преломления на его границе, приведено на Рис. 2.15 (b). Оно корректно показывает внешний профиль образца (верхняя полоска на изображении), за исключением множественных дугообразных артефактов вблизи наклонной части этой поверхности. Однако, линии, находящиеся под координатой $y \approx 8.5$ мм и соответствующие внутренней геометрии образца, выглядят «сжатыми» и «согнутыми». Многочисленные полоски под линией $y \sim 7.5$ мм на Рис. 2.15(b) являются переотражениями волны внутри образца и акустического тракта и изображают несуществующие внутренние поверхности.

Таблица 2. Размеры дюралюминиевого образца, измеренные при помощи лазерной ультразвуковой томографии (ЛУТ) и с использованием штангенциркуля. Обозначения введены на Рис. 2.14.

Размеры	d_{21} , мм	d_{22} , мм	d_{23} , мм	L_2 , мм	Наклон θ
ЛУТ	4.03	6.60	4.93	9.89	4.5°
Штангенциркуль	3.96	6.64	5.01	10.23	5.8°

Изображение, построенное с учетом преломления (Рис. 2.15(c)), показывает реальные размеры образца, а линии, соответствующие внутренней образующей, больше не являются «изогнутыми». Однако, несмотря на применение процедуры коррекции артефактов, изображения конической части внешнего профиля **1** и изображения внутреннего профиля **2** и **4** имеют сильные остаточные полосовые артефакты, что, опять же, обусловлено малым числом приемных элементов и цилиндрической формой антенны. Кроме того, линия **2** и правая часть линии **4** изображены менее ярко, чем линия **3** и левая часть линии **4**. Это объясняется тем, что больший процент энергии зондирующей ультразвуковой волны отражается от конической

поверхности при прямом и обратном проходах, чем от горизонтальной поверхности. Кроме того, волну «сносит» в сторону от антенны приемников. За счет ограниченности апертуры антенны происходят дальнейшие потери энергии волны, и часть изображения становится менее яркой.

Результат применения процедуры усиления контраста к скорректированному изображению показан на Рис. 2.15(d): яркость линий, изображающих внутренние и внешние границы, становится примерно одинаковой, что значительно облегчает сегментацию границ. Кроме того, применение процедуры усиления контраста значительно понизило уровень артефактов. Размеры дюралюминиевого образца, измеренные при помощи лазерной ультразвуковой томографии, были сравнены с результатами измерений стандартным штангенциркулем (Табл. 2). Максимальное расхождение результатов независимых измерений вдоль оси z составляет не более 0.1 мм, что близко к результатам, полученным при проведении измерений плексигласового образца. Точность измерений вдоль оси x не зависит от материала образца и так же составляет 0.2 – 0.3 мм. Относительная погрешность измерения угла наклона поверхности θ является достаточно высокой, что определяется «сносом» отраженной волны и появлением множественных артефактов.

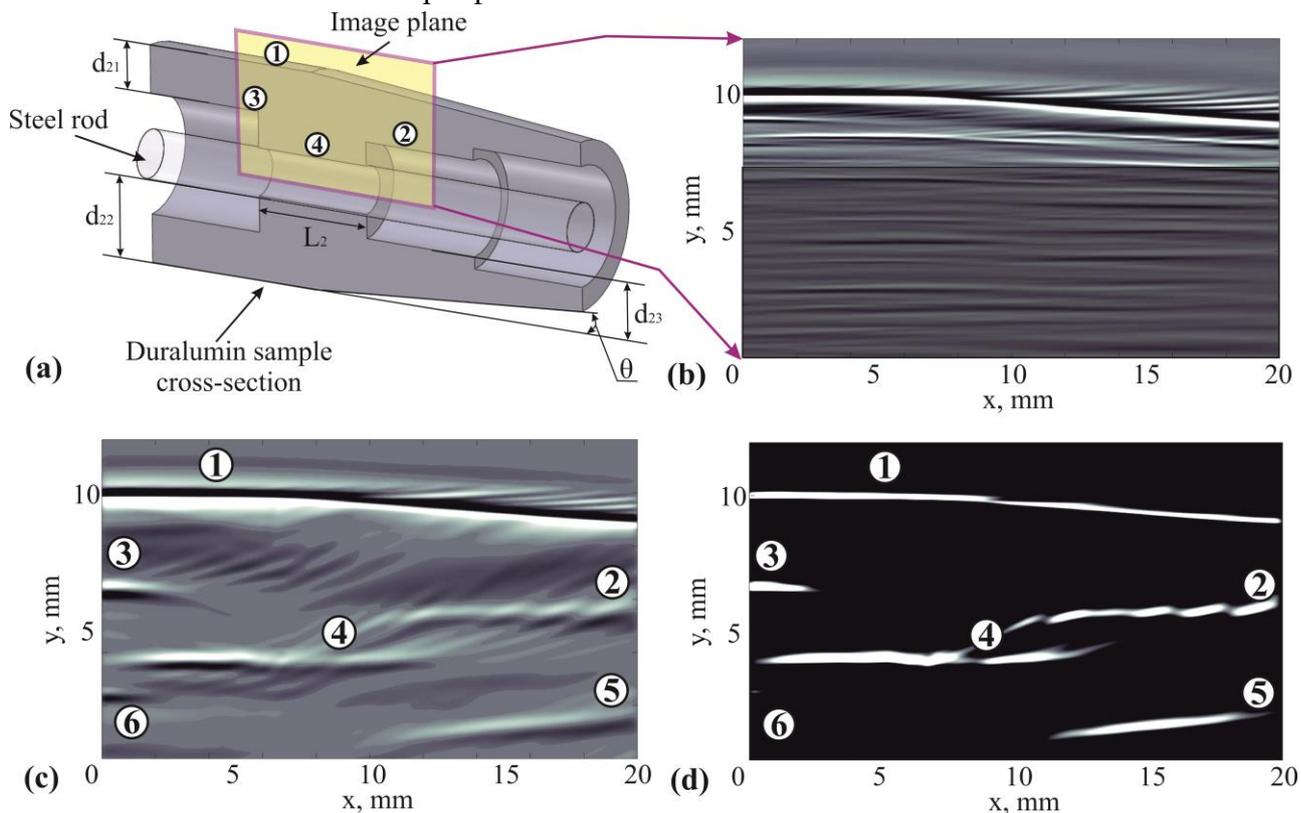


Рисунок 2.15. (a) Сечение дюралюминиевого образца, закрепленного на стальном стержне и погруженного в воду. (b) Лазерное ультразвуковое изображение образца без учета преломления на границе. (c) Лазерное ультразвуковое изображение с учетом преломления. (d) Лазерное ультразвуковое изображение с учетом преломления после проведения процедуры усиления контраста. 1 – внешняя образующая образца; 2, 3, 4 – внутренние образующие поверхности образца; 5 – переотражения внутри образца. Прозрачная черная рамка обозначает часть изображения с переотражениями. Рисунок взят из работы [86].

Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что метод лазерной ультразвуковой томографии может обеспечить точность измерений 0.1 мм в твердых телах вдоль оси y (в направлении распространения зондирующего пучка) и точность 0.2-0.3 мм вдоль оси x (в перпендикулярном распространению пучка направлении). Как было отмечено в Главе I, теоретическую оценку разрешения вдоль оси y можно провести с использованием функции передачи точки, ширина которой пропорциональна длине волны в материале образца $\sim \lambda/3$. Для этого заметим, что верхняя частота фильтрации сигнала при проведении экспериментов составляла ~ 9 МГц. Скорости звука в иммерсионной жидкости (воде), плексигласе и дюралюминии составляют ~ 1.5 мм · МГц, ~ 2.7 мм · МГц, ~ 6.4 мм · МГц соответственно. Поэтому теоретически достижимое разрешение в этих материалах составляет ~ 67 мкм, ~ 120 мкм, ~ 284 мкм. Однако, как было показано в Главе 1, разрешение может быть существенно повышено за счет интерполяции данных при достаточной частоте оцифровки лазерного ультразвукового импульса. Это подтверждается результатами экспериментальных измерений размеров твердых тел: измерения согласуются в пределах 0.1 мм – величины, превосходящей оценки по размеру функции передачи точки.

Заметим, что на практике пространственное разрешение иммерсионной лазерной ультразвуковой томографии является очень чувствительным к неизбежным вариациям скорости звука в иммерсионной жидкости и внутри образца. Воздушные пузырьки, которые появляются в иммерсионной жидкости в различных технологических процессах, приводят к сильному рассеянию зондирующей волны. Вариации скорости звука могут быть связаны с градиентами температуры, остаточными напряжениями, зернистостью материала образца. Поэтому сильное влияние на точность построенных изображений имеет точность использованных значений скоростей звука в иммерсионной жидкости и образце. Как было отмечено в Главе 1, изменение температуры иммерсионной жидкости на 1 °C приводит к изменению скорости звука на 3 м/с и увеличению ошибки измерений размеров профиля не более чем на 10 мкм. Значительно большую ошибку измерений могут вносить вариации скорости звука в металлах, достигающие нескольких сотен метров за секунду при сильных внутренних напряжениях или высокой степени зернистости. Используемые в настоящей работе экспериментальные образцы имели достаточно однородную структуру. Для расчетов ультразвуковых изображений образцов использовались значения скоростей, предварительно полученные при измерении плоскопараллельных заготовок плексигласа (2710 ± 4 м/с) и дюралюминия (6357 ± 9 м/с) в воде, находящейся в комнатных условиях.

Ширина полосы приема экспериментальной установки, затухание высокочастотных компонент акустической волны, размеры, геометрическое расположение и количество приемных элементов определяют размер функции передачи точки, области высокой

чувствительности, глубину поля и пространственное разрешение лазерной ультразвуковой томографии. В [47] было проведено численное моделирование для оценки значимости этих параметров. При малом количестве приемных элементов возникают полосовые артефакты, которые можно принять за ложные рассеиватели, хотя расчетные карты чувствительности и карты пространственного разрешения слабо зависят от числа приемных элементов при $N \geq 16$. Уровень таких артефактов пропорционален обратному числу приемных элементов $\sim N^{-1}$ [53], в то время как отношение сигнал – шум пропорционально $N^{1/2}$. Указанные соотношения определяют порог, который необходимо использовать для установки параметров процедуры усиления контраста. Цилиндрическая геометрия антенны, использованная в данной экспериментальной установке, обеспечивает наиболее широкую область чувствительности и достаточно низкое разрешение вдоль оси x . Такая конфигурация подходит для сканирования более крупных объектов с более низким пространственным разрешением. Антенны тороидальной конфигурации имеют меньшую область чувствительности и существенно более высокое разрешение вдоль оси x . Таким образом, такая конфигурация является наиболее подходящей для сканирования мелких объектов с более высоким разрешением, поэтому естественным способом повышения пространственного разрешения томографии твердых тел является ее применение.

Ограниченная апертура приемной антенны (угол обзора) является другой важной проблемой для реальных ультразвуковых установок с односторонним доступом к объекту исследования. Для оптико-акустических систем существует формулировка условия четкой «видимости» границы на изображении [89] в следующей форме [47]: “Если существует точка P на резкой границе исследуемого объекта L такая, что нормаль к ней не проходит ни через один приемный элемент, то изображение L обязательно будет смазано в точке P (“изображение-невидимка”)”. Лазерная ультразвуковая томография требует в два раза большую апертуру, чем оптико-акустическая томография для визуализации одного и того же объекта [47]. Следствия проблемы ограниченного угла обзора могут быть видны и на изображениях дюралюминиевого образца (Рис 2.15(с)) как дугообразные хвосты в точках, где образующие резко меняются. В общем, для решения указанной проблемы требуются большой угол обзора массива приемных элементов и множественные направления облучения зондирующей волной. Другим вариантом является оптимизация установки для работы с конкретным видом образцов (геометрия антенны максимально соответствует геометрии образца), или комбинация множества изображений, принятых при разных относительных расположениях объекта и приемной антенны, в одно.

Область потенциального применения иммерсионной лазерной ультразвуковой томографии не ограничивается контролем геометрии и износа деталей. Среди возможных

применений находятся скоростной контроль сварных швов, слоистых структур, таких, как композиты (при этом необходим учет анизотропии). Иммерсионный тип метода является ограничением для одних приложений, в то время как он имеет естественные преимущества для других, например, проведения подводных работ. В некоторых случаях (образцов с гладкой, кривой поверхностью) альтернативой иммерсионному подходу может быть использование эластичных органокремниевых составов в специальных полимерных «подушках» для обеспечения стабильного акустического контакта [90].

Комбинированная лазерная ультразвуковая и оптико-акустическая томография представлена в работах [44, 91] и является перспективной биомедицинской разработкой. В рамках комбинированной томографии измерения производятся одновременно в оптико-акустическом и лазерно-ультразвуковом режиме. Оптико-акустический режим обеспечивает изображения с высоким оптическим контрастом (по оптическому поглощению в материалах), а лазерный ультразвуковой режим «на отражение» - изображения с высоким механическим (акустическим) контрастом. В это же время лазерный ультразвук в режиме работы «на просвет» позволяет получать оценки распределения скорости звука в биотканях. Восстановленные лазерные ультразвуковые изображения могут быть использованы для сегментирования границ биологических объектов с использованием модификаций разработанных алгоритмов. После этого может быть осуществлена коррекция оптико-акустических изображений с учетом преломления на границе объекта для визуализации реальных размеров и форм внутренних тканей и структур.

§ 2.6. Выводы Главы 2

Таким образом, в Главе 2 описано исследование возможности проведения иммерсионной лазерной ультразвуковой томографии твердых тел, имеющих кусочно-линейную форму профиля сечения. Разработан алгоритм построения двумерных изображений внутренней структуры и определения реальных размеров таких тел. Он основан на алгоритме, использованном для визуализации профиля твердых тел с использованием лазерного ультразвука (Глава I). Основным отличием является использование вычисленного на первом шаге профиля для перестроения части изображения, соответствующей внутренней структуре твердого тела, при помощи трассировки лучей с учетом их преломления на границе «твердое тело-жидкость» на прямом и обратном пути. Применен ряд корректировок изображений для уменьшения уровня артефактов, свойственных алгоритмам, основанным на обратных проекциях, и для усиления контраста изображений. Кроме того, для определения внутренних

границ тела разработаны алгоритмы аппроксимации, основанные на использовании виртуальной модели объекта, что повышает надежность визуализации внутренней геометрии и измерений размеров объекта. Предложенные алгоритмы могут быть эффективно реализованы с использованием технологии параллельного программирования на персональном компьютере для обеспечения работы в режиме реального времени.

Для проверки работоспособности предлагаемого способа визуализации твердых тел и реализованных алгоритмов проведено численное моделирование распространения волн в системе «иммерсионная жидкость – плексигласовый образец» при помощи решения укороченной системы уравнений гидродинамики методом конечных разностей в системе k-Wave Toolbox MATLAB. Построенные с использованием полученных данных изображения соответствуют исходной модели, что теоретически подтверждает применимость использованного подхода.

Экспериментальная лазерная ультразвуковая томография была проведена на основе системы для лазерной ультразвуковой профилометрии. Основными ее элементами являлись оптико-акустический генератор с лазерным источником и цилиндрическая акустическая антенна из 16 пьезоэлектрических элементов. Для визуализации был изготовлен цилиндрический образец из плексигласа согласно численной модели. Построенные экспериментальные изображения образца и определенные по ним размеры находятся в хорошем согласовании с результатами численного моделирования. Сравнение результатов измерений при помощи лазерной ультразвуковой томографии и стандартного инструмента показало, что неопределенность измерений размеров тел не превышает 0.1 мм в направлении распространения зондирующего пучка и 0.2-0.3 мм в перпендикулярном ему направлении. Кроме того, при помощи установки была продемонстрирована возможность визуализации искусственного износа образца и определены параметры этого износа.

В работе показано, что при помощи разработанной установки может быть осуществлена визуализация внутренней геометрии образца, изготовленного из дюралюминия, и имеющего части профиля сечения со значительным наклоном. При этом за счет «сноса» зондирующей волны существенно растет уровень артефактов на изображении, падает пространственное разрешение, достигающее, как и в случае плексигласового образца, 0.1 мм вдоль направления распространения пучка. Таким образом, во всех случаях было достигнуто разрешение, превосходящее вычисленные на основе размеров функции передачи точки значения.

ГЛАВА 3. УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ АКУСТО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ЗАДЕРЖКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА

§ 3.1. Введение. Акусто-оптические устройства и методы изучения распределений температуры внутри них.

Акусто-оптические устройства широко используются для контроля и оптической фильтрации некогерентного излучения [92, 93]. Основными акусто-оптическими устройствами являются акусто-оптические модуляторы, используемые для создания дисперсионных линий задержки, спектрометров, дефлекторов оптического пучка, фильтров оптического излучения [14]. Принцип действия всех перечисленных устройств основан на следующем процессе [94]: при распространении объемной ультразвуковой волны через вещество (обычно твердое тело) вследствие возникновения механических напряжений в материале происходит локальное изменение диэлектрической проницаемости. Если ультразвуковая волна является периодической, то образуется периодическая решетка показателя преломления, при пропускании света через которую волновой фронт испытывает дифракцию. Два предельных режима работы, которыми можно наглядно проиллюстрировать основные принципы работы акусто-оптических устройств, называются режимами дифракции Брэгга и Рамана-Ната [95].

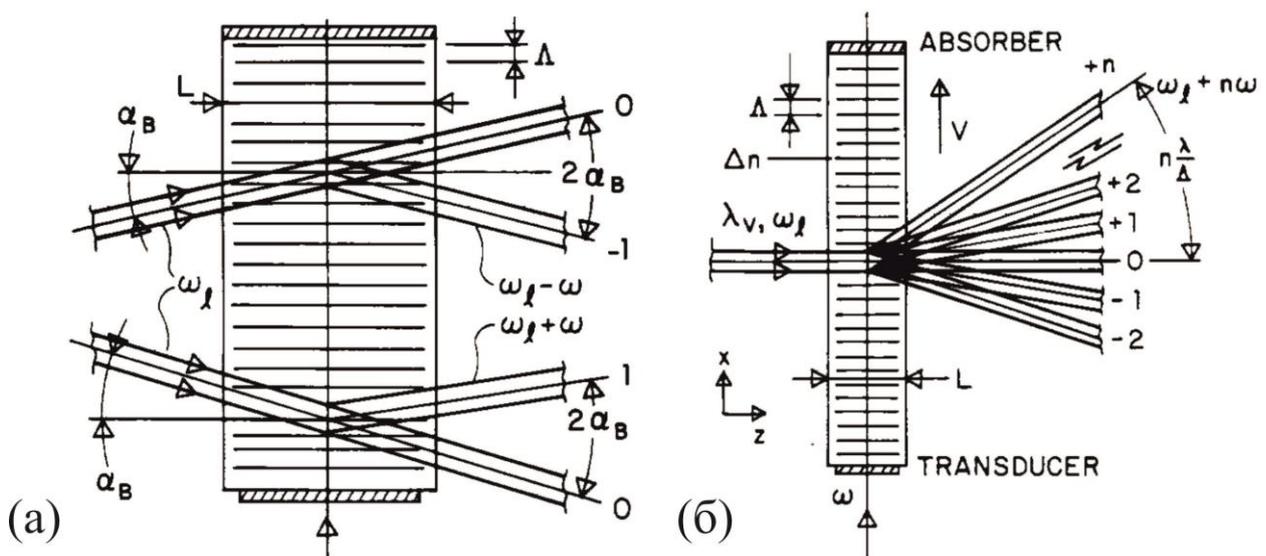


Рисунок 3.1. (а) Брэгговская дифракция света на ультразвуковой волне. Сверху – смещение оптической волны вниз (-1 порядок дифракции), снизу – смещение волны вверх (+1 порядок дифракции). (б) Дифракция в режиме Рамана-Ната. Рисунки взяты из работы [95].

Существенно более важным с практической точки зрения является Брэгговский режим дифракции (Рис. 3.1(а)), реализующийся при рассеянии световой волны на объемной ультразвуковой волне, распространяющейся в толстом (по сравнению с характерными длинами волн света λ и ультразвука Λ) кристалле. Свойства Брэгговской дифракции могут быть объяснены в рамках модели столкновения между оптическим фотоном и акустическим фононом. Из закона сохранения импульса для взаимодействующих частиц следует выражение для Брэгговского угла, определяющего отклонение оптического луча от направления начального распространения [14]

$$\sin \alpha_B = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (3.1)$$

В случае тонкого кристалла (Рис. 3.1.(б)) реализуется режим дифракции Рамана-Ната. При этом ширина акустического пучка является небольшой, а его угловой спектр становится существенно шире. Таким образом, возникает большое число разнонаправленных фононов, которые могут взаимодействовать с фотонами. В этом случае кристалл выступает в качестве фазовой дифракционной решетки, и угловой спектр прошедшего светового излучения существенно шире, чем в режиме Брэгговской дифракции. С хорошей точностью положение максимумов определяется выражением [14]

$$\sin \alpha_m = m \frac{\lambda}{\Lambda}, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.2)$$

Существуют коллинеарные и неколлинеарные схемы работы акусто-оптических устройств. На Рис. 3.1 показаны неколлинеарные схемы, взаимодействие в которых в большинстве случаев осуществляется между акустическим и световым пучками, распространяющимися во взаимно перпендикулярных направлениях. Однако, в настоящее время более распространенной является другая схема взаимодействия – коллинеарная и схожая с ней квази-коллинеарная. Такие геометрии подразумевают взаимодействие светового и акустического пучков, распространяющихся в параллельных направлениях. Эффективность дифракции широкополосного оптического излучения в акусто-оптической ячейке зависит от длины взаимодействия света и звука, а также спектральной плотности мощности ультразвука [96, 97]. Чем больше длина взаимодействия, тем больше эффективность дифракции и тем меньше необходимо затратить энергии для возбуждения ультразвукового пучка. Чем шире полоса пропускания ячейки, тем выше необходимая мощность ультразвуковой волны. Высокопроизводительные акусто-оптические ячейки для инфракрасного излучения требуют 10 – 15 Вт ультразвуковой мощности для достижения 80% эффективности дифракции [98, 99]. Поэтому коллинеарная и квази-коллинеарная геометрии взаимодействия являются наиболее

подходящими: возросшая длина взаимодействия волн позволяет уменьшить мощность акустической накачки.

Для достижения высокой эффективности дифракции наиболее общепринята квази-коллинеарная геометрия акусто-оптического взаимодействия в кристалле парателлурита TeO_2 . На Рис. 3.2 изображена схема распространения ультразвуковой и электромагнитной волны в такой акусто-оптической ячейке.

Основным элементом данной ячейки является кристалл парателлурита, обладающий ярко выраженными анизотропными оптическими, акусто-оптическими, тепловыми свойствами.

При этом для того, чтобы пьезоэлемент не мешал прохождению света, он обычно располагается так, чтобы ультразвуковая волна отражалась от грани кристалла, через которую вводится оптический пучок, а затем распространялась параллельно с ним. За счет сильной анизотропии кристалл имеет значительный разброс скоростей волн: скорость распространения продольной волны вдоль направления $[110]$ составляет 4663 м/с, а медленной сдвиговой волны в плоскости (110) кристалла – 616 м/с. Именно эту медленную

моду обычно используют для взаимодействия со светом (входной пучок распространяется вдоль вектора ее групповой скорости) за счет наибольшей эффективности такого взаимодействия $[100, 101]$, что особенно важно при работе с инфракрасным излучением. Кроме того, данная схема взаимодействия в парателлурите используется в перестраиваемых фильтрах высокого разрешения для некогерентного света и широкополосной спектральной коррекции $[102, 103]$.

Разработка акусто-оптических устройств в последние годы сопровождается постоянным улучшением их параметров и расширением области применения. Многие характеристики этих устройств (эффективность дифракции, спектрального и пространственного разрешения, быстродействия и др.) достигают теоретические пределы, определяемые физикой акусто-оптического взаимодействия и характеристиками наиболее эффективных кристаллов. В этой связи для дальнейшего усовершенствования акусто-оптических устройств необходимо детально рассматривать все более тонкие эффекты,

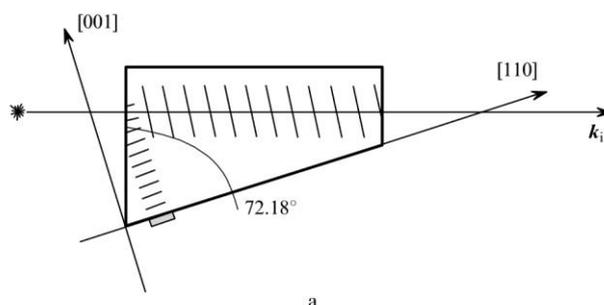


Рисунок 3.2. Сверху – схема распространения волн в квазиколлинеарной акусто-оптической ячейке, снизу – фотография ячейки. Рисунок взят из работы $[101]$.

влияющие на их свойства. К этим эффектам относится зависимость оптических и акустических свойств среды от температуры. Неоднородное распределение температуры возникает в кристалле в основном за счет двух источников: электрических потерь в пьезоэлементе и поглощения ультразвуковой волны в материале кристалла. Еще одним фактором, определяющим температуру, является температура окружающей среды. Изменение температуры приводит к изменению большинства параметров кристалла, наиболее важными из которых для акусто-оптического взаимодействия являются фазовая скорость ультразвука, показатели преломления, фотоупругие константы. Вследствие этого Брэгговское условие синхронизма электромагнитной и ультразвуковой волн становится зависимым от температуры, что приводит к смещению параметров дифрагирующего оптического излучения [104, 105]. Предыдущие исследования показали, что стационарные температурные градиенты в акусто-оптических устройствах существенно зависят от режимов работы, за счет того, что затухание объемных волн и потери преобразователя являются частотно-зависимыми [106].

Из-за своей важности проблема исследования неоднородного распределения температуры внутри акусто-оптических устройств продолжает оставаться актуальной. Так, в работе [107] распределения температуры в объеме акусто-оптического изотропного кристалла с неколлинеарной схемой взаимодействия были исследованы посредством комбинированного аналитического и численного решения задачи теплопроводности. Это позволило понять

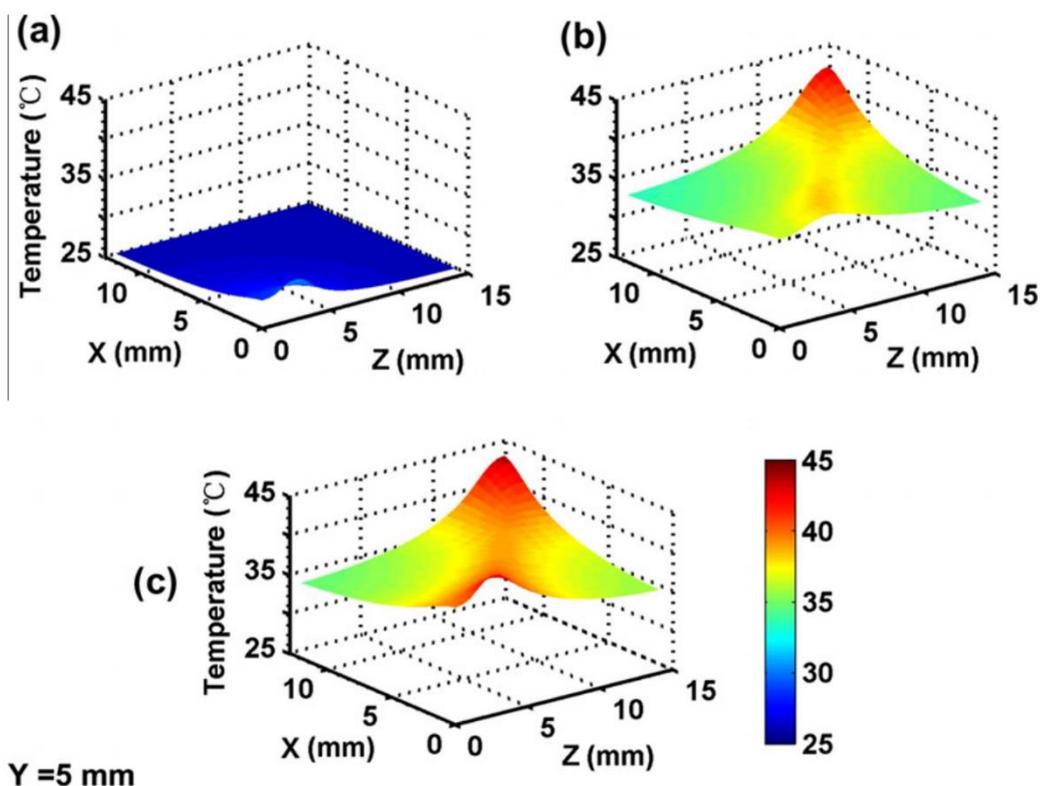


Рисунок 3.3. Вклад каждого из источников в распределение температуры. (a) Нагрев пьезоэлементом. (b) Акустическое поглощение. (c) Оба метода. Плоскость $x - z$ является срезом кристалла на середине измерения кристалла вдоль оси y . Рисунок взят из работы [108].

общие закономерности образования тепловых полей внутри акусто-оптических ячеек, однако, аналитических и полу-аналитических решений недостаточно для работы с конкретной схемой анизотропной ячейки. Авторами статьи [108] задача нахождения распределения температуры решалась для коллинеарной схемы акусто-оптической ячейки на сильно анизотропном кристалле TeO_2 методом конечных элементов с использованием программы ANSYS, что упростило интерпретацию результатов и позволило рассчитывать пространственно-временные распределения тепла для конкретной геометрии акусто-оптической ячейки.

На Рис. 3.3 показан расчетный вклад каждого из источников тепла в распределение температуры. Энергетический вклад от поглощения звуковой волны обеспечивает основной рост температуры во всем объеме кристалла, в то время как потери пьезопреобразователя вызывают лишь локальный рост температуры ближней части кристалла. При мощности накачки 1.2 Вт на частоте ультразвуковой волны с центральной частотой 96 МГц максимальная разница температур составила 11.6 К внутри кристалла, а разница между наиболее горячей точкой и окружающей средой - 19.2 К. При проведении тепловизионных измерений ячейки в конфигурации, соответствующей численному моделированию, указанные разницы температур составили 6.8 К и 17.8 К. Таким образом, результаты достаточно хорошо согласованы между собой. Однако, значения, полученные посредством численных расчетов, являются несколько завышенными в первую очередь за счет отличия реальных параметров теплообмена между внешней средой и кристаллом. Кроме того, тепловизионные измерения

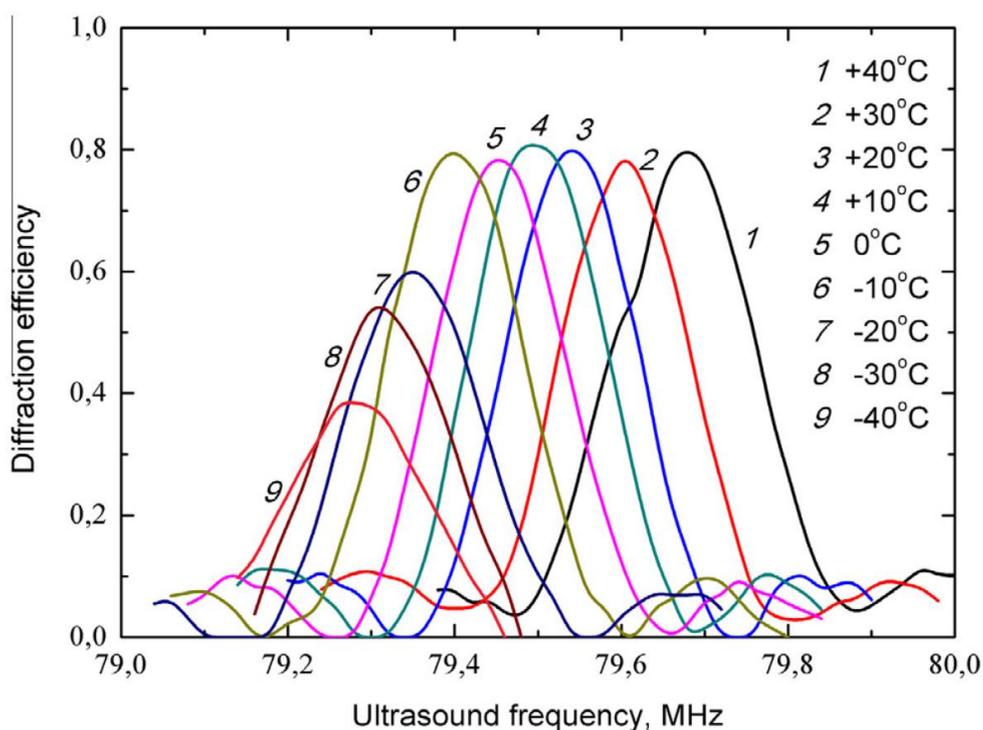


Рисунок 3.4. Функция пропускания акусто-оптической ячейки на основе кристалла TeO_2 , измеренная для света с длиной волны 1.15 мкм при разных температурах. Рисунок взят из работы [105].

позволяют получить только значения температуры на поверхности, которая ниже, чем в центре кристалла.

Кроме численного моделирования и тепловизионных измерений, распределения температуры внутри акусто-оптических ячеек были изучены при помощи оптических методов [105, 109, 110]. В работе [105] при помощи оптического зондирования было исследовано

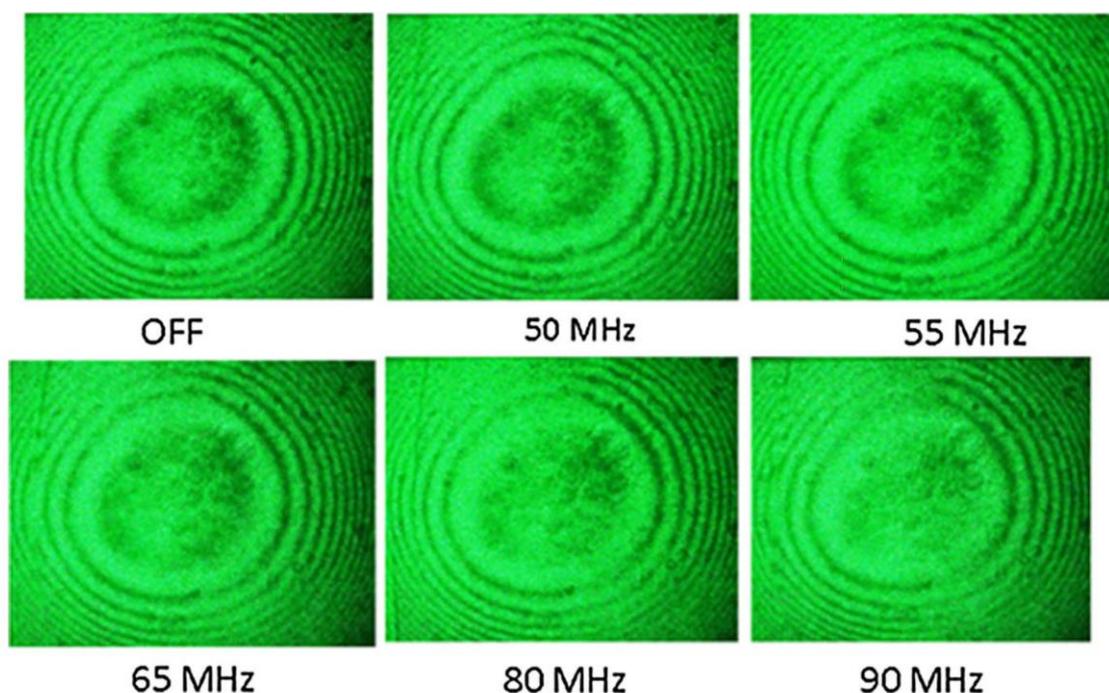


Рисунок 3.5. Коноскопические изображения акусто-оптической ячейки из парателлурита, полученные при различных частотах возбуждающего напряжения на пьезоэлектрическом преобразователе. Рисунок взят из работы [110].

изменение функции пропускания акусто-оптических фильтров в диапазоне температур от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Рис. 3.4). Столь широкий диапазон температур обусловлен его назначением для использования в качестве дисперсионного элемента для спектрометров, применяющихся на космических аппаратах. Функция пропускания является наиболее важной характеристикой акусто-оптических фильтров, и она определяется как зависимость эффективности дифракции от частоты ультразвука. Как видно из Рис. 3.4, частота синхронизма, как и максимальная эффективность дифракции, уменьшается с падением температуры. Отметим, что данные эксперименты проводились для практически однородно нагретых кристаллов, помещенных в вакуумные условия. Неоднородный же нагрев основного элемента приводит не только к смещению частоты и эффективности дифракции, но и к значительному искажению функции пропускания прибора.

В работе [110] было проведено изучение оптических аномалий, возникающих из-за неоднородного нагревания, при помощи метода оптической коноскопии (Рис. 3.5). Лазерная коноскопия является широко распространенным и чувствительным способом для

обнаружения оптических искажений в двулучепреломляющих кристаллах, какими и являются большинство используемых на практике акусто-оптических кристаллов. Данный метод обеспечил чувствительность обнаружения изменений температуры, превосходящую 10-15 К в парателлурите. На Рис. 3.5 показаны коноскопические изображения оптического элемента дефлектора в холостом и рабочем режимах, с частотами от 50 МГц до 90 МГц. Наиболее явным является смещение изохроматических линий на частоте накачки 65 МГц и 80 МГц, что соответствует максимальному нагреву образца. Кроме того, как видно из изображений кристалла с выключенным акустическим полем и кристаллом, через который проходит акустическая волна, в рабочем режиме возникают оптические неоднородности, сравнимые с внутренними неоднородностями кристаллического материала, наблюдаемыми в выключенном состоянии. Одним из преимуществ коноскопии, несмотря на низкую разрешающую способность, является то, что, в отличие от тепловизионного метода, обеспечиваются данные, полученные из объема кристалла, а не с его поверхности.

§ 3.2. Экспериментальная реализация ультразвуковой термометрии акусто-оптической ячейки с использованием лазерного источника ультразвука

Описанные в предыдущем разделе методы, использованные для характеристики распределений температуры в акусто-оптических ячейках, не позволяют с хорошей точностью определить распределение температуры внутри кристалла. Для этого может быть непосредственно использована температурная зависимость скорости объемных акустических волн, распространяющихся в исследуемом материале. Например, в работах [111, 112] измерение распределения температуры в полупроводниковых подложках толщиной 0.5 мм было осуществлено на основе определения изменений скорости распространения нулевой антисимметричной моды волны Лэмба. Измерения скоростей проводились при помощи пьезокерамических датчиков, а точность определения температуры составила 5°C при пространственном разрешении 2 см.

Авторы работы [113] использовали модельный подход для определения распределения температуры вдоль одной координаты (толщины) образца - силиконовой прорезиненной пластины (30 мм), на которой размещена плотно прижатая стальная пластина, создающая градиент температуры внутри образца. Пьезоэлектрический элемент использовался для возбуждения ультразвука на частоте в 2.25 МГц и измерения времени пролета зондирующего пучка. В рамках данной экспериментальной схемы может быть получено аналитическое

решение задачи теплопроводности $T(x, t)$, зависящее от таких параметров, как коэффициенты теплопроводности, толщина образца. Данное выражение и зависимость скорости распространения звука от температуры $V(T(x, t))$ были использованы для связи экспериментально наблюдаемого времени распространения волны с параметрами распределения температуры. Последующее решение задачи минимизации ошибки с использованием метода наименьших квадратов позволяет получить оценку параметров и, соответственно, распределение температуры по глубине образца. Для сравнения распределения температуры, полученного таким образом, в образец на различных глубинах были встроены термодатчики. Результаты показали хорошее согласование результатов, находящееся в пределах $1 - 2^\circ\text{C}$.

В большинстве кристаллов изменение скорости звука с ростом температуры имеет порядок $0.1 - 10 \text{ м}/(\text{с} \cdot \text{К})$, поэтому для ее определения с точностью, достигающей $1 - 2 \text{ К}$, необходим высокоточный метод измерения скорости звука. При этом зачастую необходимо исследовать распределения температуры внутри достаточно тонких ($\sim 10 \text{ мм}$) кристаллов. Одним из наиболее подходящих способов решения таких задач является использование лазерного ультразвука [114], который, как было показано в предыдущих главах, обеспечивает наилучшее разрешение среди всех ультразвуковых методов.

В текущей главе приводится описание экспериментальных результатов лазерного ультразвукового зондирования акусто-оптической ячейки из парателлуриата для измерения распределения температуры. Зондирующие импульсы возбуждаются и регистрируются при помощи оптико-акустического преобразователя и используются для измерения скорости звука в направлении, перпендикулярном направлению акусто-оптического взаимодействия, по времени пролета пучка. На основании измерений скорости звука проводится оценка распределения температуры. При этом для проверки предлагаемого способа термометрии результаты измерений сравниваются с данными тепловизионных измерений температуры на поверхности ячейки. Заметим, что, кроме важности задачи определения температуры в акусто-оптической линии задержки, они являются удобными объектами для разработки лазерной ультразвуковой термометрии для более широкого класса твердотельных устройств.

При проведении экспериментов была использована акусто-оптическая ячейка на основе парателлуриата, имеющая квази-коллинеарную геометрию взаимодействия акустической и оптической волн (Рис. 3.6). Ячейка разработана в Акусто-оптическом центре НИТУ «МИСиС» для использования в качестве акусто-оптической линии задержки. Для выполнения условия синхронизма при квази-коллинеарной геометрии дифракции длина волны оптического излучения λ и частота ультразвука f , должны быть связаны соотношением [109]

$$f = \frac{V}{\lambda} \left(n_i \cos \psi - \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \sin^2 \psi} \right), \quad (3.3)$$

где ψ – угол между волновым вектором акустической волны \mathbf{K}_S и вектором групповой скорости \mathbf{U}_S , V – акустическая фазовая скорость, n_o, n_i – показатели преломления обычной и необычной волн при распространении света в направлении \mathbf{U}_S . Из данного выражения следует, что сдвиг частоты фазового синхронизма f при нагреве кристалла в основном зависит от температурной зависимости упругих постоянных кристалла c_{ij} , определяющих скорость звука, и показателей преломления. Именно зависимость фазового синхронизма от температуры вдоль пути оптического пучка приводит к сильным искажениям спектральной функции передачи акусто-оптического прибора [105].

Волновой вектор акустической волны \mathbf{K}_S направлен под углом $\phi = 3.8^\circ$ к оси кристалла $[1\bar{1}0]$, а вектор групповой скорости \mathbf{U}_S – под углом $\psi \approx 34^\circ$. Медленная сдвиговая волна, используемая для осуществления акусто-оптического взаимодействия, возбуждается преобразователем на основе ниобата лития, приваренного к кристаллу парателлурита. При этом толщина кристалла $h = 10$ мм, длина акусто-оптического взаимодействия составляет $L = 35$ мм, а сечение ультразвукового пучка имеет форму, близкую к прямоугольнику с размерами 6×6 мм. Акусто-оптическая ячейка была разработана для работы со второй гармоникой инфракрасных сверхкоротких импульсов. Для обеспечения такого режима работы необходимо резонансная частота пьезопреобразователя устанавливается на значения, существенно превосходящие типичные 70 – 80 МГц. Поэтому пьезопреобразователь был электрически сопряжен для работы в частотном диапазоне от 70 до 195 МГц с соотношением стоячей волны менее 3:1. После отражения от входного оптического окна кристалла групповая скорость ультразвуковой волны \mathbf{U}_S была направлена под углом около 38° относительно оси $[1\bar{1}0]$, находящейся в плоскости (110) кристалла парателлурита.

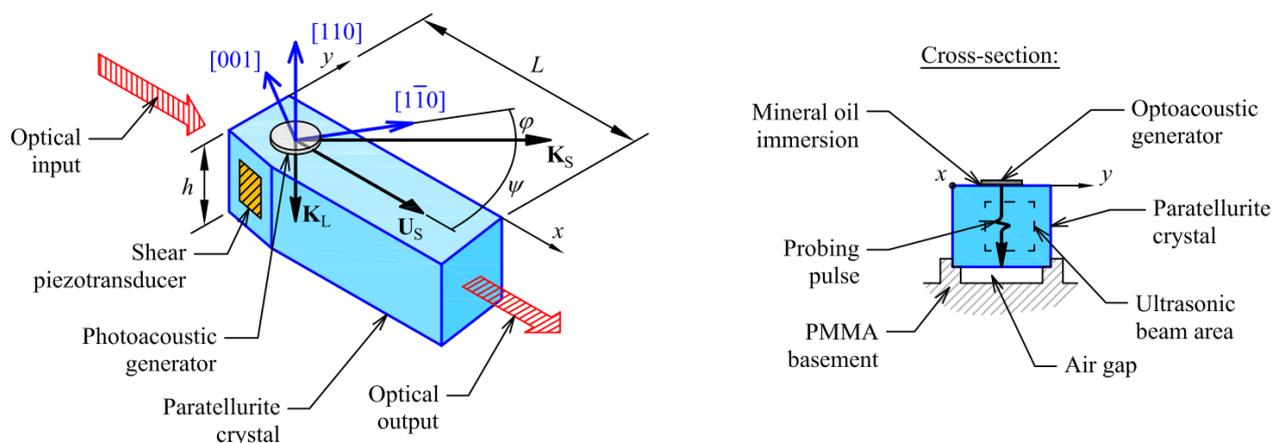


Рисунок 3.6. Конфигурация акусто-оптической ячейки, направления распространения оптического и двух ультразвуковых пучков. Рисунок взят из работы [115].

Медленная сдвиговая волна, распространяющаяся в плоскости (110) парателлурита, имеет фазовую скорость, выражаемую как

$$V_S(\phi) = \sqrt{\frac{(c_{11} - c_{12}) \cos^2 \phi + 2c_{44} \sin^2 \phi}{2\rho}}, \quad (3.4)$$

где ρ – плотность кристалла. С использованием данного выражения и литературных данных для тензора жесткости парателлурита [116] и его показателей преломления [117] может быть оценена температурная зависимость частоты фазового синхронизма. Вычисленный таким образом температурный коэффициент фазового синхронизма принимает значения в пределах 10 – 50 кГц/К в диапазоне волн оптического излучения 400-800 нм, в то время как полоса пропускания акусто-оптической ячейки составляет 45 кГц. Таким образом, большой температурный градиент вдоль пути оптического пучка приводит к уширению и искажению формы спектральной функции передачи устройства.

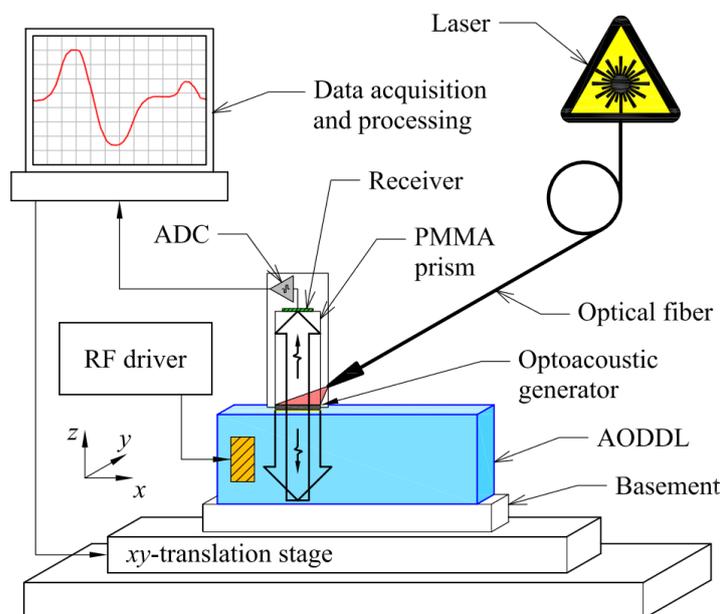


Рисунок 3.7. Экспериментальная установка, использованная для лазерной ультразвуковой термометрии акусто-оптической ячейки. Рисунок взят из работы [115].

Для измерения скоростей продольных волн, по значениям которых может быть определено распределение температуры, был использован лазерный источник ультразвука. Экспериментальная установка, показанная на Рис. 3.7 и Рис. 3.8, состояла из двух модулей – лазерного ультразвукового и акусто-оптического. Первый модуль состоял из ультразвукового структуроскопа УДЛ-2М, интегрированного с 3-координатной системой перемещения, точность позиционирования которой составляет 10 мкм, а акусто-оптический модуль – из акусто-оптической дисперсионной линии задержки и радиочастотного управляющего блока на базе синтезатора сигналов AD9910 (Analog Devices) и усилителя с выходной мощностью

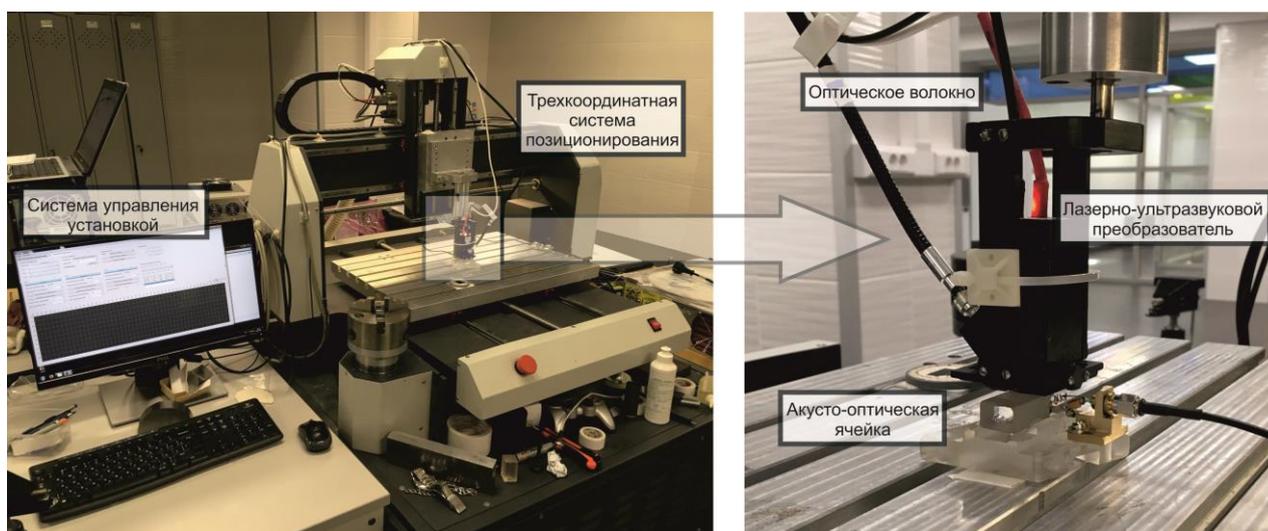


Рисунок 3.8. Фотография лазерного ультразвукового и акусто-оптического модулей экспериментальной установки. Рисунок взят из работы [118].

5 Вт. Специальное программное обеспечение было использовано для управления установкой в режиме автоматического растрового сканирования и для последующей обработки сигналов с их фильтрацией.

Акусто-оптический кристалл парателлурита – это прямоугольная призма с двумя гранями, параллельными плоскости (110). Он установлен на плексигласовое основание с воздушным зазором для минимизации утечки тепла с его поверхности. Лазерный ультразвуковой импульс распространяется через кристалл, отражается от дна и проходит через акустический тракт приемной системы. После этого осуществляется его регистрация широкополосным пьезоэлектрическим преобразователем. Ряд отражений от поверхности и дна кристалла приводит к формированию серии пиков на осциллограмме. Направление фазовых и групповых скоростей лазерного ультразвукового пучка совпадает, в силу того, что дисперсия скорости звука в парателлурите мала и направление распространения ультразвуковой объемной волны совпадает с осью симметрии кристалла. Поэтому, принимая в учет известную толщину кристалла h и измеренные времена пролета пучка, можно вычислить скорость ультразвука.

Лазерным ультразвуковым структуроскопом УДЛ-2М производится измерение скоростей продольных волн с использованием преобразователя ПЛУ-6 П-02 [117, 119]. Принцип работы изображен на Рис. 3.7. Импульсное лазерное излучение проходит через оптическое волокно и прозрачную призму из плексигласа к поглощающей свет пластинке (оптико-акустический генератор) для возбуждения объемных ультразвуковых волн. Акустический контакт между поверхностями генератора и образца осуществляется слоем минерального масла. Это обеспечивает достаточную передачу акустического излучения в

парателлурит и позволяет осуществлять свободное скольжение преобразователя в плоскости ХУ.

Для возбуждения ультразвуковых волн используется Nd:YAG лазер с диодной накачкой (длительность импульсов 7-8 нс, энергия импульсов 500 мкДж, частота повторения импульсов 400 Гц). В качестве приемного элемента использовалась пьезоэлектрическая пленка из ПВДФ с шириной полосы приема 0.1 – 9 МГц. Частотная полоса сигнала имеет верхнюю частоту отсечки $f_c = 15$ МГц. Электрические сигналы от приемного элемента усиливались, оцифровывались при помощи АЦП с частотой дискретизации $f_s = 100$ МГц и разрядностью 12 бит, усреднялись по 400 реализациям и передавались на персональный компьютер для последующей обработки.

В дальнем поле лазерный ультразвуковой пучок меняет свою временную форму на производную по времени из-за дифракции [8]. Уже после этого дифракция незначительно влияет на измерения. Дифракционная длина на центральной частоте зондирующего импульса $f = 5$ МГц в кристалле можно оценить как $L_d = \frac{\pi a^2}{\lambda} \approx 4$ мм. Длина двойного пробега в кристалле толщиной $h = 10$ мм существенно превосходит L_d , поэтому время пробега измерялось между первым отражением и седьмым, являющимся последним, для регистрации которого было достаточно чувствительности приемного элемента. Такая методика измерений минимизирует влияние дифракции.

Измерения времен пробега были выполнены в автоматическом режиме на участке поверхности кристалла парателлурита размером 10 × 25 мм, при этом шаг сканирования

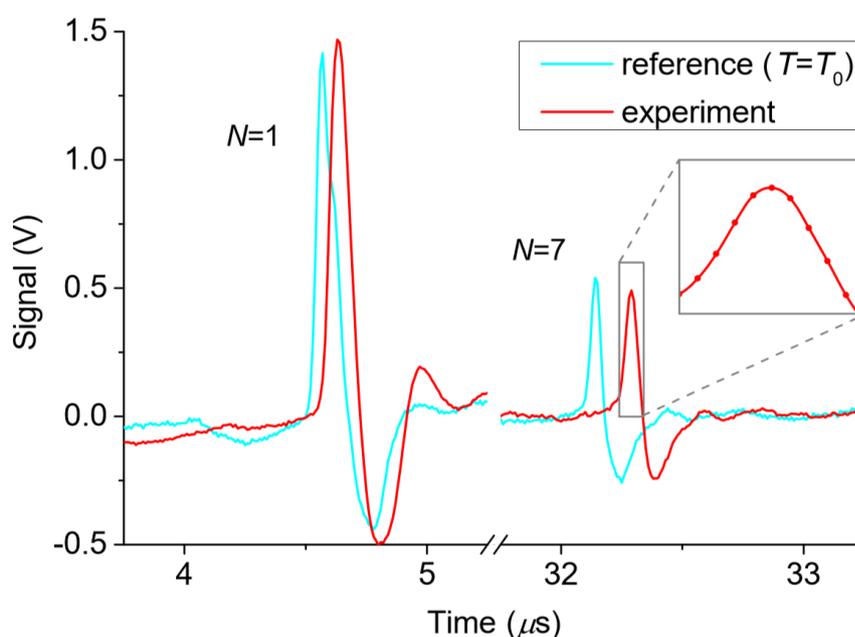


Рисунок 3.9. Фрагмент осциллограммы с 1-м и 7-м отражениями зондирующего импульса. Вставка показывает оцифрованные с интервалом в 10 нс точки с интерполяцией сплайном. Рисунок взят из работы [115].

составил 1 мм. Обозначим t_{ij} время пробега, измеренное в точке с координатой (i, j) сетки положений преобразователя, где i и j – номера этих точек по вертикали и горизонтали соответственно. Как было отмечено выше, t_{ij} измеряется между первым и седьмым отражениями лазерного ультразвукового импульса от дна кристалла. Пример записанной при этом осциллограммы показан на Рис. 3.9. Как следует из теоремы Котельникова, положение пика сигнала может быть определено с точностью, большей, чем интервал дискретизации, принимая во внимание, что частота дискретизации более чем в два раза превосходит верхнюю частоту сигнала $f_s = 100$ МГц $> 2f_c = 30$ МГц. Поэтому для определения более точного положения пика была использована параболическая интерполяция сигнала вблизи максимума. Комбинация измерений по нескольким отражениям, усреднение по большой выборке сигналов и интерполяция улучшают точность измерений скорости по времени пролета до величины $\sim 1 - 2$ м/с. Относительная точность таких измерений составляет $\sim 0.1\%$, причем она в данном случае определяется уровнем шума на усредненных 400 раз сигналах.

Выражение для фазовой скорости продольных объемных волн, распространяющихся вдоль оси [110] парателлурита может быть получено из формулы (3.4)

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11} + c_{12} + 2c_{66}}{2\rho}}, \quad (3.5)$$

а коэффициенты тензора упругости и их температурные коэффициенты даны в Табл. 1.

В температурном диапазоне от 273 до 373 К характер зависимости фазовой скорости от температуры является линейным с коэффициентом угла наклона $dV/dT = -0.7$ м/с · К, а абсолютная ошибка аппроксимации составляет менее 0.1 м/с. Таким образом, связь температуры со скоростью звука в точке сетки измерений с координатой (i, j) выражается формулой

$$V_{ij} = V_0 + \frac{dV}{dT}(T_{ij} - T_0), \quad (3.6)$$

где $V_{ij} = h/t_{ij}$ в предположении однородного распределения температуры вдоль пути зондирующего импульса. Учитывая точность измерений скорости звука и уравнение (3.5), средняя температура вдоль пути зондирующего пучка может быть определена с точностью, превосходящей $\sim 1 - 2$ К в парателлурите.

Таблица 3. В центральном столбце компоненты тензора упругости парателлурита и фазовые скорости ультразвука в различных направлениях при $T_0 = 298$ К. В правом столбце температурные коэффициенты зависимостей данных величин.

	c_{ij} (МПа)	dc_{ij}/dT (МПа/К)
c_{11}	56.0	-0.0143
c_{12}	51.4	-0.0155

c_{44}	26.7	-0.0029
c_{66}	66.0	-0.0226
	$V(\text{м/с})$	$dV/dT (\text{м/с} \cdot \text{К})$
$V_S(3.8^\circ)$	631.5	0.075
V_L	4466.5	-0.7

В силу того, что точность измерений времени пролета составляет около 0.1 %, важной проблемой является построение карты толщины h вдоль поверхности кристалла со сравнимой точностью. Осуществление такой процедуры было бы трудоемким, однако, этого можно избежать путем измерения времени t_{ij}^{ref} пробега продольной волны вдоль оси [110] в каждой точке сетки сканирования при некоторой начальной опорной температуре. Время t_{ij}^{ref} может быть использовано для вычисления эффективной толщины образца h_{ij}^{ref} в каждой точке сетки измерений:

$$h_{ij}^{ref} = V_0 t_{ij}^{ref}, \quad (3.7)$$

где $V_0 = 4468 \text{ м/с}$ – опорная скорость объемных звуковых волн при комнатной температуре ($T_0 \approx 298 \text{ К}$). Опорная скорость звука вычислена с использованием уравнения (4) и данных из Табл. 3. Заметим, что при этом увеличение толщины h за счет теплового расширения кристалла является пренебрежимо малым.

В результате получаем, что средняя температура вдоль пути лазерного ультразвукового пучка может быть вычислена с использованием формулы, исключая влияние толщины кристалла на итоговые вычисления

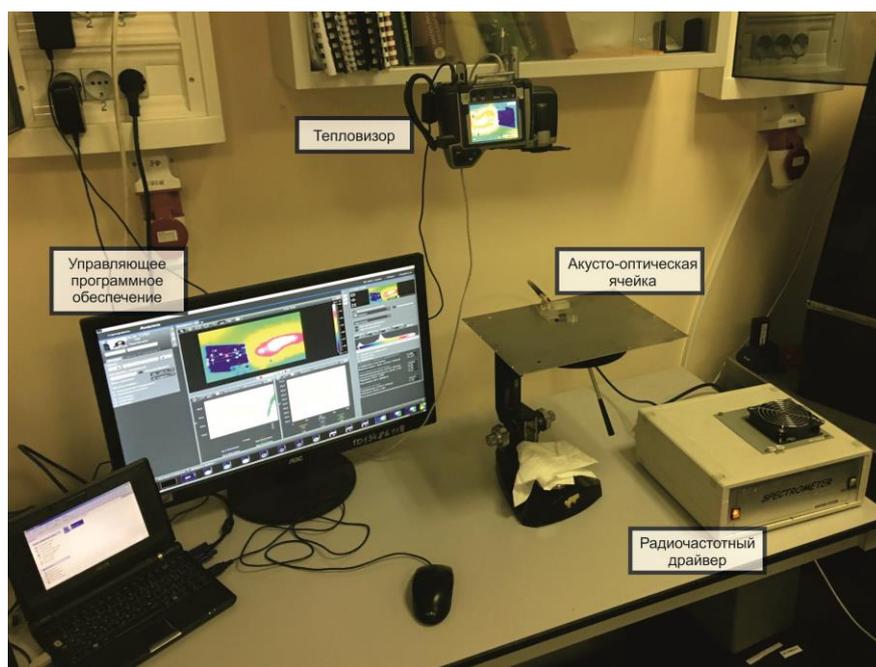


Рисунок 3.10. Экспериментальная установка для тепловизионных измерений акусто-оптической ячейки.

$$T_{ij} = T_0 + \frac{1}{dV/dT} V_0 \cdot \left(\frac{t_{ij}}{t_{ij}^{ref}} - 1 \right). \quad (3.8)$$

Для сравнения результатов, полученных при проведении лазерной ультразвуковой термометрии, в ходе экспериментов при помощи камеры T250 (FLIR Systems) были осуществлены тепловизионные измерения (Рис. 3.5). Тепловизионная камера была расположена на расстоянии 300 мм от акусто-оптической ячейки для того, чтобы избежать помехи в виде отражения инфракрасной засветки от поверхности кристалла парателлурита. Значение коэффициента излучательной способности было эмпирически подобрано равным 0.98, а калибровка камеры была проведена при комнатной температуре при помощи термопары. Пространственное разрешение тепловизионных данных составило 0.5 мм/пиксел, а точность измерений величины температуры составила 1 К.

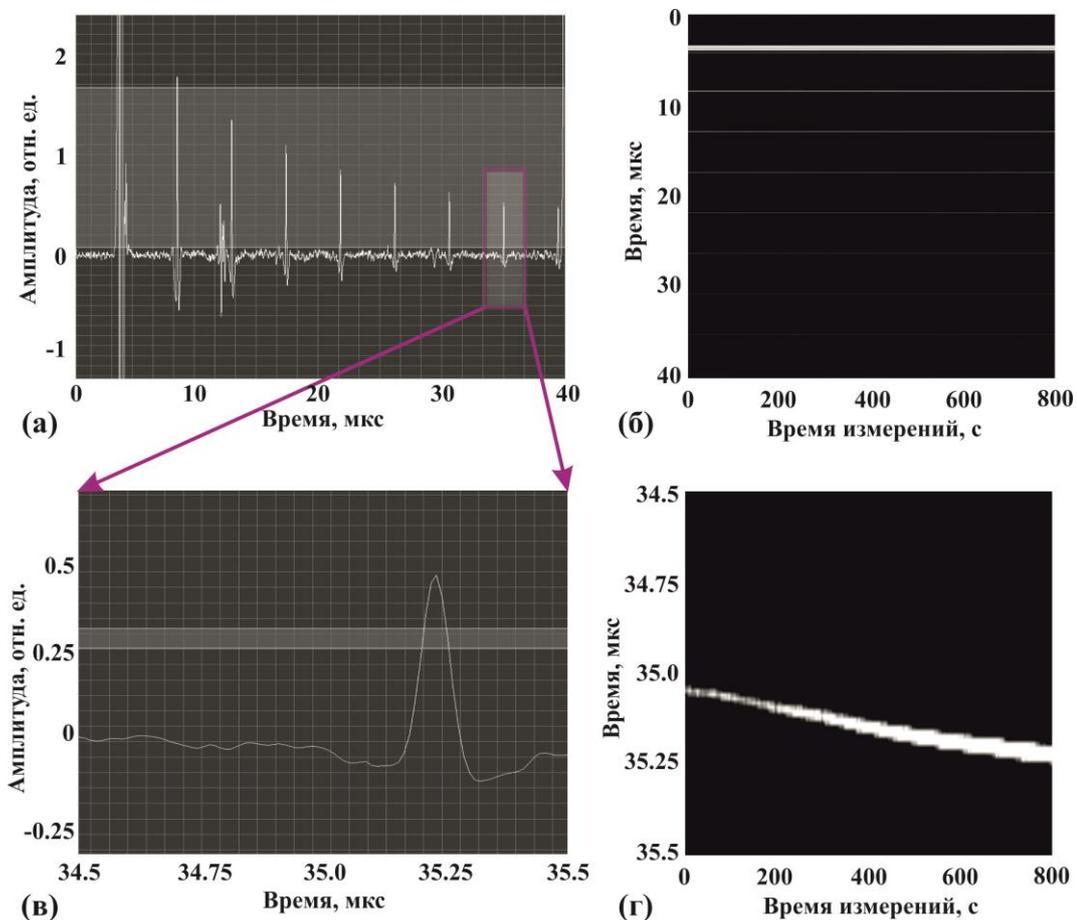


Рисунок 3.11. Лазерные ультразвуковые осциллограммы, показывающие процесс перехода акусто-оптической ячейки в рабочий режим (обработанный скриншот программы для УДЛ-2М). (а) Общий вид осциллограммы в момент времени измерений 800 с; (б) срез набора осциллограмм, соответствующих временам измерений 0 – 800 с. (в) и (г) – изображения участка в фиолетовом прямоугольнике, аналогичные изображениям (а) и (в) соответственно. Вторая координата по времени показывает время, прошедшее с момента синхронизации АЦП установки и лазерного импульса. Белые линии на рисунках слева показывают уровень среза сигнала, по которому построены изображения справа.

§ 3.3. Результаты ультразвуковой термометрии акусто-оптической ячейки

Во время проведения экспериментов накачка акусто-оптической ячейки осуществлялась при помощи высокочастотной непрерывной ультразвуковой волны с мощностью драйвера 1.3 Вт. Измерения были проведены в двух режимах, при частотах ультразвука 115 МГц и 160 МГц, которые соответствуют синхронизмам для синего (488 нм) и красного (633 нм) излучений. Отметим, что зависимость коэффициента поглощения ультразвука от частоты близка к квадратичной, поэтому на частоте 160 МГц затухание волны примерно в два раза выше, чем на частоте 115 МГц.

Измерения двумерного распределения температуры проводились после того, как было установлено стационарное распределение температуры, для чего требовалось время около 15 минут. На Рис. 3.11 показана динамика изменения времени положения на осциллограмме структуроскопа УДЛ-2М 7-го отражения в кристалле в зависимости от времени, прошедшего с начала измерений. Заметим, что разница положений 7-го отражения на осциллограмме в начале прогрева ячейки и в конце составляет 200 нс, а для одного пробега эта величина составляет около 30 нс – всего 3 интервала дискретизации АЦП.

На Рис. 3.12 показаны карты температуры вдоль плоскости xu , полученные при сканировании акусто-оптической ячейки в разных режимах и рассчитанные по методике, описанной выше. При этом значение каждого пиксела отображает среднюю температуру по толщине кристалла (вдоль оси $[110]$). Как видно из распределений, наибольшую измеренную температуру имеет область вблизи пьезоэлектрического преобразователя. Это обусловлено двумя близко расположенными источниками тепла – электрическими потерями пьезоэлемента и максимальным затуханием ультразвуковой волны. Таким образом, зондирование при помощи лазерного ультразвука позволило визуализировать температурные градиенты в продольном и поперечном направлениях к направлению распространения медленной объемной сдвиговой волны. При одинаковой энергии электрической накачки акустического излучения (1.3 Вт во всех экспериментах), поглощение при частоте акустической волны 160

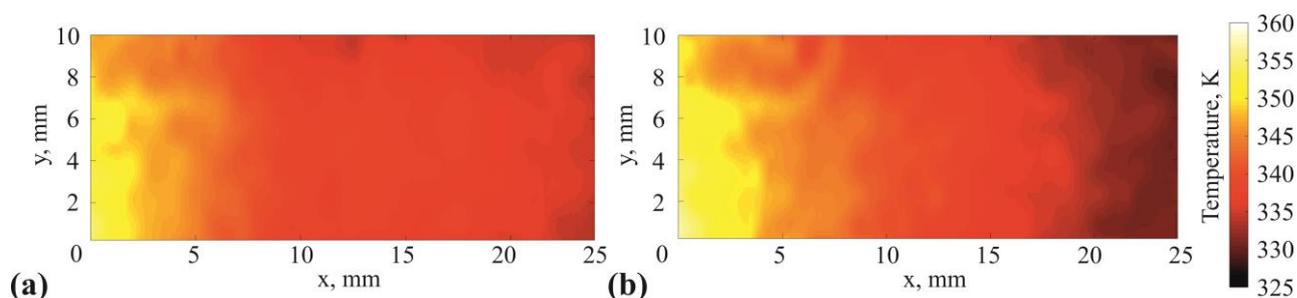


Рисунок 3.12. Экспериментальные карты распределения температуры по поверхности ячейки при разных частотах ультразвука: (а) $f = 115$ МГц, (б) $f = 160$ МГц. Рисунок взят из работы [115].

МГц происходит быстрее, чем при 115 МГц. Поэтому на правом Рис. 3.12(а) температура вблизи преобразователя выше, чем на левом рисунке Рис. 3.12(б), но температурный градиент вдоль оси x на расстоянии от преобразователя более пологий, и температура выше для меньшей частоты накачки $f = 115$ МГц (Рис. 3.6(б)).

При измерениях на частоте сдвиговой акустической волны $f = 115$ МГц максимальная и минимальная температуры составили ~ 355 К и ~ 333 К соответственно. При частоте $f = 160$ МГц максимальная температура составила ~ 357 К, минимальная ~ 329 К. Несмотря на существенную разницу температур, средние градиенты в направлении, перпендикулярном к направлению распространения сдвиговой волны в экспериментальной акусто-оптической ячейке, являются малыми и не превосходят $0.2 - 0.3$ К/мм на расстоянии более 5 мм от преобразователя.

Результаты тепловизионных измерений акусто-оптической ячейки в разных режимах работы представлены на Рис. 3.13. На правых рисунках изображены распределения температуры,

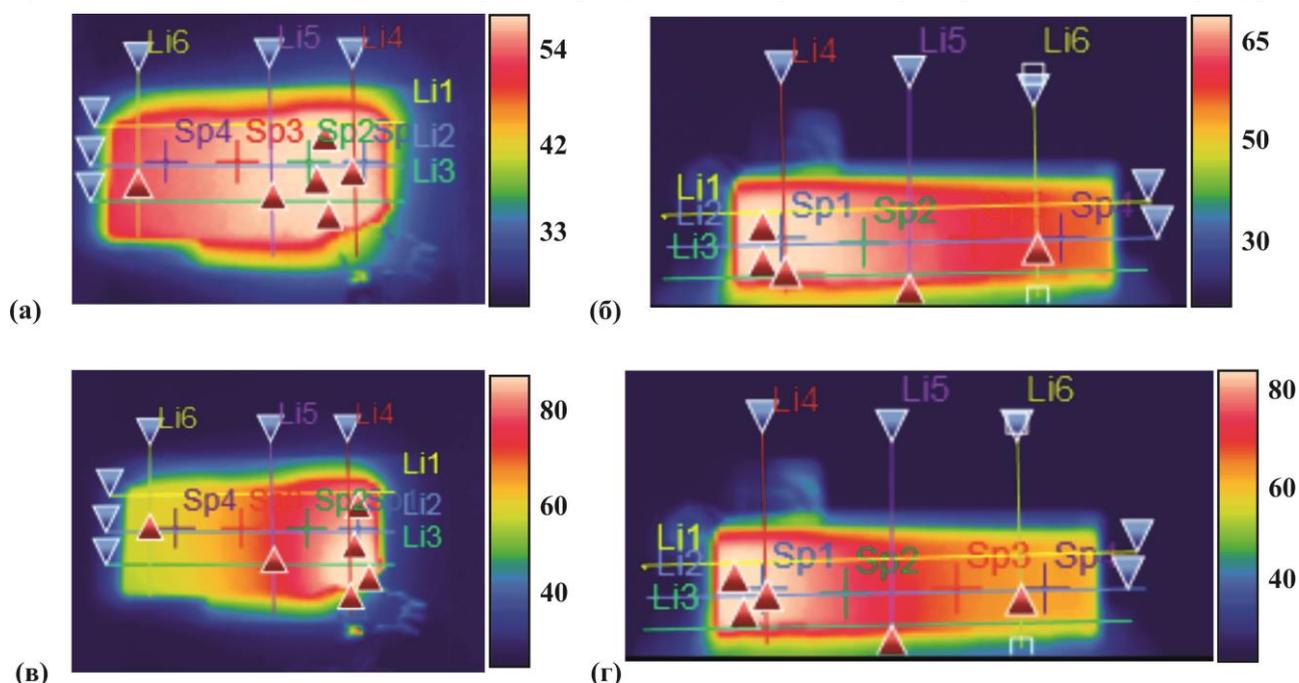


Рисунок 3.13. Тепловизионные изображения акусто-оптической ячейки в различных режимах работы. Частота ультразвуковой волны (а), (б) 115 МГц; (в), (г) 160 МГц. (а), (в) боковая грань (плоскость xz); (б), (г) верхняя грань кристалла (плоскость $xу$).

соответствующие картам на Рис. 3.12. При этом данные измерений обоими методами визуально являются хорошо согласованными, и одинаково отображают градиенты вдоль осей x и y . Вдоль оси y температура растет при приближении в сторону пьезопреобразователя до координаты $x < 10$ мм. Этот поперечный градиент вызван теплом, выделившимся за счет потерь при электроакустическом преобразовании и затуханием сдвиговой акустической волны до ее отражения от входной оптической грани. На большем расстоянии от пьезопреобразователя, $x \geq 10$ мм градиент вдоль оси y составил ± 1 К. При этом

максимальная температура при тепловизионных измерениях достигала 90°C в области непосредственно около пьезоэлемента. При проведении ультразвуковых измерений эта область не была затронута во избежание разрушения материала генератора ультразвука, и максимальная измеренная этим методом температура не превосходила 84°C . Тепловизионные измерения показывают, что вдоль оси z температурное распределение однородное в пределах точности измерений $\pm 1\text{ K}$, и это подтверждает применимость модели однородного распределения температуры вдоль пути зондирующего ультразвукового пучка для конкретной акусто-оптической ячейки.

Для численного сравнения лазерных ультразвуковых и тепловизионных карт распределения температуры были использованы данные вдоль линии в центре кристалла вдоль оси x при $y = 5\text{ мм}$ (линия $Li2$ на Рис. 3.13). Градиенты в этом направлении значительно выше, чем в поперечном направлении, и такое сравнение является более содержательным. На Рис. 3.14 показано сравнение профилей температуры, полученных разными методами. В идеальных экспериментальных условиях значения температуры, вычисленные на основе скорости звука, в принципе несколько превосходят значения, полученные тепловизорами. Причиной является то, что путь зондирующего пучка включает в себя области с более высокой температурой в центре объема кристалла, в то время как тепловизор отображает температуру поверхности. Однако, разница температурных профилей незначительно превосходит ошибку измерений, особенно для случая $f = 115\text{ МГц}$. Объяснением следующее: температурные градиенты в поперечных направлениях достаточно низки в конкретной модели акусто-оптической ячейки, так как большая часть поперечного сечения ячейки закрыта пучком сдвиговой волны. Поэтому температура на поверхности кристалла близка к температуре внутри него, а приближение средней температуры является достаточным для оценки влияния температуры на работу акусто-оптической ячейки. В случае значимых поперечных градиентов знание трехмерной структуры теплового поля становится важным.

Форма акусто-оптической ячейки обычно обеспечивает лишь односторонний доступ для сканирования ультразвуковыми методами. Поэтому ультразвуковые измерения обеспечивают недостаточное количество данных для восстановления трехмерного распределения температуры внутри кристалла. В этом случае могут быть использованы упрощенные модели, основанные на априорно известной форме функции тепловыделения внутри кристалла. Для получения такой модели следует решить стационарную задачу диффузии тепла в анизотропной среде [120]:

$$\begin{cases} \sum_{i,j=1}^3 \Lambda_{ij} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} = -\frac{Q(\mathbf{r})}{C\rho}, \mathbf{r} \in V \\ \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} = \alpha(T - T_0), \mathbf{r} \in \partial V \end{cases}. \quad (3.9)$$

где Λ_{ij} – анизотропные коэффициенты диффузии тепла, C – теплоемкость вещества кристалла, $Q(\mathbf{r})$ – модельная функция тепловыделения внутри объема кристалла V с априорно известной структурой, α – коэффициент теплообмена с окружающей средой в законе Ньютона для теплопроводности на поверхности кристалла ∂V , а \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности кристалла.

Обозначим распределение температуры, полученное как решение системы (3.9) $T(\mathbf{r}, \boldsymbol{\beta})$, где $\boldsymbol{\beta}$ – набор параметров, которые определяют распределение температуры и тепловыделения. Принимая во внимание, что изменение скорости из-за теплового эффекта мало, теоретическое значение для времени пробега пучка вдоль оси z в точке (i, j) сетки измерений с хорошей точностью дается выражением

$$t_{ij}^{th}(\boldsymbol{\beta}) = 2N \cdot \int_0^L \frac{dz}{V(T(x_i, y_j, z, \boldsymbol{\beta}))} \approx 2N \cdot \left[\frac{L}{V_0} - \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dT} \int_0^L (T(x_i, y_j, z, \boldsymbol{\beta}) - T_0) dz \right]. \quad (3.10)$$

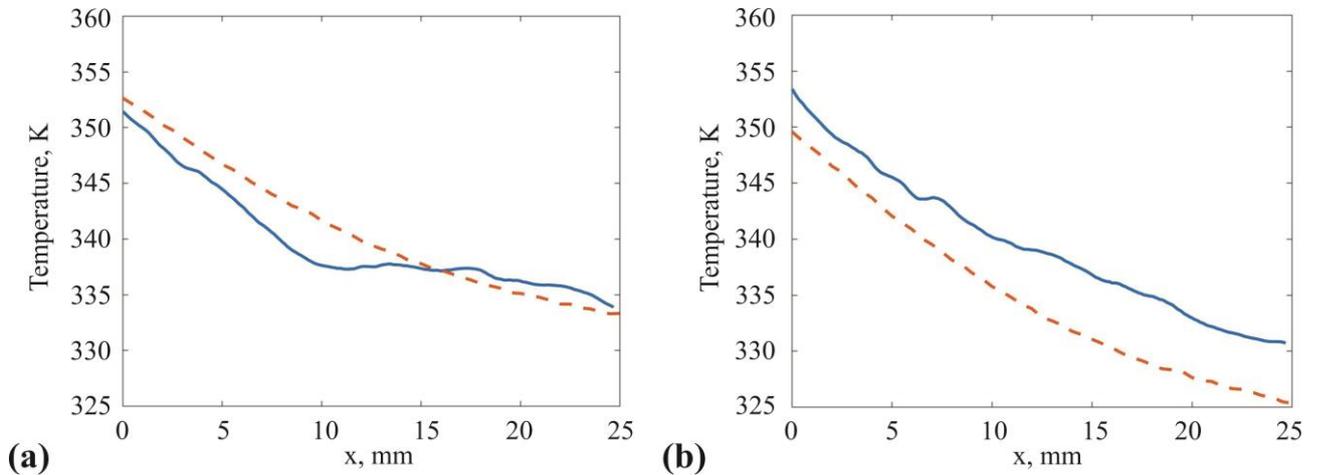


Рисунок 3.14. Профили температуры вдоль оси x при $y = 5$ мм: (a) $f = 115$ МГц, (b) $f = 160$ МГц. Синяя линия – лазерно-ультразвуковые измерения, красная пунктирная линия – тепловизионные измерения. Рисунок взят из работы [115].

Из выражения (9) необходимо оценить вектор параметров $\boldsymbol{\beta}$, а модельная функция тепловыделения может быть получена по результатам трехмерного моделирования структуры ультразвукового пучка в кристалле [121]. При этом набор экспериментальных измерений времени пробега будет использован в задаче оптимизации для оценки оптимальных параметров $\boldsymbol{\beta}_{opt}$ в форме

$$\boldsymbol{\beta}_{opt} = \operatorname{argmin} \left\| t_{ij} - t_{ij}^{th}(\boldsymbol{\beta}) \right\|. \quad (3.11)$$

§ 3.4. Выводы Главы 3.

Итак, в Главе 3 описан способ для определения распределений температуры в акусто-оптических ячейках, основанный на зависимости скорости распространения звука от температуры твердого тела. При этом для обеспечения точности измерений 1-2 К было применено ультразвуковое зондирование ячейки с использованием структуроскопа УДЛ-2М. Разработана методика калибровки для исключения влияния точности измерения толщины кристалла на итоговый результат. При проведении экспериментов получены двумерные карты распределения температуры при разных режимах работы акусто-оптического устройства. Для сравнения результатов проведены тепловизионные измерения, показавшие хорошую согласованность результатов. Оба метода выявили значительные градиенты температуры в направлении распространения сдвиговой волны и достаточно слабые градиенты в поперечном направлении. Достоинством предложенного способа является принципиальная возможность определения трехмерного распределения температуры внутри кристалла. Как следует из результатов, лазерная ультразвуковая термометрия является перспективным вспомогательным способом контроля для разработки и характеристики акусто-оптических устройств. Способ применим для контроля и других твердотельных устройств, если известны их акустические свойства.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках проведенной работы получены следующие основные результаты.

1. Разработан и экспериментально реализован иммерсионный способ профилометрии твердых тел, использующий лазерные источники ультразвука и многоэлементную приемную антенну. Предложены и реализованы алгоритмы для построения ультразвуковых изображений объектов и их профилей.
2. Разработан и экспериментально реализован иммерсионный способ томографии твердых тел, имеющих сложную форму поверхности, с использованием лазерных источников ультразвука и многоэлементной приемной антенны. Предложены и реализованы алгоритмы для построения ультразвуковых изображений с учетом преломления волн на границе твердого тела, позволяющие восстанавливать и измерять реальные размеры объекта. Продемонстрирована возможность количественной оценки износа и повреждения изделий.
3. Разработана экспериментальная установка для профилометрии и томографии с использованием лазерного источника ультразвука и широкополосной приемной антенны из 16 приемных элементов. Точность профилометрии составила $\Delta z = 20$ мкм в направлении распространения зондирующего пучка, $\Delta x = 0.3$ мм в перпендикулярном ему направлении. Точность определения положения внутренней поверхности образцов из плексигласа и дюралюминия при помощи томографии составила $\Delta z = 0.1$ мм, $\Delta x = 0.3$ мм.
4. Разработаны алгоритмы для построения ультразвуковых изображений профиля твердых тел и их внутренней части, учитывающие преломление волн на их границе. Разработаны алгоритмы уменьшения артефактов, повышения контраста изображения и сегментации внутреннего профиля тела на изображении с использованием виртуальной модели объекта.
5. Разработан и апробирован на акусто-оптическом устройстве способ ультразвуковой термометрии в режиме «импульс-эхо» с использованием лазерного источника ультразвука и широкополосного приемного элемента. Способ позволил строить двумерные карты средней температуры вдоль пути зондирующего импульса неоднородно нагретого анизотропного кристалла парателлурита. Сравнение с результатами тепловизионных измерений показало, соответствие в пределах 2 К при пространственном разрешении карт 0.5 мм.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хотел бы выразить глубокую благодарность и признательность профессору Александру Алексеевичу Карабутову за научное руководство, за возможность работы над широким кругом интересных задач, за важные всесторонние советы.

Также искренне благодарю профессора Елену Борисовну Черепецкую за большую и трудную организационную работу, во многом обеспечившую условия для выполнения диссертации, за поддержку и полезные советы.

Очень признателен моему коллеге Антону Бычкову за тесную совместную работу, за важные и глубокие обсуждения. Без его вдумчивости и настойчивости мне было бы намного труднее.

Также хотел бы поблагодарить всех сотрудников лаборатории лазерной оптоакустики МГУ им. М.В. Ломоносова – Симонову Варвару Аркадьевну, Жаринова Алексея Николаевича, Кудинова Игоря Александровича, Соустина Виталия Ивановича, Миронову Елену Александровну и Соломатина Сергея Вадимовича – за рекомендации, совместную работу и теплую атмосферу. Очень благодарен всем сотрудникам лаборатории лазерного ультразвукового неразрушающего контроля НИТУ «МИСиС», а также сотрудникам акусто-оптического центра НИТУ «МИСиС».

Особенные слова благодарности хочу сказать всей своей семье. Только благодаря Вам у меня появилась возможность многому научиться, попробовать себя в научной работе, получить от неё удовольствие. Моя диссертация – попытка сказать «спасибо» Вам.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ им. М. В. Ломоносова:

A1. **V. Zarubin**, A. Bychkov, A. Karabutov, V. Simonova, E. Cherepetskaya, Laser-induced ultrasonic imaging for measurements of solid surfaces in optically opaque liquids // *Applied Optics*, 2018, vol. 57, no. 10, pp. C70 – C76, doi: 10.1364/AO.57.000C70.

A2. **В. П. Зарубин**, А. С. Бычков, А. А. Карабутов, В. А. Симонова, И. А. Кудинов, Е. Б. Черепецкая, Профилометрия твердых тел с помощью лазерной ультразвуковой томографии в реальном масштабе времени // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия*, 2018, том 73, № 1, с. 76 – 83. *Переводная версия: V. P. Zarubin*, A. S. Bychkov, V. A. Simonova, I. A. Kudinov, E. B. Cherepetskaya, Real-Time Laser Ultrasound Tomography for Profilometry of Solids // *Moscow University Physics Bulletin*, 2018, vol. 73, no. 1, pp. 75 – 82, doi: 10.3103/S0027134918010150.

A3. **V. Zarubin**, A. Bychkov, A. Karabutov, V. Simonova, E. Cherepetskaya, A method of laser ultrasound for solid surfaces mapping // *MATEC Web of Conferences*, 2018, vol. 145, pp. 05009-1 – 05009-7, doi: 10.1051/mateconf/201814505009.

A4. A. Bychkov, V. Simonova, **V. Zarubin**, E. Cherepetskaya, A. Karabutov, The Progress in Photoacoustic and Laser Ultrasonic Tomographic Imaging for Biomedicine and Industry: A Review // *Applied Sciences*, 2018, vol. 8, no. 10, pp. 1931-1 – 1931-26, doi: 10.3390/app8101931.

A5. A. S. Bychkov, **V. P. Zarubin**, A. A. Karabutov, V. A. Simonova, E. B. Cherepetskaya, On the use of an optoacoustic and laser ultrasonic imaging system for assessing peripheral intravenous access // *Photoacoustics*, 2017, vol. 5, pp. 10 – 16, doi: 10.1016/j.pacs.2017.01.002.

A6. **V. Zarubin**, A. Bychkov, V. Simonova, V. Zhigarkov, A. Karabutov, E. Cherepetskaya, A refraction-corrected tomographic algorithm for immersion laser-ultrasonic imaging of solids with piecewise linear surface profile // *Applied Physics Letters*, 2018, vol. 112, no. 21, pp. 214102-1 – 214102-5, doi: 10.1063/1.5030586.

A7. **V. Zarubin**, A. Bychkov, V. Zhigarkov, A. Karabutov, E. Cherepetskaya, Model-based measurement of internal geometry of solid parts with sub-PSF accuracy using laser-ultrasonic imaging // *NDT and E International*, 2019, vol. 105, pp. 56 – 63, doi: 10.1016/j.ndteint.2019.05.006.

A8. **V.P. Zarubin**, K. B. Yushkov, A. I. Chizhikov, O. Yu. Makarov, V. Ya. Molchanov, S. A. Tretiakov, A. I. Kolesnikov, E. B. Cherepetskaya, A. A. Karabutov, Laser-ultrasonic temperature

mapping of and acousto-optic dispersive delay line // NDT and E International, 2018, vol. 98, pp. 171 – 176, doi: 10.1016/j.ndteint.2018.05.010.

A9. **V. Zarubin**, K. Yushkov, A. Chizhikov, V. Molchanov, S. Tretiakov, A. Kolesnikov, E. Cherepetskaya, A. Karabutov, Laser-ultrasonic imaging for evaluation of temperature fields in paratellurite optical crystal // Proceedings of Meetings on Acoustics, 2018, vol. 32, pp. 032002-1 – 032002-5, doi: 10.1121/2.0000722.

Патент:

A10. А. А. Карабутов, Е. Б. Черепецкая, **В. П. Зарубин**, Е. А. Миронова, Н. А. Морозов, И. А. Павлов, И. А. Шибяев, И. Е. Сас, А. С. Бычков, Способ определения макрорельефа поверхности и внутренних включений объекта и устройство для его реализации // Патент на изобретение RU2664993C1 от 23.08.2018.

Тезисы докладов:

A11. **В. П. Зарубин**, Лазерно-ультразвуковая профилометрия // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов 2016». Секция «Физика». Сборник тезисов, М.: Физический факультет МГУ, 2016.

A12. **V. P. Zarubin**, A. S. Bychkov, V. A. Simonova, A. A. Karabutov, E. B. Cherepetskaya, 3D measurement of solid surface using laser ultrasound tomography // 13th School on Acousto-Optics and Applications Abstract Book (19-23 July, 2018, Moscow, Russia), 2018.

A13. A. Karabutov, **V. Zarubin**, V. Simonova, A. Zharinov, I. Kudinov, Laser ultrasound profilometry of solid materials // 5th International Symposium on Laser-Ultrasonics and Advanced Sensing Book of Abstracts (LU2016) (4-8 July, 2016, Linz, Austria), 2016.

A14. **V. Zarubin**, A. Bychkov, V. Simonova, A. Karabutov, E. Cherepetskaya, An algorithm for 2D immersion laser-ultrasonic imaging of solids with piecewise linear surface profile // The 6th International Symposium on Laser Ultrasonics Abstract Book (LU2018) (July 9-13, 2018, Nottingham, UK), 2018.

A15. **V.P. Zarubin**, K. B. Yushkov, A. I. Chizhikov, V. Ya. Molchanov, S. A. Tretiakov, A. I. Kolesnikov, E. B. Cherepetskaya, A. A. Karabutov, Laser-induced ultrasound imaging for evaluation of temperature fields in paratellurite optical crystal // 6th International Congress on Ultrasonics Abstract Book (18-20 December 2017, Honolulu, Hawaii, USA), 2017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. Alves, M. Brito, J. Serra и A. Vallera, A differential mechanical profilometer for thickness measurement // *Review of Scientific Instruments*, 2004, vol. 75, № 12, pp. 5362-5363.
- [2] D. Lee, N. Cho, Assessment of surface profile data acquired by a stylus profilometer // *Measurement Science and Technology*, 2012, vol. 23, № 10, p. 105601.
- [3] P. Vangla и G.M. Latha, Surface topological analysis of geomembranes and sands using a 3D optical profilometer // *Geosynthetics International*, 2016, vol. 2, № 24, pp. 151-166.
- [4] J. Schmit, J. Reed, E. Novak, J. K. Gimzewski, Performance advances in interferometric optical profilers for imaging and testing // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2008, vol. 10, p. 064001.
- [5] A. Briggs, O. Kolosov, *Acoustic Microscopy*. – Oxford University, 2010.
- [6] R. Maev, Advances in acoustic microscopy and high resolution ultrasonic imaging: from principles to new applications // *Medical Imaging 2014: Ultrasonic Imaging and Tomography*, International Society for Optics and Photonics, 2014, vol. 9040, p. 904007.
- [7] A. Karabutov, N. Podymova, Quantitative analysis of the influence of voids and delaminations on acoustic attenuation in CFRP composites by the laser-ultrasonic spectroscopy method // *Composites Part B: Engineering*, 2014, vol. 56, pp. 238-244.
- [8] В. Гусев, А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*. – М.:Наука, 1991, с. 304.
- [9] V. Zarubin, A. Bychkov, A. Karabutov, V. Simonova, E. Cherepetskaya, Laser-induced ultrasonic imaging for measurements of solid surfaces in optically opaque liquids [Invited] // *Applied Optics*, 2018, vol. 57, № 10, pp. C70-C76.
- [10] A. Bychkov, V. Simonova, V. Zarubin, E. Cherepetskaya, A. Karabutov, The progress in photoacoustic and laser ultrasonic tomographic imaging for biomedicine and industry: A review // *Applied Sciences*, 2018, vol. 8, № 10, p. 1931.
- [11] А. А. Карабутов, В. А. Симонова, Способ лазерной оптико-акустической томографии и устройство для его реализации (варианты). Патент РФ №RU2486501C2 от 10.09.2012.

- [12] V. G. Andreev, A. A. Karabutov, A. A. Oraevsky, Detection of ultrawide-band ultrasound pulses in optoacoustic tomography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2003, vol. 50, № 10, pp. 1383-1390.
- [13] A. A. Oraevsky, A. A. Karabutov, Ultimate Sensitivity of Time-Resolved Opto-Acoustic Detection // *Biomedical Optoacoustics, Proceedings of SPIE*, 2000, vol. 3916, pp. 228-239.
- [14] P. M. Morse, K. U. Ingard, *Theoretical acoustic.* – Princeton University Press, 1986.
- [15] *NVIDIA CUDA Programming Guide*, 2018.
- [16] А. Горюнов, А. Сасковец, *Обратные задачи рассеяния в акустике.* – Москва: Издательство МГУ, 1989.
- [17] W. Nam, E. Batbayar, J. Y. Lee, C. Song, Hardware and software implementation of a new algorithm on photoacoustic medical imaging // *2018 IEEE International Conference on Consumer Electronics (ICCE)*, 2018, pp. 1-4.
- [18] H. Kang, S. W. Lee, E. S. Lee, S. H. Kim, T. G. Lee, Real-time GPU-accelerated processing and volumetric display for wide-field laser-scanning optical-resolution photoacoustic microscopy // *Biomedical Optics Express*, 2015, vol. 6, № 12, pp. 4650-4660.
- [19] X. Sun, S. Wang, J. Song, L. Zhou, Y. Peng, M. Ding, M. Yuchi, Toward parallel optimal computation of ultrasound computed tomography using GPU // *Proceedings of SPIE, Medical Imaging 2018: Ultrasonic Imaging and Tomography*, 2018, p. 10580.
- [20] A. P. Sarvazyan, O. V. Rudenko, S. D. Swanson, J. B. Fowlkes, S. Y. Emelianov, Shear wave elasticity imaging: a new ultrasonic technology of medical diagnostics // *Ultrasound in Medicine and Biology*, 1998, vol. 24, № 9, pp.1419-1435.
- [21] A. Fenster, D. B. Downey, H. N. Cardinal, Three-dimensional ultrasound imaging // *Physics in Medicine and Biology*, 2001, vol. 46, № 5, p. R67.
- [22] В. А. Буров, Д. И. Зотов, О. Д. Румянцева, Восстановление пространственных распределений скорости звука и поглощения в фантомах мягких биотканей по экспериментальным данным ультразвукового томографирования // *Акустический журнал*, 2015, т. 61, № 2, с. 254.
- [23] S. J. Norton, M. Linzer, Ultrasonic reflectivity imaging in three dimensions: Exact inverse scattering solutions for plane, cylindrical, and spherical apertures // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1981, № 2, pp. 202-220.

- [24] А. Н. Бархатов, Н. В. Горская, А.А. Горюнов, С. Н. Гурбатов, В. Г. Можяев, О. В. Руденко, Акустика в задачах. – М: Наука, 1996, с. 336.
- [25] A. J. Devaney, A filtered backpropagation algorithm for diffraction tomography // *Ultrasonic imaging*, 1982, vol. 4, № 4, pp. 336-350.
- [26] S. J. Norton, Generation of separate density and compressibility images in tissue // *Ultrasonic imaging*, 1983, vol. 5, № 3, pp. 240-252.
- [27] A. J. Devaney, Variable density acoustic tomography // *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1985, vol. 78, № 1, pp. 120-130.
- [28] В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М:Наука, 1967, с. 548.
- [29] T. Sato, S. J. Norton, M. Linzer, O. Ikeda, M. Hiram, Tomographic image reconstruction from limited projections using iterative revisions in image and transform spaces // *Applied Optics*, 1981, vol. 20, № 3, pp. 395-399.
- [30] G. Nolet, *Seismic tomography: with applications in global seismology and exploration geophysics.* – Springer Science & Business Media, 2012.
- [31] A. H. Andersen, A. C. Kak, Digital ray tracing in two-dimensional refractive fields // *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1982, vol. 72, № 5, pp. 1593-1606.
- [32] A. H. Andersen, A ray tracing approach to restoration and resolution enhancement in experimental ultrasound tomography // *Ultrasonic imaging*, 1990, vol. 12, № 4, pp. 268-291.
- [33] S. J. Norton, Computing ray trajectories between two points: a solution to the ray-linking problem // *Journal of Optical Society of America A*, 1987, vol. 4, № 10, pp. 1919-1922.
- [34] S. J. Norton, M. Linzer, Correcting for ray refraction in velocity and attenuation tomography: a perturbation approach // *Ultrasonic imaging*, 1982, vol. 4, № 3, pp. 201-233.
- [35] C. M. Vest, Tomography for properties of materials that bend rays: a tutorial // *Applied optics*, 1985, vol. 24, № 23, pp. 4089-4094.
- [36] F. Denis, O. Basset, G. Gimenez, Ultrasonic transmission tomography in refracting media: reduction of refraction artifacts by curved-ray techniques // *IEEE Transactions on medical imaging*, 1995, vol. 14, № 1, pp. 173-188.

- [37] S. Li, K. Mueller, M. Jackowski, D. P. Dione, L. H. Staib, Fast marching method to correct for refraction in ultrasound computed tomography // 3-rd IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: Nano to Macro, 2006, pp. 896-899.
- [38] J. Zhang, B. W. Drinkwater, P. D. Wilcox, Comparison of ultrasonic array imaging algorithms for nondestructive evaluation // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2013, vol. 60, № 8, pp. 1732-1745.
- [39] S. Nikolov, J. A. Jensen, Comparison between different encoding schemes for synthetic aperture imaging // Medical Imaging 2002: Ultrasonic Imaging and Signal Processing, Proceedings of SPIE, 2002, vol. 4687, pp. 1-12.
- [40] K. J. Langenberg, M. Berger, T. Kreutter, K. Mayer, V. Schmitz, Synthetic aperture focusing technique signal processing // NDT and E International, 1986, vol. 19, № 3, pp. 177-189.
- [41] R. A. Kruger, P. Liu, Y. R. Fang, C. R. Appledorn, Photoacoustic ultrasound (PAUS)—reconstruction tomography // Medical physics, 1995, vol. 22, № 10, pp. 1605-1609
- [42] A. Buehler, A. Rosenthal, T. Jetzfellner, A. Dima, D. Razansky, V. Ntziachristos, Model-based photoacoustic inversions with incomplete projection data // Medical physics, 2011, vol. 38, № 3, pp. 1694-1704.
- [43] M. Xu, L. V. Wang, Universal back-projection algorithm for photoacoustic computed tomography // Physical Review E, 2005, vol. 71, № 1 p. 016706.
- [44] G. Wurzinger, R. Nuster, N. Schmitner, S. Gratt, D. Meyer, G. Paltauf, Simultaneous three-dimensional photoacoustic and laser-ultrasound tomography // Biomedical Optics Express, 2013, vol. 4, № 8, pp. 1380-1389.
- [45] J. Nebeker, T. R. Nelson, Imaging of sound speed using reflection ultrasound tomography // Journal of Ultrasound in Medicine, 2012, vol. 31, № 9, pp. 1389-1404.
- [46] V. Zarubin, A. Bychkov, V. Simonova, V. Zhigarkov, A. Karabutov, E. Cherepetskaya, A refraction-corrected tomographic algorithm for immersion laser-ultrasonic imaging of solids with piecewise linear surface profile // Applied Physics Letters, 2018, vol. 112, № 21, p. 214102.
- [47] A. S. Bychkov, E. B. Cherepetskaya, A. A. Karabutov, V. A. Makarov, Toroidal sensor arrays for real-time photoacoustic imaging // Journal of Biomedical Optics, 2017, vol. 22, № 7, p. 076003.

- [48] Д. Катиньоль, О. А. Сапожников, О применимости интеграла Рэлея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя // *Акустический журнал*, 1999, т. 45, № 6, с. 816-824.
- [49] Е. Киучи, *Ультразвуковые преобразователи*. – Москва: Мир, 1972.
- [50] V. Zarubin, A. Bychkov, A. Karabutov, V. Simonova, I. Kudinov, E. Cherepetskaya, Real-Time Laser Ultrasound Tomography for Profilometry of Solids // *Moscow University Physics Bulletin*, 2018, vol. 73, № 1, pp. 76-83.
- [51] R. Szileski, *Computer Vision: Algorithms and Applications*. – London: Springer, 2010.
- [52] D. H. Ballard, Generalizing the Hough transform to detect arbitrary shapes // *Pattern recognition*, 1981, vol. 13, № 2, pp. 111-122.
- [53] I. M. Pelivanov, V. A. Simonova, T. D. Khohlova, A. A. Karabutov, Point spread function of array transducers in 2D optoacoustic tomography // *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2010, Proceedings of SPIE*, 2010, vol. 7564, p. 756428.
- [54] R. Jintamethasawat, W. M. Lee, P. L. Carson, F. M. Hooi, J. B. Fowlkes, M. M. Goodsitt, R. Sampson, T. F. Wensch, S. Wei, J. Zhou, C. Chakrabarti, O. D. Kripfgans, Error analysis of speed of sound reconstruction in ultrasound limited angle transmission tomography // *Ultrasonics*, 2018, vol. 88, pp. 174-184.
- [55] V. A. Simonova, T. D. Khohlova, A. A. Karabutov, Wideband focused transducer array for optoacoustic tomography // *Acoustical Physics*, 2009, vol. 55, № 6, p. 888–893.
- [56] J. Krautkrämer, H. Krautkrämer, *Ultrasonic Testing of Materials*. – Springer, 2013.
- [57] Z. Li, C. Chi, Fast computation of far-field pulse-echo PSF of arbitrary arrays for large sparse 2-D ultrasound array design // *Ultrasonics*, 2018, vol. 84, pp. 63-73.
- [58] M. Sakhaei, A. Mahloojifar, A. Malek, Optimization of point spread function in ultrasound arrays // *Ultrasonics*, 2006, vol. 44, № 2, pp. 159-165.
- [59] L. De Chiffre, S. Carmignato, J. P. Kruth, R. Schmitt, A. Weckenmann, Industrial applications of computed tomography // *CIRP Annals-Manufacturing Technology*, 2014, vol. 63, № 2, pp. 655-677.
- [60] M. R. Jolly, Review of non-destructive testing (NDT) techniques and their applicability to thick walled composites // *Procedia CIRP*, 2015, vol. 38, pp. 129-136.

- [61] A. Castellano, P. Foti, A. Fraddosio, S. Marzano, M. D. Piccioni, Mechanical characterization of CFRP composites by ultrasonic immersion tests: Experimental and numerical approaches // *Composites Part B: Engineering*, 2014, vol. 66, pp. 299-310.
- [62] C. Mineo, S. G. Pierce, P. I. Nicholson, I. Cooper, Robotic path planning for non-destructive testing—A custom MATLAB toolbox approach // *Robotics and Computer-Integrated Manufacturing*, 2016, vol. 37, pp. 1-12.
- [63] A. A. Samokrutov, V. G. Shevaldykin, Ultrasonic tomography of metal structures using the digitally focused antenna array method // *Russian Journal of Nondestructive Testing*, 2011, vol. 47, № 1, pp. 16-29.
- [64] L. Lynnworth, *Ultrasonic Measurements for Process Control: Theory, Techniques, Applications*. – Academic Press, 2013.
- [65] *Advances in Phased Array Ultrasonic Technology Applications*. – Olympus NDT, 2007.
- [66] K. Nakahata, S. Tokumasu, A. Sakai, Y. Iwata, K. Ohira, Y. Ogura, Ultrasonic imaging using signal post-processing for a flexible array transducer // *NDT and E International*, 2016, vol. 82, pp. 13-25.
- [67] O. Casula, G. Toullelan, O. Roy, P. Dumas, Ultrasonic nondestructive testing of complex components with flexible phased-array transducers // *10th European Conference on Non-Destructive Testing, ECNDT Proceedings*, 2010.
- [68] A. Karabutov, A. Devichensky, A. Ivochkin, M. Lyamshev, I. Pelivanov, U. Rohatgi, V. Solomatin, M. Subudhi, Laser ultrasonic diagnostics of residual stress // *Ultrasonics*, 2008, vol. 48, № 6-7, pp. 631-635.
- [69] I. Pelivanov, A. Shtokolov, C. W. Wei, M. O'Donnell, A 1-kHz a-scan rate pump-probe laser-ultrasound system for robust inspection of composites // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 2015, vol. 62, № 9, pp. 1696-1703.
- [70] J. Faria, P. Garnier, A. Devos, Non-destructive spatial characterization of buried interfaces in multilayer stacks via two color picosecond acoustics // *Applied Physics Letters*, 2017, vol. 111, № 24, p. 243105.
- [71] H. Chen, Y. Huang, H. Shih, M. Chen, J. Sheu, C. Sun, Extracting elastic properties of an atomically thin interfacial layer by time-domain analysis of femtosecond acoustics // *Applied Physics Letters*, 2017, vol. 111, № 21, p. 213101.

- [72] A. A. Karabutov, N. B. Podymova, Quantitative analysis of the influence of voids and delaminations on acoustic attenuation in CFRP composites by the laser-ultrasonic spectroscopy method // *Composites Part B: Engineering*, 2014, vol. 56, pp. 238-244.
- [73] M. Brown, D. Nikitichev, B. Treeby, B. Cox, Generating arbitrary ultrasound fields with tailored optoacoustic surface profiles // *Applied Physics Letters*, 2017, vol. 110, № 9, p. 094102.
- [74] I. M. Pelivanov, A new fiber-optic non-contact compact laser-ultrasound scanner for fast non-destructive testing and evaluation of aircraft composites // *Journal of Applied Physics*, 2014, vol. 11, № 115, p. 113105.
- [75] J. P. Monchalain, C. Neron, J. F. Bussiere, P. Bouchard, C. Padioleau, R. Heon, M. Choquet, J. D. Aussel, G. Durou, A. A. Nilson, Laser-ultrasonics: from the laboratory to the shop floor // *Advanced performance materials*, 1998, vol. 5, № 1-2, pp. 7-23.
- [76] I. Pelivanov, L. Ambrozinski, A. Khomenko, E. G. Koricho, E. G. Cloud, M. Haq, M. O'Donnell, High resolution imaging of impacted CFRP composites with a fiber-optic laser-ultrasound scanner // *Photoacoustics*, 2016, vol. 2, № 4, pp. 55-64
- [77] G. Rousseau, A. Blouin, J. P. Monchalain, Non-contact photoacoustic tomography and ultrasonography for tissue imaging // *Biomedical Optics Express*, 2012, vol. 3, № 1, pp. 16-25.
- [78] S. K. Everton, M. Hirsch, P. Stavroulakis, R. K. Leach, A. T. Clare, Review of in-situ process monitoring and in-situ metrology for metal additive manufacturing // *Materials & Design*, 2016, vol. 95, pp. 431-445.
- [79] C. Millon, A. Vanhoye, A. F. Obaton, J. D. Penot, Development of laser ultrasonics inspection for online monitoring of additive manufacturing // *Welding in the World*, 2018, pp. 1-9.
- [80] A. S. Bychkov, E. B. Cherepetskaya, A. A. Karabutov, V. A. Makarov, Improvement of Image Spatial Resolution in Optoacoustic Tomography with the Use of a Confocal Array // *Acoustical Physics*, 2018, vol. 64, № 1, pp. 77-82.
- [81] S. M. Sakhaei, Adaptive sidelobe reduction applied to ultrasonic imaging // *IEEE EMBS Conference on Biomedical Engineering and Sciences (IECBES)*, 2010.
- [82] M. K. Jeong, A Fourier transform-based sidelobe reduction method in ultrasound imaging // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2000, vol. 47, № 3, pp. 759-763.

- [83] S. M. Sakhaei, Optimum beamforming for sidelobe reduction in ultrasound imaging // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2012, vol. 59, № 4, pp. 799-805.
- [84] B. W. Drinkwater, P. D. Wilcox, Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review // NDT & E International, 2006, vol. 39, № 7, pp. 525-541.
- [85] Л. М. Бреховских, Акустика слоистых сред. – М:Наука, 1989.
- [86] V. Zarubin, A. Bychkov, V. Zhigarkov, A. Karabutov, E. Cherepetskaya, Model-based measurement of internal geometry of solid parts with sub-PSF accuracy using laser-ultrasonic imaging // NDT and E International, 2019, vol. 105, pp. 56-63.
- [87] B. E. Treeby, B. T. Cox, k-wave: Matlab toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields // Journal of Biomedical Optics, 2010, vol. 15, № 2, p. 021314.
- [88] C. U. Grosse, M. Ohtsu, Acoustic emission testing. – Springer Science & Business Media, 2008.
- [89] Y. Xu, L. V. Wang, G. Ambratsoumian, P. Kuchment, Reconstructions in limited-view thermoacoustic tomography // Medical Physics, 2004, vol. 31, № 4, pp. 724-733.
- [90] A. E. Bazulin, E. G. Bazulin, Application of antenna arrays and organosilicon polymers as an immersion medium for ultrasonic testing of objects with rough surfaces // Russian Journal of Nondestructive Testing, 2014, vol. 50, № 7, p. 377–384.
- [91] A. S. Bychkov, V. P. Zarubin, A. A. Karabutov, V. A. Simonova, E. B. Cherepetskaya, On the use of an optoacoustic and laser ultrasonic imaging system for assessing peripheral intravenous access // Photoacoustics, 2017, vol. 5, pp. 10-16.
- [92] V. Balakshy, Acousto-optic visualization of optical wavefronts // Applied Optics, 2018, vol. 57, № 10, pp. C56-C63.
- [93] L. Bei, G. Dennis, H. Miller, T. Spaine J. Carnahan Acousto-optic tunable filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques // Progress in Quantum Electronics, 2004, vol. 28, № 2, pp. 67-87.
- [94] A. Goutzoulis, D. Pape, Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. – New York: Marcel Dekker, 1994.
- [95] A. Korpel, Acousto-optics – a review of fundamentals // Proceedings of the IEEE, 1981, vol. 69, № 1, pp. 48-53.

- [96] V. Molchanov, S. Chizhikov, O. Makarov, N. Solodovnikov, V. Ginzburg, E. Katin, E. Khazanov, V. Lozhkarev, I. Yakovlev, Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping // *Applied Optics*, 2009, vol. 48, № 7, pp. C118-C124.
- [97] F. Verluise, V. Laude, J. P. Huignard, P. Tournois, A. Migus, Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves // *Journal of Optical Society of America B*, 2000, vol. 17, № 1, pp. 138-145.
- [98] S. I. Chizhikov, S. G. Garanin, L. V. Goryachev, V. Y. Molchanov, V. V. Romanov, N. N. Rukavishnikov, S. Sokolovskii, I. N. Voronich, K. B. Yushkov, Acousto-optical adaptive correction of a chirped laser pulse spectral profile in a Nd-phosphate glass regenerative amplifier // *Laser Physics Letters*, 2012, vol. 10, № 1, p. 015301.
- [99] K. B. Yushkov, V. Ya. Molchanov, A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, Acousto-optic replication of ultrashort laser pulses // *Physical Review A*, 2017, vol. 96, № 4, p. 043866.
- [100] I. Chang, Collinear beam acousto-optic tunable filters // *Electronics Letters*, 1992, vol. 28, № 13, pp. 1255-1256.
- [101] V. Molchanov, V. Voloshinov, O. Makarov, Quasicollinear tunable acousto-optic filters for systems of wavelength division multiplexing and selection of optical channels // *Quantum Electronics*, 2009, vol. 39, № 4, pp. 353-360.
- [102] J. Sapriel, D. Charissoux, V. Voloshinov, V. Molchanov, Tunable acoustooptic filters and equalizers for WDM applications // *Journal of Lightwave Technology*, 2002, vol. 20, № 5, p. 864.
- [103] K. B. Yushkov, V. Y. Molchanov, Acousto-optic filters with arbitrary spectral transmission // *Optics Communications*, 2015, vol. 355, pp. 177-180.
- [104] N. Uchida и N. Niizeki, Acoustooptic deflection materials and techniques // *Proceedings of the IEEE*, 1973, vol. 61, № 8, pp. 1073-1092.
- [105] S. N. Mantsevich, O. I. Korablev, Y. K. Kalinnikov, A. Y. Ivanov, A. V. Kiselev, Wide-aperture TeO₂ AOTF at low temperatures: operation and survival // *Ultrasonics*, 2015, vol. 59, pp. 50-58.
- [106] S. Tretiakov, R. Grechishkin, A. Kolesnikov, I. Kaplunov, K. Yushkov, M. V. Linde, Characterization of temperature field distribution in large-size paratellurite crystals applied in acousto-optic devices // *Acta Physica Polonica A*, 2015, vol. 127, № 1, pp. 72-74.

- [107] H. Eschler, Performance limits of acoustooptic light deflectors due to thermal effects // *Applied Physics*, 1976, vol. 4, № 9, pp. 289-306.
- [108] R. Jiang, Z. Zhou, X. Lv, S. Zeng, Z. Huang, H. Zhou, Spatial and temporal thermal analysis of acousto-optic deflectors using finite element analysis model // *Ultrasonics*, 2012, vol. 52, № 5, pp. 643-649.
- [109] S. N. Mantsevich, T. V. Yuhnevich, V. B. Voloshinov, Examination of the temperature influence on the acousto-optic filters performance // *Optics and Spectroscopy*, 2017, vol. 122, № 4, pp. 675-681.
- [110] S. Tretiakov, A. Kolesnikov, I. Kaplunov, R. Grechishkin, K. Yushkov, E. Shmeleva, Thermal Imaging and Conoscopic Studies of Working Acousto-optical Devices on the Base of Paratellurite // *International Journal of Thermophysics*, 2016, vol. 37, № 1, p. 6.
- [111] S. L. Morton, F. L. Degertekin, B. T. Khuri-Yakub, Ultrasonic monitoring of photoresist processing // *Metrology, Inspection, and Process Control for Microlithography XIII, Proceedings of SPIE*, 1999, vol. 3677, pp. 340-348.
- [112] F. L. Degertekin, J. Pei, Y. J. Lee, B. T. Khuri-Yakub, In-situ ultrasonic thermometry of semiconductor wafers // *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, 1993, vol. 1, pp. 375-7
- [113] M. Takahashi, I. Ihara, Ultrasonic monitoring of internal temperature distribution in a heated material // *Japanese Journal of Applied Physics*, 2008, vol. 47, № 5S, p. 3894.
- [114] C. McKee, B. Culshaw, R. Leach, Laser ultrasound measurement of diaphragm thickness, young's modulus and poisson's ratio in an mems device // *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 2017, vol. 23, № 2, pp. 37-44.
- [115] V. P. Zarubin, K. B. Yushkov, A. I. Chizhikov, O. Yu. Makarov, V. Y. Molchanov, S. A. Tretiakov, A. I. Chizhikov, E. B. Cherepetskaya, A. A. Karabutov, Laser-ultrasonic temperature mapping of an acousto-optic dispersive delay line // *NDT and E International*, 2018, vol. 98, pp. 171-176.
- [116] I. Silvestrova, Y. Pisarevskii, P. Senyushenkov, A. Krupny, R. Voszka, I. Foldvari, J. Janszky, Temperature dependence of elastic properties of paratellurite // *Physica Status Solidi (A): Applications and Materials*, 1987, vol. 101, № 2, pp. 437-444.
- [117] I. V. Stefanskii, S. E. Mikhalevich, Y. V. Burak, V. M. Sapovskii, Temperature dependence of the refractive index of α -TeO₂ crystals in the 350–800-nm region // *Journal of Applied Spectroscopy*, 1989, vol. 51, № 2, pp. 790-792.

- [118] V. Zarubin, K. Yushkov, A. Chizhikov, V. Molchanov, S. Tretiakov, A. Kolesnikov, E. Cherepetskaya и A. Karabutov, Laser-ultrasonic imaging for evaluation of temperature fields in paratellurite optical crystal // Proceedings of Meetings on Acoustics, 2017, vol. 32, p. 032002.
- [119] Automated three-axis laser ultrasound monitoring system, 2018, <http://optoacoustics.ru/en/products>.
- [120] Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел. – М:Наука, 1964.
- [121] S. Mantsevich, V. Molchanov, K. Yushkov, V. Khorkin, M. Kupreychik, Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection // Ultrasonics, 2017, vol. 78, pp. 175-184.