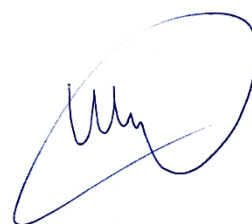


**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

На правах рукописи



ШУРУП Андрей Сергеевич

**МОДОВАЯ ТОМОГРАФИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД
С ПРИЛОЖЕНИЯМИ К ГИДРО- И СЕЙСМОАКУСТИКЕ**

Специальность:

1.3.7. Акустика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2023

Работа выполнена на кафедре акустики физического факультета
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Официальные
оппоненты: **Петников Валерий Георгиевич,**
доктор физико-математических наук, старший научный
сотрудник,
главный научный сотрудник лаборатории гидрофизики
Научного центра волновых исследований Института общей
физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук
(НЦВИ ИОФ РАН)

Хилько Александр Иванович,
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий лабораторией акустических методов в
гидрофизике отдела геофизической акустики Института
прикладной физики имени А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук (ИПФ РАН)

Пересёлков Сергей Алексеевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой математической физики и
информационных технологий физического факультета
Воронежского государственного университета (ВГУ)

Защита состоится «23» июня 2023 года в 15 часов 00 минут на заседании
диссертационного совета МГУ.013.6 на физическом факультете Московского
государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991,
Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В.
Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной
библиотеки Московского государственного университета имени М.В.
Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и в сети Интернет:
<https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.6/2525>

Автореферат разослан «21» апреля 2023 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета МГУ.013.6
доктор физико-математических наук, доцент
kosareva@physics.msu.ru

О.Г. Косарева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Акустические волны обладают уникальной проникающей способностью, что делает их незаменимым источником информации о характеристиках природных сред «прозрачных» для звука. Привлечение методов акустической томографии позволяет проводить дистанционную оценку характеристик среды распространения по данным измерений зондирующих сигналов на границе исследуемой области. В гидроакустических приложениях это открывает возможности проведения мониторинга пространственно-временной изменчивости обширных акваторий в режиме близком к режиму реального времени, что является весомым преимуществом по сравнению с «контактными» измерениями с борта судна или с помощью автономных подводных аппаратов.

В геофизических приложениях томографические методы являются основным источником информации о внутреннем строении Земли, так как на текущем этапе развития техники непосредственное измерение параметров среды на значительных глубинах попросту невозможно. Получаемая с помощью акустической томографии информация важна как для глобального мониторинга (например, для прогнозирования климатических изменений на Земле, исследования структуры литосферы), так и для решения задач локального дистанционного зондирования (таких, как освещение подводной обстановки окраинных морей, поиск углеводородов на Арктическом шельфе).

Несмотря на очевидную научную, прикладную и экономическую ценность акустической томографии возможности ее повсеместного применения остаются в настоящее время весьма ограниченными. Среди основных причин этого можно выделить технические сложности и сравнительно высокую стоимость проведения эксперимента. Также следует отметить общетеоретические ограничения используемых в настоящее время томографических методов, которые являются в большинстве своем приближенными (как правило, используют линейное приближение и регуляризирующие алгоритмы, а уточнение результатов восстановления осуществляют итерационно), что накладывает в общем случае ограничения на область применения этих методов.

В связи с этим является весьма востребованным развитие методов акустической томографии, позволяющих получить достаточно строгое решение обратной задачи и, в то же время, снизить технические требования на практическую реализацию и стоимость проведения натурального эксперимента.

Диссертационная работа посвящена развитию общетеоретических методов акустической томографии природных сред и исследованию возможностей их практического применения с учетом специфики гидро- и сейсмоакустических задач. Диссертационная работа состоит из 9 глав, разделенных на три содержательно связанные части. В каждой из частей излагаются теоретические аспекты различных методов акустической томографии, а также обсуждаются перспективы их практического применения в первую очередь с точки зрения помехоустойчивости и разрешающей способности. *Часть I. “Томография океана с использованием данных о векторно-фазовой структуре акустического*

поля” (Главы 1–3) посвящена развитию методов томографии океана, отличительной особенностью которых является совместное рассмотрение традиционно используемых данных о возмущении времен распространений модовых сигналов и данных о векторно-фазовой структуре акустических полей [А 1–А 3], что улучшает обусловленность и помехоустойчивость решаемых обратных задач, а также позволяет предложить ряд новых методов оценки параметров волноводов, лишенных определенных недостатков традиционных томографических схем [А 4–А 6, А 42, А 43]. Применению методов акустической томографии для восстановления параметров дна океана по данным с одиночных донных сейсмостанций, а также развитию этих методов на случай присутствия ледового покрова посвящена *Часть II. “Томографическая оценка параметров слоистой геофизической среды «литосфера–гидросфера–ледовый покров»* (Главы 4–6), где на основе теоретического рассмотрения [А 7–А 9, А 44–А 47] и обработки экспериментальных данных демонстрируются возможности совместного томографического восстановления параметров льда, водного слоя и упругого дна по данным с сейсмоприёмников, расположенных на поверхности льда [А 10–А 16, А 48, А 49, А 56]. Применению строгих методов функционального анализа для решения задач акустической томографии скалярно-векторных неоднородностей по данным от квазиточечных (в горизонтальной плоскости) приемников [А 17–А 24, А 50, А 51], а также впервые полученным при этом результатам модельных исследований возможностей и ограничений неадиабатической модовой томографии океана [А 25, 64] посвящена *Часть III. “Функционально-аналитические методы решения двумерных и трехмерных задач модовой томографии скалярно-векторных неоднородностей”* (Главы 7–9).

Материал, относящийся к теоретическому обоснованию связи функции взаимной корреляции с функцией Грина отдельной моды [А 26], а также вопросы выделения полей отдельных гидроакустических мод искривленными по глубине антеннами, не перекрывающими весь волновод [А 27], не вошел в представляемую диссертационную работу в виде самостоятельных разделов. Также, в диссертации не рассматриваются отдельно, а лишь приводятся ссылки на результаты развития томографического подхода, основанного на использовании базисов полосчатого типа [А 28–А 31] для совместного восстановления характеристик водного слоя (профиль скорости звука, течения) и параметров дна (рельеф, скорость звука в приповерхностном слое осадков) [А 32–А 34, А 52]. Заметное место в развитии методов мониторинга шельфовых морей в случае слабовыраженной дисперсии занимают работы [А 35, А 53], в которых предложен и апробирован оригинальный метод, использующий частотно-временные смещения максимумов спектрограммы функции взаимной корреляции шумов для оценки вариаций параметров волновода, а также методы оценки характеристик волновода по данным в виде пространственного убывания давления и трех ортогональных составляющих вектора колебательной скорости

[А 36, А 37, А 54, А 55]. Упомянутый материал может рассматриваться как дополнения к основным результатам представляемой диссертационной работы.

Отдельное место занимают работы по исследованию характеристик сигналов воздушных летательных аппаратов [А 38–А 40], в том числе и особенностей создаваемого ими акустического поля под водой [А 41].

Актуальность темы исследования

Мировой океан играет определяющую роль в формировании условий жизни на Земле – формирует климат, генерирует кислород, содержит значительные запасы био- и энергоресурсов. Требуется методы исследования океанической среды, простые в реализации и сравнительно дешевые, позволяющие осуществлять дистанционный мониторинг процессов в водной толще, а также проводить исследования приповерхностных и глубинных структур дна океана. Примером является акустическая томография глубокого океана [57, 58] и шельфовых морей [59], использующая уникальную проникающую способность акустических волн низкой частоты в океанической среде [60 – 62].

Для восстановления глубинных структур дна используются методы томографического типа [63], как правило, основанные на использовании активного источника и протяженных приемных антенн [65]. Мощные низкочастотные излучатели и протяженные приемные антенны используются и при реконструкции неоднородностей водного слоя. Высокая стоимость эксперимента по акустическому зондированию океана, а также технические сложности, связанные с позиционированием протяженных антенных комплексов, энергообеспечением источников в условиях длительного мониторинга, являются одними из основных факторов, сдерживающих применение методов акустического дистанционного зондирования океана [66]. Продвижение в области упрощения технической стороны и удешевления гидро-сейсмоакустического эксперимента является актуальной задачей, одно из направлений решения которой связано с использованием маломощных когерентных акустических источников [67, 68].

Используемые на практике алгоритмы решения задач акустической томографии в подавляющем большинстве являются приближенными, что в общем случае накладывает ограничения на возможности успешной реализации мониторинга состояния океана, например, при наличии взаимодействия между гидроакустическими модами. Внутренние гравитационные волны, влияние рельефа дна в условиях шельфа, наличие контрастных неоднородностей в океане (возникающих, например, при перемешивании теплых течений Атлантики и холодных водных масс Арктики) делают учет неадиабатического характера распространения модовых сигналов обязательным при решении обратных задач. При этом открываются возможности улучшения обусловленности решаемой обратной задачи за счет увеличения объема первичных данных рассеяния. Однако алгоритм восстановления заметно усложняется, так как происходит обмен энергией между модами, формирующими полное акустического поля.

Среди немногих результатов, полученных в этой области следует отметить работы [69, 70], где был предложен и численно исследован метод оценки характеристик внутренних волн на основе частотных смещений максимумов интерференционной картины звукового поля источника, а также работы [71, 72], где взаимодействия мод предложено учитывать с помощью итерационных процедур. В настоящее время развитие методов неадиабатической томографии неоднородного движущегося океана является актуальным направлением современной гидроакустики, недостаточно развитым в настоящее время.

С математической точки зрения, задача акустической томографии является частным случаем более общего класса обратных задач рассеяния. Известны строгие методы решения обратных задач, разработанные для квантомеханических целей. Под функционально-аналитическими методами решения обратных задач подразумеваются методы, исторически восходящие к работам И.М. Гельфанда, Б.М. Левитана, В.А. Марченко, Т. Regge в одномерном случае, к работам Л.Д. Фаддеева, П.Г. Гриневича, С.В. Манакова, Г.М. Хенкина, Р.Г. Новикова в многомерном случае и к методам теории солитонов (см. обзор работ, например, в [73, 77]). Поскольку в изоэнергетическом случае уравнение Шредингера с точностью до обозначений совпадает с уравнением Гельмгольца (монохроматический случай), то функционально-аналитические методы перспективны и для решения задач акустической томографии. Среди сравнительно недавних результатов, полученных в области общих методов решения обратных задач можно выделить работу [78], в которой предложен алгоритм решения двумерных многоканальных обратных задач, который в дальнейшем будет называться алгоритмом Новикова-Сантацесариа. Одним из примеров такого типа задач как раз и является неадиабатическая модовая томография океана: распространение каждой моды является двумерной задачей, а взаимодействие мод соответствует многоканальному рассеянию. Детальное исследование возможностей и ограничений этого подхода для целей модовой томографии океана является актуальной проблемой.

Таким образом, в настоящее время представляется актуальным развитие новых методов акустической томографии водной толщи и дна океана, использующих современные результаты общей теории решения обратных задач рассеяния, а также допускающих более простую техническую реализацию и удешевление натурального эксперимента.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы являлась разработка и апробация методов томографического восстановления физических параметров волноводов океанического типа, основанных на анализе модового состава гидро-сейсмоакустического поля с привлечением векторной-фазовых методов обработки полей и применением функционально-аналитических алгоритмов решения обратных задач рассеяния. Методы и алгоритмы ориентированы на получение количественных характеристик геофизической среды, в первую

очередь, вертикальных профилей скоростей продольных и поперечных волн, в активном и пассивном режимах зондирования с упрощенными требованиями на техническую сложность и стоимость проведения эксперимента.

В этой связи были поставлены и решались следующие задачи:

1. Разработать и осуществить численную реализацию алгоритма томографического восстановления скалярно-векторных океанических неоднородностей, слабочувствительного к неконтролируемым смещениям вертикальных антенн в горизонтальной плоскости.
2. Разработать метод оценки критических частот гидроакустических мод по данным о фазе функции взаимной корреляции шумов мелкого моря.
3. Решить задачу выделения отдельных модовых сигналов из шумового поля, принимаемого двумя разнесенными в пространстве одиночными гидрофонами в случае, когда модовые импульсы не разделяются по временам приходов.
4. Осуществить экспериментальную реализацию корреляционной обработки шумовых сигналов с двух разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей для оценки времен распространений сигналов при наличии анизотропной помехи.
5. Решить задачу совместного восстановления параметров среды «упругое полупространство — водный слой — ледовый покров» по данным в виде дисперсионных зависимостей модовых сигналов.
6. Разработать модель сейсмоакустической томографии на волнах поверхностного типа с использованием полосчатого базиса.
7. Осуществить экспериментальную реализацию схемы активной акустической томографии параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков по данным с сейсмоприемников, расположенных на поверхности льда.
8. Осуществить экспериментальную реализацию схемы пассивной акустической томографии глубинной структуры дна океана по данным с донных сейсмоприемников.
9. Уточнить требования, которым должны удовлетворять параметры скалярно-векторных неоднородностей среды, описывающих возмущения скорости звука и поглощения, векторное поле течений, а также возмущения плотности среды, при их восстановлении методами акустической томографии.
10. Выполнить численное исследование точности и помехоустойчивости томографической процедуры совместного восстановления скорости звука, поглощения и течений функционально-аналитическим алгоритмом.
11. Разработать модель трехмерной модовой адиабатической томографии неоднородностей скорости звука в мелком море, основанной на двумерном функционально-аналитическом алгоритме.

12. Разработать модель модовой неадиабатической томографии мелкого моря, основанной на многоканальном варианте функционально-аналитического алгоритма.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования диссертационной работы являются методы и алгоритмы решения задачи дистанционной диагностики природных сред применительно к задачам гидро- и сейсмоакустики. Предметом исследования являются восстановленные пространственные распределения различных акустических характеристик геофизической среды «упругое неоднородное дно – водный слой – ледовый покров» или ее отдельных составляющих.

Методология исследования

Методология исследования основана на теоретическом построении новых схем гидро- сейсмоакустической томографии, их численном моделировании, а также на проведении натурных измерений и обработке экспериментальных данных, направленных на практическую проверку отдельных элементов развиваемых подходов. В ходе выполнения исследования было проведено детальное рассмотрение физических и математических аспектов реализации функционально-аналитических методов решения обратных задач, их адаптации с учетом специфики гидро- сейсмоакустических приложений. При численном моделировании особое внимание уделялось помехоустойчивости рассматриваемых подходов для уровней шумов, ожидаемых в натурных измерениях. Методы трехмерной активно-пассивной томографии океана разрабатывались с привлечением методологии разложения трехмерных неоднородностей по эмпирическим ортогональным функциям (функциям Карунэна — Лозва), обеспечивающим сравнительно небольшое количество неизвестных при решении обратной задачи. Для получения экспериментальных данных о векторно-фазовой структуре акустических полей использовались различные методики проведения измерений с помощью комбинированных приемных модулей, созданных на кафедре акустики физического факультета МГУ, содержащих приемник звукового давления и векторный приемник. Пассивные томографические методы оценки параметров геофизической среды «литосфера – гидросфера – ледовый покров» использовали методику пространственной спектрально-корреляционной обработки акустических полей, а также различные методы анализа дисперсионных уравнений многослойных сред. При разработке функционально-аналитических алгоритмов модовой томографии на этапе решения прямой задачи, то есть задачи рассеяния акустической волны на неоднородностях среды с учетом неадиабатических эффектов, была использована методология, основанная на рассмотрении уравнения Липпмана — Швингера, которое в рассматриваемом случае принимало матричный вид. Большинство известных методов рассматривают решение неадиабатической задачи акустического рассеяния в вертикальной плоскости вдоль трассы распространения сигнала. Использование уравнения

Липпмана-Швингера позволило учесть многоканальное рассеяние мод с учетом эффектов горизонтальной рефракции, получив исходные данные требуемой точности для решения обратной задачи.

Научная новизна работы

В диссертационной работе получены новые научные результаты в области развития методов неадиабатической модовой томографии неоднородного движущегося океана, основанных на математически строгих функционально-аналитических алгоритмах решения обратных задач рассеяния; развиты методы пассивной гидро- и сейсмоакустической томографии характеристик водного слоя и дна океана по данным с одиночных звукоприемников, регистрирующих векторно-фазовую структуру акустического поля; получены новые научные результаты при решении задачи совместного восстановления скалярных и векторных неоднородностей среды методами модовой томографии, использующей алгоритмический учет произвольного смещения антенн из точек их первоначальной постановки:

1. Впервые разработана и численно реализована схема томографического восстановления скалярно-векторных океанических неоднородностей, слабочувствительная к неконтролируемым смещениям вертикальных антенн в горизонтальной плоскости.
2. Разработан оригинальный метод оценки критических частот гидроакустических мод по данным о фазе функции взаимной корреляции шумов мелкого моря.
3. На основе обработки экспериментальных данных впервые показана возможность выделения в пассивной схеме отдельных модовых сигналов из шумового поля, принимаемого двумя разнесенными в пространстве одиночными гидрофонами.
4. Впервые осуществлена экспериментальная реализация корреляционной обработки шумов с двух разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей для оценки времен распространений сигналов при наличии анизотропной помехи.
5. Разработана оригинальная схема сейсмоакустической томографии на волнах поверхностного типа с использованием полосчатого базиса.
6. Впервые экспериментально реализована схема активной акустической томографии параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков по данным с сейсмоприемников, расположенных на поверхности льда.
7. Впервые осуществлена экспериментальная реализация схемы пассивной поверхностно-волновой сейсмоакустической томографии дна океана в районе Гавайских островов по данным с донных сейсмоприемников.
8. Впервые численным моделированием исследована точность и помехоустойчивость томографической процедуры совместного восстановления скорости звука, поглощения и течений функционально-аналитическим алгоритмом Новикова — Агальцова.

9. Разработана оригинальная схема трехмерной модовой адиабатической томографии неоднородностей скорости звука в мелком море, основанная на двумерном функционально-аналитическом алгоритме и использовании функций Карунэна — Лоэва.
10. Впервые выполнено численное моделирование модовой неадиабатической томографии мелкого моря, основанной на многоканальном варианте функционально-аналитического алгоритма.

Практическая значимость работы

Практическая значимость диссертационной работы заключается в том, что разработанные методы и алгоритмы могут быть использованы для решения конкретных практических задач мониторинга шельфовых морей Арктического региона по данным с сейсмоприемников, расположенных на поверхности льда [А 56], для томографического восстановления пространственных распределений скорости звука и течений в глубоком океане при использовании вертикальных антенн, а также на шельфе по данным с одиночных гидрофонов. Следует отметить возможности применения двумерных функционально-аналитических алгоритмов при решении задач медицинской томографии в разрабатываемых в настоящее время прототипах маммографов [79]. Также представляет практический интерес привлечение разработанных векторно-фазовых методов для оценки параметров волновода по данным в виде пространственного убывания различных составляющих акустического поля, формируемых в том числе и воздушным источником [А 36, А 41]. Другим практически важным применением векторно-фазовых методов в пассивной томографии является возможность оценки и учета при обработке экспериментальных данных пространственной анизотропии шумового поля без привлечения многоэлементных систем, что особенно актуально в низкочастотной области, представляющей наибольший интерес для пассивного мониторинга с использованием одиночных станций.

Положения, выносимые на защиту

1. Учет горизонтальной рефракции мод приводит к схеме томографического восстановления трехмерных океанических неоднородностей, содержащих течение и возмущение скорости звука, отличительной особенностью которой является слабая чувствительность к неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости на расстояния вплоть до нескольких сотен метров.
2. Частотно-временной анализ функции взаимной корреляции естественного шумового поля океана, зарегистрированного в двух пространственно разнесенных точках, обеспечивает разделение сигналов гидроакустических мод, соответствующих случаю излучения и приема этих мод в точках наблюдения.

3. Функция взаимной корреляции шумового поля, рассматриваемая только для положительных или отрицательных временных задержек, содержит информацию о фазе функции Грина и позволяет оценить критические частоты волноводных мод.
4. Использование комбинированных приемных модулей, содержащих векторные приемники, позволяет реализовать методы пассивной томографии в случае анизотропного шумового поля.
5. Выделение сигналов отдельных мод, распространяющихся в системе «ледовый покров – водный слой – упругое полупространство», по данным с сейсмоприемников, расположенных на поверхности льда, приводит к схеме сейсмоакустической томографии параметров ледового покрова, водного слоя и дна. Перспективная томографическая схема восстановления рассматриваемой геофизической среды основана на использовании полосчатого базиса.
6. Пространственная корреляционная обработка фонового сейсмоакустического шума обеспечивает реализацию схемы пассивной сейсмоакустической томографии Гавайского архипелага по данным с донных сейсмоприемников, разнесенных на расстояния до 900 км, расположенных на глубине около 5 км. Разработанный метод позволяет сократить время проведения натурного эксперимента по сравнению с полуактивными подходами, использующими сигналы от землетрясений.
7. Совместное восстановление скалярно-векторных акустических неоднородностей, описывающих возмущения скорости звука, поглощения, и векторного поля течений, по данным от квазиточечных преобразователей возможно двумерным функционально-аналитическим алгоритмом, не требующим ни линеаризации модели, ни итераций для уточнения оценок рассеивателей, ни дополнительных процедур регуляризации.
8. Многоканальный вариант функционально-аналитического алгоритма, исследованный в диссертационной работе, дает решение задачи модовой неадиабатической томографии океана. При этом учет многоканального рассеяния мод позволяет дополнительно увеличить по сравнению с адиабатическим случаем объем исходных данных для восстановления трехмерных рассеивателей.

Степень достоверности полученных результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается соответствием модельных результатов реконструкций, полученных на основе строгих физико-математических методов решения обратных задач рассеяния и вытекающих из них строгих математических соотношений, с теоретическими оценками, а также с физическими характеристиками восстанавливаемых объектов, которые задавались как при численном моделировании, так и независимо оценивались при проведении

натурных измерений. Результаты диссертационной работы апробированы на специализированных конференциях, опубликованы в рецензируемых журналах.

Апробация результатов работы

Результаты, представляемые в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих всероссийских и международных конференциях:

– 9th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics (Germany, 2009);

– XXII сессия Российского Акустического Общества (г. Москва, Россия, 2010);

– 10th European Conference on Underwater Acoustics (Turkey, 2010);

– The 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (г. Москва, Россия, 2011);

– XIII Всероссийская школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах. Волны-2012” (г. Звенигород Московской области, Россия, 2012);

– Международный симпозиум “Acoustical Imaging-31” (Warsaw, Poland, 2011);

– The 11th European Conference on Underwater Acoustics (Edinburgh, Scotland, 2012);

– XXV сессия Российского Акустического Общества (г. Москва, Россия, 2012);

– 57-я научная конференции МФТИ с международным участием “Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики. Управление и прикладная математика” (г. Долгопрудный, Россия, 2014);

– XV Всероссийская школа-семинар “Физика и применение микроволн. Волны-2015” (г. Москва, Россия, 2015);

– Международный симпозиум “Acoustical Imaging-32” (Singapore, 2013);

– Международная конференция “Quasilinear equations, inverse problems and their applications” (г. Долгопрудный, Россия, 2015);

– XV Всероссийская школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах. Волны-2016” (г. Москва, Россия, 2016);

– Международная конференция “Quasilinear equations, inverse problems and their applications” (г. Долгопрудный, Россия, 2016);

– XVI Всероссийская школа-семинар “Физика и применение микроволн. Волны-2017” (г. Москва, Россия, 2017);

– II Всероссийская акустическая конференция, совмещенная с XXX сессией Российского акустического общества (г. Нижний Новгород, Россия, 2017);

– Международная конференция “Quasilinear equations, inverse problems and their applications” (г. Долгопрудный, Россия, 2017);

– XVI Всероссийская школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах. Волны-2018” (г. Москва, Россия, 2018);

– Международная конференция “Quasilinear equations, inverse problems and their applications” (г. Долгопрудный, Россия, 2018);

– XIV Всероссийская конференция «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (г. Санкт-Петербург, Россия, 2018);

- XVII Всероссийская школа-семинар “Физика и применение микроволн. Волны-2019” (г. Москва, Россия, 2019);
- The 179th Meeting of Acoustical Society of America (Virt. meeting, USA, 2020);
- XXXII Всероссийская школа-семинар “Волновые явления: физика и применение. Волны-2021” (г. Москва, Россия, 2021);
- Международная конференция “Inverse and Ill-Posed Problems: Theory and Numerics. XIII international scientific conference and young scientist school” (г. Новосибирск, Россия, 2021);
- The 180th Meeting of Acoustical Society of America (Virt. meeting, USA, 2021),
- XXXIV сессия Российского акустического общества (г. Москва, Россия, 2022),
- Международная конференция “Quasilinear equations, inverse problems and their applications” (г. Сириус, Россия, 2022);
- Международная конференция “Inverse Problems: Modeling and Simulation” (Malta, 2022).

Кроме того, полученные результаты обсуждались на научных семинарах кафедры акустики физического факультета МГУ и кафедры математики физического факультета МГУ под руководством профессора А.Н. Боголюбова, на семинаре Лаборатории геометрических методов математической физики им. Н.Н. Боголюбова механико-математического факультета МГУ, на семинаре «Обратные задачи математической физики» под руководством А.Б. Бакушинского, А.В. Тихонравова, А.Г. Яголы, на семинаре Математического центра Новосибирского государственного университета «Актуальные проблемы прикладной математики» под руководством И.А. Тайманова, С.И. Кабанихина, А.Е. Миронова, М.А. Шишленина, а также на семинарах Научного Совета по акустике РАН, Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Научного центра волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

Публикации автора

Основные результаты диссертации изложены в 119 печатных работах, в том числе в 41 статье в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова [А 1–А 41], 14 других рецензируемых журналах [А 42–А 55], 1 патенте [А 56] и 63 публикациях в сборниках трудов конференций. Список основных публикаций автора [А1–А56, вкл. др. рец. ж. и патент] без учёта публикаций в сборниках трудов конференций представлен в конце автореферата перед списком литературы других авторов.

Личный вклад автора

Оригинальные численные и теоретические результаты, изложенные в диссертационной работе, получены автором лично либо при его определяющем участии. Выбор моделей и методов численного исследования осуществлялся

автором. Основные экспериментальные результаты получены при определяющей роли автора в обработке, анализе и интерпретации полученных данных, которые проводились совместно с соавторами публикаций, изданных по теме диссертации.

Структура и объем диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, девяти глав, формирующих три взаимосвязанных части работы, основных результатов и выводов, списка публикаций автора по теме диссертации и списка литературы. Объем работы составляет 328 страниц, включая 56 рисунков и 2 таблицы; список цитируемой литературы содержит 334 работы.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Во *введении* обозначены актуальность темы исследований, цели и задачи диссертационной работы, объект и предмет исследования, методология исследования, научная новизна и практическая значимость работы; приведены выносимые на защиту положения и краткое содержание работы, а также сведения об апробации результатов работы.

Первая глава носит обзорный характер. Выполнен обзор существующих и перспективных гидроакустических технологий, аппаратурных средств и новых подходов к изучению Северного Ледовитого океана, при этом особое внимание уделено развитию методов пассивного гидроакустического мониторинга покрытого льдами шельфа северных морей России. Рассматриваются пути построения инновационных, экологически безопасных технологий оконтуривания локальных неоднородностей, в том числе месторождений углеводородов, на покрытых льдом акваториях.

Вторая глава посвящена развитию классических схем модовой томографии неоднородного движущегося океана, использующих вертикальные антенны для регистрации излучаемого поля и определения его модового состава. Показано, что использование в качестве исходных данных для решения обратной задачи дополнительной информации о горизонтальной рефракции мод позволяет реализовать схему модовой томографии скалярно-векторных неоднородностей слабочувствительной к неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости. Горизонтальная рефракция звука в океане – хорошо известное и сравнительно подробно изученное явление [80], учет которого в томографических задачах представляет определенный интерес [72]. Смещения вертикальных антенн, как правило, присутствуют в реальных условиях и вызваны подводными течениями [81]. Используется представление акустического поля в виде «вертикальные моды – горизонтальные лучи» в адиабатическом приближении,

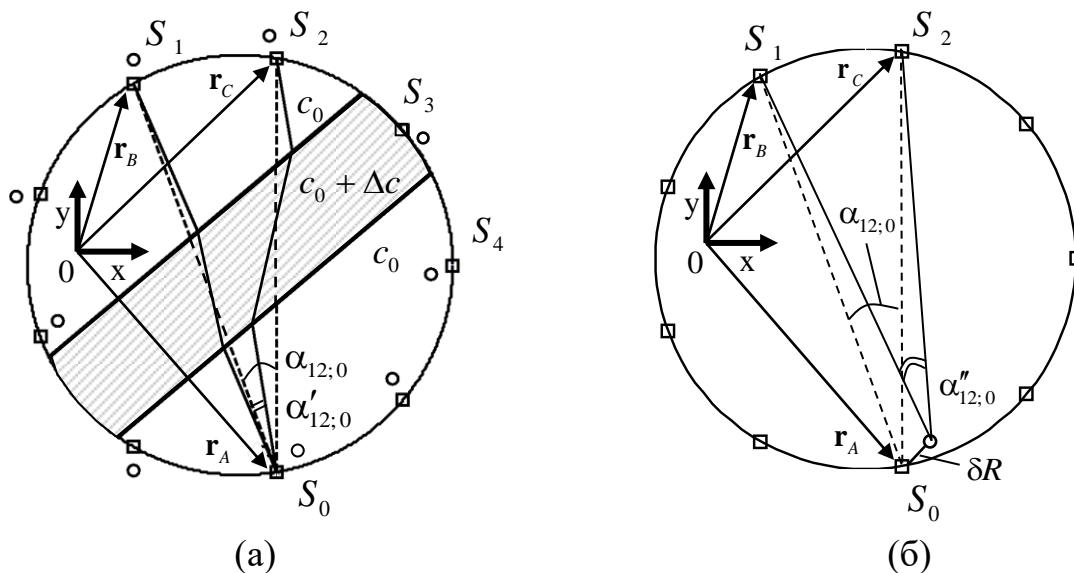


Рис. 1. Схема акватории, окруженной по периметру антеннами; несмещенное положение антенн в горизонтальной плоскости обозначено символами \square , смещенное положение (не в масштабе) – символами \circ . Наличие неоднородности (а) вызывает возмущение $\delta\alpha_{12;0} = \alpha'_{12;0} - \alpha_{12;0}$ разности углов визирования двух излучающих антенн в \mathbf{r}_B и \mathbf{r}_C одной принимающей антенной в \mathbf{r}_A , что используется для томографического восстановления. Возмущение разности углов визирования $\alpha''_{12;0} - \alpha_{12;0}$, вызванное смещением антенны в \mathbf{r}_A на расстояние δR (б), меняется слабо по сравнению с $\delta\alpha_{12;0} = \alpha'_{12;0} - \alpha_{12;0}$, если $|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_C|, |\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B| \gg |\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_C|$ и $\delta R \ll |\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_C|$.

что позволяет свести полную трехмерную (здесь и далее рассматривается система координат (\mathbf{r}, z) , где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости) задачу распространения акустического поля в океаническом волноводе к рассмотрению независимых двумерных задач для отдельных мод. В качестве угловой информации предложено рассматривать относительные углы горизонтальной рефракции мод $\alpha_{ij;k}^{(m)} = \alpha_{ik}^{(m)} - \alpha_{jk}^{(m)}$, представляющие собой разности углов визирования двух излучающих антенн с индексами i и j одной k -ой приемной антенной, m – номер моды (рис. 1; $i = 1, j = 2, k = 0$). Неизвестные смещения антенн на расстояния, много меньшие расстояний между антеннами, слабо влияют (по сравнению с влиянием характерных неоднородностей в океане) на значения $\alpha_{ij;k}^{(m)}$. Кроме того, для определения $\alpha_{ij;k}^{(m)}$ нет необходимости привязывать отсчеты углов к выделенному направлению, что необходимо делать при определении абсолютных значений углов прихода сигналов. Для определения углов прихода модовых сигналов в качестве приёмных элементов антенн предложено использовать скалярно-векторных датчиков, оснащенных компасами. Тогда процедура оценки разности углов визирования $\alpha_{12;0}^{(m)} = \alpha_{10}^{(m)} - \alpha_{20}^{(m)}$ (рис. 1) отдельно для каждой выделенной m -ой моды основывается на рассмотрении «функции правдоподобия» Кэйпона (в дальнейшем для простоты записи зависимость от m опускается):

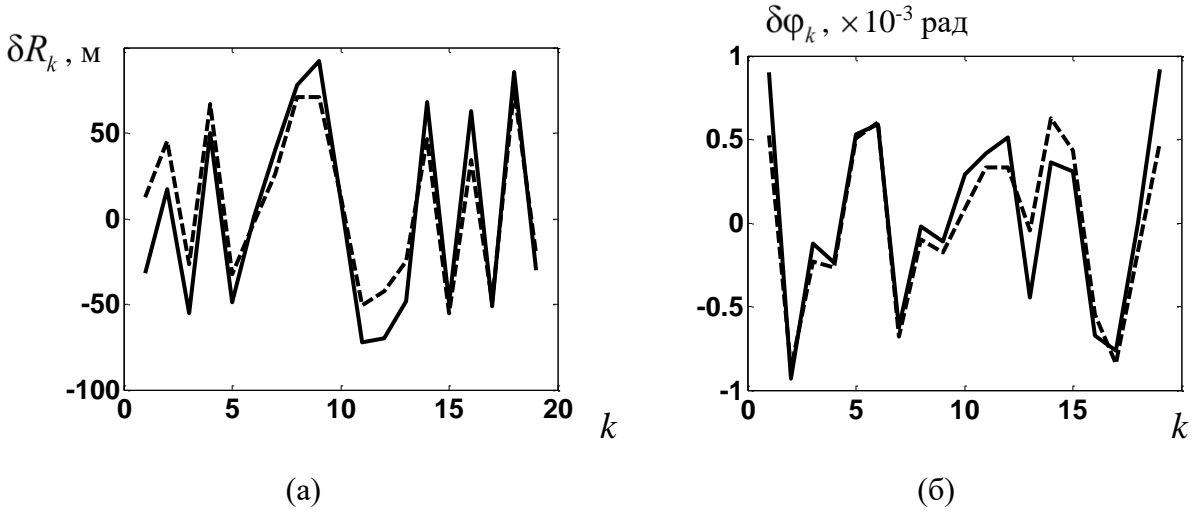


Рис. 2. Смещения антенн вдоль радиуса δR_k (а) и углы их поворотов $\delta\phi_k$ (б). Истинные смещения изображены сплошной линией; оценки смещений антенн, полученные на основе совместного использования угловой и временной информации, изображены пунктирными линиями; k – номер антенны.

$$W(\alpha_{10}, \alpha_{20}) = \frac{1}{\text{Tr} \left[K^{-1} \left(|\phi(\alpha_{10})\rangle \langle \phi(\alpha_{10})| + |\phi(\alpha_{20})\rangle \langle \phi(\alpha_{20})| \right) \right]}. \quad (1)$$

Здесь K – выборочная корреляционная матрица, состоящая из всевозможных парных (авто- и взаимных) корреляций сигналов $(S_1, S_2, V_{x0}, V_{y0}, S_0)$, где S_1, S_2 – сигналы от преобразователей антенн в \mathbf{r}_B и \mathbf{r}_C ; V_{x0}, V_{y0} – сигналы с векторного выхода и S_0 – со скалярного выхода приемников антенны в \mathbf{r}_A . Вектор-столбец и вектор строка в обозначениях Дирака изображаются символами $|\ \rangle$ и $\langle \ |$, соответственно. Фазирующие векторы в направлениях α_{10} и α_{20} в (1) имеют вид $\langle \phi(\alpha_{10})| = (1, 0, \cos \alpha_{10}, \sin \alpha_{10}, 1)$, $\langle \phi(\alpha_{20})| = (0, 1, \cos \alpha_{20}, \sin \alpha_{20}, 1)$. Они получены корреляцией каждого из сигналов типа S_1 и S_2 с сигналами типа $(S_1, S_2, V_{x0}, V_{y0}, S_0)$ при следующих предположениях: $\overline{S_i S_j} / \overline{|S_i|} \overline{|S_j|} = \delta_{ij}$ (δ_{ij} – символ Кронекера; $i, j = 1, 2$), $\overline{S_i V_{x0}} / \overline{|S_i|} \overline{|V_{x0}|} = \cos \alpha_{i0}$, $\overline{S_i V_{y0}} / \overline{|S_i|} \overline{|V_{y0}|} = \sin \alpha_{i0}$, $\overline{S_i S_0} / \overline{|S_i|} \overline{|S_0|} = 1$; горизонтальная черта сверху означает усреднение по времени накопления сигнала. Определение параметров $\hat{\alpha}_{10}$ и $\hat{\alpha}_{20}$, при которых функция $W(\alpha_{10}, \alpha_{20})$ достигает максимума, дает оценку разности углов визирования $\hat{\alpha}_{12;0} = \hat{\alpha}_{10} - \hat{\alpha}_{20}$ для моды заданного номера и частоты. Перебор разных троек антенн позволяет получить набор данных $\hat{\alpha}_{ij;k}$, используемых при решении томографической задачи. Для восстановления трехмерного возмущения гидрологических свойств акватории использовался метод описания таких возмущений на различных глубинах с помощью разложения Карунэна-Лозва (К.-Л.) [74], являющихся аналогом хорошо известных ортогональных эмпирических

функций [75], обеспечивающих описание профиля скорости звука с высокой точностью при использовании небольшого числа таких функций [72]. Для описания распределения параметров неоднородности в горизонтальной плоскости использовался полосчатый базис [А 30]. Разложение комбинированной неоднородности $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)$, восстанавливаемой в томографическом эксперименте, по рассматриваемым базисам имеет вид:

$$\Delta c(\mathbf{r}, z) \equiv c(\mathbf{r}, z) - c_0(z) = \sum_n \chi^{(n)}(\mathbf{r}) f_n(z), \text{ где } \chi^{(n)}(\mathbf{r}) = \sum_l x_l'^{(n)} \Theta_l(\mathbf{r});$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, z) = \sum_q \boldsymbol{\beta}^{(q)}(\mathbf{r}) g_q(z), \text{ где } \boldsymbol{\beta}^{(q)}(\mathbf{r}) = \sum_v x_v''^{(q)} \Theta_v(\mathbf{r});$$

здесь $\Theta_l(\mathbf{r})$, $\Theta_v(\mathbf{r})$ – базисные функции полос, специально разработанных ранее для совместного восстановления скорости звука и течений [А 1]; $x_l'^{(n)}$, $x_v''^{(q)}$ – коэффициенты разложения. Распределение параметров скалярной и векторной компонент неоднородности по глубине описывают, соответственно, функции $f_n(z)$ и $g_q(z)$ (функции К.-Л.). Вектор-столбец $|X\rangle$, образованный неизвестными коэффициентами $x_l'^{(n)}$ и $x_v''^{(q)}$ в случае известного расположения антенн и обеспечения требуемой точности измерений $\alpha_{ij;k}$ определяется из системы линейных уравнений:

$$A |X\rangle = \begin{pmatrix} |\Delta T\rangle \\ |\Delta \alpha\rangle \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$|\Delta T\rangle$, $|\Delta \alpha\rangle$ – вектор-столбцы, состоящие из наблюдаемых данных – возмущений времен распространений Δt_{ik} и возмущений разности углов визирования $\delta \alpha_{ij;k}$, вызванных присутствием неоднородности, а матрица возмущений A содержит аналогичные возмущения времен и углов, но вызванные поочередным введением в томографируемую область базисных возмущений – полосок с заданными в них различными функциям К.-Л. Решение $|\hat{X}\rangle$ избыточной системы (2) дает оценку

$$\text{искомых функций } \Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z) = \sum_n \sum_l \hat{x}_l'^{(n)} \Theta_l(\mathbf{r}) f_n(z), \quad \hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, z) = \sum_q \sum_v \hat{x}_v'' \Theta_v(\mathbf{r}) g_q(z).$$

Предлагаемая схема томографического восстановления комбинированной скалярно-векторной неоднородности состоит из четырех шагов:

$$1) \quad \text{Получение оценки } \Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z) = \sum_n \hat{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}) f_n(z), \quad \text{где}$$

$\hat{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}) = \sum_l \hat{x}_l'^{(n)} \Theta_l(\mathbf{r})$, на основе только угловой информации путем МНК-решения системы линейных уравнений $A_{\text{scal}}^{\text{angle}} |X'\rangle = |\Delta \alpha\rangle$. Здесь $|X'\rangle$ – вектор-столбец коэффициентов разложения $x_l'^{(n)}$ функций $\chi^{(n)}(\mathbf{r})$ по полосчатому

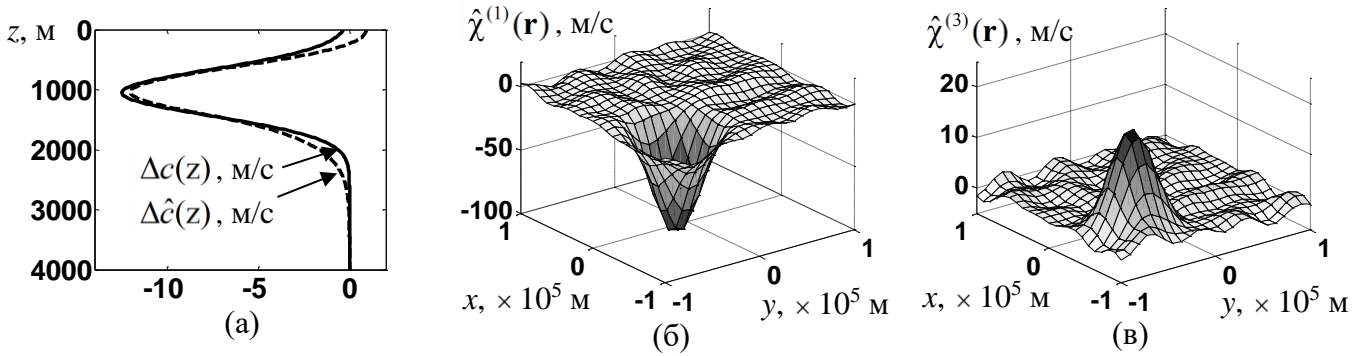


Рис. 3. Пример восстановления рефракционной компоненты $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ комбинированной неоднородности: возмущения профиля скорости звука Δc в центре неоднородности (а), оценки $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$, $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$, полученные при совместном использовании угловой и временной информации.

базису, состоящему только из скалярных базисных функций $\Theta_l(\mathbf{r})$, матрица $A_{\text{scal}}^{\text{angle}}$ состоит из возмущений углов, вызванных скалярными базисными неоднородностями. Оценка $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$ при таком восстановлении оказывается слабо чувствительной к пока неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости.

2) Получение оценки неизвестных смещений антенн в горизонтальной плоскости на основе восстановленного распределения $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$. Для этого численно рассчитываются времена распространения сигналов через восстановленную неоднородность $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$, а несоответствие между этими временами и экспериментальными данными используется для оценки смещений антенн относительно их первоначальной установки – сдвиг вдоль радиуса δR_k и поворот на угол $\delta \varphi_k$ относительно центра выбранной системы координат, k – номер антенны (см. подробно в *Разделе 2.3.*) (рис. 2).

3) Уточнение оценки $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$ на основе совместного использования угловой и временной информации при МНК-решении системы
$$\begin{pmatrix} A_{\text{scal}}^{\text{time_halfsum}} \\ A_{\text{scal}}^{\text{angle}} \end{pmatrix} |X'\rangle = \begin{pmatrix} |\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle \\ |\Delta \alpha\rangle \end{pmatrix},$$
 где матрица $A_{\text{scal}}^{\text{time_halfsum}}$ и вектор-столбец $|\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle$ образованы полусуммами возмущений времен распространения модовых импульсов между антеннами во взаимно противоположных направлениях. Это позволяет выделить эффекты влияния только скалярной компоненты восстанавливаемой неоднородности [57]. При построении $A_{\text{scal}}^{\text{time_halfsum}}$ и $|\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle$ учитывается информация об отклонениях расположения антенн, полученная на втором шаге предлагаемой схемы (рис. 3).

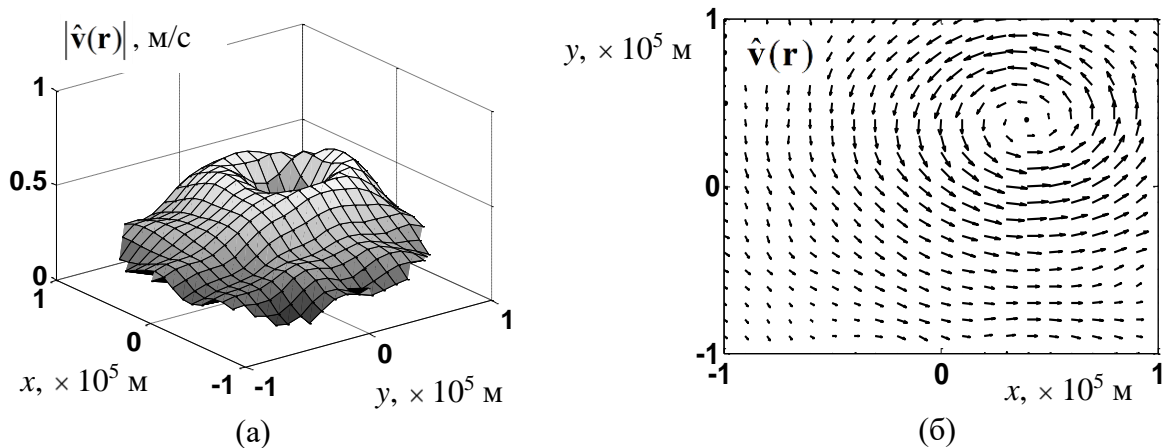


Рис. 4. Результаты восстановления распределения по акватории модуля (а) и вектора (б) скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ комбинированной неоднородности в лучепролетной схеме в случае неизвестного смещения антенн.

4) Получение оценки $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ на основе только временной информации при МНК-решении системы уравнений $A_{\text{vector}}^{\text{time_halfdif}} |X''\rangle = |\Delta T^{\text{halfdif}}\rangle$, здесь $|X''\rangle$ – вектор-столбец коэффициентов разложения x_v'' скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \sum_v x_v'' \Theta_v(\mathbf{r})$ по полосчатому базису $\Theta_v(\mathbf{r})$, матрица $A_{\text{vector}}^{\text{time_halfdif}}$ и вектор-столбец $|\Delta T^{\text{halfdif}}\rangle$ образованы полуразностями возмущений времен распространения модовых импульсов между антеннами во взаимно противоположных направлениях, что позволяет выделить эффекты влияния только течения [57].

Скорость течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ также можно восстановить по временной информации без разделения эффектов влияния $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ при МНК-решении более общей системы

$$A^{\text{time}} |X\rangle = |\Delta T\rangle, \text{ где } A^{\text{time}} \equiv \begin{pmatrix} A_{\text{scal}}^{\text{time}} & A_{\text{vector}}^{\text{time}} \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} |X'\rangle \\ |X''\rangle \end{pmatrix},$$

где матрица A^{time} образована возмущениями времен Δt_{ik} , вызванными поочередным рассмотрением векторных базисных функций. Получаемая описанным выше образом оценка именно векторной компоненты неоднородности $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ оказывается слабо чувствительной к неизвестному смещению антенн, благодаря использованию разностной временной информации (рис. 4).

Полученные в Главе 2 результаты в совокупности с разработанными алгоритмами обработки данных с искривленных антенн, не перекрывающих полностью океанический волновод [А 27], формируют теоретические основания

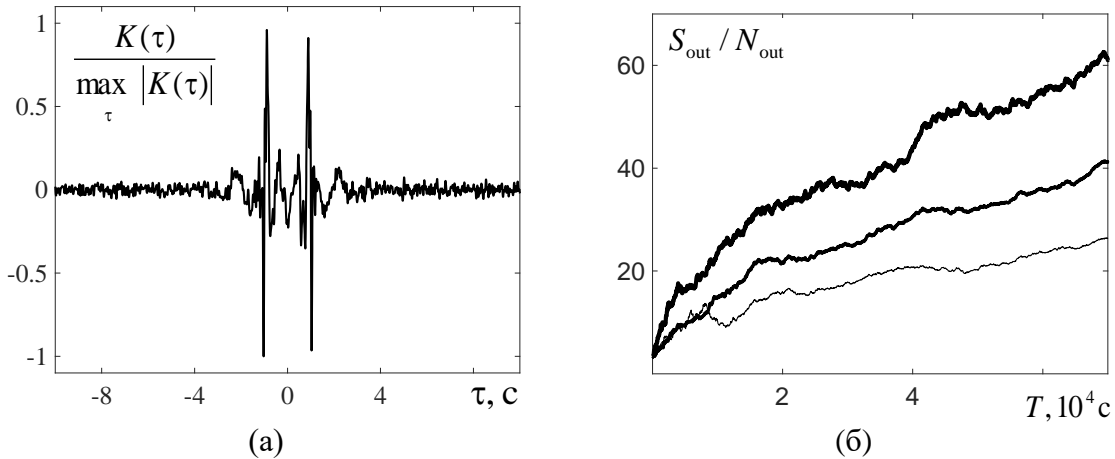


Рис. 5. Нормированная взаимная функции корреляции шумовых полей, зарегистрированных в эксперименте донными гидрофонами, разнесенными на расстояние 1 км в полосе частот 0.5 – 15 Гц (а); зависимость выходного отношения сигнал/помеха от времени накопления для полосы частот 0.5 – 5 Гц (самая толстая линия), 5 – 15 Гц (самая тонкая линия) и 0.5 – 15 Гц (средняя по толщине линия) (б).

методов модовой томографии океана со сниженными требованиям на позиционирование вертикальных антенных комплексов.

Третья глава включает в себя несколько разделов, касающихся вопросов снижения технической сложности и стоимости проведения томографического эксперимента. Так, отказ от использования дорогостоящих, громоздких низкочастотных излучателей возможен при использовании в качестве источника информации о среде естественных шумов [76]. В этом случае решение обратной задачи основывается на взаимосвязи между функцией взаимной корреляции $K(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$ шумовых полей, зарегистрированных в пространственно-разнесенных точках \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B , и запаздывающей $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$, а также опережающей $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)$ функциями Грина для выбранной пары точек:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} K(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau) \sim D[G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau) - G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)], \quad (3)$$

причем D – коэффициент, зависящий от поглощающих свойств волновода [94] и характеристик шумовых источников [А 26]. Из (3) следует, что спектр корреляционной функции прямо пропорционален мнимой части комплексного спектра функции Грина. Однако из (3) следует и возможность отдельной оценки функций Грина $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$, $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)$. Действительно, принцип причинности требует равенства нулю запаздывающей функция Грина при отрицательных τ (сигнал должен отсутствовать до момента его излучения); аналогично, при положительных τ обнуляется опережающая функция Грина. В итоге, анализ отдельно каждой из функций $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$, $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)$ позволяет оценить не только времена распространения сигналов во взаимно противоположных направлениях, но и фазу функции Грина. Так, в ходе обработки экспериментальных данных были обнаружены скачки фазы функции Грина,

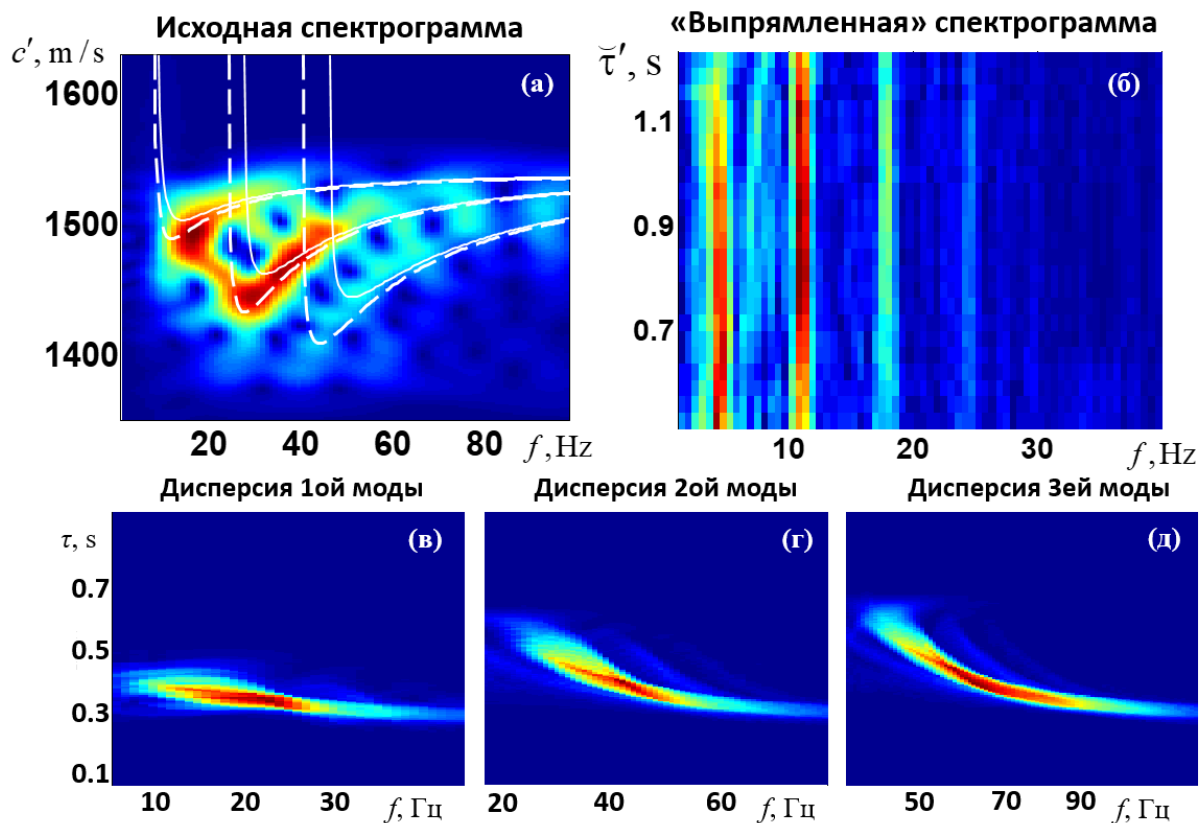


Рис. 6. Выделение мод из корреляций шумов, зарегистрированных одиночными ненаправленными гидрофонами с помощью «скручивающего» оператора: модуль нормированной спектрограммы корреляционной функции шумов (а, сплошными и пунктирными линиями обозначены дисперсионные зависимости модельного волновода с различными параметрами, близкими к условиям проведения эксперимента); результат применения к спектрограмме «скручивающего» оператора (б) позволяет отфильтровать отдельные моды; после применения преобразования обратного к «скручивающему» удастся оценить дисперсионные зависимости групповых скоростей отдельных мод (в-д).

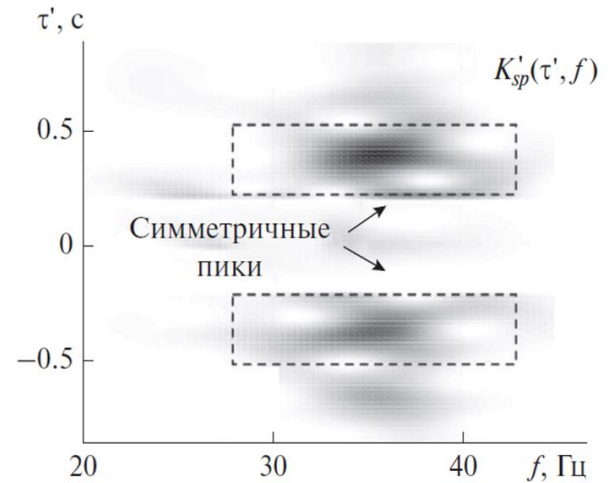
которые соответствуют критическими частотами мод (Раздел 3.3) [А 6].

Важным фактором, определяющим возможность практической реализации пассивной томографии, является время накопления шумового сигнала, требуемое для достижения приемлемых значений отношения сигнал/помеха на выходе коррелятора. Известные оценки длительности накопления составляют порядка суток [95] или даже месяца [96], что превышает время динамических изменений океана, которые могут представлять интерес. В [А 26] было предложено рассматривать корреляции не полных шумовых полей, а отдельных мод, формирующих это шумовое поле. В этом случае, как было показано в настоящей работе на основе обработки экспериментальных данных, удастся получать оценки характеристик функции Грина исследуемой области за разумные времена накопления (рис. 5).

В свою очередь, выделение полей отдельных мод может быть реализовано без использования набора протяженных по глубине антенн с помощью разработанной процедуры частотно-временного анализа спектрограммы



(a)



(б)

Рис. 7. Зимняя постанровка эксперимента на гидроакустическом полигоне МГУ (Клязьминское водохранилище) (а); нормированная спектрограмма производной функции взаимной корреляции сфазированных шумов, зарегистрированных на паре КПМ, разнесённых на расстояния ≈ 40 м при направлениях максимумов кардиоид на точки наблюдения (б).

корреляционной функции шумового поля. Основой используемого подхода является использование так называемого «оператора деформации» W («warping operator» или «скручивающий» оператор) [97]:

$$\check{K}(\tau) \equiv W K(\tau) = \sqrt{|w'(\tau)|} K[w(\tau)], \quad w(\tau) = \sqrt{\tau^2 + \tau_w^2}, \quad (4)$$

где $\check{K}(\tau) \equiv W K(\tau)$ – результат действия оператора W на исходные данные в виде корреляционной функции шумов $K(\tau)$; $\tau_w = R/c_w$, R – расстояние между точками приема шумов, c_w – скорость звука в водном слое. Основной целью обработки (4) исходных данных является «выпрямление» дисперсионных кривых, соответствующих отдельным модам (рис. б), что позволяет выделить отдельные моды из $K(\tau)$, то есть получить исходные данные для решения задачи модовой томографии (см. подробнее *Раздел 3.2*).

Дальнейшее развитие пассивных томографических методов с точки зрения их практической реализуемости основано на использовании комбинированных приемных модулей (КПМ), содержащих векторный приемник и приемник давления, вместо ненаправленных гидрофонов. В этом случае в точке расположения КПМ формирование кардиоиды позволяет отстроиться от паразитных шумов, дополнительно увеличив тем самым отношение сигнал/помеха на выходе коррелятора. В ходе проведения собственных экспериментов на гидроакустическом полигоне МГУ [А 2] показаны преимущества использования комбинированных модулей, содержащих векторный приемник и приемник давления, в задачах пассивной томографии. В этом случае, формирование диаграмм направленностей в точках приема шумового поля в форме кардиоид, позволило провести корреляционную

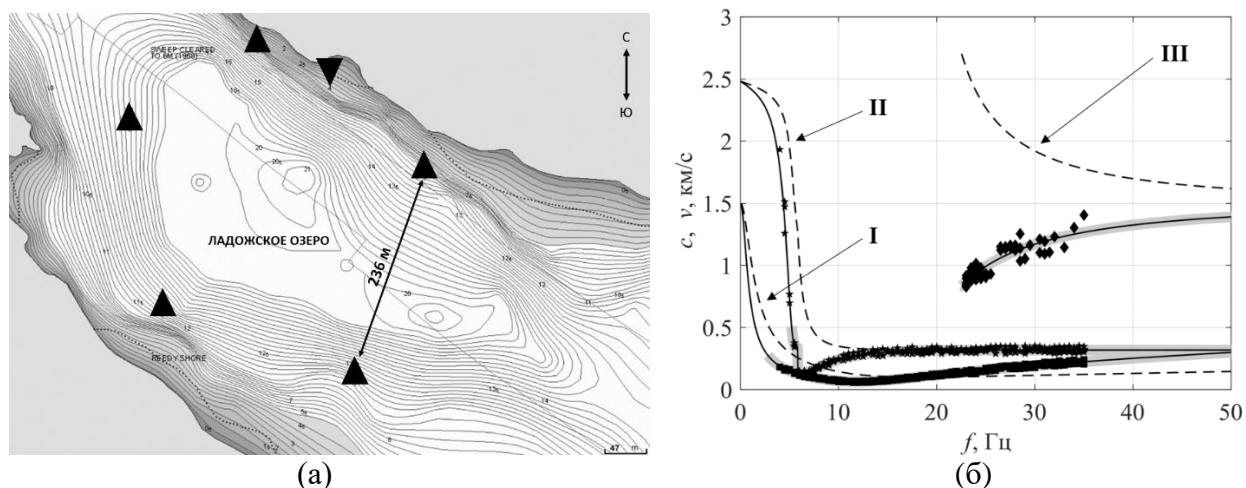


Рис. 8. (а) Схема экспериментальных работ на Ладожском озере. Треугольники обозначают места расположения сейсмометров на поверхности льда. (б) Дисперсионные кривые сейсмоакустических мод низших номеров, формирующихся в модели среды с параметрами, близкими к условиям эксперимента: I – изгибно-гравитационная волна, II – фундаментальная мода поверхностной волны рэлеевского типа, III – первая гидроакустическая мода. Сплошные линии – групповые скорости v , пунктирные линии – фазовые скорости c . Точками отмечены оценки скоростей, полученные в эксперименте.

обработку и получить исходные данные для реализации шумовой томографии в виде времен распространений сигналов между точками приема на фоне сильно выраженной анизотропной помехи (рис. 7) (см. подробнее *Раздел 3.4*).

Четвертая глава открывает следующую часть диссертационной работы, которая посвящена развитию сейсмоакустических методов модовой томографии слоистых сред. Приводится краткий обзор современных теоретических и экспериментальных подходов к сейсмоакустическому исследованию неоднородных геофизических сред, в первую очередь, в Арктическом регионе, имеющем столь важную стратегическую роль для Российской Федерации. Обсуждаются фундаментальные основы совершенствования пассивных сейсмогидроакустических методов исследований слоистых сред при наличии ледового покрова.

В пятой главе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей распространения гидро- и сейсмоакустических сигналов в ледовых условиях Ладожского озера, проведенных с помощью морских сейсморазведочных излучателей и площадной измерительной сейсмоакустической системы на основе автономных буёв вмораживаемого типа [А 14]. Место проведения измерений расположено в северо-западной части Ладожского озера в заливе Найсмери, и представляет собой вытянутый на несколько километров фьорд, шириной порядка 350 м. Глубина в самой глубокой части залива 20 м, и достаточно резко уменьшается к берегу. Измерительные

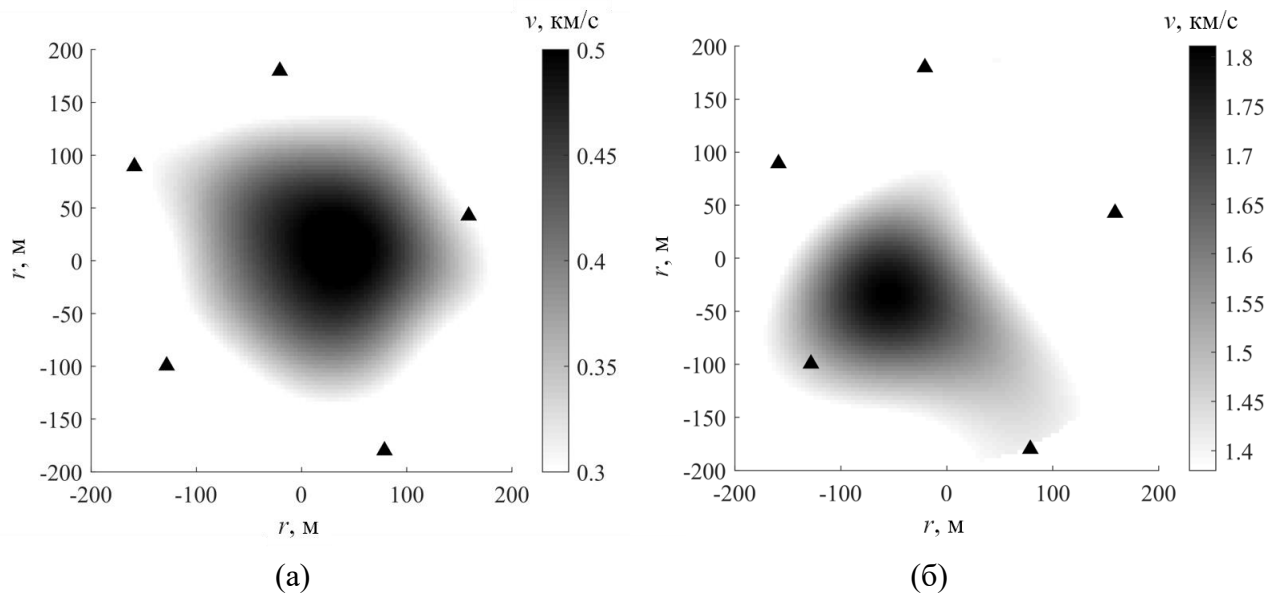


Рис 9. Результат томографического восстановления распределения групповой скорости донной поверхностной волны на частоте $f = 28.5$ Гц (а); восстановленное распределение групповой скорости первой гидроакустической моды на частоте $f = 33$ Гц (б).

пункты организовывались на поверхности ледового покрова в вершинах правильного пятиугольника (рис. 8а). Вблизи каждого измерительного пункта на дне последовательно излучалось несколько сигналов с помощью сейморужья. В результате было получено 20 трасс, покрывающих томографируемую область, вдоль которых распространяется волновое возмущение. Для определения времён пробега сигналов вдоль различных трасс вычислялась функция взаимной корреляции между сигналом, записанным в точке излучения и сигналом, принятым на удалённом пункте. Сопоставление экспериментальных данных с результатами численного моделирования дисперсионных зависимостей мод в слоистой среде «ледовый покров – водный слой – упругое полупространство» [А 7], позволило выделить в принимаемом сигнале времена распространения трех волн: изгибно-гравитационной волны, поверхностной волны рэлеевского типа и первой гидроакустической моды (рис. 8б). Для решения обратной задачи применяется линейаризованная томографическая схема на основе полосчатого базиса, предложенная ранее в [А 8, А 30] и использовавшаяся для восстановления характеристик водного слоя в Главе 2. В настоящей Главе показана возможность обобщения полученных результатов на случай совместного восстановления параметров льда, водного слоя и дна. Процесс построения матриц возмущений с помощью базисов полосчатого типа для совместного восстановления различных параметров среды подробно описан в работах [А 8, А 30, А 32]. Для восстановления сильноконтрастных скоростных аномалий в рассматриваемой слоистой среде предложена итерационная томографическая схема. На рис. 9 приводятся примеры полученных результатов томографических оценок.

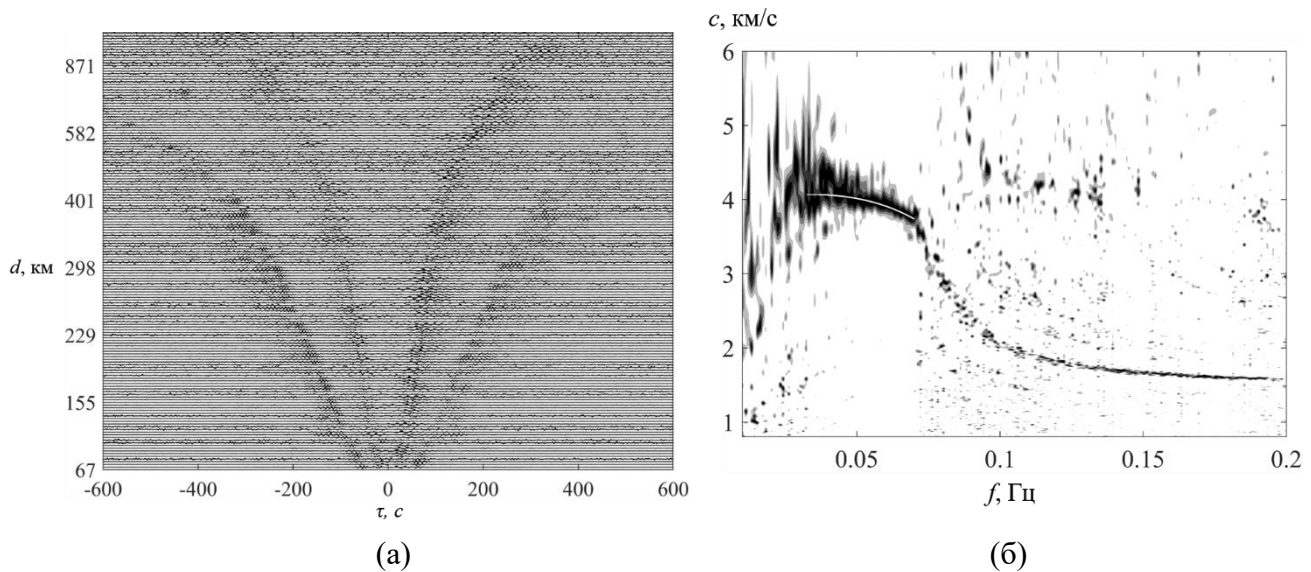


Рис. 10. (а) Производные по времени от взаимно-корреляционных функций фоновых шумов, зарегистрированных различными парами сейсмостанций, расположенных на расстояниях d друг от друга. Временные задержки τ , соответствующие максимумам изображенных функций, описывают времена распространений поверхностных волн между парами сейсмостанций во взаимно противоположных направлениях (положительные и отрицательные значения τ). (б) Результат обработки шумовых корреляционных функций методом направленного суммирования. Сплошная белая линия в низкочастотной области на рисунке (б) изображает оцененную из экспериментальных данных дисперсионную зависимость фазовой скорости.

Шестая глава посвящена исследованию возможностей использования фонового сейсмоакустического шума, сформированного на дне океана поверхностными волнами типа Шолте, для изучения структуры геофизической среды методами пассивной сейсмоакустической томографии. Приводятся результаты реконструкции глубинного строения дна океана на основе обработки экспериментальных данных, полученных сетью донных широкополосных сейсмических станций в центральной части Тихого океана в районе Гавайского архипелага (“Plume Lithosphere Undersea Melt - PLUME”) [98]. После предварительной обработки временных рядов включавшей в себя учёт передаточной функции датчиков, полосовую фильтрацию, удаление среднего и линейного тренда, а также отбраковку сигналов с заметными искажениями, осуществлялось обеление выбранных записей шумов [99]. После этого вычислялись суточные взаимно-корреляционные функции шумовых сигналов для каждой из выбранных пар станций, которые затем усреднялись за весь рассматриваемый период. Исследование зависимости выходного отношения сигнал/помеха на выходе алгоритма рассматриваемой корреляционной обработки показало, что требуемое время накопления шумового сигнала в рассматриваемом эксперименте составляет примерно три месяца, что заметно меньше времен наблюдений при использовании данных от землетресений (в рассматриваемом эксперименте ≈ 1 года).

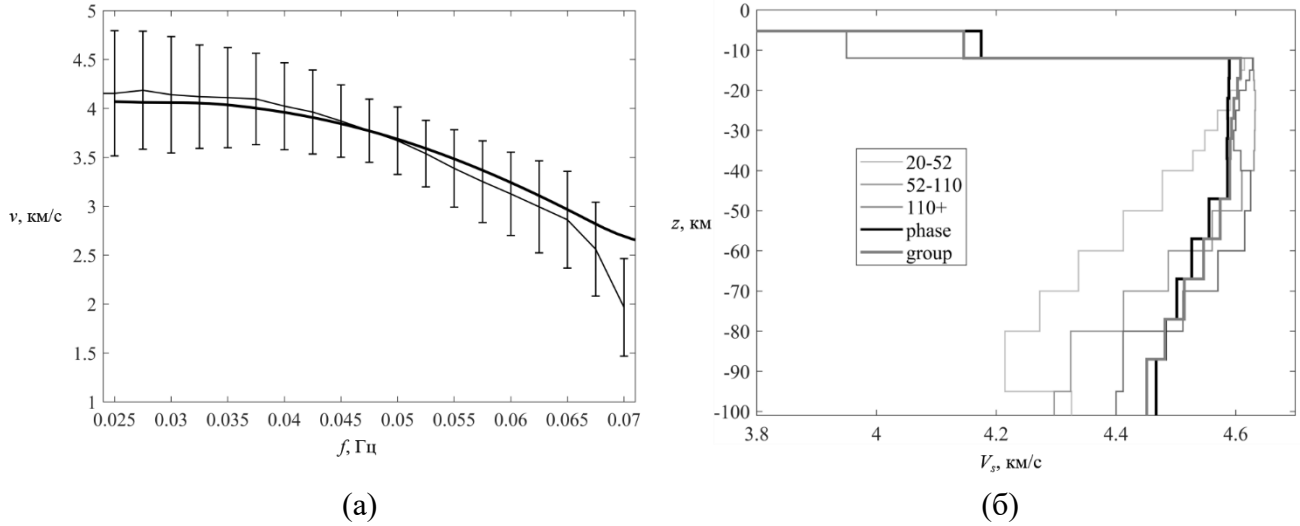


Рис. 11. (а) Усреднённая по всем трассам распространения дисперсионная зависимость групповой скорости $v(f)$ (тонкая сплошная линия), оцененная по временным задержкам, соответствующим максимумам огибающих, рассчитанных для производных по времени от шумовых корреляций (см. рис. 10а). Толстая сплошная линия изображает оценку групповой скорости, рассчитанную из фазовой скорости $c(f)$ (светлая сплошная линия на рис. 10б). (б) Результаты решения обратной задачи восстановления профиля скорости поперечной волны $V_s(z)$ по данным в виде дисперсионных зависимостей фазовой (черная толстая линия) и групповой (толстая серая линия) скоростей поверхностных волн, оцененных из шумовых данных. Тонкими линиями изображены модели литосферы Тихого океана различного возраста по литературным источникам. В рамке указан возраст соответствующей литосферы в млн лет.

Наблюдаемые волны соответствуют асимптотикам дисперсионной кривой групповой скорости донной поверхностной волны [А 7]. Для более точного определения времён распространений применялось τ - p преобразование или метод направленного суммирования [100], которое заключается в последовательном переборе фазовых скоростей из заданного интервала и суммирования сдвинутых фазовых частей спектра:

$$S(f, c) = \left| \sum_i \frac{\mathbf{F}_i(f)}{|\mathbf{F}_i(f)|} \cdot \exp\left(j \frac{2\pi f}{c} d_i\right) \right|, \quad (5)$$

где f – частота, c – фазовая скорость, \mathbf{F}_i – Фурье преобразование взаимно-корреляционной функции для i -ой пары приёмников, разнесенных на расстояние d_i , j – мнимая единица. На рис. 10б в области частот 0.02-0.07 Гц белым цветом нанесена кривая, характеризующая среднюю для рассматриваемого региона дисперсионную зависимость фазовой скорости $c(f)$, которая оценивалась на основе выделения и последующей интерполяции максимумов функции $S(f, c)$ в заданной полосе частот. На основе $c(f)$ рассчитывалась средняя по рассматриваемому региону дисперсионная зависимость групповой скорости

$$v = c \left(1 - \frac{\omega}{c} \frac{dc}{d\omega} \right)^{-1}, \quad \omega = 2\pi f \quad (\text{рис. 11a, толстая сплошная линия}).$$

Аналогичные оценки для групповой скорости были получены альтернативным путем. Производная корреляционной функции шумов пропускалась через набор узкополосных фильтров с центральными частотами f_j , после чего определялась временная задержка, представляющая собой оценку времени распространения сигнала. Полученные времена пересчитывались в значение групповой скорости $v(f_j)$ по известным расстояниям между сейсмостанциями. Оценка групповых скоростей для различных пар сейсмоприемников, дает среднее значение дисперсионной зависимости $v(f_j)$ для рассматриваемого региона, а также позволяет оценить дисперсию получаемых величин (рис. 11a, тонкая сплошная линия). Как видно на рис. 11a полученные двумя способами зависимости $v(f_j)$ совпадают в границах оцененных погрешностей. На следующем этапе решается задача инверсии оцененных дисперсионных зависимостей $c(f)$, $v(f_j)$ в вертикально-слоистую упругую модель литосферы. При решении обратной задачи минимизировалась невязка между экспериментально оцененными дисперсионными зависимостями и теоретической дисперсионной кривой, рассчитанной для выбранной модели вертикально слоистой среды [А 16]. Сопоставление результатов инверсии с известными скоростными моделями района Гавайских островов (рис. 11б) демонстрирует достоверность оценок, получаемых с помощью обсуждаемого пассивного подхода. Полученные результаты также указывают на возможность сокращения времени сбора данных в ходе проведения натурного эксперимента по сравнению с методами, использующими сигналы от землетрясений, которые должны озвучить исследуемую область с различных направлений.

Седьмая глава открывает последнюю, третью часть диссертационной работы, которая посвящена разработке схем модовой томографии, основанных на строгих функционально-аналитических методах решения обратных задач рассеяния. Использование этих методов [78, 82–88] в задачах акустической томографии [89, 90] позволяет получить решение с учетом эффектов многократного рассеяния без применения итерационных процедур. В силу того, что функционально-аналитические методы изначально разрабатывались для решения квантово-механических задач, требуется тщательный анализ возможностей применимости этих алгоритмов для целей акустической томографии. На первом этапе проводимых исследований проанализирован вывод волнового уравнения для решения томографической задачи восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей, описывающих возмущения скорости звука $c(\mathbf{r})$, векторное поле течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, а также возмущения плотности среды $\rho(\mathbf{r})$. Соответствующее уравнение

Гельмгольца, дополнительно учитывающее частотно зависящее поглощение в среде, характеризуемое амплитудным коэффициентом поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$, имеет вид:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p(\mathbf{r}) - \frac{\nabla \rho(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} + 2i \omega \frac{\alpha(\mathbf{r}, \omega)}{c(\mathbf{r})} p(\mathbf{r}) + 2i \frac{\omega}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r}) = 0.$$

Оказалось, что дополнительно (по сравнению со стандартными приближениями, рассматриваемыми при проведении процедур линеаризации исходных уравнений гидродинамики) требуется лишь, чтобы пространственные масштабы изменения невозмущенных значений скорости течения и давления заметно превышали характерную длину волны, что может выполняться в различных практических задачах акустической томографии. Полученное в итоге уравнение может рассматриваться в качестве исходного при построении схем решения обратных задач акустического рассеяния на неоднородностях скорости звука, поглощения, плотности, а также течений функционально-аналитическими методами.

Восьмая глава посвящена исследованию в рамках численного моделирования возможностей алгоритма Новикова-Агальцова [84, 91, 92] для восстановления скалярно-векторных неоднородностей. В отличие от других известных методов восстановления неоднородностей подобного типа, прошедших в том или ином виде этап численного моделирования, рассматриваемый алгоритм обладает рядом преимуществ. Так, например, процессы многократного рассеяния строго учитываются без применения итерационных процедур, в то время как в большинстве известных подходов используется первое борновское приближение [93]. Предложенные и численно реализованные ранее алгоритмы совместного восстановления скорости звука и течений [А 1, А 31] использовали лучевое приближение, т.е. являлись приближенными в этом смысле, и не затрагивали вопроса восстановления пространственного распределения коэффициента поглощения. В то же время, алгоритм Новикова-Агальцова совместно восстанавливает полное векторное поле течений, скорость звука и коэффициент поглощения при использовании данных рассеяния на нескольких (как минимум двух) частотах. При этом восстановление всех упомянутых составляющих комбинированного скалярно-векторного рассеивателя осуществляется в единой схеме, без дополнительного разделения влияния этих составляющих на данные рассеяния. Для практического применения также удобно, что исходные данные для алгоритма Новикова-Агальцова измеряются по аналогии с данными, используемыми в ранее реализованном подходе [78, А 18] для восстановления рефракционно-поглощающего рассеивателя, несмотря на то, что теперь добавляется векторная неоднородность.

Процесс распространения поля акустического давления с комплексной спектральной амплитудой $p(\mathbf{r}; \omega_j)$ в неоднородной среде, которая

характеризуется скоростью звука $c(\mathbf{r})$, амплитудным коэффициентом поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$ и вектором скорости течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, при постоянном невозмущенном значении плотности среды описывается уравнением [A 20]

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0j}^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) = v(\mathbf{r}, \omega_j) p(\mathbf{r}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla p(\mathbf{r}; \omega_j). \quad (6)$$

Здесь введены обозначения для скалярной и для векторной составляющей рассеивателя составляющей рассеивателя (т.е. для скалярной неоднородности)

$$v(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right) - 2i \omega_j \frac{\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)}{c(\mathbf{r})}, \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{\omega_j}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r}), \quad (7)$$

здесь, ω_j – циклическая частота, c_0 и $k_{0j} = \omega_j/c_0$ – скорость звука и волновое число в фоновой непоглощающей среде, временная зависимость полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$. Индекс j будет соответствовать конкретной частоте ω_j . В отсутствие или в присутствии рассеивателя акустические поля p в произвольной точке \mathbf{r} являются классическими запаздывающими функциями Грина $G_0^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$ или $G^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, соответственно. Основные этапы рассматриваемого функционально-аналитического алгоритма Новикова-Агалцова, позволяющего восстанавливать комбинированные скалярно-векторные неоднородности $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, можно представить в следующем схематическом виде:

$$G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) \longrightarrow h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \longrightarrow \mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) \longrightarrow v(\mathbf{r}, \omega_j), \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) .$$

см. [A 18] см. [90]

Переход “ $G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) \longrightarrow h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ ” от полей $G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$, излучаемых и принимаемых на границе исследуемой области квазиточечными преобразователями, к предельным значениям обобщенных амплитуд рассеяния $h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ подробно описан в [A 18]. Следующий переход “ $h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \longrightarrow \mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ ” подробно изложен в [90]. Переход от функций $\mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ к искомым оценкам функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ основан на следующих соотношениях, записанных в терминах угловых гармоник q [A 18, 90]:

$$V^-(\mathbf{r}, \omega_j) = k_{0j} \left(i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) \tilde{\mu}^-(\mathbf{r}, q = -1; \omega_j),$$

$$V^+(\mathbf{r}, \omega_j) = k_{0j} \left(i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\frac{\tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 1; \omega_j)}{\tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j)} \right],$$

$$\begin{aligned}
a^-(\mathbf{r}, \omega_j) &= 2 \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q=0; \omega_j) \right], \\
a^+(\mathbf{r}, \omega_j) &= -2 \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q=0; \omega_j) \right], \\
v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= \frac{1}{2} \left[V^-(\mathbf{r}, \omega_j) + V^+(\mathbf{r}, \omega_j) \right] - \frac{1}{8} a^+(\mathbf{r}, \omega_j) a^-(\mathbf{r}, \omega_j), \\
A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q=0; \omega_j) \right], \\
A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q=0; \omega_j) \right].
\end{aligned}$$

Следует отметить, что описываемый алгоритм Новикова-Агальцова при фиксированной частоте ω_j восстанавливает, вместо $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, комбинации следующего вида [91]:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) + \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j), \\
v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= v(\mathbf{r}, \omega_j) - i \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) + \left(\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \right)^2 + 2\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j),
\end{aligned} \tag{8}$$

где $\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ – некоторая действительная функция (скалярный потенциал), такая, что

$$\begin{cases} \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) = -\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j), \\ \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0. \end{cases} \tag{9}$$

Тем не менее, восстановление полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ возможно при использовании нескольких частот [92]. В рассматриваемой задаче для нахождения функций $s(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ требуются, как минимум, две частоты [101]. Нужно найти неизвестную функцию, т.е. безвихревую (потенциальную) составляющую $-\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ векторного поля, после чего полное векторное поле $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и скалярная составляющая неоднородности $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ находятся в соответствии с (8):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) - \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j); \tag{10}$$

$$v(\mathbf{r}, \omega_j) = v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) + i \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) - \left(\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \right)^2 - 2\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j). \tag{11}$$

Для нахождения $\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ рассматривается система (9). Используется решение двумерного уравнения Лапласа, которое записывается в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{\omega_j}{2\pi} \int_{V_S} \ln \left\{ \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right\} \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}')}{c^2(\mathbf{r}')} \right\} d\mathbf{r}', \text{ откуда}$$

$$\nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j) = -\frac{\omega_j}{2\pi} \int_{V_S} \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}')}{c^2(\mathbf{r}')} \right\} d\mathbf{r}' . \quad (12)$$

В свою очередь, при нахождении $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ используется выражение (8) для оценки скалярной составляющей $v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_j)$. Мнимая часть этой оценки имеет вид:

$$\operatorname{Im} v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_j) = \operatorname{Im} v(\mathbf{r},\omega_j) - \nabla^2 \Phi(\mathbf{r},\omega_j) = -2\omega_j \frac{\alpha(\mathbf{r},\omega_j)}{c(\mathbf{r})} + \omega_j \operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} . \quad (13)$$

Частотная зависимость коэффициента поглощения предполагается степенной и характеризуется показателем степени $\zeta = \zeta(\mathbf{r})$: $\alpha(\mathbf{r},\omega_j) = \left(\frac{\omega_j}{\omega_0} \right)^{\zeta(\mathbf{r})} \alpha(\mathbf{r},\omega_0)$, где $\omega_j, \omega_0 > 0$; в качестве ω_0 может быть задана характерная частота в рабочем частотном диапазоне, используемом при томографировании. Если показатель степени $\zeta(\mathbf{r})$ известен, то оценки скалярной составляющей $v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_j)$, полученные в рамках алгоритма Новикова-Агальцова на двух различных частотах ω_j , приводят, на основе (13), к системе линейных уравнений для

нахождения неизвестной функции $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$:

$$-2 \frac{\omega_j^{\zeta(\mathbf{r})+1}}{\omega_0^{\zeta(\mathbf{r})}} \frac{\alpha(\mathbf{r},\omega_0)}{c(\mathbf{r})} + \omega_j \operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \operatorname{Im} v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_j) . \quad (14)$$

В рассматриваемом случае двух частот ($j = 1, 2$) из (14) следует:

$$\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \frac{\omega_2^{\zeta+1} \operatorname{Im} v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_1) - \omega_1^{\zeta+1} \operatorname{Im} v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r},\omega_2)}{\omega_1 \omega_2 (\omega_2^\zeta - \omega_1^\zeta)} , \quad \zeta \equiv \zeta(\mathbf{r}) \neq 0 .$$

В случае частотно-независимого коэффициента поглощения, т.е. когда $\zeta(\mathbf{r}) = 0$,

однако $\alpha(\mathbf{r},\omega_0) \neq 0$, значение $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r},\omega_j) = \omega_j \operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ восстановить

однозначно нельзя. Следует отметить случай, когда априори известно, что отсутствуют не только неоднородности невозмущенного значения плотности среды, но также отсутствует поглощение в области томографирования, т.е. $\alpha(\mathbf{r},\omega_j) \equiv 0$. Эта ситуация может возникать, например, при распространении звука в глубоком океане, когда акустический сигнал оказывается захваченным подводным звуковым каналом и слабо взаимодействует с поверхностью и дном, в итоге слабо затухая по мере распространения. Тогда функция $v(\mathbf{r},\omega_j)$ действительна и представлена только неоднородностями скорости звука.

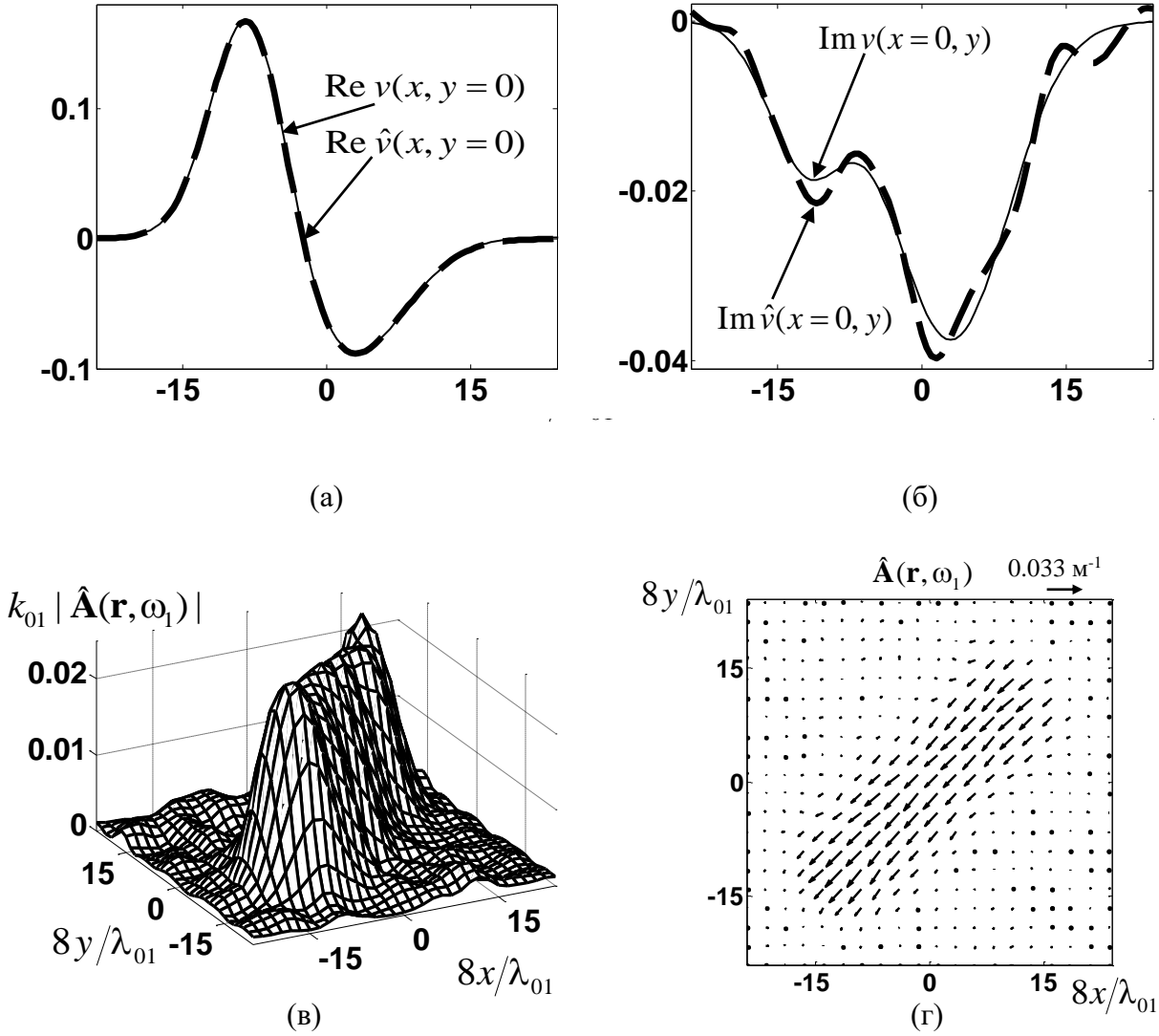


Рис. 12. Результат восстановления комбинированного скалярно-векторного рассеивателя в виде рефракционно-поглощающей (а), (б) и векторной (в), (д) составляющим по зашумленным данным на 41 частоте:
 – центральные сечения действительной (а, $y = 0$) и мнимой (б, $x = 0$) частей скалярной составляющей истинного рассеивателя v (тонкая линия) и восстановленного рассеивателя \hat{v} (толстая пунктирная линия);
 – пространственное распределение модуля $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в) и векторного поля $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (г) восстановленной векторной составляющей.

Как следствие, для восстановления скорости звука $c(\mathbf{r})$ и полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (тем самым, и вектора скорости течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$) теоретически достаточно данных рассеяния на единственной частоте, даже если $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$ [101]. Так, из (14) при фиксированной частоте ω_j и $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$

следует оценка $\omega_j \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, на основе которой из (12)

находится безвихревая составляющая векторного поля $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv -\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$; тогда из (10) и (11) в одночастотном режиме восстанавливаются $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$.

Оценку $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ можно улучшить при использовании многих частот. В

этом случае система (14) становится избыточной, и ее решение ищется МНК-методом. Найденная функция $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ используется для вычисления

$\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ посредством (12), после чего полное векторное поле $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ находится из (10). На практике интерес представляет восстановление именно вектора скорости течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, который пересчитывается из $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$:

$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{c^2(\mathbf{r})}{\omega_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$. Если можно полагать, что $\mathbf{v}(\mathbf{r}) \approx \frac{c_0^2}{\omega_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, то оценка

$\mathbf{v}(\mathbf{r})$ получена. Если же такой точности не достаточно для конкретной решаемой задачи, то оценка для $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ уточняется после определения значения $c(\mathbf{r})$ из $\text{Re } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, – см. (7), (11) и обсуждение ниже.

Когда показатель степени $\zeta(\mathbf{r})$ частотной зависимости коэффициента поглощения неизвестен, его оценка возможна при рассмотрении данных рассеяния на трех (как минимум) частотах [92]. Для повышения помехоустойчивости задачи определения $\zeta(\mathbf{r})$ было предложено рассматривать уравнение

$$\prod_{\{j1, j2, j3\}} \frac{\frac{1}{\omega_{j2}} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_{j2}) - \frac{1}{\omega_{j1}} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_{j1})}{\frac{1}{\omega_{j3}} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_{j3}) - \frac{1}{\omega_{j1}} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_{j1})} = \prod_{\{j1, j2, j3\}} \frac{\left(\frac{\omega_{j2}}{\omega_{j1}} \right)^{\zeta(\mathbf{r})} - 1}{\left(\frac{\omega_{j3}}{\omega_{j1}} \right)^{\zeta(\mathbf{r})} - 1},$$

где используются только те тройки $\{j1, j2, j3\}$, для которых $\omega_{j1} < \omega_{j2} < \omega_{j3}$, в целях обеспечения монотонности правой части приведенного уравнения.

Найденные оценки векторов $\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ позволяют, в свою очередь, оценить комплексную функцию $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, в соответствии с (11). Тогда, согласно (7), из $\text{Re } v(\mathbf{r}, \omega_j)$ находится скорость звука $c(\mathbf{r})$, из $\text{Im } v(\mathbf{r}, \omega_j)$ – коэффициент поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$, а из $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ вычисляется векторное поле

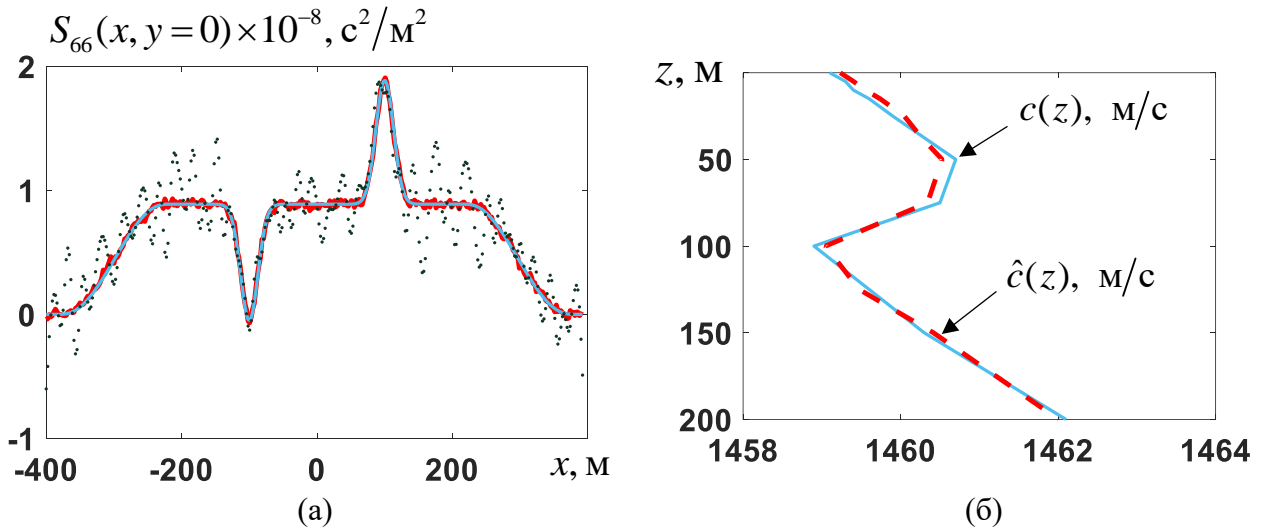


Рис. 13. Сечения исходного оператора рассеяния для шестой моды $S_{66}(x, y=0)$ (синяя линия) и результатов его восстановления при отсутствии взаимодействия мод, в монохроматическом (черные точки) и многочастотном (красные точки) режимах зондирования по зашумленным данным (а); истинный профиль скорости звука в центре неоднородности $c(x=0, y=0, z)$ (синяя сплошная линия) и результат его восстановления \hat{c} (красный пунктир) по данным в виде S_m , полученным для шести мод $n=1, \dots, 6$.

течений
$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{c^2(\mathbf{r})}{\omega_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j).$$

В качестве примера, на рис. 12 приведены результаты восстановления комбинированной неоднородности: функция рассеивателя $\nu(\mathbf{r}, \omega_j)$ содержала действительную и мнимую части, описывающие возмущения скорости звука и поглощения в исследуемой области, а также векторную составляющую рассеивателя $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$; при этом неоднородности плотности среды отсутствовали. Рассматриваемый рассеиватель является достаточно сильным (максимальный набег фазы, который он вызывает $\approx 0.3\pi$, а затухание амплитуды волны составляет ≈ 1.57 раза), что не позволяет восстановить его с приемлемой точностью в рамках первого Борновского приближения [А 21]. Как видно на рис. 12, реализованная функциональная схема обладает достаточно хорошей помехоустойчивостью и разрешающей способностью, приемлемые для решения практических задач акустической томографии (более детально о численном моделировании см. *Раздел 8.3*).

Девятая глава посвящена функциональному методу решения трехмерной монохроматической обратной задачи рассеяния. Применение строгих функционально-аналитических методов в акустических приложениях позволяет рассматривать задачи, которые до настоящего времени не имели решения, но которые представляют бесспорный практический интерес. Примером такого рода задач является неадиабатическая модовая томография неоднородного

движущегося океана. В Главе 9 предложена и численно исследована на разрешающую способность и помехоустойчивость схема модовой томографии океана, основанная на алгоритме Новикова-Сантацесариа, которая позволяет восстанавливать трехмерные рассеиватели из наборов значений двумерных операторов рассеяния с привлечением функций Карунена-Лоэва. Такой подход обладает определенной степенью новизны и ранее не рассматривался. При этом, в отличие от известных многошаговых процедур реконструкции [89, 102], для восстановления трехмерных неоднородностей функциональными алгоритмами дополнительных итераций не требуется.

Исходным для решения обратной задачи является уравнение Гельмгольца, аналогичное (6), (7), рассматриваемое для трехмерного случая:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, z; \omega_j) + k_{0j}^2(z) p(\mathbf{r}, z; \omega_j) = v(\mathbf{r}, z, \omega_j) p(\mathbf{r}, z; \omega_j) - 2i\mathbf{A}(\mathbf{r}, z, \omega_j) \nabla p(\mathbf{r}, z; \omega_j), \quad (15)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости;

$v(\mathbf{r}, z, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r}, z)} \right)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, z, \omega_j) = \frac{\omega_j}{c^2(\mathbf{r}, z)} \mathbf{v}(\mathbf{r}, z)$ – скалярная и векторная составляющие функций рассеивателя, описывающие отклонение скорости звука $c(\mathbf{r}, z)$ от ее фонового значения $c_0(\mathbf{r}, z) \equiv c_0(z)$ и присутствие течений $\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)$ (фоновая среда предполагается неподвижной $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, z) \equiv 0$); $k_{0j}(z) = \omega_j / c_0(z)$. Решение для (6) ищется в виде суммы мод [60, 61]:

$p(\mathbf{r}, z; \omega_j) = \sum_n \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) \Psi_{0n}(z; \omega_j)$, где $\Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j)$ описывает решение уравнения

Гельмгольца в горизонтальной плоскости (x, y) , а $\Psi_{0n}(z; \omega_j)$ – вертикальный профиль моды номера n в фоновом (не возмущенном) волноводе. Предполагается, что точки излучения и приема располагаются на расстояниях, для которых влиянием непрерывного спектра при разложении $p(\mathbf{r}, z; \omega_j)$ по модам можно пренебречь. В общем случае, выбор фонового волновода для решения конкретной задачи определяется лишь возможностью привлечения априорной информации об исследуемом регионе. С учетом ортогональности профилей мод $\Psi_{0n}(z; \omega_j)$, уравнение (15) переписывается в виде [103]:

$$\nabla^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0n}^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) = S_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j), \quad (16)$$

где операторы рассеяния

$$S_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \int_0^H \Psi_{0m}(z; \omega_j) \left(\frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r}, z)} \right) \Psi_{0n}(z; \omega_j) dz, \quad (17a)$$

$$\mathbf{A}_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j \int_0^H \Psi_{0m}(z; \omega_j) \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)}{c^2(\mathbf{r}, z)} \Psi_{0n}(z; \omega_j) dz, \quad (176)$$

описывают межмодовое взаимодействие, которое является прямым аналогом многоканального рассеяния в квантомеханических обратных задачах [78]; k_{0n} – горизонтальное волновое число n -ой моды в невозмущенном волноводе. Таким образом, исходная трехмерная обратная задача (15) аппроксимируется набором двумерных задач (16) для отдельных мод, связанных в общем случае между собой ввиду межмодового взаимодействия, описываемого операторами рассеяния (17а), (17б). Для учета межмодового взаимодействия при решении обратной задачи согласно [78] вводится вспомогательный оператор $V_{nm}(x, y) = [k_0^2 - k_{0n}^2] \delta_{nm} + S_{nm}(x, y)$, где $k_0 = \omega/c_0$, $c_0 \equiv \text{const}$ – некоторое характерное значение скорости звука, например, 1500 м/с; δ_{nm} – символ Кронекера. В случае присутствия в исследуемой области только возмущений скорости звука, система связанных уравнение Гельмгольца (16) для мод, преобразуется к виду:

$$\nabla^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) + k_0^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) = V_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j). \quad (18)$$

Представление (18) удобно тем, что уравнения для мод всех n -ых номеров описываются одной функцией Грина $G_0(x, y) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r}|)$, $\mathbf{r} = \{x, y\}$, которая от номера n не зависит, что и используется при восстановлении [78]. С точки зрения численной реализации, основные этапы многоканального алгоритма повторяют этапы решения двумерной задачи, подробно рассмотренной в Главе 8 с той лишь разницей, что сейчас вместо матриц, получаемых при дискретизации, например, функций $h^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, используют блочные матрицы $h^\pm(\mathbf{k}_n, \mathbf{l}_m; \omega_j)$, где $\mathbf{k}_n, \mathbf{l}_m$ – волновые векторы падающей моды номера n и рассеянной моды номера l . Таким образом, в отличие от адиабатического случая, когда обратная задача решается независимо для каждой моды, сейчас решение строится для всех рассматриваемых мод одновременно, при использовании блочной матрицы V_{nm} . Учет многоканального рассеяния в рассматриваемой задаче позволяет при заданном числе распространяющихся мод N получить на $N(N-1)/2$ исходных данных больше, чем в адиабатическом случае, так как вместо диагональных элементов $V_{nn}(x, y)$, используется полная матрица $V_{nm}(x, y)$, являющаяся симметричной. Это позволяет построить схему трехмерного восстановления, исключив из рассмотрения неудовлетворительные результаты восстановления диагональных элементов $V_{nn}(x, y)$ для мод высших номеров. Ограничив рассмотрение только недиагональными значениями $V_{nm}(x, y)$, $n \neq m$, удастся обеспечить избыточность исходных данных для восстановления вертикальной зависимости в рассматриваемой постановке задачи. Причем, исходных данных оказывается больше, чем в адиабатическом случае.

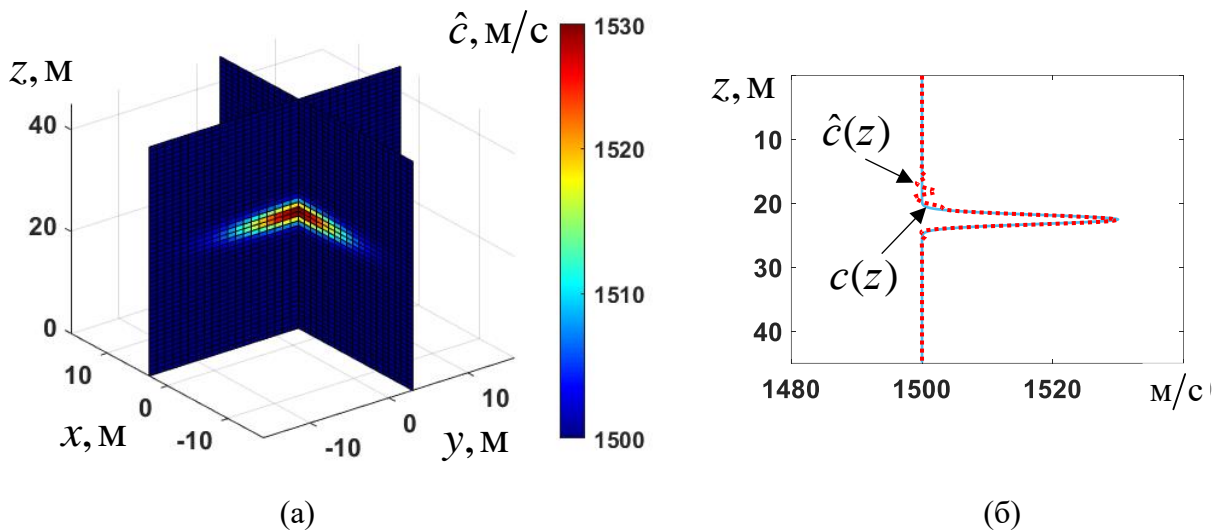


Рис. 14. Многочастотная оценка пространственного распределения скорости звука $\hat{c}(x, y, z)$, восстановленная с учетом взаимодействия мод по зашумленным данным (а); истинный $c(x = 0, y = 0, z)$ и восстановленный $\hat{c}(x = 0, y = 0, z)$ профили в центре неоднородности (б).

Для восстановления зависимости функции рассеивателя от глубины используются операторы $\hat{V}_{nm}(x, y)$, оцененные с помощью функционально-аналитического алгоритма [78]. Для фиксированной точки (x, y) в горизонтальной плоскости рассматривается следующая система уравнений относительно неизвестных коэффициентов α_l разложения

$v(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \alpha_l(x, y) \varphi_l(z)$ восстанавливаемой функции рассеивателя по функциям Карунэна-Лозва:

$$\hat{V}_{nm} = \sum_{l=1}^L \alpha_l \int_0^H \Psi_{0n}(z) \varphi_l(z) \Psi_{0m}(z) dz + [k_0^2 - k_{0n}^2] \delta_{nm}. \quad (19)$$

Решение системы (19) для каждой точки в плоскости (x, y) , позволяет оценить коэффициенты разложения $\hat{\alpha}_l(x, y)$ искомой функции рассеивателя по выбранному базису К.-Л. и, в конечном счете, оценить трехмерную функцию рассеивателя $\hat{v}(x, y, z)$: $\hat{v}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \hat{\alpha}_l(x, y) \varphi_l(z)$. Примеры результатов

восстановления трехмерных распределений скорости звука в адиабатическом приближении, а также в случае учета взаимодействия мод, представлены на рис. 13, 14 соответственно (более детально о численном моделировании см. Раздел 9.2). Как видно на рис. 13, 14 реализованная схема модовой томографии мелкого моря, основанная на многоканальном варианте функционально-аналитического алгоритма, обеспечивает решение обратной задачи по данным,

учитывающим взаимодействие мод с приемлемым пространственным разрешением. По сравнению с адиабатическим случаем используется больший объем данных рассеяния за счет рассмотрения недиагональных элементов оператора рассеяния, что позволяет дополнительно увеличить обусловленность решаемой обратной задачи в тех случаях, когда неадиабатические эффекты в виде полей мод новых номеров могут быть зарегистрированы в эксперименте с требуемой точностью.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Разработана схема томографического восстановления трехмерных скалярно-векторных неоднородностей (содержащих течение и возмущение скорости звука) в океане, основанная на измерении горизонтальной рефракции мод. Показано, что восстановление течений возможно томографическими методами в простой лучепролетной схеме без дополнительного учета смещений антенн. Для восстановления рефракционной компоненты учет смещений антенн необходим и может быть реализован при использовании дополнительной информации в виде возмущений относительных углов горизонтальной рефракции модовых импульсов. Предложен метод измерения подобной угловой информации с помощью вертикальных антенн, оснащенных приемниками градиентного типа с компасами. Основой метода определения углов горизонтальной рефракции мод является модифицированный алгоритм Кейпона. На основе совместного использования угловой и временной информации предложен метод оценки неизвестных смещений антенн в горизонтальной плоскости, что позволило улучшить результат восстановления скорости звука. Важно, что разработанный метод может быть обобщен для процессов частично пассивной (по временам распространения сигналов) томографии океана при оценке рефракционных и динамических характеристик. Для оценок угловых возмущений требуется использование активных методов излучения, так как отношение сигнал/помеха в пассивной схеме недостаточно для этих измерений.
2. В рамках численного моделирования и обработки экспериментальных данных показано, что фаза функции взаимной корреляции шумового поля, зарегистрированного двумя гидрофонами, разнесенными на расстояния, на которых модовая структура поля уже сформировалась, позволяет оценить критические частоты гидроакустических мод на основе характерных скачков фазы. Этот результат указывает на возможность оценки характеристик полной функции Грина, а не только ее мнимой части, как предполагалось ранее. Принцип причинности гарантирует разделение запаздывающей и опережающей функций Грина для положительных и отрицательных временных задержек корреляционной функции. Точность такого разделения определяется расстоянием между точками регистрации шумового поля и

шириной частотной полосы, в которой осуществляется корреляционная обработка. Факторами, ограничивающими применимость рассматриваемого метода оценки критических частот, являются нестационарность характеристик волновода в течении накопления шумового сигнала, влияние межмодовой интерференции, а также недостаточное высокое разрешение по частоте спектра функции взаимной корреляции регистрируемых сигналов. Следует отметить, что предложенный метод оценки критических частот применим и в активном режиме. В этом случае ситуация упрощается, так как за счет высокого отношения сигнал/помеха гарантируется возможность получения требуемого разрешения на различных частотах.

3. Разработан метод обработки экспериментальных данных с целью выделения модовых сигналов из шумового поля, принимаемого двумя разнесенными в пространстве одиночными гидрофонами. Особенности подхода являются выделение мод по данным с одиночных гидрофонов, а не вертикальных модовых антенн, а также пассивная схема шумовой интерферометрии, где в качестве источника акустического сигнала используются шумы океана. Для таких расстояний между гидрофонами, когда межмодовая дисперсия оказывает заметное влияние на характер распространения звука в мелком море, частотно-временной анализ функции взаимной корреляции принятого шумового поля позволяет выделить сигналы отдельных мод. Предложенный метод обработки позволяет выделить из экспериментальных данных сигналы низших мод с приемлемой точностью. Полученные результаты могут быть использованы, например, при построении схем пассивной модовой томографии мелкого моря по данным с одиночных донных гидрофонов, а также в других обратных задачах, при решении которых используются сигналы отдельных мод.
4. На основе анализа экспериментальных данных продемонстрированы преимущества корреляционной обработки шумовых сигналов с двух разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей (КПМ) для оценки времен распространений сигналов в пассивной томографической схеме. Показано, что формирование кардиоидных характеристик направленности вдоль линии, соединяющей КПМ, и последующая корреляционная обработка позволяют выделить информативные сигналы на фоне анизотропной помехи.
5. Предложена схема сейсмоакустической томографии на основе времен распространений поверхностных волн рэлеевского типа, полученных для различных достаточно узких частотных диапазонов. Решение обратной задачи основано на использовании базисов полосчатого типа, ранее разработанных для описания неоднородностей водного слоя, что позволяет реализовать единый подход к восстановлению характеристик водного слоя и дна океана. К основным ограничениям рассматриваемой схемы, относится требование достоверной оценки времен распространений сигналов между

точками приема на основе анализа функции взаимной корреляции шумовых полей в достаточно широком частотном диапазоне.

6. Предложена и экспериментально апробирована активная томографическая схема совместной оценки параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков с помощью сейсмоприемников, расположенных на поверхности льда на границе исследуемой области. Для восстановления неоднородностей, обладающих сильным контрастом, реализован итерационный алгоритм. Основой предложенного подхода является возможность выделения в экспериментальных данных отдельных модовых составляющих сигнала и оценка возмущений времен их распространения, вызванных присутствием восстанавливаемых неоднородностей. В результате обработки данных проведенных натурных измерений удалось выделить различные моды волнового поля, формирующегося в ледовых условиях эксперимента. Для модовых сигналов, дающих основной вклад в регистрируемое поле, в различных частотных диапазонах были восстановлены карты групповых скоростей в исследуемой области, по периметру которой располагались приемники. Полученные результаты демонстрируют возможности совместного восстановления характеристик дна, водной толщи и ледового покрова по данным, в виде времен распространений отдельных модовых сигналов, зарегистрированных сейсмоакустическими приемниками, расположенными на поверхности льда.
7. На основе обработки экспериментальных данных подтверждена возможность использования низкочастотного фонового шума, зарегистрированного одиночными донными станциями для целей пассивной сейсмоакустической томографии дна океана в региональном масштабе. Для района Гавайских островов показано, что в диапазоне частот 0.02-0.2 Гц функция взаимной корреляции шумов, зарегистрированных донными сейсмоприемниками, расположенными на расстояниях вплоть до ≈ 900 км при времени накопления шумового сигнала ≈ 3 месяца, позволяет оценить дисперсионные зависимости групповой и фазовой скоростей поверхностных волн в рассматриваемом регионе. Это означает, что время проведения пассивного мониторинга геофизической среды методами шумовой интерферометрии может быть существенно меньше времени, которое требуется для накопления сигналов от землетрясений (в рассматриваемом эксперименте ≈ 1 год), так как в последнем случае приходится ожидать сейсмические события, сигналы от которых должны озвучить исследуемую область с разных направлений для реализации томографического восстановления. Выделен диапазон частот 0.02–0.07 Гц в котором регистрируемые поверхностные волны наиболее чувствительны к изменению характеристик дна океана в исследуемом регионе. Для этого диапазона частот оценены средние по исследуемой области дисперсионные зависимости групповой и фазовой скоростей. Полученные оценки использовались для решения обратной задачи восстановления зависимости

скорости поперечных волн вплоть до глубин ≈ 100 км. Сравнение результатов инверсии с известными моделями рассматриваемой области, указывают на приемлемую точность оценок, получаемых в рамках предложенного подхода.

8. Численная реализация двумерного функционально-аналитического алгоритма, предназначенного для восстановления скалярно-векторных неоднородностей в задачах акустической томографии, подтвердила его работоспособность. Показано, что восстановление полного векторного поля, состоящего из соленоидальной и безвихревой составляющих, возможно в случае одновременного присутствия скалярных неоднородностей в виде скорости звука и поглощения, при использовании, как минимум, двух частот. Если же полное векторное поле восстанавливается в отсутствие скалярных неоднородностей или же в присутствии только неоднородностей скорости звука, то, достаточно данных рассеяния только на одной частоте. В обоих случаях использование большего количества частот служит цели повышения помехоустойчивости решения. Совместно с восстановлением соленоидальной составляющей удается восстановить функцию дивергенции векторного поля, и далее, на основе этой функции, восстановить безвихревую (потенциальную) составляющую векторного поля, а также рефракционно-поглощающую скалярную составляющую неоднородности. В итоге, полное векторное поле получается объединением соленоидальной и безвихревой составляющих. При этом восстанавливаемый скалярно-векторный рассеиватель может заметно исказить падающее поле, заведомо выходя за рамки первого борновского приближения. Рассмотренная функциональная схема обладает достаточно хорошей помехоустойчивостью, которая приемлема для решения практических задач акустической томографии.
9. Предложена и численно исследована трехмерная схема модовой адиабатической томографии неоднородности скорости звука в мелком море, основанная на двумерном функционально-аналитическом алгоритме. Для перехода от набора двумерных функций, восстановленных при решении обратных задач для отдельных мод, к оценке трехмерных рассеивателей используются функции Карунэна-Лоэва, что позволяет уменьшить количество неизвестных при решении обратной задачи. Показано, что разработанная схема обладает высокой разрешающей способностью при восстановлении высококонтрастных неоднородностей. Модельные результаты иллюстрируют возможность достижения приемлемой помехоустойчивости разработанной схемы при использовании широкополосного режима зондирования и серии повторяющихся экспериментов.
10. Решена численно задача модовой неадиабатической томографии мелкого моря, основанная на многоканальном варианте функционально-аналитического алгоритма. Решение обратной задачи с учетом многоканального рассеяния мод позволяет увеличить объем исходных данных для восстановления трехмерных рассеивателей по сравнению с

адиабатическим случаем. Полученные результаты формируют теоретическую основу нового научного направления, связанного с решением задач модовой томографии неоднородных движущихся сред на основе функционально-аналитического алгоритма, учитывающего взаимодействие мод. В этом случае удастся получить безытерационное решение обратной задачи, не требующее привлечение дополнительных процедур регуляризации, обладающее при этом приемлемой помехоустойчивостью и высоким пространственным разрешением.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

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

- А 1. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Трёхмерная модель томографического восстановления океанических неоднородностей при неизвестном расположении антенн // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 3. С. 348–363. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 2. Медведева Е.В., Гончаренко Б.И., Шуруп А.С. Использование разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей для исследования скалярно-векторных характеристик акустического поля // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 2. С. 278–283. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 3. Гончаренко Б.И., Дмитриев К.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Теоретические и экспериментальные исследования схемы мониторинга мелких морей гидроакустическими методами // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 6. С. 777–782. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 4. Гончаров В.В., Шуруп А.С., Годин О.А., Заботин Н.А., Веденев А.И., Сергеев С.Н., Brown M.G., Шатравин А.В. Томографическая инверсия измеренных функций взаимной корреляции шумов океана в мелкой воде с использованием лучевой теории // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 4. С. 431–441. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 5. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Заботин Н.А., Brown M.G. Выделение акустических мод во Флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // Акустический журнал. 2017. Т. 63. № 1. С. 73–83. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 6. Сабиров И.Р., Шуруп А.С. Исследование фазы функции взаимной корреляции шумового поля океанического волновода // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 1. С. 106–109. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 7. Преснов Д.А., Жостков Р.А., Гусев В.А., Шуруп А.С. Дисперсионные зависимости упругих волн в покрытом льдом мелком море // Акустический журнал. 2014. Т. 60. № 4. С. 426–436. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 8. Presnov D.A., Sobisevich A.L., Shurup A.S. Model of the geoacoustic tomography based on surface-type waves // Physics of Wave Phenomena. 2016. V. 24. No. 3. P. 249–254. **IF = 1,108 (WoS)**
- А 9. Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Шуруп А.С. Фундаментальные основы совершенствования пассивных сейсмогидроакустических методов исследования шельфа Арктики // Акустический журнал. 2021. Т. 67. № 1. С. 72–97. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 10. Преснов Д.А., Жостков Р.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С. Натурные наблюдения сейсмоакустических волн в условиях покрытого льдом водоема // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. С. 76–80. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 11. Жостков Р.А., Преснов Д.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л. Сравнение микросейсмического зондирования и томографического подхода при изучении глубинного

- строения Земли // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. №1. С.72–75. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 12. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С.* О локализации геологических отдельностей арктического шельфа на основе анализа модовой структуры сейсмоакустических полей // Доклады Академии наук. 2018. Т. 479. № 1. С. 80–83. **IF = 0.633 (WoS)**
- А 13. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С.* Исследование геоакустических полей – физическая основа мониторинга локальных неоднородностей и запасов углеводородов в Арктике // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т.82. № 5. С.565-571. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 14. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Груздев П.Д., Игнатьев В.И., Коньков А.И., Мореев А.Ю., Тарасов А.В., Шувалов А.А., Шуруп А.С.* Томографическая оценка параметров водоема при наличии ледового покрова с использованием сейсмоакустических излучателей // *Акустический журнал*. 2019. Т. 65. № 5. С. 688–698. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 15. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Исследование возможностей пассивной томографической реконструкции параметров мелкого моря по данным натурных измерений на поверхности льда // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т.84. № 6. С. 815-818. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 16. *Тихоцкий С.А., Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана // *Акустический журнал*. 2021. Т. 67. № 1. С. 107–116. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 17. *Буров В.А., Шуруп А.С., Румянцева О.Д., Зотов Д.И.* Функционально-аналитическое решение задачи акустической томографии по данным от точечных преобразователей // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т.76. № 12. С. 1524–1529. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 18. *Буров В.А., Шуруп А.С., Зотов Д.И., Румянцева О.Д.* Моделирование функционального решения задачи акустической томографии по данным от квазиточечных преобразователей // *Акустический журнал*. 2013. Т. 59. № 3. С. 391–407. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 19. *Зотов Д.И., Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Восстановление векторного поля течений функциональным алгоритмом Новикова-Агальцова и аддитивно-корреляционным способом // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т.81. № 1. С. 111–116. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 20. *Румянцева О.Д., Шуруп А.С.* Уравнение для волновых процессов в неоднородных движущихся средах и функциональное решение задачи акустической томографии на его основе // *Акустический журнал*. 2017. Т. 63. № 1. С. 94–103. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 21. *Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Совместное восстановление скорости звука, поглощения и течений функциональным алгоритмом Новикова-Агальцова // *Акустический журнал*. 2017. Т. 63. № 6. С. 700–718. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 22. *Зотов Д.И., Румянцева О.Д., Шуруп А.С.* Раздельное восстановление скорости звука, плотности среды и поглощения в задачах томографического типа // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т.82. № 1. С. 41-46. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 23. *Rumyantseva O.D., Shurup A.S., Zotov D.I.* Possibilities for separation of scalar and vector characteristics of acoustic scatterer in tomographic polychromatic regime // *Journal of Inverse and Ill-Posed Problems*. 2021. V. 29. No. 3. P. 407–420. **IF = 1,448 (WoS)**
- А 24. *Shurup A.S.* Numerical comparison of iterative and functional-analytical algorithms for inverse acoustic scattering // *Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications*. 2022. V. 10. No. 1. P. 79 –99. **IF = 1,17 (Scopus)**
- А 25. *Красулин О.С., Шуруп А.С.* Численное решение трехмерной задачи адиабатической модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т.84. № 2. С. 289–294. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 26. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Использование в пассивной томографии океана

- низкочастотных шумов // Акустический журнал. 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 27. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование коротких искривленных вертикальных антенн в акустической томографии океана // Акустический журнал. 2009. Т.55. №2. С. 232-246. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 28. Буров В.А., Попов А.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Акустическая томография океана при использовании нестандартного представления рефракционных неоднородностей // Акустический журнал. 2005. Т.51. №5. С. 602–613. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 29. Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Решение задачи прохождения и рассеяния цилиндрической волны на слабо преломляющей плоской неоднородности // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. № 6. С. 34–38. **IF = 0,536 (WoS)**
- А 30. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Роль выбора базиса в задачах акустической томографии океана // Акустический журнал. 2007. Т.53. №6. С. 791–808. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 31. Буров В.А., Грачева Т.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Двумерная модель томографического восстановления океанических неоднородностей при волновом и лучевом описании акустического поля // Акустический журнал. 2008. Т.54. №2. С. 291–306. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 32. Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Scherbina A.V. Acoustic tomography of shallow water with unknown relief of hard bottom // Physics of wave phenomena, 2013. V.21. No.2. P. 152–157. **IF = 1,108 (WoS)**
- А 33. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В. Томографическое восстановление характеристик дна мелкого моря // Акустический журнал. 2015. Т. 61. № 5. С. 583–595. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 34. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В. Возможность восстановления параметров мелкого моря методами пассивной томографии по данным с донных гидрофонов // Известия РАН. Серия Физическая. 2015. Т.79. №12. С. 1682–1686. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 35. Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Выделение мод из шумового поля мелкого моря одиночными донными гидрофонами для целей пассивной томографии // Акустический журнал. 2014. Т. 60. № 6. С. 611–622. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 36. Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Муханов П.Ю., Шуруп А.С. Экспериментальное исследование особенностей убывания акустического поля в мелком пресном водоеме при наличии свободной границы // Известия РАН. Серия физическая. 2019. Т.83. № 1. С. 96–98. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 37. Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Шуруп А.С. Особенности распространения звукового сигнала в мелком пресном водоеме при разной глубине погружения источника звука // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2019. № 5. С. 81–87. **IF = 0.536 (WoS)**
- А 38. Корольков А.И., Князева К.С., Шуруп А.С. Теоретические и экспериментальные исследования корреляционных характеристик сигналов, отраженных вращающимся винтом // Акустический журнал. 2020. Т. 66. № 6. С. 681–689. **IF = 1,116 (WoS)**
- А 39. Корольков А.И., Медведева Е.В., Шуруп А.С. Акустический метод обнаружения и идентификации винтовых летательных аппаратов // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т.85. № 1. С. 116–120. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 40. Корольков А.И., Князева К.С., Шуруп А.С. Акустическая локация на основе метода тройной корреляции // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т.86. № 1. С. 105–109. **IF = 0,547 (РИНЦ)**
- А 41. Гончаренко Б.И., Павловский А.А., Шуруп А.С. Особенности формирования акустического поля воздушного источника в мелком водоеме с газонасыщенным слоем осадков // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2022. №5. С. 84–90. **IF = 0,536 (WoS)**

Публикации в других рецензируемых научных журналах:

- А 42. *Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Совместное восстановление параметров водного слоя и дна мелкого моря методами модовой томографии // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750107. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 43. *Сабиров И.Р., Шуруп А.С.* Пассивная томография мелкого моря по данным о фазе функции взаимной корреляции шумов // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2019. № 4. С. 1940102. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 44. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Метод пассивной томографической реконструкции глубинных неоднородностей морского дна // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750810. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 45. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Сейсмоакустическая модовая томография осадков, водной толщи и льда мелкого моря // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2020. № 1. С. 2011002. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 46. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Жостков Р.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С., Лиходеев Д.В., Агафонов В.М.* Геоакустический шумовой мониторинг подледных акваторий северных морей // Наука и технологические разработки. 2017. Т. 96. № 3. С. 31-46. **IF = 1,462 (РИНЦ)**
- А 47. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Новые методы сейсмоакустического мониторинга в условиях Арктического шельфа // Деловой журнал Neftegaz.RU. 2017. № 1. С. 108-113. **IF = 0,326 (РИНЦ)**
- А 48. *Преснов Д.А., Жостков Р.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л., Лиходеев Д.В., Белобородов Д.Е., Передерин Ф.В.* Экспериментальное исследование геоакустических волн в условиях мелкого моря, покрытого льдом // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2016. № 6. С. 116704. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 49. *Жостков Р.А., Преснов Д.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л.* Сравнение результатов статистического и дисперсионного подходов в изучении глубинного строения Земли на примере Гавайского плюма // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2016. № 6. С. 165406. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 50. *Зотов Д.И., Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Восстановление векторных акустических неоднородностей при численном моделировании и экспериментальной реализации // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2016. № 6. С. 166706. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 51. *Дмитриев К.В., Зотов Д.И., Румянцева О.Д., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Развитие методов и алгоритмов решения обратных акустических задач рассеяния // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750803. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 52. *Буров В.А., Демин И.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В.* Совместное восстановление совокупности характеристик океанического волновода методами акустической томографии // Вестник Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. 2013. № 5(1). С. 66 – 73. **IF = 0,327 (РИНЦ)**
- А 53. *Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Исследование особенностей спектрально-корреляционных характеристик низкочастотных шумов мелкого моря для целей пассивной томографии // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750113. **IF = 0,077 (РИНЦ)**
- А 54. *Медведева Е.В., Гончаренко Б.И., Шуруп А.С.* Исследование векторно-фазовой структуры звукового поля на гидроакустическом полигоне МГУ для целей пассивной томографии // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2019. № 4. С. 1940101. **IF = 0,077 (РИНЦ)**

А 55. *Медведева Е.В., Гончаренко Б.И., Шуруп А.С.* Особенности формирования скалярно-векторных характеристик звукового поля в мелком пресном водоеме в летний период и зимой при наличии ледового покрова // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2020. № 1. С. 2010105. **IF = 0,077 (РИНЦ)**

Патент:

А 56. *Дмитриченко В.П., Преснов Д.А., Руденко О.В., Собисевич А.Л., Собисевич Л.Е., Сухопаров П.Д., Тихоцкий С.А., Шуруп А.С.* Способ поиска полезных ископаемых на шельфе морей, покрытых льдом // Приоритет изобретения 07 декабря 2016 г. Заявка № 3016147964. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений РФ: 05.03.2018.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

*(нумерация цитируемой литературы продолжает
предшествующий список авторских публикаций)*

57. *Munk W., Worcester P., Wunsch C.* Ocean Acoustic Tomography. Cambridge University Press, 1995. 433 p.
58. *Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртенов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 255 с.
59. *Kaneko A., Zhu X.H., Lin J.* Coastal acoustic tomography. Elsevier. 2020. 362 p.
60. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
61. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
62. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
63. *Яновская Т.Б.* Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях. СПб.: Наука. 2015. 166 с.
64. *Красулин О.С., Шуруп А.С.* Функциональное решение задачи томографии океана с учетом неадиабатического взаимодействия модовых сигналов // Акустика океана. Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС. 2018. С. 213-216.
65. *Калинин А.В., Калинин В.В., Пивоваров Б.Л.* Сейсмоакустические исследования на акваториях. М.: Недра, 1983. 204 с.
66. *Гончаров В. В., Куртенов В. М.* Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане. М.: Наука, 1987. С. 15-24.
67. *Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Стромков А.А., Таланов В.И., Хилько А.И.* Экспериментальное исследование возможностей сейсмоакустического зондирования морского дна когерентными импульсными сигналами // Акустический журнал. 2012. Т. 58. № 2. С. 227-236.
68. *Калинина В.И., Смирнов И.П., Хилько А.И., Курин В.В., Хилько А.А.* Восстановление параметров морского дна при когерентном сейсмоакустическом зондировании. III. Накопление сигналов и подавление шумов // Акустический журнал. 2019. Т. 65. № 1. С. 10-21.
69. *Кузькин В.М., Луньков А.А., Пересёлков С.А.* Частотные смещения максимумов звукового поля, вызванные интенсивными внутренними волнами // Акустический журнал. 2012. Т.58. №3. С. 342-349.
70. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление внутренних волн в океанических волноводах // Акустический журнал. 2009. Т.53. №5. С. 395-400.
71. *Voronovich A. G., Shang E. C.* Horizontal refraction modal tomography of the ocean with mode interactions //IEEE Journal of Oceanic Engineering. 1999. V. 24. N. 2. P. 224-231.

72. Shang E.C., Voronovich A.G., Wang Y.Y., Naugolnykh K., Ostrovsky L. New schemes of ocean acoustic tomography // J. Com. Acoust. 2000. V. 8. N. 3. P. 459-471.
73. Буров В.А., Румянцева О.Д. Решение двумерной обратной задачи акустического рассеяния на основе функционально-аналитических методов // Акустический журнал. 1992. Т.38. № 3. С. 413–420.
74. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шмелев А.А. Возможность восстановления сезонной изменчивости мирового океана методами акустической томографии // Акустический журнал. 2007. Т.53. №3. С.302–312.
75. Tolstoy A., Diachok O., Frazer L. Acoustic Tomography via matched field processing // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V.89. N.3. P. 1119–1127.
76. Godin O.A. Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross correlation in an inhomogeneous moving medium // Physical Review Letters. 2006. V. 97. № 5. P. 054301.
77. Буров В.А., Вечерин С.Н., Морозов С.А., Румянцева О.Д. Моделирование точного решения обратной задачи акустического рассеяния функциональными методами // Акустический журнал. 2010. Т. 56. № 4. С.516–536.
78. Novikov R.G., Santacesaria M. Monochromatic reconstruction algorithms for two-dimensional multi-channel inverse problems // International Mathematics Research Notices. 2013. V. 2013. N. 6. P. 1205–1229.
79. Буров В.А., Зотов Д.И., Румянцева О.Д. Восстановление пространственных распределений скорости звука и поглощения в фантомах мягких биотканей по экспериментальным данным ультразвукового томографирования // Акустический журнал. 2015. Т. 61. № 2. С. 254–273.
80. Петров П.С. Математическое моделирование горизонтальной рефракции звука в трехмерных волноводах мелкого моря. Диссертация на соискание уч. степени д.ф.-м.н. ТОИ ДВО РАН, 2020. 347 с.
81. Кравчун П.Н., Тонаканов О.С. Влияние подводного течения на направленность линейной гидроакустической антенны // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 1991. Т. 32. №3. С. 99–102.
82. Новиков Р.Г. Восстановление двумерного оператора Шредингера по амплитуде рассеяния при фиксированной энергии // Функцион. анализ и его прил. 1986. Т. 20. № 3. С. 90–91.
83. Гриневич П.Г., Манаков С.В. Обратная задача теории рассеяния для двумерного оператора Шредингера, $\bar{\delta}$ -метод и нелинейные уравнения // Функцион. анализ и его прил. 1986. Т. 20. № 2. С. 14–24.
84. Novikov R.G. The inverse scattering problem on a fixed energy level for the two-dimensional Schrödinger operator // Journal of Functional Analysis. 1992. V. 103. N 2. P. 409–463.
85. Novikov R.G. Rapidly converging approximation in inverse quantum scattering in dimension 2 // Physics Letters A. 1998. V. 238. N 2–3. P. 73–78.
86. Novikov R.G. The $\bar{\delta}$ -approach to approximate inverse scattering at fixed energy in three dimensions // International Mathematics Research Papers. 2005. N 6. P. 287–349.
87. Новиков Р.Г., Хенкин Г.М. $\bar{\delta}$ -уравнение в многомерной обратной задаче рассеяния // Успехи математических наук. 1987. Т. 42. № 3 (255). С. 93–152.
88. Новиков Р.Г. Многомерная обратная спектральная задача для уравнения $-\Delta\psi + (v(\mathbf{x}) - E)u(\mathbf{x})\psi = 0$ // Функцион. анализ и его прил. 1988. Т. 22. N 4. С. 11–22.
89. Алексеенко Н.В., Буров В.А., Румянцева О.Д. Решение трехмерной обратной задачи акустического рассеяния. Модифицированный алгоритм Новикова // Акустический журнал. 2008. Т.54. № 3. С.469–482.
90. Буров В.А., Алексеенко Н.В., Румянцева О.Д. Многочастотное обобщение алгоритма Новикова для решения обратной двумерной задачи рассеяния // Акустический журнал. 2009. Т. 55. № 6. С. 784–798.
91. Agaltsov A.D., Novikov R.G. Riemann–Hilbert problem approach for two-dimensional flow inverse scattering // J. Math. Phys. 2014. V. 55. N 10. P. 103502-1–103502-25.

92. *Agaltsov A.D.* On the reconstruction of parameters of a moving fluid from the Dirichlet-to-Neumann map // *Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications*. 2016. V. 4. N 1. P. 4–11.
93. *Rychagov M.N., Ermert H.* Reconstruction of fluid motion in acoustic diffraction tomography // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. N 5. P. 3029–3035.
94. *Roux P., Sabra K.G., Kuperman W.A.* Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. № 1. P. 79-84.
95. *Zabotin N.A., Godin O.A.* Emergence of acoustic Green's functions from time averages of ambient noise // *Acta Acustica united with Acustica*. 2011. V. 97. №. 1. P. 44-53.
96. *Курьянов Б.Ф.* К возможности пассивной акустической томографии в диффузном шумовом поле // Доклады XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XVII сессией Российского акуст. общества. М.: ГЕОС, 2006. С.179-185.
97. *Bonnell J., Gervaise C., Nicolas B., Mars J.I.* Single-receiver geoacoustic inversion using modal reversal // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 131. No. 1. P. 119–128.
98. *Laske G., Collins J.A., Wolfe C.J., Solomon S.C., Detrick R.S., Orcutt J.A., Bercovici D., Hauri E.H.* Probing the Hawaiian hot spot with new ocean bottom instruments // *EOS Trans. AGU*. 2009. V. 90. N. 41. P. 362-363.
99. *Bensen G.D., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Levshin A.L., Lin F., Moschetti M.P., Shapiro N.M., Yang Y.* Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements // *Geophys. J. Int.* 2007. V. 169. P. 1239–1260.
100. *Клаербоут Д.Ф.* Сейсмическое изображение земных недр. М.: Недра, 1989. 407 с.
101. *Agaltsov A.D.* A global uniqueness result for acoustic tomography of moving fluid // *Bulletin des Sciences Mathématiques*. 2015. V. 139. N 8. P. 937–942.
102. *Буров В. А., Румянцева О. Д.* Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. II: Обратные задачи акустического рассеяния. М.: ЛЕНАНД, 2020, 2021. 768 с.
103. *Baykov S.V., Burov V.A., Sergeev S.N.* Mode tomography of moving ocean // 3rd European conference on Underwater acoustics. 1996. P. 845 – 850.