

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

На правах рукописи

ШУРУП Андрей Сергеевич

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

Специальность: 1.3.7 – акустика

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

<u>ВВЕДЕНИЕ</u>	4
<u>ЧАСТЬ I. ТОМОГРАФИЯ ОКЕАНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ О ВЕКТОРНО-ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ</u>	27
<u>Глава 1.</u> Современные методы исследований неоднородного движущегося океана.....	28
<u>Глава 2.</u> Трехмерная модель томографического восстановления скалярно-векторных океанических неоднородностей при неизвестном расположении вертикальных антенн.....	42
<i>Раздел 2.1. Использование базисов полосчатого типа для совместного восстановления трехмерных неоднородностей скорости звука и течений в океане.</i>	44
<i>Раздел 2.2. Учет информации о горизонтальной рефракции гидроакустических мод.</i>	51
<i>Раздел 2.3. Численное исследование схемы томографии океана слабо чувствительной к неизвестному смещению вертикальных антенн в горизонтальной плоскости.</i>	61
<u>Глава 3.</u> Методы пассивной модовой томографии океана с применением одиночных гидрофонов и векторных приемников.....	74
<i>Раздел 3.1. Использование естественных шумов для оценки функции Грина в задачах пассивной томографии океана.</i>	75
<i>Раздел 3.2. Выделение акустических мод шумового поля одиночными гидрофонами.</i>	82
<i>Раздел 3.3. Исследование особенностей фазы пространственной корреляции шумового поля.</i>	99
<i>Раздел 3.4. Корреляционная обработка анизотропного шумового поля с использованием комбинированных приемных модулей</i>	106
<u>ЧАСТЬ II. ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ СРЕДЫ «ЛИТОСФЕРА–ГИДРОСФЕРА–ЛЕДОВЫЙ ПОКРОВ»</u>	117
<u>Глава 4.</u> Современные направления развития сейсмоакустических методов исследования неоднородных геофизических сред при наличии ледового покрова.....	118
<u>Глава 5.</u> Экспериментальная томографическая оценка параметров геофизической среды при наличии ледового покрова.....	136
<i>Раздел 5.1. Модель сейсмоакустической томографии на волнах поверхностного типа с использованием полосчатого базиса.</i>	139

<i>Раздел 5.2. Томографическая схема совместной оценки параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков с активным источником</i>	150
Глава 6. Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана	165
<i>Раздел 6.1. Оценка дисперсионных зависимостей фазовых и групповых скоростей волн Шолте по данным экспериментальных наблюдений</i>	166
<i>Раздел 6.2. Решение обратной задачи восстановления упругих характеристик дна океана в пассивном режиме с использованием одиночных донных приемников</i>	178
ЧАСТЬ III. ФУНКЦИОНАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ МОДОВОЙ ТОМОГРАФИИ СКАЛЯРНО-ВЕКТОРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ	185
Глава 7. Уравнение для волновых акустических процессов в присутствии скалярно-векторных неоднородностей среды	186
<i>Раздел 7.1. Волновое уравнение в присутствии неоднородностей скорости звука, плотности среды и течений</i>	187
<i>Раздел 7.2. Уравнение Гельмгольца в неоднородной среде при наличии течений</i>	195
Глава 8. Функционально-аналитическое решение двумерной задачи томографического восстановления неоднородностей скорости звука, поглощения и вектора скорости течений по данным от квазиточечных преобразователей	206
<i>Раздел 8.1. Нахождение амплитуды рассеяния по данным от квазиточечных преобразователей</i>	207
<i>Раздел 8.2. Основные этапы алгоритма реконструкции скалярно-векторных неоднородностей</i>	215
<i>Раздел 8.3. Совместное восстановление скорости звука, поглощения и течений функционально-аналитическим алгоритмом</i>	233
Глава 9. Трехмерная модель модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма	252
<i>Раздел 9.1. Решение задачи адиабатической модовой томографии океана</i>	252
<i>Раздел 9.2. Неадиабатическая модовая томография океана</i>	272
<u>ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ</u>	283
<u>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА</u>	289
<u>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</u>	307

ВВЕДЕНИЕ

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]. 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] 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]. 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 также впервые полученным при этом результатам модельных исследований возможностей и ограничений неадиабатической модовой томографии океана [А 25, А 109, А 114] 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 64, А 66], а также вопросы выделения полей отдельных гидроакустических мод искривленными по глубине антеннами, не перекрывающими весь волновод [А 27, А 61, А 62], 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]. Заметное место в развитии методов мониторинга шельфовых морей в случае слабовыраженной дисперсии занимают работы [А 35, А 47, А 86, А 113], 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 А 117]. 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. Требуются 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 [120, 121] и шельфовых морей [122], использующая уникальную проникающую способность акустических волн низкой частоты в океанической среде [123 – 125].

Для восстановления глубинных структур дна используются методы томографического типа [126], как правило, основанные на использовании активного источника и протяженных приемных антенн [127]. 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 [128]. 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 [129, 130].

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 акустическое поле. Среди немногих результатов, полученных в этой области следует отметить работы [131–133], где был предложен и численно исследован метод оценки характеристик внутренних волн на основе частотных смещений максимумов интерференционной картины звукового поля источника, а также работы [134, 135], 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 [136, 137]). 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 [138], 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-Лоэва), 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 119], 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 [139]. Также представляет практический интерес привлечение разработанных векторно-фазовых методов для оценки параметров волнового поля по данным в виде пространственного убывания различных составляющих акустического поля, формируемых в том числе и воздушным источником [А 36, А 41, А 117]. 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 натурального 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 натуральных 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 119] и 63 публикациях в сборниках трудов конференций [А 56–А 118]. Общий список основных публикаций автора представлен в конце диссертационной работы 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 текста, 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 диссертации

Во *введении* обосновывается актуальность темы исследования, сформулированы цели и задачи диссертационной работы, обозначены объект и предмет исследования, методология, а также научная новизна и практическая значимость работы, перечислены выносимые на защиту положения, описывается краткое содержание работы по главам, приводятся сведения об апробации результатов работы.

Первая глава носит обзорный характер. Выполнен обзор существующих и перспективных гидроакустических технологий, аппаратных 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. Подобного рода смещения, как правило, присутствуют в реальных условиях и вызваны подводными течениями. Для оценки возмущений углов приходов модовых сигналов, вызванных присутствием океанических неоднородностей, обосновано использование векторных приемников. Полученные результаты в совокупности с разработанными ранее алгоритмами обработки данных с искривленных антенн, не перекрывающих полностью океанический волновод [А 27, А 61, А 62], формируют теоретические основания 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 обоснован при использовании в качестве источника информации о среде естественных шумов и выделении в принимаемом шумовом поле отдельных мод, что позволяет получать оценки характеристик функции Грина исследуемой области за разумные времена накопления шумового сигнала. Выделение полей отдельных мод в свою очередь может быть реализовано без использования набора протяженных по глубине антенн с помощью разработанной процедуры частотно-временного анализа спектрограммы корреляционной функции шумового поля. Наконец, в ходе проведения собственных экспериментов на гидроакустическом полигоне МГУ 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, позволяет провести корреляционную обработку сфазированных полей и получить исходные данные для реализации шумовой томографии даже на фоне сильно выраженной анизотропной помехи.

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 натурных испытаний в ледовых условиях Ладожского озера морских сейсморазведочных излучателей и площадной измерительной сейсмоакустической системы на основе автономных буёв вмораживаемого типа. Демонстрируется возможность выделения в принимаемом сигнале отдельных мод, распространяющихся в системе «ледовый покров – водный слой – упругое полупространство». Предложена итерационная томографическая схема, позволяющая восстанавливать сильноконтрастные скоростные аномалии в рассматриваемой слоистой среде. Приводятся результаты томографической оценки характеристик дна, водного слоя и ледовой пластины в активном режиме.

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 района Гавайских островов на основе обработки экспериментальных данных, полученных сетью донных широкополосных сейсмических станций. Решение обратной задачи состоит из двух этапов. Сначала оцениваются дисперсионные зависимости фазовых и групповых скоростей поверхностных волн на основе анализа функции взаимной корреляции фонового шума между различными

парами донных сейсмоприемников. На втором этапе решается задача инверсии оцененных дисперсионных зависимостей в вертикально-слоистую упругую модель литосферы. Сопоставление результатов инверсии с известными скоростными моделями района Гавайских островов демонстрирует достоверность оценок, получаемых с помощью обсуждаемого пассивного подхода. Полученные результаты также указывают на возможность сокращения времени сбора данных в ходе проведения натурального 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 [138, 140–146] в задачах акустической томографии [147, 148] 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 и уравнения Гельмгольца для решения томографической задачи восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей, описывающих возмущения скорости звука и поглощения, векторное поле течений, а также возмущения плотности среды. 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 [142, 149, 150] 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 [151 – 153]. 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 [138, А 18] для восстановления рефракционно-поглощающего рассеивателя, несмотря на то, что теперь добавляется

векторная неоднородность.

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-Лозва. Такой подход обладает определенной степенью новизны и ранее не рассматривался. При этом, в отличие от известных многошаговых процедур реконструкции [147, 154], для восстановления трехмерных неоднородностей функциональными алгоритмами дополнительных итераций не требуется.

Завершают диссертационную работу *основные результаты и выводы*, подводящие итог представленного материала, а также *список публикаций* автора и список других цитируемых публикаций.

ЧАСТЬ I. ТОМОГРАФИЯ ОКЕАНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ О ВЕКТОРНО-ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ.

Первая часть диссертационной работы посвящена модовой томографии океана. После краткого обзора современных методов мониторинга океана, представленного в Главе 1, далее, в Главе 2 рассматривается схема томографического восстановления скалярно-векторной неоднородности (содержащей и течение, и возмущение скорости звука) в океане, основанная на измерении горизонтальной рефракции мод. В качестве исходных данных используются времена распространения мод и разности углов проходов модовых импульсов от двух излучающих антенн на одну приемную антенну. Важной отличительной особенностью предлагаемого подхода является его слабая чувствительность к неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости на расстояния вплоть до нескольких сотен метров. Представлены результаты численного моделирования восстановления комбинированной скалярно-векторной неоднородности по предлагаемой схеме.

С целью дальнейшего упрощения технической сложности эксперимента в Главе 3 демонстрируется возможность отказа от использования вертикальных антенн для выделения акустических мод. Особенности подхода являются выделение мод по данным с одиночных гидрофонов, а не вертикальных модовых антенн, а также использования в качестве источника акустического сигнала шумов океана. В результате обработки эксперимента, проведенном в проливе Florida Straits, удалось выделить первые четыре моды акустического поля. Полученные данные позволяют сделать вывод о возможности использования метода в целях мониторинга мелкого моря со сложными гидрологическими условиями.

Практическая реализация пассивной томографии во многом определяется временем накопления шумов В *Разделе 3.1.* на основе обработки экспериментальных данных демонстрируется важность выбора

низкочастотного диапазона, в котором шумовое поле сформировано преимущественно одной модой, что дает выигрыш по времени накопления в сравнении с более широкой полосой частот, в которой присутствуют несколько распространяющихся мод. Также, на основе обработки экспериментальных данных в *Разделе 3.4.* 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, позволяет выделить информативные сигналы на фоне анизотропной помехи.

Важный результат обсуждается в *Разделе 3.3.*, где демонстрируются возможности оценки характеристик фазы функции Грина в пассивной схеме. Строго математически, корреляционная функция шумов позволяет оценить только мнимую часть функции Грина [155], однако, в силу принципа причинности возможно выделение из корреляционной функции информации о полной функции Грина. Обсуждаются преимущества и ограничения метода оценки критических частот гидроакустических мод по данным о фазе функции взаимной корреляции шумов мелкого моря. Результаты численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными, зарегистрированными в Баренцевом море.

Глава 1. Современные методы исследований неоднородного движущегося океана.

Существующие методы мониторинга океана можно условно разделить на «контактные», направленные на непосредственное измерение физических параметров океана с борта судна или с помощью автономных подводных аппаратов, а также «дистанционные», к которым относятся спутниковые

наблюдения и различные методы акустической томографии. Спутниковые средства дистанционного зондирования позволяют получать исчерпывающие сведения о состоянии приповерхностного слоя океана, но не дают возможности наблюдать за внутренними процессами. Поэтому для исследования глубин мирового океана широко применяются относительно дешёвые, свободно дрейфующие и «ныряющие» зонды-датчики, собирающие сведения о температуре, солёности, давлении, скорости звука и других параметрах водной толщи. На текущий момент в различных уголках мирового океана функционируют примерно 4000 подобных автономный буюв. Все они были созданы и запущены в рамках международного проекта ARGO [156, 157]. Автономный буй способен погружаться на глубины до 2000 – 6000 м, а затем всплывать на поверхность океана (цикл погружения-всплытия составляет от 6 до 12 часов) и передавать накопленную информацию по спутниковым каналам связи с точной привязкой к географическим координатам. В связи с тем, что стоимость буюв сравнительно невелика, их количество постоянно увеличивается и тем самым формируется глобальная сеть наблюдения за мировым океаном.

Отметим также контактные измерения физических параметров океана, проводимые с помощью управляемых подводных аппаратов, траектория движения которых задается заранее и, при необходимости, дистанционно корректируется. Особое значение гидроакустические методы исследования имеют в условиях ледового покрова Арктики. Здесь использование подводных аппаратов и дрейфующих, «ныряющих» зондов осложнено, а в некоторых случаях и невозможно, в связи с трудностями контроля их положения подо льдами, а также передачи данных с них или по гидроакустическому каналу связи, или через спутник при всплытии на поверхность.

Несмотря на технические трудности, в настоящее время в Арктике

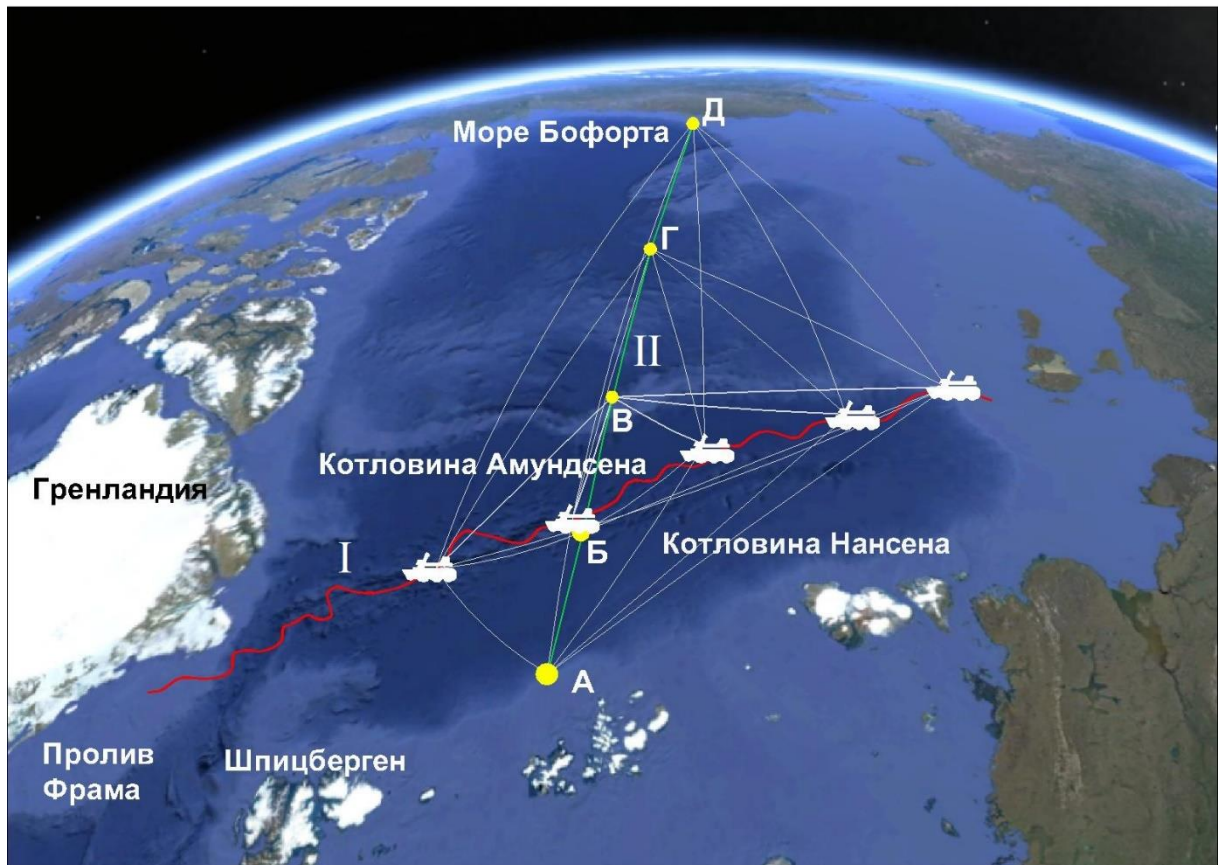


Рис. 1.1. Одна из концепций проекта СААТЕХ [158]. Линией I изображена условная траектория дрейфа ледокола в рамках проекта MOSAiC, который обеспечивает излучение низкочастотного сигнала. Точки А, Б, ... Д характеризуют положения приемных систем. Линия II, соединяющая указанные точки, соответствует трансарктическому акустическому распространению (эксперимент ТАР) [159, 160].

планируется и непосредственно реализуется ряд крупномасштабных научных проектов и программ исследований среди которых можно выделить проекты: MOSAiC (Multidisciplinary drifting Observatory for the Study of Arctic Climate), СААТЕХ (Coordinated Arctic Acoustic Thermometry Experiment), CANAPE (Canada Basin Acoustic Propagation Experiment), IQOE (International Quiet Ocean Experiment), GOOS (Global Ocean Observing System), INTAROS (Integrated Arctic Observation System) и другие. Рассматриваются различные подходы к проведению исследований. Так, например, в проекте MOSAiC [162] (рис. 1.1) используется ледокол, вмороженный в лед и дрейфующий вместе с ним, что

является развитием всемирно известной серии отечественных дрейфующих ледовых экспедиций «Северный Полюс», технологии дрейфа ледокола вместе с ледовым покровом отрабатывались в рамках экспедиции «ТРАНСАРКТИКА» [161]. Не менее масштабный комплексный проект междисциплинарных научных исследований в Арктике был запланирован российскими учеными в рамках экспедиции «Северный полюс – 41». Дрейфующая научная станция на всём протяжении сопровождается ледоколом, обеспечивающим все современные потребности экспедиции, включая и вопросы безопасности сотрудников.

Альтернативный подход мониторинга труднодоступных регионов подразумевает создание подводной акустической системы геолокации на основе донных, заякоренных, а также вмороженных в лед и дрейфующих станций. Предполагается, что сеть подобных станций с акустическими «маяками» обеспечит подводную систему геолокации (проект INTAROS) по аналогии с известными системами глобального позиционирования. Массовое развертывание системы акустической геолокации на базе относительно дешевых дрейфующих погружаемых модулей, конструктивно аналогичных буям ARGO, способно обеспечить работу точечных океанографических измерений, пассивного акустического мониторинга и акустической термометрии (в активной или пассивной ее реализации) в высоких широтах. Основная цель таких исследований – изучение процессов, происходящих в Арктическом регионе и связанных, в первую очередь, с критическими изменениями климатических условий. Полученные данные критически важны для успешного экономического освоения этого богатого природными ресурсами региона. При этом определяющая роль в изучении Арктики и мониторинге происходящих там изменений отводится гидро- и сейсмоакустическим методам, включая и томографические.

Исторически методы акустической томографии океана восходят к работам У. Манка (W. Munk) и К. Вунша (C. Wunsch) 1979 года [163], впервые

предложившим и экспериментально апробировавшим лучевую томографическую схему; в дальнейшем были развиты и другие варианты томографии океана [120]. Важную роль в формировании облика современной акустической томографии океана сыграли отечественные ученые [121]. Изначально методы акустической томографии были разработаны для глубокого океана, где их практическое применение было сильно ограничено высокой стоимостью эксперимента, а также техническими сложностями его реализации. В последнее время в связи с широкомасштабным освоением шельфа, в том числе и Арктического шельфа, все больше внимания уделяется вопросам акустического мониторинга мелкого моря. Задача осложняется в теоретической части описания процессов распространения акустических волн в мелком море. Необходимо учитывать влияние донных слоев, ледового покрова, особенности дисперсионных свойств волновода. Одновременно задача упрощается в плане практической реализации решения: снижение стоимости и технической сложности проведения натурного эксперимента по сравнению с глубоким океаном за счет уменьшения числа приемных элементов и возможности, в предельном случае, отказаться от развертывания приемных антенн.

Важным шагом на пути упрощения и удешевления гидроакустического эксперимента стали пассивные методы, позволяющие отказаться от использования специального источника, как правило, дорогостоящего, громоздкого, требующего решения вопросов его энергообеспечения. Основой пассивных методов, как уже отмечалось ранее, являются идеи шумовой интерферометрии, заключающиеся в использовании естественного шума океана, а также антропогенного шума, в первую очередь – шумов удаленного судоходства – в качестве источника информации об исследуемой области [А 26, 164, 165–168]. Если характеристики шумового поля меняются слабо за время его накопления, то пространственная функция взаимной корреляции шумового поля позволяет получить информацию о функции Грина среды

[169–172]. Несмотря на всю привлекательность пассивных методов, их возможности практического применения сильно ограничены временем накопления шумового сигнала, требуемого для достоверной оценки функции Грина. В зависимости от расстояний между точками приема шумов, пространственной анизотропии шумового поля, технических характеристик приемной системы (одиночный гидрофон или антенна, рассматриваемая полоса частот) и других условий, время накопления может превышать нескольких дней и даже недель, что делает невозможным применение пассивных методов для мониторинга быстро протекающих процессов в океане. Для оценки же параметров волновода, которые слабо изменяются за время проведения эксперимента, например, приповерхностных характеристик дна, применение шумовой интерферометрии оказывается возможным даже на фоне быстроменяющихся гидрологических условий [188].

В настоящее время возможности применения пассивных методов в задачах гидроакустического мониторинга океана успешно подтверждены в ходе экспериментов по термометрии акватории [173, 174], пассивной томографии [А 4, 178, 175], при измерении скоростей океанических течений [176, А 35], а также при оценке приповерхностных характеристик дна [177, 179, 180]. Для решения обратной задачи используются оценки времен распространений сигналов вдоль разных лучей или дисперсионные зависимости групповых скоростей мод, а не полная функция Грина, поскольку строго оценить функцию Грина только по данным о функции взаимной корреляции шумов оказывается невозможно (см. обсуждения в *Разделе 3.1.* и далее).

Следует отметить результаты работ [А 6, А 47], где на основе анализа экспериментальных данных была выдвинута гипотеза о возможности оценки фазы функции Грина, что, на первый взгляд, противоречит теоретическим результатами. Было показано [А 6, А 47], что фаза комплексного спектра экспериментальной функции взаимной корреляции шумов, взятой только при

положительных (или отрицательных) временах задержки, имеет характерные особенности на частотах, близких к ожидаемым частотам зарождения низших номеров гидроакустических мод модельного волновода. Полученные в [А 6, А 47] результаты свидетельствуют о том, что при определенном подходе к обработке корреляционной функции шумов возможно извлечение из нее информации о фазе функции Грина.

Важную роль при реализации пассивного мониторинга играет возможность выделения из регистрируемого шумового поля отдельных мод с последующей их корреляционной обработкой. Для выделения отдельных гидроакустических мод, распространяющихся в океаническом волноводе, как правило, используют вертикальные антенны [181, 182] и различные алгоритмы пространственной фильтрации. В случае, когда антенны не перекрывают волновод по глубине и оказываются искривлены океаническими течениями, выделение мод шумового поля может основываться на анализе собственных значений и собственных векторов матрицы шумовых корреляций полей, зарегистрированными гидрофонами двух разнесенных в пространстве антенн [А 26, А 27]. Основное преимущество модовой корреляционной обработки по сравнению с корреляцией полных полей заключается в сокращении времени накопления шумов, которое требуется для достоверной оценки дисперсионных зависимостей отдельных мод [А 26]. В работе [А 26] было получено теоретически, что функция взаимной корреляции шумового поля океана, принимаемого гидрофонами двух разнесенных в пространстве модовых антенн, позволяет оценить времена приходов мод, как если бы они излучались одной антенной и принимались другой антенной. В этом случае время накопления шумового сигнала оказывается существенно меньшим известных оценок, полученных для безграничной трехмерной среды (точечный высокочастотный прием сигнала). В дальнейшем, на основе обработки экспериментальных данных была продемонстрирована принципиальная возможность пассивного мониторинга характеристик

волновода на примере приливно-отливных вариаций глубины и скорости течений при рассмотрении шумовых полей, сформированных небольшим числом мод [А 35]. Шумы регистрировались одиночными донными ненаправленными гидрофонами, а для перехода к маломодовому режиму рассматривались низкие частоты, где акустическое поле формировалось небольшим числом распространяющихся мод. Полученные в [А 26, А 35, А 27] результаты позволяют говорить о возможности практической реализации пассивной модовой томографии – относительно нового направления в акустической томографии океана. Также в работе [А 26] была высказана идея о дополнительном сокращении времени накопления шумов при использовании комбинированных приемников, позволяющих в одной точке пространства регистрировать как скалярные, так и векторные характеристики акустических полей [183]. Применение векторного приемника в ледовых условиях, позволило определить направление на источник сигнала путем поляризационного анализа группы волн, возбуждаемых в ледовом покрове [184]. Одно из преимуществ использования комбинированных приемников заключается в возможности приема сигнала с заданного направления за счет формирования кардиоиды [183]. Использование двух разнесенных в пространстве комбинированных приемников позволяет «сфазировать» их друг на друга, тем самым выделить из всех шумов, приходящих с различных направлений, лишь те, которые распространяются преимущественно вдоль линии, соединяющей центры рассматриваемых приемников. Именно эти шумы и дают основной вклад в информативную часть корреляционной функции шумов, позволяющей оценить характеристики функции Грина. Исключение из корреляционной обработки «паразитных» шумов позволяет улучшить отношение сигнал/помеха на выходе коррелятора, тем самым сократив требуемое время накопления шумового сигнала примерно в 4 раза по сравнению с ненаправленным приемом [А 26]. Следует отметить, что на точность оценки характеристик функции Грина из корреляционной

функции шумов оказывает заметное влияние анизотропия шумового поля [164, 185], которая заранее, как правило, не известна. В случае использования комбинированных приемников такая сложность не возникает, т.к. пространственная анизотропия шумов может быть напрямую измерена и учтена при последующей корреляционной обработке. Преимущества использования векторных приемников в задачах томографии океана с контролируемым источником рассматривались в [186], где в ходе проведения эксперимента была показана возможность использования вариаций углов приходов сигналов в качестве дополнительных данных при мониторинге изменений параметров волновода. В свою очередь, экспериментальное исследование возможностей и ограничений использования векторно-фазовых методов в задачах пассивной томографии на примере формирования с помощью кардиоиды «направленных» корреляций шумовых полей проводилось в [А 2]. Было показано [А 2], что использование кардиоиды при корреляционной обработке шумов позволяет выделить информативные пики корреляционной функции на фоне интенсивной анизотропной помехи, что указывает на перспективность дальнейшего развития данного направления.

Дальнейшее снижение технических требований на условия проведения эксперимента возможно при отказе от использования вертикальных антенн при выделении отдельных мод и переходе к приему сигналов одиночными приемниками. В этом случае разделение модовых сигналов происходит за счет дисперсионных свойств волновода. В активном режиме возможность разделения мод при одноточечном приеме была продемонстрирована на экспериментальных данных [187], где для учета дисперсии реального волновода использовалась дисперсия модельного волновода с жестким дном. В пассивном режиме выделение сигналов отдельных гидроакустических мод из функции взаимной корреляции экспериментально зарегистрированных шумов при использовании одиночных придонных ненаправленных гидрофонов рассматривалась в [А 5, 188, 180].

Если гидрофоны расположены на расстояниях, при которых дисперсионные свойства волновода уже проявляются в значительной степени, то в спектрограмме функции взаимной корреляции шумов наблюдаются продолжительные полосы, соответствующие дисперсионным зависимостям групповых скоростей отдельных мод (см. рис. 1.2). В этом случае разделение мод осуществляется за счет применения так называемого «скручивающего» оператора к функции взаимной корреляции шумов [А 5, 93, 189]. Основной целью подобной обработки является «выпрямление» дисперсионных кривых, соответствующих отдельным модам. Дело в том, что отфильтровать отдельные моды из спектрограммы (см. рис. 1.2) затруднительно, так как на каждой частоте присутствует вклад от нескольких мод одновременно. Применение «скручивающего» оператора позволяет преобразовать исходный сигнал таким образом, чтобы его спектрограмма содержала дисперсионные зависимости не в виде искривленных линий, а в виде параллельных прямых, что позволяет достаточно просто осуществить фильтрацию отдельных мод. Применение преобразования, обратного к «скручивающему», к отфильтрованным таким образом модам позволит получить поля отдельных мод (см. рис. 1.2). Следует отметить, что построение «скручивающего» преобразования в [А 5, 93, 189] основывается на рассмотрении модельного волновода с жестким дном, т.е. процедуры выделения мод в работах с активным источником [187] и в пассивной схеме [А 5, 93, 189], основаны на одних и тех же физических принципах.

Извлекаемая из шумовых корреляций информация в виде дисперсионных зависимостей групповых скоростей мод разных номеров может использоваться в качестве исходных данных для восстановления параметров волновода методами модовой томографии [120, 121]. Для случая, когда удастся выделить моды разных номеров в достаточно широкой полосе частот,

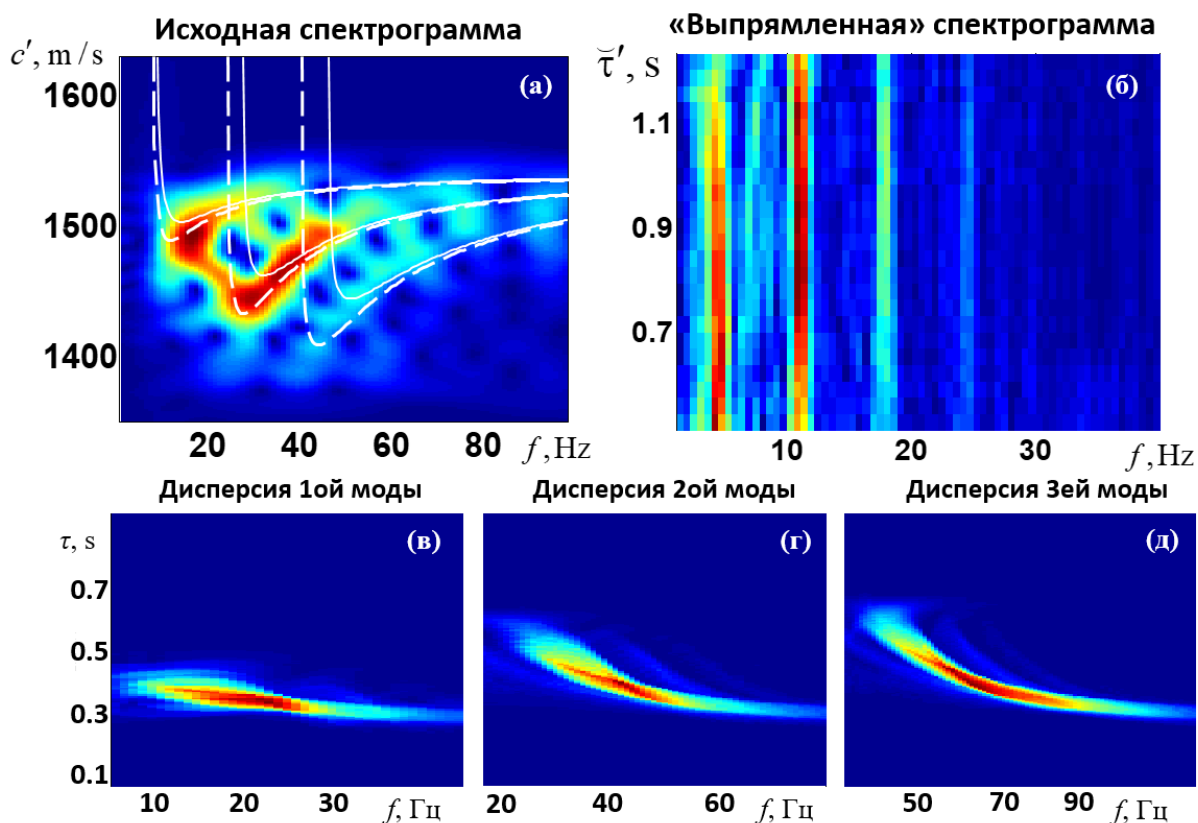


Рис. 1.2. Выделение мод из корреляций шумов, зарегистрированных одиночными ненаправленными гидрофонами с помощью «скручивающего» оператора [А 5]: модуль нормированной спектрограммы корреляционной функции шумов (а, сплошными и пунктирными линиями обозначены дисперсионные зависимости модельного волновода 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» удается оценить дисперсии отдельных мод (в-д).

была предложена пассивная томографическая схема совместного восстановления гидрологии, профиля течений и приповерхностных характеристик дна [А 32, А 46]. Возможность подобного совместного восстановления различных характеристик волновода в единой томографической схеме определяется тем, что дисперсионные зависимости мод различных номеров по-разному искажаются при возмущениях рассматриваемых параметров волновода. При этом для инверсии исходных данных используется линейное приближение, а уточнение получаемых оценок волновода происходит итерационно.

Следует отметить, что используемые на практике алгоритмы решения задач акустической томографии в подавляющем большинстве являются приближенными: чаще всего, рассматривается линейное приближение, а уточнение оценок параметров среды осуществляется итерационно. Это в общем случае накладывает ограничения на возможности успешной реализации мониторинга состояния океана, например, при наличии взаимодействия между гидроакустическими модами. Внутренние волны, влияние рельефа дна и ледового покрова на распространение звука в условиях Арктического шельфа, наличие контрастных неоднородностей в Северном Ледовитом океане, вызванных перемешиванием теплых течений Атлантики и холодных водных масс Арктики, делают учет неадиабатического характера распространения модовых сигналов во многих практических случаях обязательным при решении обратных задач. Среди немногих результатов, полученных в этой области следует отметить работы [131, 133], где был предложен и численно исследован метод оценки характеристик внутренних волн на основе частотных смещений максимумов интерференционной картины звукового поля источника. В настоящее время развитие методов неадиабатической томографии неоднородного движущегося океана является актуальным направлением современной гидроакустики, находящимся на начальном этапе своего развития.

С математической точки зрения, задачи акустической томографии являются некорректными и нелинейными. Поиск методов их решения при различных постановках (широкополосное облучение исследуемой области и прием сигналов, полный или частичный объем данных рассеяния и т.д.) весьма сложен и требует привлечения самых современных методов и подходов математической физики. В математической теории обратных задач рассеяния разработаны так называемые функциональные алгоритмы, справедливые для неоднородностей с большими и даже с произвольно большими размерами и контрастами (алгоритмы Фаддеева-Ньютона, Новикова-Гриневича-Манакова,

Нахмана и т.д.). Изначально эти методы разрабатывались для квантомеханических целей. Достаточно подробный исторический обзор дан, например, в [190, A 18, A 21]. Поскольку в изоэнергетическом (монохроматическом) случае уравнение Шредингера с точностью до обозначений совпадает с уравнением Гельмгольца, то функционально-аналитические методы перспективны и для решения задач акустической томографии. Основное достоинство функционального метода – это строгость решения, а также сравнительная простота и эффективность машинной реализации. Впервые возможность применения функционально-аналитических методов в акустических задачах была проанализирована в [191]. В дальнейшем был предложен функционально-аналитический алгоритм Новикова-Сантацесариа [138], позволяющий учесть неадиабатический характер распространения модовых сигналов, что требуется во многих практических случаях. Первые результаты, полученные в области построения схемы неадиабатической модовой томографии океана, основанной на алгоритме Новикова-Сантацесариа были опубликованы в [A 25]. Было показано, что функциональный алгоритм Новикова-Сантацесариа обеспечивает высокое качество решения обратной задачи и сравнительно высокую помехоустойчивость. Вычислительные операции данного алгоритма хорошо распараллеливаются и, тем самым, допускают принципиальное ускорение процесса обработки, которое позволяет получать изображение внутренней структуры исследуемого региона в режиме, близком к режиму реального времени. Именно этот алгоритм используется в Главе 9 для реализации новых подходов, позволяющих получить достаточно строгое решение задач акустической томографии с учетом неадиабатического характера распространения модовых сигналов.

Если в гидроакустике пассивные методы все еще находятся на этапе своего становления, то в геофизических приложениях методы, основанные на шумовой интерферометрии, уже привели к революционным результатам в

сейсмоакустических исследованиях Земли [192]. Как уже отмечалось ранее, основное преимущество использования шумовой интерферометрии в геофизике по сравнению океанологией заключается в том, что геофизическая среда существенно более стабильная, по сравнению с океаном. Кроме этого, работа с сейсмоприемниками, установленными на дне, или на поверхности льда представляется более простой в техническом плане задачей, нежели с вертикальными антеннами в океане, требующими постоянного контроля кривизны их профиля. Важно, что физическая основа у пассивных гидроакустических и сейсмоакустических методов одна и та же – возможность оценки характеристик функции Грина из шумовых корреляций. В океане этот подход позволяет оценить времена распространения гидроакустических мод (сравнительно высокие частоты), в сейсмоакустических приложениях – характеристики поверхностных волн рэлеевского типа (низкие и сверхнизкие частоты). На суше методы пассивной сейсмоакустической томографии себя уже зарекомендовали [126], но применение их для глубинного зондирования дна океана является достаточно новой, еще до конца не изученной задачей. Практический интерес подобного рода исследований связан с поиском полезных ископаемых на шельфе в рамках единой схемы сейсмогидроакустического мониторинга акваторий, позволяющей в одном подходе восстанавливать и неоднородности водного слоя, и характеристики дна. Теоретическая и экспериментальная демонстрация возможности пассивной (не требующей источника) сейсмогидроакустической томографии водного слоя и дна, приведена в Части II. Настоящая же Глава посвящена развитию схем модовой томографии неоднородностей водного слоя, как в классической постановке с использованием вертикальных антенн, так и с точки зрения упрощения и удешевления томографического эксперимента за счет перехода к использованию одиночных скалярно-векторных приемников, регистрирующих в качестве информации о среде ее естественные шумы.

Глава 2. Трехмерная модель томографического восстановления скалярно-векторных океанических неоднородностей при неизвестном расположении вертикальных антенн.

При реализации модовой томографии океана приходится сталкиваться с проблемой контроля профиля вертикальных антенн, которые искривляются подводными течениями, неизвестным образом отклоняясь от вертикали [193]. Для этих целей используют или технические решения (дополнительные пингеры; распределение вдоль антенны веса и плавучестей), или алгоритмические методы локализации элементов антенн (см. список литературы в [194]), основанные, в большинстве своем, на поиске геометрии профиля антенны, при которой достигается наилучшее, в некотором смысле, соответствие между измеренными данными и данными, рассчитанными для выбранного профиля антенны. Иной подход был предложен в [А 27], где показано, что собственные значения и собственные векторы матрицы взаимной когерентности шумов, принимаемых гидрофонами двух коротких (не перекрывающих весь океанический волновод) и искривленных неизвестным образом по глубине антенн, позволяют оценить модовую структуру принимаемого поля и, дополнительно к этому, оценить кривизну профиля антенн в случае присутствия хотя бы нескольких модовых сигналов, разделившихся по временам приходов.

В настоящей Главе рассматривается решение еще одной проблемы, с которой приходится сталкиваться при реализации модовой томографии океана глубокого моря. Если ось подводного звукового канала находится на глубине $\cong 1000$ м (что характерно, например, для субтропических и экваториальных широт), то для перекрытия области, содержащей основную энергетику мод, антенны необходимо опускать на глубину в несколько сот метров. В результате, под действием подводных течений антенна не только искривляется относительно строго вертикальной ориентации, но и может сместиться целиком

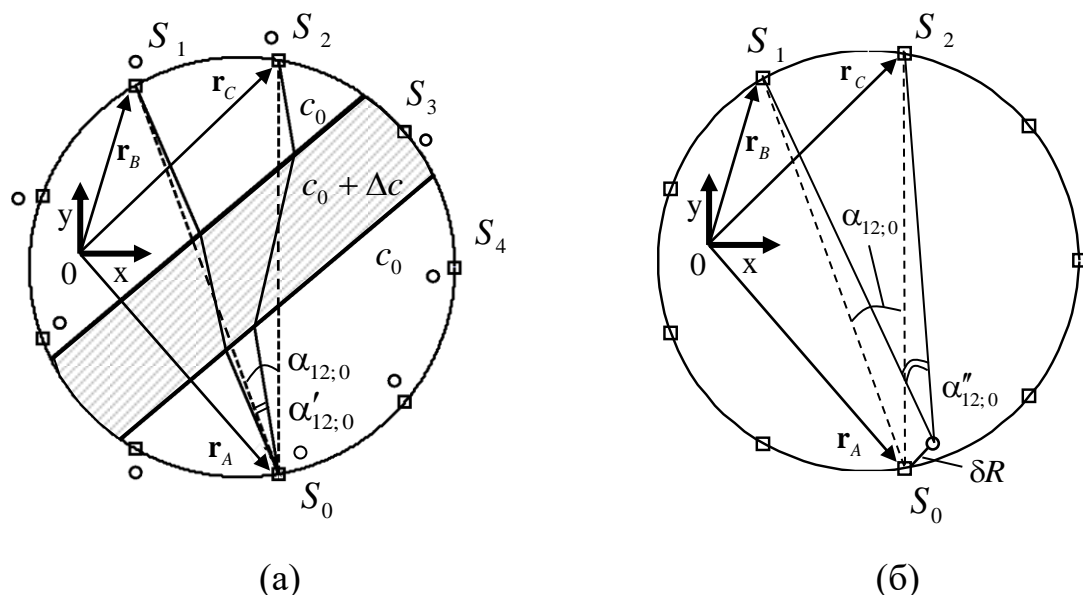


Рис. 2.1. Схема акватории, окруженной по периметру антеннами; несмещенное положение антенн в горизонтальной плоскости обозначено символами \square , смещенное положение (не в масштабе) – символами \circ . Наличие неоднородности (а) вызывает возмущение $\delta\alpha_{12;0} = \alpha'_{12;0} - \alpha_{12;0}$ 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 $\delta R \ll |\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_C|$.

относительно сигнального устройства, находящегося на поверхности океана. Так, при расположении самого верхнего гидрофона антенны на глубине $\cong 500$ м следует ожидать смещения всей антенны в целом в горизонтальной плоскости на величину $\cong 50$ м; это приводит к ошибкам в определении времени распространения сигналов между антеннами $\cong 0.03$ с, что нужно учитывать при проведении томографического эксперимента. Для решения данной проблемы в настоящей Главе предлагается томографическая схема, в которой помимо традиционно используемых исходных данных в виде временных задержек в лучепролётной схеме (или возмущений акустического поля в волновой постановке) используется информация о возмущениях углов приходов мод, излучаемых противоположащими антеннами. Эти возмущения вызваны наличием в исследуемой акватории неоднородностей, подлежащих восстановлению.

Экспериментальное измерение горизонтальной рефракции мод возможно [195], а само явление сравнительно хорошо изучено [197]. Использование угловой информации не только повышает обусловленность (и, следовательно, помехоустойчивость) решаемой обратной задачи, но и позволяет предложить альтернативную томографическую схему, слабо чувствительную к неизвестному смещению вертикальных антенн в горизонтальной плоскости на расстояния порядка сотен метров.

Раздел 2.1. Учет информации о горизонтальной рефракции гидроакустических мод в томографии океана.

Используется представление акустического поля в виде «вертикальные моды – горизонтальные лучи» в адиабатическом приближении, что позволяет свести полную трехмерную задачу распространения акустического поля в океаническом волноводе к рассмотрению независимых двумерных задач для отдельных мод. Отказ от адиабатического приближения возможен, но существенно усложняет задачу, не отменяя основных результатов работы. Далее зависимость от глубины z для простоты записи опускается в тех местах, где предполагается распространение модового импульса вдоль горизонтального луча, т.е. рассматривается плоская задача.

В горизонтальной плоскости рассматриваемая акватория имеет форму круга (рис. 2.1). Внутри нее находится неоднородность, состоящая из возмущения скорости звука Δc относительно фонового значения c_0 и из течения $\mathbf{v} = \{v_x, v_y\}$. В отсутствие неоднородности сигналы распространяются по прямолинейным лучевым траекториям (рис. 2.1а, пунктирные линии). Наличие неоднородности приводит к изменению времен распространения модовых импульсов вдоль горизонтальных лучей, а также к рефракции этих лучей (рис. 2.1а, сплошные тонкие линии). В итоге возникают возмущения времен распространения сигналов и возмущения горизонтальных углов приходов сигналов в точки наблюдения, что может использоваться при

решении томографической задачи. Так, например, измерение углов $\alpha'_{ik}{}^{(m)}$ приходов m -ой моды (рис. 2.2, зависимость от m опущена) позволяет рассчитать возмущения $\Delta\alpha_{ik}^{(m)} = \alpha'_{ik}{}^{(m)} - \alpha_{ik}^{(m)}$ абсолютных значений (т.е. отсчитываемых от заданного направления, например, на север) углов для всех i -ых излучающих и k -ых принимающих антенн; здесь $\alpha_{ik}^{(m)}$ – угол прихода моды в отсутствие неоднородности. На основе только набора данных $\Delta\alpha_{ik}^{(m)}$ возможно осуществить реконструкцию неоднородности скорости звука [196], т.е. горизонтальная рефракция мод является источником дополнительной угловой информации, которая может использоваться при решении томографических задач наряду со стандартными данными о временных задержках или возмущениях полного поля модовых импульсов. Однако наличие неизвестного смещения антенн приводит к неудовлетворительному качеству томографического восстановления на основе возмущений абсолютных углов [А 63]. По этой причине в качестве угловой информации далее предлагается 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 (рис. 2.1). При решении томографической задачи вычисляются возмущения относительных углов, т.е., другими словами, возмущения разностей углов визирования $\delta\alpha'_{ij;k}{}^{(m)} = \alpha'_{ij;k}{}^{(m)} - \alpha_{ij;k}{}^{(m)} = \Delta\alpha_{ik}^{(m)} - \Delta\alpha_{jk}^{(m)}$, где $\alpha'_{ij;k}{}^{(m)}$ – относительный угол горизонтальной рефракции m -ой моды при наличии неоднородности. Использование относительных углов $\alpha'_{ij;k}{}^{(m)}$ имеет ряд преимуществ по сравнению с применением абсолютных значений $\alpha_{ik}^{(m)}$. Так, например, 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,

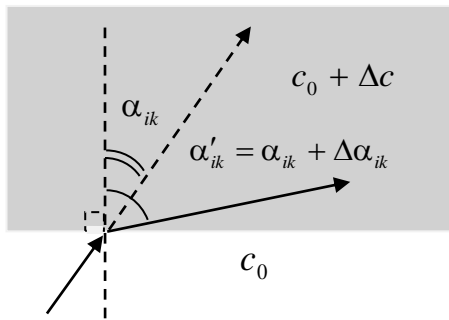


Рис. 2.2. Преломление горизонтального луча, соответствующего фиксированной моде, на границе раздела двух сред со скоростями звука c_0 и $c + c_0$. При $\Delta c/c_0 \ll 1$, $\Delta\alpha_{ik} \ll 1$ возмущение угла рефракции луча $\Delta\alpha_{ik}$ линейно связано с возмущением скорости звука Δc : $\Delta\alpha_{ik} \approx (\Delta c/c_0) \operatorname{tg} \alpha_{ik}$, что используется при построении томографической схемы.

что необходимо делать при определении значений $\alpha_{ik}^{(m)}$.

Следует отметить, что, по-видимому, первое описание полного томографического эксперимента, основанного на измерении углов горизонтальной рефракции мод, дано в [196]. В этой работе в качестве источника рассматривается судно, движущееся вдоль периметра исследуемой акватории. Углы горизонтальной рефракции мод определяются с помощью акустического интерферометра – пары вертикальных антенн, расположенных друг от друга на близком (по сравнению с расстоянием до корабля) расстоянии. Определение разности фаз модовых сигналов, приходящих на две антенны, позволяет оценить угол прихода моды на акустический интерферометр. В связи с этим следует выделить некоторые отличия подходов, изложенных в настоящей Главе и в [196]:

1. Сейчас предлагается схема определения угловой информации типа «два источника - один приемник», в работе [196] – «один источник - два приемника». В предлагаемом методе оценка углов осуществляется на фоне шумов одной приемной антенны, а в случае, рассмотренном в [196], необходимо бороться с независимыми шумами двух антенн. Это принципиально при обобщении метода для целей томографии, так как излучение происходит самими антеннами, окружающими акваторию, и не требуется дополнительный движущийся источник.
2. Предлагаемая схема малочувствительна к точности задания положения элементов вертикальных антенн, в то время как для работоспособности

интерферометра точность определения расстояния между антеннами и оценка профиля антенн играет, по-видимому, важную роль.

3. Предлагаемый подход позволяет восстановить не только рефракцию Δc , но и течение \mathbf{v} в рассматриваемой области.

Для определения углов прихода модовых импульсов в качестве приёмных элементов антенн далее предполагается использование скалярно-векторных датчиков, оснащенных компасами. Компасы могут иметь малую абсолютную точность, но высокую стабильность отсчетов. Это позволяет измерить не только амплитуду давления принимаемого акустического поля, но и проекции градиента давления на выбранные направления, например, относительно «норда». Полученные данные используются для определения разности (поэтому абсолютная точность векторных приемников и компасов не играет важной роли) углов визирования двух антенн, излучающих сигнал, третьей принимающей антенной, с помощью модифицированного алгоритма Кейпона [198]. Для примера рассматриваются две излучающие антенны, точки расположения которых в горизонтальной плоскости характеризуются радиус-векторами \mathbf{r}_B и \mathbf{r}_C , а также одна антенна в \mathbf{r}_A , принимающая сигнал (рис. 2.1). Использование методов, описанных в [А 27], позволяет определить модовую структуру акустического поля, принимаемого искривленными антеннами, не перекрывающими весь волновод, т.е. оценить поля отдельных модовых «импульсов» (из данных со скалярных выходов приемников) и проекции градиентов этих полей (из данных с векторных выходов приемников). Тогда процедура оценки разности углов визирования $\alpha_{12;0}^{(m)} = \alpha_{10}^{(m)} - \alpha_{20}^{(m)}$ (рис. 2.1; $i = 1, j = 2; k = 0$) отдельно для каждой выделенной m -ой моды основывается на рассмотрении «функции правдоподобия» Кэйпона (в дальнейшем для простоты записи зависимость от m опускается):

$$W(\alpha_{10}, \alpha_{20}) = \frac{1}{\text{Tr} \left[K^{-1} (|\phi(\alpha_{10})\rangle\langle\phi(\alpha_{10})| + |\phi(\alpha_{20})\rangle\langle\phi(\alpha_{20})|) \right]}. \quad (2.1)$$

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} 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 (двух излучающих и одной принимающей) позволяет получить набор данных $\hat{\alpha}_{ij;k}$, используемых при решении томографической задачи. Использование скалярных гидрофонов на прием не обязательно. Достаточно лишь сигналов с двух (или большего числа) векторных приемников с пересекающимися осями диаграмм направленности.

При разработке томографической схемы исследовалась зависимость возмущения $\delta\alpha_{ij;k} = \alpha'_{ij;k} - \alpha_{ij;k}$ от «силы» компонент Δc и \mathbf{v} комбинированной неоднородности. В простейшем случае для луча, падающего под углом α_{ik} на плоскую границу раздела двух сред со скоростями звука c_0 и $c = c_0 + \Delta c$, соответственно, и преломившегося под углом $\alpha'_{ik} = \alpha_{ik} + \Delta\alpha_{ik}$ (рис. 2.2), из закона Снеллиуса следует, что $\Delta\alpha_{ik} \approx (\Delta c / c_0) \operatorname{tg} \alpha_{ik}$ в приближении $\Delta c / c_0 \ll 1$, $\Delta\alpha_{ik} \ll 1$. Аналогичная зависимость может быть получена и в случае

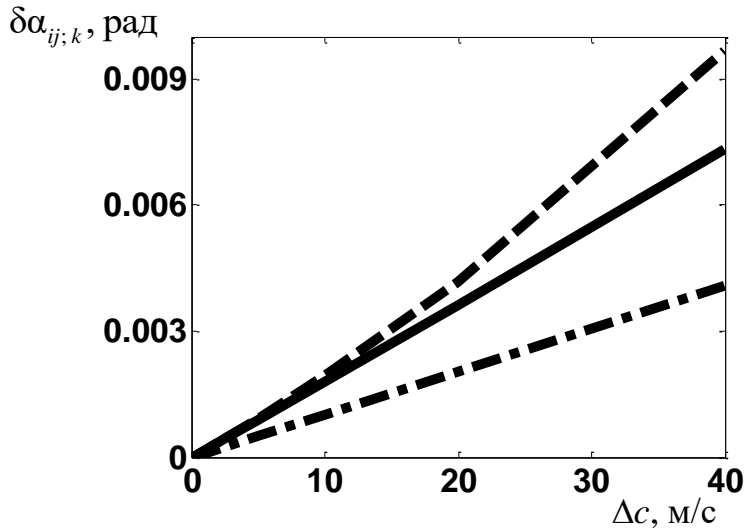


Рис. 2.3. Зависимость возмущения относительных углов $\delta\alpha_{ij;k}$ от величины неоднородности скорости звука Δc : $\delta\alpha_{12;0}(\Delta c)$ – сплошная линия, $\delta\alpha_{13;0}(\Delta c)$ – пунктирная линия, $|\delta\alpha_{14;0}(\Delta c)|$ – штрихпунктирная линия.

рассмотрения потоков жидкости \mathbf{v} : $\Delta\alpha_{ik} \approx (|\mathbf{v}|/c_0) \sin \alpha_{ik} \operatorname{tg} \alpha_{ik}$ при $|\mathbf{v}|/c_0 \ll 1$. Таким образом, отклонение направления распространения звука $\Delta\alpha_{ik}$, вызванное малым возмущением скорости Δc или течением \mathbf{v} , линейно зависит от этого возмущения: $\Delta\alpha_{ik} \sim \Delta c, |\mathbf{v}|$. В рамках рассматриваемой задачи зависимость $\delta\alpha_{ij;k} \sim \Delta c$ проверялась численно (рис. 2.3) для геометрии задачи, изображенной на рис. 2.1а. Рассматривалась акватория радиуса $R_a = 10^5$ м, на периметре которой располагались 9 антенн с равным угловым шагом. Неоднородность была локализована в полосе шириной 2.5×10^4 м; $c_0 = 1500$ м/с. Результаты расчетов подтверждают, что для малых углов связь между возмущением $\delta\alpha_{ij;k}$ и величиной неоднородности Δc практически линейна, что означает возможность использования $\delta\alpha_{ij;k}$ для целей томографии.

Важным преимуществом использования $\delta\alpha_{ij;k}$ является их слабая чувствительность к неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости. Основная идея заключается в следующем: смещение антенн в

горизонтальной плоскости на расстояние много меньшее расстояния между антеннами слабо изменяет разницу углов визирования любой заданной пары антенн другой антенной (рис. 2.1б). При выполнении этих условий будет $\alpha_{12;0} \approx \alpha''_{12;0}$, где $\alpha''_{12;0}$ – разница углов визирования при неизвестном смещении антенн. Характерное смещение излучающих и принимающих антенн в горизонтальной плоскости $\delta R \cong 100$ м при расстояниях между антеннами $|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_C|, |\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B| \cong 10^5$ м и $|\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_C| \cong 10^4$ м (что соответствует оценкам для реального эксперимента) дает оценку $|\alpha_{12;0} - \alpha''_{12;0}| \cong 10^{-4}$ рад, причем усреднение по большому числу «троек» антенн уменьшает этот эффект. В то же время, из рис. 2.3 видно, что характерные значения отклонений углов визирования за счет неоднородности скорости звука составляют $\delta\alpha_{12;0} \sim 5 \times 10^{-3}$ рад. Таким образом, эффекты влияния неоднородностей могут быть оценены из угловой информации $\delta\alpha_{ij,k}$ с достаточной точностью без учета неизвестного смещения антенн, в то время как для времяпролетной схемы трудноизмеряемое смещение протяженных антенн учитывать необходимо.

Принципиальным вопросом, определяющим возможность практического использования предлагаемого метода для целей томографии океана, является точность получаемых оценок $\hat{\alpha}_{ij,k}$ возмущений углов. Характерные значения $\delta\alpha_{ij,k}$ в рассматриваемых томографических задачах составляют $\cong 10^{-3}$ рад (рис. 2.3), т.е. приемлемая точность оценок $\hat{\alpha}_{ij,k}$, получаемых на выходе фильтра Кейпона (2.1), должна быть на уровне $\cong (10^{-4} - 10^{-5})$ рад. Достичь указанную точность возможно при использовании обычных векторных приемников (с шириной диаграммы направленности около одного радиана), входящих в состав модовой антенны, при использовании активной «подсветки». При этом требуется, чтобы характеристика направленности векторных приемников имела известный и монотонный характер, который предполагается использовать при обработке выборочной корреляционной

матрицы в алгоритме Кейпона. Режим активного излучения со стороны модовых антенн не накладывает чрезмерно высоких требований на энергетику обеспечения этого излучения, которое способно свести необходимое время усреднения менее, чем до одного часа. Детальное описание возможных путей реализации такого режима – предмет отдельного сообщения, выходящего за рамки целей настоящей Главы. Использование угловой информации в пассивных схемах без применения активного режима излучения требует $\cong 10^2$ часов накопления шумового сигнала для определения относительных углов горизонтальной рефракции мод с требуемой точностью, что существенно ограничивает возможность использования чисто пассивной томографии на основе угловой информации.

Раздел 2.2. Использование функций Карунэна-Лозва и полосчатого базиса для совместного восстановления трехмерных неоднородностей скорости звука и течений.

Для восстановления трехмерного возмущения гидрологических свойств акватории использовался метод описания таких возмущений на различных глубинах с помощью разложения Карунэна-Лозва (К.-Л.) [199]. Предполагалось, что в океане неоднородности скорости звука имеют гладкую форму, близкую к гауссовской. Рассматривалось семейство возмущений гидрологии вида $\Delta c_b(z_{n'}) = \Lambda_b \exp\left[-(z_{n'} - z_b)^2 / \sigma_b^2\right]$, вычисляемых для разных комбинаций значений параметров Λ_b , z_b , σ_b^2 (b – индекс, задающий номер возмущения) из областей их изменений $\Lambda_b \in [-20 \text{ м/с}, 20 \text{ м/с}]$, $z_b \in [0 \text{ м}, 1500 \text{ м}]$, $\sigma_b \in [200 \text{ м}, 1000 \text{ м}]$. По полученному множеству $\{\Delta c_b(z_{n'})\}$ (где $z_{n'} \in [0 \text{ м}, 4000 \text{ м}]$, $n' = \overline{1, N_0}$ – набор значений глубин, на которых рассчитывались возмущения гидрологии; полагалось $N_0 = 401$) строилась выборочная матрица ковариации с элементами

$$F_{pn'} = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B \left\{ \Delta c_b(z_p) - \overline{\Delta c}(z_p) \right\} \left\{ \Delta c_b(z_{n'}) - \overline{\Delta c}(z_{n'}) \right\}.$$
 Здесь $\overline{\Delta c}(z_{n'})$ – среднее по акватории значение возмущения гидрологии на глубине $z_{n'}$; $B=1296$ – количество выборочных возмущений гидрологий $\Delta c_b(z_{n'})$, $b = \overline{1, B}$, полученных при различных значениях Λ_b , z_b , σ_b^2 из областей их изменений и используемых для построения матрицы ковариации. Дискретизованные по глубине $z_{n'}$ функции К.-Л. оценивались как собственные векторы $|f_n\rangle$ ковариационной матрицы $F \equiv \{F_{pn'}\}$: $F|f_n\rangle = \lambda_n|f_n\rangle$, где $\{\lambda_n\}$, $n = \overline{1, N_0}$ – набор собственных значений. Значения первых десяти наибольших значений λ_n приведены на рис. 2.4а. В дальнейшем для описания восстанавливаемых возмущений $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ рассматривались только четыре функции К.-Л. $f_n(z)$ (рис. 2.4б), соответствующие первым четырем наибольшим собственным значениям λ_n . Функции К.-Л. для удобства полагаются безразмерными (тогда коэффициенты при них являются размерными величинами).

Для описания распределения параметров неоднородности в горизонтальной плоскости использовался полосчатый базис [А 30], который в рассматриваемом случае представлял собой набор $P=8$ параллельных полос, равномерно покрывающих область томографирования и поворачиваемых с равным угловым шагом $\pi/15$ в интервале $[0, \pi)$. Для описания трехмерного распределения параметров неоднородности полосчатый базис был впервые применен в [199]; для полноты описания томографической схемы, обсуждаемой в настоящей Главе, графическое изображение базиса приведено на рис. 2.5. Область, занимаемая базисной полосой, будет обозначаться как N_l , где l – обобщенный номер полосы, учитывающий угол ее поворота и порядковый номер полосы с фиксированной ориентацией. Фоновое значение скорости звука имело одинаковое распределение по глубине $c_0(\mathbf{r}, z) \equiv c_0(z)$ во всей акватории.

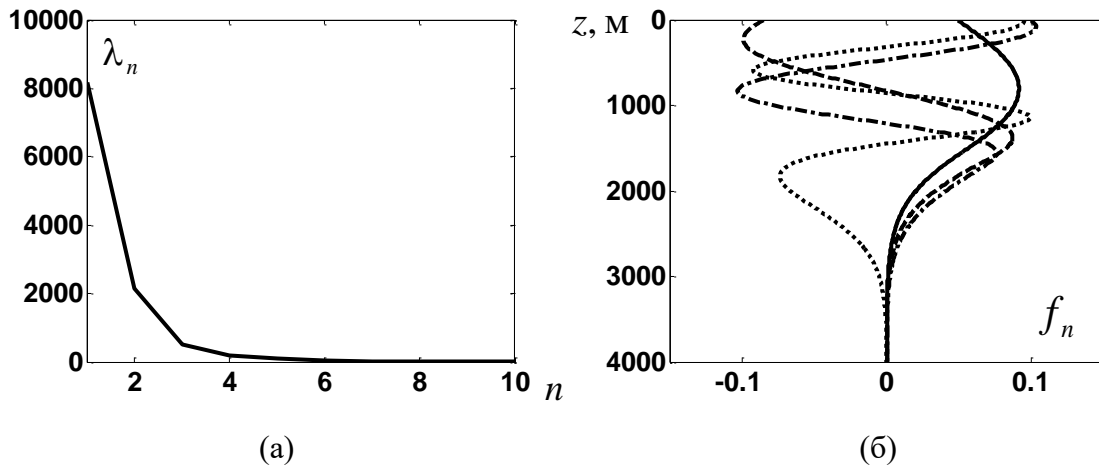


Рис. 2.4. Первые десять собственных значений λ_n (из $n=1, 401$) матрицы ковариации возмущений гидрологии (а) и четыре собственных вектора f_n этой матрицы (б), соответствующие первым четырем наибольшим собственным значениям.

Оно приводит к фоновому значению скорости распространения m -ой моды $c_0^{(m)} \equiv \text{const}$. Внутри каждой фиксированной базисной полосы поочередно задавалось возмущение скорости звука в виде каждой из рассматриваемых функций К.-Л. $f_n(z)$ с единичным размерным коэффициентом $\mathfrak{A} \equiv 1$ м/с. Полагая, что скорость звука во всей акватории составляет $c_0(z)$, кроме одной единственной полосы (например, первой полосы под первым углом), в которой скорость равна $c_0(z) + \mathfrak{A}f_n(z)$, для каждого модового сигнала рассчитывалась его скорость распространения $c_n^{(m)}$, постоянная внутри полосы. Тогда по возмущению $\Delta c_n^{(m)} = c_0^{(m)} - c_n^{(m)}$ фазовой скорости m -ой моды внутри полосы для отдельных модовых сигналов рассчитывались возмущения времен распространения Δt_{ik} и углов $\delta\alpha_{ij;k}$ (индекс моды опускается). В отличие от работ [А 30, А 31], в которых использовалось одноиндексное обозначение временных задержек Δt_i , где индекс i означал номер пары «излучающая - принимающая» антенны, здесь и далее используется двухиндексное обозначение этих задержек Δt_{ik} , где i – номер излучающей

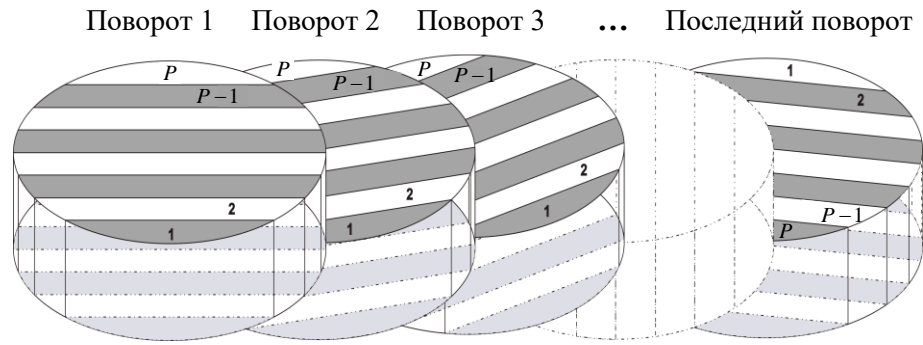


Рис. 2.5. Полосчатый базис, позволяющий описать горизонтальное распределение параметров неоднородности. Для описания возмущений гидрологии по глубине используется базис, состоящий из функций Карунэна-Лозва.

антенны, k – номер принимающей антенны. Последовательный перебор всех полос (содержащих поочередно рассматриваемые функции К.-Л.) и всех мод на рабочих частотах позволяет получить матрицу возмущений A_{scal}^{time} , состоящую из рассчитанных значений Δt_{ik} , и матрицу возмущений A_{scal}^{angle} , состоящую из рассчитанных $\delta\alpha_{ij;k}$. Для описания эффектов влияния течений \mathbf{v} рассматривался полосчатый базис, состоящий, как и в скалярном случае, из $P=8$ полос, поворачиваемых с равным угловым шагом $\pi/15$ в интервале $[0, \pi)$. В каждой ν -ой базисной полосе, занимающей область N_ν , теперь задавался постоянный по глубине вектор скорости течения \mathbf{v} с направлением, определяемым углом поворота полосы. (В общем случае распределение течения по глубине можно описать функциями $g_q(z)$, по аналогии с функциями $f_n(z)$ для скалярной компоненты). В предположении, что фоновое значение скорости течения равно нулю, поочередный перебор всех базисных полос позволяет построить (по методике, аналогичной изложенной) матрицы возмущений A_{vector}^{time} и A_{vector}^{angle} , описывающие влияние течения \mathbf{v} в каждой из полос на возмущения Δt_{ik} и $\delta\alpha_{ij;k}$.

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; $x_l'^{(n)}$, $x_v''^{(q)}$ – коэффициенты разложения. Распределение параметров скалярной и векторной компонент неоднородности по глубине описывают, соответственно, функции $f_n(z)$ (функции К.-Л.) и $g_q(z)$. В процессе моделирования внимательно соблюдалась договоренность о размерности используемых базисных функций и коэффициентов разложения. В настоящей Главе размерность восстанавливаемой неоднородности Δc и \mathbf{v} приписывается базисным функциям полос $\Theta_l(\mathbf{r})$ и $\Theta_v(\mathbf{r})$, в то время как функции $f_n(z)$, $g_q(z)$ и коэффициенты разложения $x_l'^{(n)}$, $x_v''^{(q)}$ полагаются безразмерными. При численном моделировании использовался полосчатый базис со следующими параметрами: $\Theta_l(\mathbf{r}) = 1$ м/с при $\mathbf{r} \in N_l$, $|\Theta_v(\mathbf{r})| = 0.01$ м/с при $\mathbf{r} \in N_v$; $\Theta_l(\mathbf{r}) \equiv 0$ при $\mathbf{r} \notin N_l$, $|\Theta_v(\mathbf{r})| \equiv 0$ при $\mathbf{r} \notin N_v$. Рассматривался простейший случай однородного по глубине потока $g_q(z) \equiv 1$, тогда зависимости от индекса q нет, т.е. $\mathbf{v}(\mathbf{r}) \equiv \boldsymbol{\beta}(\mathbf{r}) = \sum_v x_v'' \Theta_v(\mathbf{r})$.

Вектор-столбец $|X\rangle$, образованный неизвестными коэффициентами $x_l'^{(n)}$ и $x_v''^{(q)}$ (или x_v'') в случае известного расположения антенн и обеспечения требуемой точности измерений $\alpha_{ij;k}$ определяется из системы линейных уравнений:

$$A|X\rangle = \begin{pmatrix} |\Delta T\rangle \\ |\Delta\alpha\rangle \end{pmatrix}, \quad \text{где матрица } A \equiv \begin{pmatrix} A_{\text{scal}}^{\text{time}} & A_{\text{vector}}^{\text{time}} \\ A_{\text{scal}}^{\text{angle}} & A_{\text{vector}}^{\text{angle}} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$|\Delta T\rangle$, $|\Delta\alpha\rangle$ – вектор-столбцы, состоящие из наблюдаемых данных – возмущений времен распространений Δt_{ik} и возмущений разности углов визирования $\delta\alpha_{ij;k}$, вызванных присутствием неоднородности. Решение этой избыточной системы методом наименьших квадратов (МНК-решение), регуляризованное в простейшем случае добавлением к A^+A единичной матрицы E с малым весовым коэффициентом γ^2 , имеет вид:

$$|\hat{X}\rangle = (A^+A + \gamma^2 E)^{-1} A^+ \begin{pmatrix} |\Delta T\rangle \\ |\Delta\alpha\rangle \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

где знак «+» обозначает эрмитово сопряжение. При решении системы линейных уравнений типа (2.2) важно учитывать, что характерные значения Δt_{ik} и $\delta\alpha_{ij;k}$ имеют разную размерность и разные по порядку абсолютные величины. В общем случае, для выделения физически реализуемого решения применялось обобщенное МНК-решение [120, § 6.3] или, в случае недоопределенной системы (количество неизвестных больше количества уравнений), решение с минимальной взвешенной нормой. Это позволяет, по сути, ввести разные весовые коэффициенты для разных уравнений системы типа (2.2), и тем самым регулировать влияние разных уравнений на получаемое решение. Близкий подход используется при неоднородной регуляризации [А 27]. Тогда в решении типа (2.3) или в решении с минимальной нормой для регуляризации используется не единичная матрица E , а диагональная матрица с разными весовыми коэффициентами на диагонали. Наконец, систему типа (2.2) целесообразно формировать, используя вместо абсолютных значений Δt_{ik} и $\delta\alpha_{ij;k}$ их безразмерные аналоги, например, нормированные значения. Эти замечания относятся также к рассматриваемым далее системам (2.5) и (2.12).

При получении результатов восстановления неоднородности, приводимых далее, использовались переопределенные системы, и поэтому было достаточно рассмотреть простейшее МНК-решение типа (2.3). Регуляризирующий коэффициент γ^2 составлял (если не оговорено особо) 10^{-4} от максимального собственного значения матрицы A^+A , соответствующей решаемой обратной задаче. Для визуализации результатов восстановления осуществлялось суммирование оцененных коэффициентов разложения $|\hat{X}\rangle$ по всем полосам,

содержащим данную точку акватории:
$$\hat{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}) = \sum_l \hat{x}_l'^{(n)} \Theta_l(\mathbf{r}),$$

$$\Delta\hat{c}(\mathbf{r}, z) = \sum_n \chi^{(n)}(\mathbf{r}) f_n(z), \quad \hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r}) = \sum_v \hat{x}_v'' \Theta_v(\mathbf{r}).$$
 Следует отметить, что расширенная

матрица возмущений в рассматриваемых ниже системах, являющихся модификацией системы (2.2), содержит большее количество независимых данных ($|\Delta T\rangle$ и $|\Delta\alpha\rangle$), по сравнению со стандартной времяпролетной схемой (только $|\Delta T\rangle$), что улучшает обусловленность решаемой томографической задачи. Количество неизвестных коэффициентов $|\hat{X}\rangle$ разложения неоднородности по базису в системах типа (2.2) и в стандартных времяпролетных схемах, использующих только временную информацию $|\Delta T\rangle$, одно и то же.

Элементы матрицы возмущений A рассчитывались простым геометрическим способом: предполагалось, что горизонтальные лучи, соответствующие отдельным модам, до и после пересечения границ базисной полосы представляют собой прямые линии, а на границе преломление луча рассчитывалось с помощью закона Снеллиуса для стационарной среды (при построении матриц $A_{\text{scal}}^{\text{time}}$, $A_{\text{scal}}^{\text{angle}}$) и его аналога для движущейся среды [200] (при построении $A_{\text{vector}}^{\text{time}}$ и $A_{\text{vector}}^{\text{angle}}$). Вектор-столбцы $|\Delta T\rangle$, $|\Delta\alpha\rangle$ правой части системы

(2.2) рассчитывались путем решения уравнения эйконала для неоднородной движущейся среды [120].

При анализе результатов численных расчетов матрицы $A_{\text{vector}}^{\text{angle}}$ было выявлено существенное ограничение возможности использования угловой информации в томографических задачах. Оказалось, что существуют конфигурации троек «излучающих - принимающих» антенн и базисных полос, для которых $\delta\alpha_{ij;k} \cong 10^{-12}$ рад. Соответствующую точность едва ли возможно достичь в натурном эксперименте при разумном времени накопления сигнала. Подобная ситуация возникает в том случае, когда вектор течения \mathbf{v} перпендикулярен (или почти перпендикулярен) направлению вдоль биссектрисы угла $\alpha_{ij;k}$ для выбранной тройки излучающих и принимающих антенн. В этом случае возмущение разности углов визирования при наличии потока, по сравнению с его отсутствием, становится пренебрежимо малым. Такие базисные полосы «выпадают» из рассмотрения, что приводит к ухудшению обусловленности (т.е. отношения максимального собственного значения матрицы к минимальному) матрицы возмущений $(A_{\text{vector}}^{\text{angle}})^+ A_{\text{vector}}^{\text{angle}}$ по сравнению с матрицей $(A_{\text{scal}}^{\text{angle}})^+ A_{\text{scal}}^{\text{angle}}$. При повышении количества антенн обусловленность кинетической задачи улучшается. Кроме этого, наблюдается улучшение обусловленности при нарушении симметрии задачи. Например, если антенны расположены по периметру акватории не с равным угловым шагом, а случайным образом, то количество «плохих» полос существенно уменьшается по сравнению с симметричной задачей. Тем не менее, в реальном океане возможны случаи, когда вектор течения будет перпендикулярен направлению, соответствующему биссектрисе угла $\alpha_{ij;k}$ для рассматриваемых антенн, и эти данные для восстановления $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ будут неинформативными. Таким образом, использование угловой информации для томографического восстановления течений в рассматриваемом подходе затруднительно. Однако это не мешает

восстановить рефракционную компоненту $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ рассматриваемой комбинированной неоднородности, используя $\delta\alpha_{ij;k}$. Как оказалось, среднее значение элементов матрицы возмущений $A_{\text{vector}}^{\text{angle}}$ (рассчитанной при $|\Theta_v(\mathbf{r})|=1$ м/с, $\mathbf{r} \in N_v$) без учета «плохих» полос составляет $\cong 10^{-4}$ рад, в то время как для матрицы $A_{\text{scal}}^{\text{angle}}$ (рассчитанной при $\Theta_l(\mathbf{r})=5$ м/с, $\mathbf{r} \in N_l$) с учетом всех полос соответствующее значение $\cong 10^{-2}$ рад. Иными словами, возмущение разности углов визирования, вызванное рассматриваемым течением, примерно на два порядка меньше соответствующего возмущения, вызванного наличием рефракции. Предполагая, что в реальном океане справедливы аналогичные численные соотношения, возможно осуществить томографическую реконструкцию $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ по данным $\delta\alpha_{ij;k}$ без выделения эффектов $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Такая схема является составной частью общей схемы восстановления $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$.

Предлагаемая схема томографического восстановления комбинированной скалярно-векторной неоднородности состоит из четырех шагов, подробно обсуждаемых далее в разделах 3 и 4:

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

$$A_{\text{scal}}^{\text{angle}} |X'\rangle = |\Delta\alpha\rangle. \quad (2.4)$$

Здесь $|X'\rangle$ – вектор-столбец коэффициентов разложения $x_l'^{(n)}$ функций $\chi^{(n)}(\mathbf{r})$ по полосчатому базису, состоящему только из скалярных базисных функций $\Theta_l(\mathbf{r})$. Оценка $\Delta\hat{c}(\mathbf{r}, z)$ оказывается слабо чувствительной к пока неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости.

- 2) Получение оценки неизвестных смещений антенн в горизонтальной плоскости (если требуется) на основе восстановленного распределения $\Delta\hat{c}(\mathbf{r}, z)$. Методика оценки будет изложена в разделе 4.

3) Уточнение оценки $\Delta\hat{c}(\mathbf{r}, z)$ на основе совместного использования угловой и временной информации при МНК-решении системы

$$\begin{pmatrix} A_{\text{scal}}^{\text{time_halfsum}} \\ A_{\text{scal}}^{\text{angle}} \end{pmatrix} |X'\rangle = \begin{pmatrix} |\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle \\ |\Delta\alpha\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

В (2.5) 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, что позволяет выделить эффекты влияния только скалярной компоненты восстанавливаемой неоднородности [120]. 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.

4) Получение оценки $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ на основе только временной информации при МНК-решении системы уравнений

$$A_{\text{vector}}^{\text{time_halfdif}} |X''\rangle = |\Delta T^{\text{halfdif}}\rangle. \quad (2.6)$$

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, состоящему только из векторных

базисных функций $\Theta_v(\mathbf{r})$. В (2.6) 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 [120].

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

$$A^{\text{time}} |X\rangle = |\Delta T\rangle, \text{ где } A^{\text{time}} \equiv \begin{pmatrix} A_{\text{scal}}^{\text{time}} & A_{\text{vector}}^{\text{time}} \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} |X'\rangle \\ |X''\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

При формировании систем (2.6) и (2.7) следует учитывать значения отклонений положения антенн, оцененные на втором шаге предлагаемой схемы. Получаемая из (2.6) и (2.7) оценка именно векторной компоненты неоднородности $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ оказывается слабо чувствительной к неизвестному смещению антенн, благодаря использованию разностной временной информации.

Точность полученных результатов оценивалась с помощью невязок по решению

$$\eta_{\Delta c} = \sqrt{\frac{\sum_{d,n'} |\Delta c(\mathbf{r}_d, z_{n'}) - \Delta \hat{c}(\mathbf{r}_d, z_{n'})|^2}{\sum_{d,n'} \Delta c^2(\mathbf{r}_d, z_{n'})}}, \quad \eta_{\mathbf{v}} = \sqrt{\frac{\sum_{d,n'} |\mathbf{v}(\mathbf{r}_d, z_{n'}) - \hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r}_d, z_{n'})|^2}{\sum_{d,n'} |\mathbf{v}(\mathbf{r}_d, z_{n'})|^2}} \quad (2.8)$$

(для скалярной и векторной неоднородностей, соответственно) и невязки η_T по правой части:

$$\eta_T = \sqrt{\frac{\sum_{i,k} |\Delta T'_{ik} - \Delta \hat{T}'_{ik}|^2}{\sum_{i,k} |\Delta T'_{ik}|^2}}, \quad \text{где } |\Delta \hat{T}'\rangle = A^+ A |\hat{X}\rangle, \quad |\Delta T'\rangle = A^+ A |X\rangle, \quad (2.9)$$

A – матрица возмущений решаемой системы линейных уравнений (например, для системы (2.7) $A \equiv A^{\text{time}}$). Здесь $c(\mathbf{r}_d, z_{n'})$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}_d, z_{n'})$ – истинные дискретизованные значения компонент неоднородности; $\hat{c}(\mathbf{r}_d, z_{n'})$, $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r}_d, z_{n'})$ – восстановленные значения. Численные оценки невязок приведены в подписях к соответствующим рисункам.

Раздел 2.3. Численное исследование схемы томографии океана слабо чувствительной к неизвестному смещению вертикальных антенн в горизонтальной плоскости.

При компьютерном моделировании рассматривалась акватория цилиндрической формы радиусом $R_a = 10^5$ м и глубиной 4×10^3 м, окруженная

19 расположенными по периметру приемно-передающими антеннами. Фоновое значение скорости звука описывалось профилем Манка $c_0(z) = c_{00} \left[1 + 0.0057 \left(\exp[-\mu(z)] - [1 - \mu(z)] \right) \right]$, где $\mu(z) = 2(z - 1000)/1000$, глубина z задается в метрах; полагалось $c_{00} = 1500$ м/с. Комбинированная неоднородность состояла из однородного по глубине вихря Озеена (рис. 2.6) и рефракционной компоненты (рис. 2.7). Вихрь характеризовался профилем азимутальной скорости $v(|\mathbf{r}|) = \Omega_0 R_0^2 \left[1 - \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_0|^2 / R_0^2) \right] / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'_0|$ с параметрами $\Omega_0 = 0.00003$ рад/с, $R_0 = 0.3R_a$, $\mathbf{r}'_0 = \{x'_0, y'_0\} = \{0.4R_a, 0.4R_a\}$ (рис. 2.6а, 2.6б). Рефракционная неоднородность фазовой скорости звука имела гауссову форму

$$\Delta c(\mathbf{r}, z) \equiv c(\mathbf{r}, z) - c_0(z) = \Lambda_c \exp\left[-|\mathbf{r} - \mathbf{r}''_0|^2 / \sigma^2\right] \exp\left[-(z - z_0)^2 / \sigma_z^2\right], \quad \text{где}$$

$\Lambda_c = -12.5$ м/с, $\sigma = 0.25R_a$, $\mathbf{r}''_0 = \{-0.5R_a, -0.5R_a\}$, $z_0 = 1050$ м, $\sigma_z = 550$ м (рис. 2.7а при $\mathbf{r} = \mathbf{r}''_0$; рис. 2.7б, 2.7в). Для описания неоднородности использовался полосчатый базис с параметрами, описанными в разделе 2, и четыре функции К.-Л., представленные на рис. 2.4б. Рассматривались три низшие моды на частоте 50 Гц.

Сначала восстанавливалась комбинированная неоднородность при известном расположении антенн (чтобы далее выяснить влияние неизвестного смещения антенн) по времяпролетной схеме. Рассматривалось МНК-решение системы уравнений (2.7). На рис. 2.7г, 2.7д, 2.7е изображены результаты восстановления профиля возмущения гидрологии $\Delta \hat{c}(\mathbf{r} = \mathbf{r}''_0, z)$ в центре неоднородности, а также оценки $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ и $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$ функциональных коэффициентов разложения для $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ по первой и третьей функциям К.-Л. только на основе данных о временах распространения модовых сигналов между антеннами при известном расположении антенн. Оценки $\hat{\chi}^{(2)}(\mathbf{r})$ и $\hat{\chi}^{(4)}(\mathbf{r})$, качество восстановления которых сопоставимо с качеством восстановления

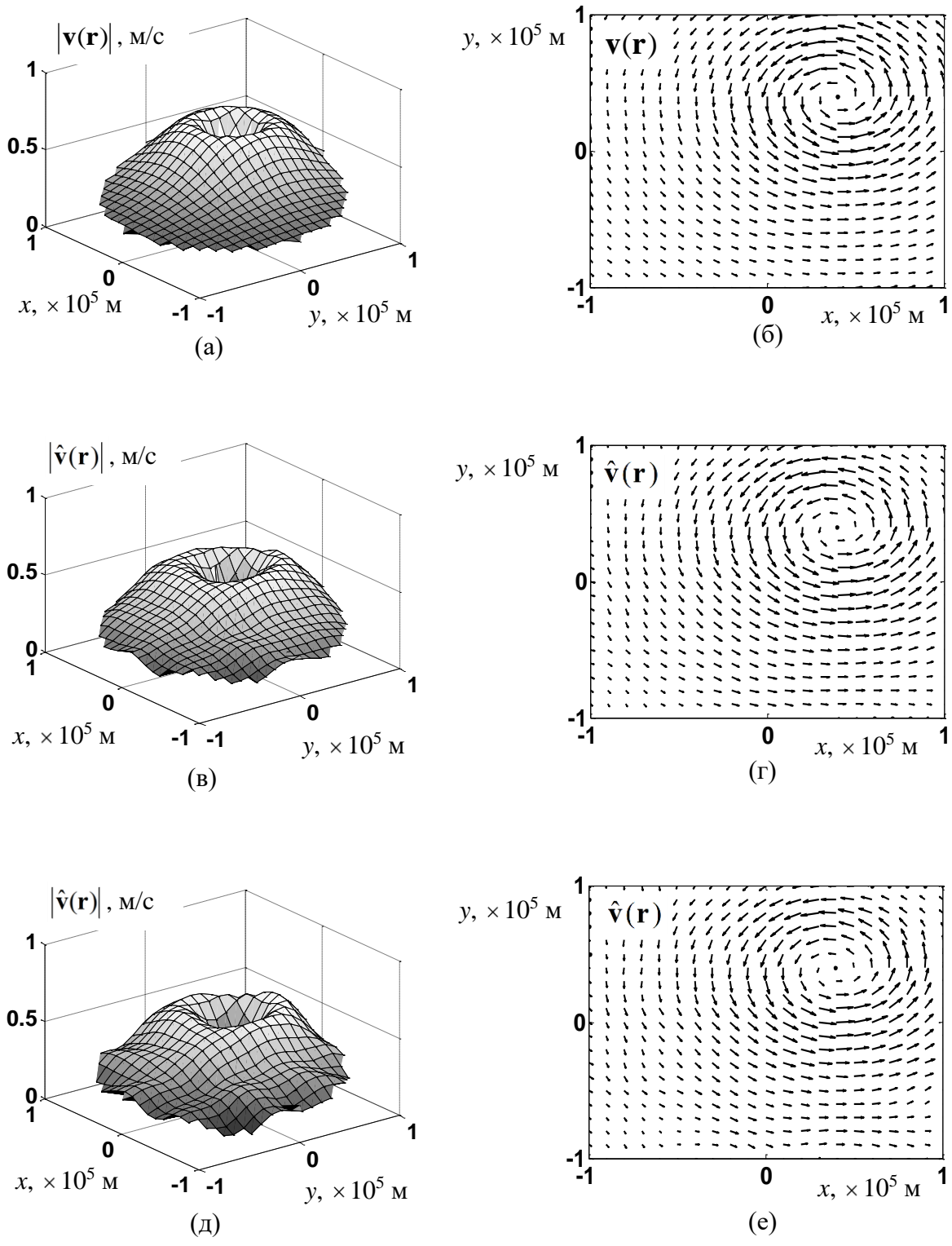


Рис. 2.6. Модельное распределение по акватории модуля (а) и вектора (б) скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ комбинированной неоднородности, а также результаты восстановления этого распределения в лучепролетной схеме: при восстановлении в случае несмещенных антенн (в, г) невязка по решению составляет $\eta_v=0.14$, невязка по правой части $\eta_T = 0.001$; в случае неизвестного смещения антенн (д, е) $\eta_v=0.15$, $\eta_T = 0.003$.

$\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ и $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$, в дальнейшем не приводятся. На рис. 2.6в, 2.6г изображена оценка $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ параметров течения. Таким образом, при известном расположении антенн простая времяпролетная схема позволяет восстановить структуру и расположение исследуемых неоднородностей, направление вектора скорости вихря с приемлемой точностью.

Далее рассматривается случай, когда антенны смещены в горизонтальной плоскости неизвестным образом. При этом предполагается, что искривление антенн от строго вертикального положения уже определено методами, изложенными в [А 27], и на данном этапе ставится задача оценки смещений антенн целиком в горизонтальной плоскости. Смещение каждой k -ой антенны (как излучающей, так и приемной) характеризуется значением $\delta R_k = |\mathbf{r}'_k| - |\mathbf{r}_k|$ вдоль горизонтального радиус-вектора \mathbf{r}_k , проведенного из центра экватории к несмещенному положению антенны, и поворотом радиус-вектора смещенной антенны $\mathbf{r}'_k = \mathbf{r}_k + \delta \mathbf{r}_k$ на угол $\delta \varphi_k$ относительно вектора \mathbf{r}_k . В отличие от работы [А 27], где рассматривалось смещение каждого отдельного преобразователя за счет искривления антенны по глубине при известном положении ее верхнего конца, сейчас речь идет о неизвестном смещении всей антенны целиком в горизонтальной плоскости. Для рассматриваемых параметров задачи, задаваемые значения δR_k и $\delta \varphi_k$ приведены на рис. 2.8 (сплошные линии). При решении обратной задачи, в системе (2.7) вектор-столбец правой части $|\Delta T\rangle$ состоит из элементов $\Delta t_{ik} = t_{ik} - t_{ik}^0$, где время распространения модового сигнала между i -ой и k -ой смещенными антеннами в присутствии неоднородности (t_{ik}) измеряется экспериментально, а в отсутствие неоднородности (t_{ik}^0) рассчитывается. Поскольку смещения антенн пока неизвестны, значения t_{ik}^0 и элементы матрицы A^{time} в (2.7) рассчитывались для идеальных положений антенн вместо смещенных, что приводило к погрешности при формировании системы (2.7). Как будет видно далее, эта

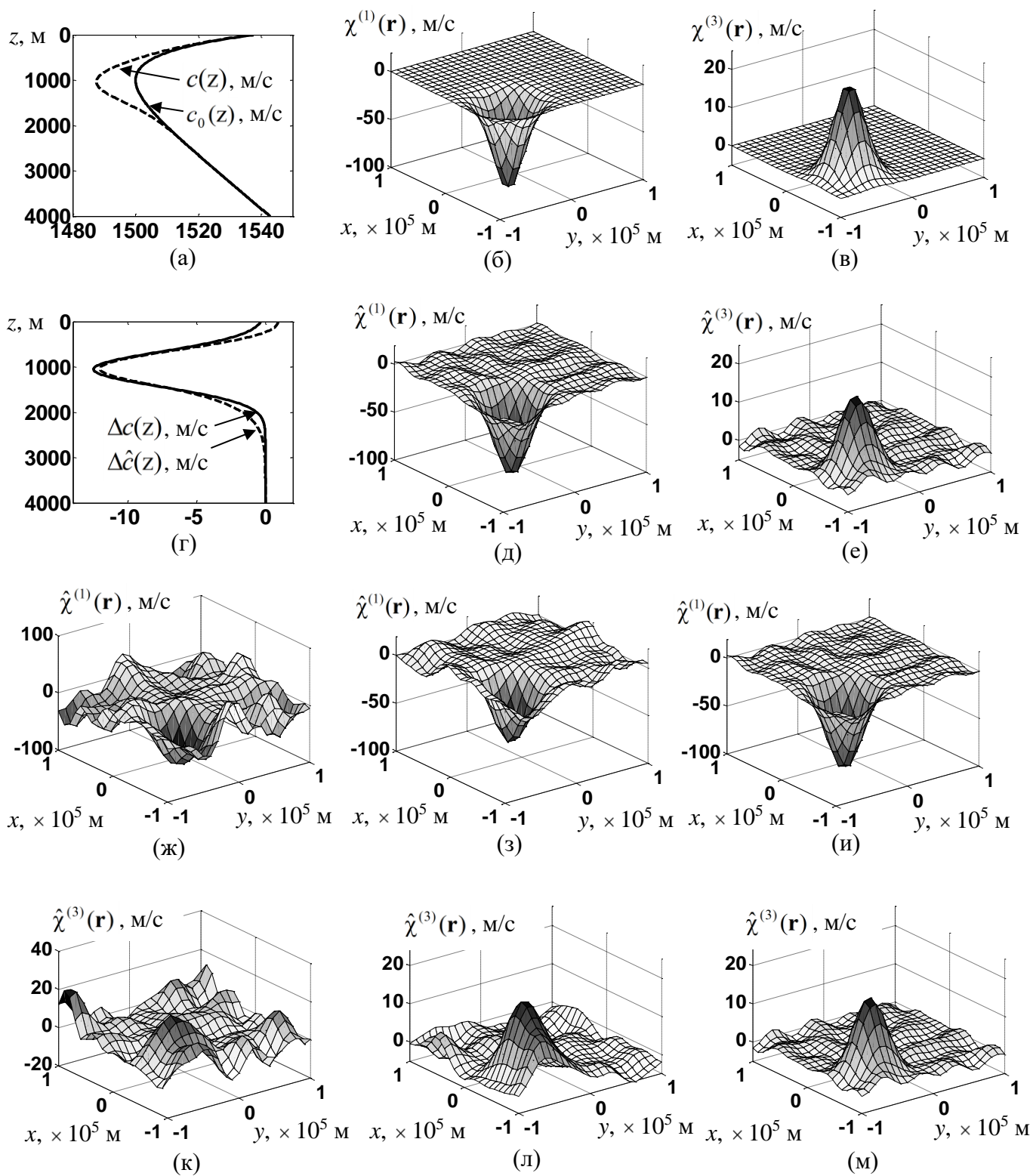


Рис. 2.7. Восстановление рефракционной компоненты $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ комбинированной неоднородности:

- модельный профиль скорости звука $c(\mathbf{r}, z)$ (а, пунктирная линия) в центре неоднородности и его фоновое значение $c_0(z)$ (а, сплошная линия); распределение коэффициентов разложения $\chi^{(1)}(\mathbf{r})$ и $\chi^{(3)}(\mathbf{r})$ модельного возмущения $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ по первой (б) и третьей (в) функциям Карунэна-Лоэва;

- результат восстановления по времяпролетной схеме при несмещенных антеннах оценки $\Delta\hat{c}$ (г, пунктирная линия) возмущения профиля скорости звука Δc (г, сплошная линия) в центре неоднородности и оценка распределения коэффициентов $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ (д), $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$ (е); невязка по решению составляет $\eta_c=0.2$, невязка по правой части $\eta_T=0.001$;
- результат восстановления $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ (ж) и $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$ (к) по времяпролетной схеме при неизвестном смещении антенн: $\eta_c=0.99$, $\eta_T=0.003$;
- результат восстановления $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ (з) и $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$ (л) по угловой информации $\delta\alpha_{ij;k}$ при неизвестном смещении антенн: $\eta_c=0.45$, $\eta_T=0.006$;
- уточненные оценки $\hat{\chi}^{(1)}(\mathbf{r})$ (и), $\hat{\chi}^{(3)}(\mathbf{r})$ (м), полученные при совместном использовании угловой и временной информации: $\eta_c=0.22$, $\eta_T=0.001$.

погрешность оказывается почти скомпенсированной при восстановлении $\mathbf{v}(\mathbf{r})$.

На рис. 2.6д, 2.6е и рис. 2.7ж, 2.7к приведены результаты восстановления для прежних параметров задачи, но при неизвестном расположении антенн.

На основании полученных оценок можно сделать вывод о том, что восстановление векторной компоненты \mathbf{v} комбинированной неоднородности оказывается слабо чувствительным к неизвестному смещению антенн в горизонтальной плоскости (рис. 2.6д, 2.6е). Это объясняется следующим образом. Наличие в исследуемой акватории возмущения фазовой скорости звука $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ относительно фонового значения $c_0(z)$ приводит к возмущению скорости рассматриваемой m -ой моды $\Delta c^{(m)}(\mathbf{r}) = c^{(m)}(\mathbf{r}) - c_0^{(m)}$. Наблюдаемое возмущение времени распространения модового сигнала вдоль горизонтального луча, соединяющего i -ую излучающую и k -ую принимающую антенны, за счет $\Delta c^{(m)}(\mathbf{r})$ (зависимость от m далее опускается), а также за счет возмущения скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ относительно фонового значения $\mathbf{v}_0=0$, имеет вид [120]:

$$\Delta t_{ik} \approx - \int_{L_{ik}^0} \frac{\Delta c(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2} - \int_{L_{ik}^0} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\tau}_{ik}^0(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2}, \quad \text{где } \boldsymbol{\tau}_{ik}^0(\mathbf{r}) \text{ — единичный вектор,}$$

касательный к траектории L_{ik}^0 горизонтального луча в невозмущенной среде;

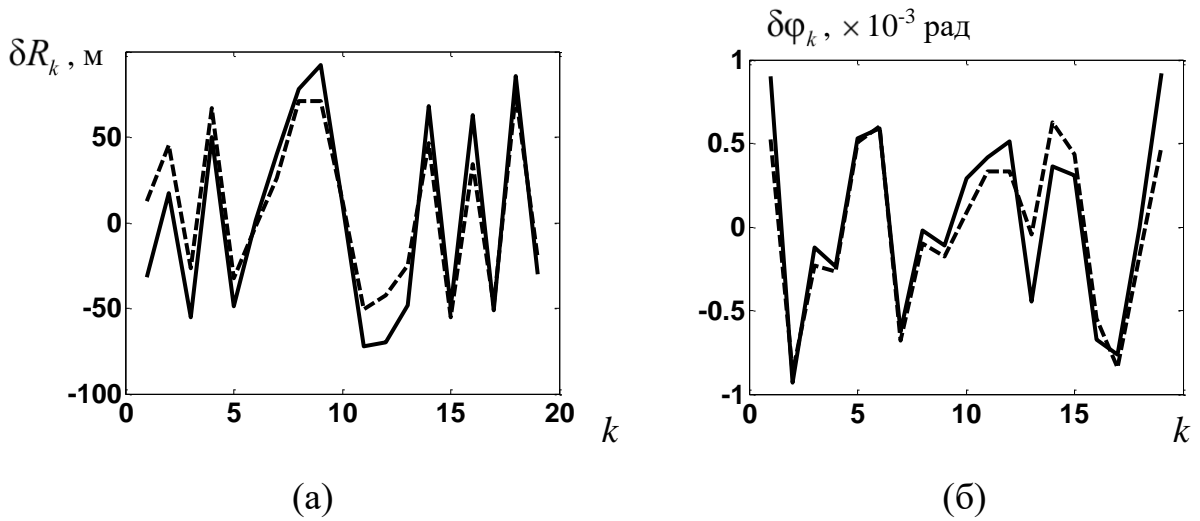


Рис. 2.8. Смещения антенн вдоль радиуса δR_k (а) и углы их поворотов $\delta \varphi_k$ (б). Истинные смещения изображены сплошной линией; оценки смещений антенн, полученные на основе совместного использования угловой и временной информации, изображены пунктирными линиями; k – номер антенны; невязки по решению $\eta_R = 0.37$, $\eta_\varphi = 0.36$, невязка по правой части $\eta_{\delta T} = 3 \times 10^{-6}$.

предполагается справедливым условие $|\mathbf{v}(\mathbf{r})|/c_0 \ll 1$, $|\Delta c(\mathbf{r})|/c_0 \ll 1$. В случае неизвестного смещения излучающей антенны на радиус-вектор $\delta \mathbf{r}_i$ и принимающей антенны на $\delta \mathbf{r}_k$, при $|\delta \mathbf{r}_i|/R_{ik} \ll 1$, $|\delta \mathbf{r}_k|/R_{ik} \ll 1$ (R_{ik} – расстояние между антеннами) временной набег оценивается как

$$\Delta t_{ik} \approx - \int_{L_{ik}^0} \frac{\Delta c(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2} - \int_{L_{ik}^0} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\tau}_{ik}^0(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2} + \frac{\delta R'_i}{c_0} + \frac{\delta R'_k}{c_0}; \quad \delta R'_i, \quad \delta R'_k \text{ – проекции}$$

соответствующих векторов смещений $\delta \mathbf{r}_i$, $\delta \mathbf{r}_k$ на прямую, лежащую в горизонтальной плоскости и проходящую через несмещенные антенны. Здесь предполагается, что неоднородность локализована внутри рассматриваемой области, а в местах расположения антенн ее влияние незначительно. Полусумма времен распространения сигналов во взаимно противоположных направлениях позволяет выделить эффекты влияния только рефракции:

$$\left(\Delta t_{ik} + \Delta t_{ki} \right) / 2 \approx - \int_{L_{ik}^0} \frac{\Delta c(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2} + \frac{\delta R'_i}{c_0} + \frac{\delta R'_k}{c_0}, \quad \text{но при этом сохраняется}$$

необходимость учета дополнительного временного набега, вызванного смещениями антенн. Рассмотрение полуразности времен распространения сигналов во взаимно противоположных направлениях позволяет выделить эффекты влияния течений: $(\Delta t_{ik} - \Delta t_{ki})/2 \approx -\int_{L_{ik}^0} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})\boldsymbol{\tau}_{ik}^0(\mathbf{r}) dl^0}{c_0^2}$, и теперь влияние неизвестного смещения антенн оказывается скомпенсированным. Неявный учет эффектов, связанных с вычислением полусуммы и полуразности времен распространения сигналов во взаимно противоположных направлениях, происходит при вычислении матрицы $(A^{\text{time}})^+ A^{\text{time}}$ в МНК-решении системы (2.7). Это объясняет хорошие результаты восстановления на рис. 2.6д, 2.6е.

Восстановить рефракционную компоненту Δc комбинированной неоднородности при неизвестном смещении антенн на расстояния $\delta R \cong |\delta \mathbf{r}_k| \cong 50$ м только по данным о временах распространения сигналов не удается (рис. 2.7ж, 2.7к). Действительно, дополнительный временной набег, вызванный неизвестным смещением антенны, имеет величину $\Delta t_1 \cong \delta R/c_0 \approx 0.03$ с. Возмущение же времени распространения сигнала, вызванное присутствием рассматриваемой рефракционной неоднородности с характерной амплитудой Λ_c и размером σ в горизонтальной плоскости, можно оценить как $\Delta t_2 \cong \sigma \Lambda_c / c_0^2 \approx 0.06$ с. Тем самым, ошибка определения времени прихода сигнала на антенну сравнима по величине с информативным временным набегом, вызванным самой неоднородностью, что и приводит к неудовлетворительным результатам восстановления параметров рефракционного распределения $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ только на основе временной информации в (2.7). Тем не менее, возможно осуществить реконструкцию рефракционной компоненты $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ комбинированной неоднородности на основании только угловой информации при неизвестном смещении антенн МНК-решением системы (2.4). Результаты восстановления представлены на рис. 2.7з, 2.7л. Как видно из этих рисунков, в отличие от случая использования

информации о временах распространения, теперь удалось определить месторасположение неоднородности и оценить ее размер, однако абсолютная величина возмущения в восстановленной неоднородности требует дополнительного уточнения. Это возможно осуществить после предварительной оценки смещений антенн, чему посвящен следующий раздел.

Неизвестные смещения антенн в горизонтальной плоскости, характеризуемые значениями δR_k и $\delta \varphi_k$, могут быть оценены при совместном использовании временной Δt_{ik} и угловой $\delta \alpha_{ij,k}$ информации. Предполагается, что в несмещенном состоянии антенны располагаются на границе цилиндрической области (т.е. на окружности) радиуса R_a . В этом случае положения i -ой и k -ой антенн характеризуются радиус-векторами $\mathbf{r}_i = \{R_a, \varphi_{0i}\}$, $\mathbf{r}_k = \{R_a, \varphi_{0k}\}$ в полярной системе координат. Для смещенных антенн $\mathbf{r}'_i = \{R_a + \delta R_i, \varphi_{0i} + \delta \varphi_i\}$, $\mathbf{r}'_k = \{R_a + \delta R_k, \varphi_{0k} + \delta \varphi_k\}$. Дополнительный временной набег при распространении сигнала от i -ой антенны к k -ой антенне, вызванный смещением антенн, составляет $\delta t_{ik} \approx (|\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}'_k| - |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|) / \bar{c}_0$, где \bar{c}_0 – среднее (по трассе) значение фазовой скорости рассматриваемой моды между антеннами. В приближении $|\delta \varphi_i - \delta \varphi_k| / |\varphi_{0i} - \varphi_{0k}| \ll 1$, $(|\delta R_i| + |\delta R_k|) / R_a \ll 1$ несложные тригонометрические преобразования приводят к выражению

$$\delta t_{ik} \approx \frac{R_a^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k| \bar{c}_0} \left(\left\{ \delta \varphi_i - \delta \varphi_k \right\} \sin(\varphi_{0i} - \varphi_{0k}) + 2 \frac{\delta R_i + \delta R_k}{R_a} \sin^2 \frac{\varphi_{0i} - \varphi_{0k}}{2} \right),$$

$\varphi_{0i}, \varphi_{0k} \in [0, 2\pi)$, где члены вида $|\delta R_i| \delta \varphi_k / R_a \ll 1$ не учитываются. Тогда полусумма рассматриваемых временных задержек распространения сигналов между антеннами во встречных направлениях выражается через неизвестные смещения антенн аналогичным образом:

$$\frac{\delta t_{ik} + \delta t_{ki}}{2} \approx \frac{R_a^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k| \bar{c}_0} \left(\left\{ \delta \varphi_i - \delta \varphi_k \right\} \sin(\varphi_{0i} - \varphi_{0k}) + 2 \frac{\delta R_i + \delta R_k}{R_a} \sin^2 \frac{\varphi_{0i} - \varphi_{0k}}{2} \right). \quad (2.10)$$

С другой стороны, та же самая величина $(\delta t_{ik} + \delta t_{ki}) / 2$ может быть оценена как

$$\frac{(\delta t_{ik} + \delta t_{ki})}{2} = \Delta t_{ik}^{\text{halfsum}} - \Delta \hat{t}_{ik}^{\text{halfsum}}. \quad (2.11)$$

Здесь $\Delta t_{ik}^{\text{halfsum}} = (\Delta t_{ik} + \Delta t_{ki})/2$ – полусумма временных задержек сигналов, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях через истинную комбинированную неоднородность при неизвестном смещении антенн. Эта полусумма формируется из правой части $|\Delta T\rangle$ системы (2.7) с элементами $\Delta t_{ik} = t_{ik} - t_{ik}^0$. В экспериментальных данных t_{ik} и t_{ki} , полученных при истинной комбинированной неоднородности, влияние смещений присутствует, а при расчете невозмущенных значений t_{ik}^0 и t_{ki}^0 смещения не учитываются. Значения $\Delta \hat{t}_{ik}^{\text{halfsum}}$ в (2.11) представляют собой полусумму временных задержек сигналов, распространяющихся во встречных направлениях через рефракционную компоненту $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$, которая предварительно была оценена по угловой информации $\delta \alpha_{ij,k}$. При этом $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$ и $\Delta \hat{t}_{ik}^{\text{halfsum}}$ вычисляются для несмещенных положений антенн. Предполагается, что разница между экспериментальными данными $\Delta t_{ik}^{\text{halfsum}}$ и данными $\Delta \hat{t}_{ik}^{\text{halfsum}}$, рассчитанными в присутствии $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$, вызвана, главным образом, неучтенным смещением антенн, поскольку использование временных полусумм позволяет выделить эффекты влияния только скалярной компоненты и пренебречь влиянием течений и вихрей. В итоге оценка неизвестных δR_k и $\delta \varphi_k$ сводится к решению системы линейных уравнений, которая получается при подстановке в левую часть (2.11) выражения (2.10), содержащего неизвестные смещения:

$$M \begin{pmatrix} |\delta \Phi\rangle \\ |\delta R\rangle \end{pmatrix} = |\delta T\rangle. \quad (2.12)$$

Тем самым восстанавливается «среднее» смещение всей антенны. Метод оценки изменения ее формы был рассмотрен ранее в [А 27]. Матрица $M = (M_\varphi, M_R)$ состоит, согласно (2.10), из двух блоков с элементами вида

$\pm \frac{R_a^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k| \bar{c}_0} \sin(\varphi_{0i} - \varphi_{0k})$ и $2 \frac{R_a}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k| \bar{c}_0} \sin^2 \frac{\varphi_{0i} - \varphi_{0k}}{2}$, а вектор-столбцы $|\delta R\rangle$, $|\delta \Phi\rangle$

и $|\delta T\rangle$ образованы элементами δR_k , $\delta \varphi_k$ и $\Delta t_{ik}^{\text{halfsum}} - \hat{\Delta t}_{ik}^{\text{halfsum}}$, соответственно.

Система (2.12) решалась МНК-методом при простейшей регуляризации:

$$\begin{pmatrix} |\delta \hat{\Phi}\rangle \\ |\delta \hat{R}\rangle \end{pmatrix} = (M^+ M + \gamma^2 E)^{-1} M^+ |\delta T\rangle. \text{ Использование в качестве неизвестных } |\delta \Phi\rangle$$

и $|\delta R/R_a\rangle$, имеющих одинаковый порядок величин, или же введение весовых коэффициентов в уравнения системы (2.12) не изменяют заметным образом получаемые оценки в силу избыточности этой системы.

При численной реализации изложенного подхода рассчитывались времена распространения мод через неоднородность $\Delta \hat{c}(\mathbf{r}, z)$, восстановленную из (2.4) на основе возмущений относительных углов $\delta \alpha_{ij;k}$. Затем неизвестные смещения антенн оценивались из (2.12) (рис. 2.8, пунктир). Коэффициент регуляризации $\gamma^2 = 5 \times 10^{-7}$ выбирался по спаду спектра собственных значений матрицы $M^+ M$. При построении правой части системы (2.12) использовались временные задержки только первой моды. Точность полученного решения оценивалась невязками по решению η_R , η_φ и по правой части $\eta_{\delta T}$ (их численные значения приведены в подписях к рис. 2.8), аналогичных невязкам η_v , $\eta_{\Delta c}$, η_T в (2.8), (2.9).

Полученная из (2.12) информация о смещениях антенн $\delta \hat{R}_k$ и $\delta \hat{\varphi}_k$ может быть использована для более точного восстановления $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Система (2.5) позволила улучшить качество восстановления $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ (рис. 2.7и, 2.7м), поскольку элементы $\Delta t_{ik}^{\text{halfsum}}$ вектор-столбца $|\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle$ и элементы соответствующей матрицы $A_{\text{scal}}^{\text{time_halfsum}}$ рассчитывались с учетом найденных значений $\delta \hat{R}_k$ и $\delta \hat{\varphi}_k$. Использование оценок $\delta \hat{R}_k$ и $\delta \hat{\varphi}_k$ также позволяет

восстановить течение $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ при решении системы (2.6) или (2.7). Однако точность восстановления течений из этих же систем (2.6) и (2.7), но без использования информации о смещениях антенн, лишь незначительно уступает точности оценки $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$, полученной при учете смещений (ухудшение невязки по решению η_v составляет несколько процентов). Это объясняется тем, что при восстановлении $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, фактически, используется разностная информация $(\Delta t_{ik} - \Delta t_{ki})/2$: в системе (2.6) эти временные полуразности используются явно; в полной же системе (2.7) временные полуразности используются неявным образом при поиске МНК-решения. При этом точность оценки $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$ из (2.7) при неизвестном смещении антенн лишь немного уступает точности чисто разностной схемы (2.6). Однако система (2.7), сформированная с учетом оцененных смещений $\delta \hat{R}_k$ и $\delta \hat{\phi}_k$, позволяет восстановить распределения $\Delta c(\mathbf{r}, z)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ одновременно.

Для оценки устойчивости предлагаемой схемы к случайным ошибкам (вызванным, в том числе, исходными помехами при измерении звукового поля, а также ошибками применяемых алгоритмов обработки) к правым частям рассматриваемых систем добавлялись независимые реализации белого шума. Так, например, к правой части системы (2.5) добавлялся вектор-столбец $\begin{pmatrix} |n_{\Delta T}\rangle \\ |n_{\Delta \alpha}\rangle \end{pmatrix}$, где $|n_{\Delta T}\rangle$ состоит из элементов вида $a_0 \langle \Delta T^{\text{halfsum}} \rangle n_i$, а вектор-столбец $|n_{\Delta \alpha}\rangle$ – из элементов $a_0 \langle \Delta \alpha \rangle n_i$; $\langle \Delta T^{\text{halfsum}} \rangle$ и $\langle \Delta \alpha \rangle$ – средние значения модулей элементов вектор-столбцов $|\Delta T^{\text{halfsum}}\rangle$ и $|\Delta \alpha\rangle$, соответственно; a_0 – безразмерный амплитудный множитель; n_i – независимые реализации белого шума, принимающие случайным образом значения $+0.5$ или -0.5 . Численное моделирование показало, что увеличение относительной амплитуды случайных ошибок от $a_0 = 0$ до $a_0 = 0.4$ приводит к незначительному увеличению

значения невязки η_c от 0.22 до 0.26, при этом визуально результаты восстановления слабо отличаются от рис. 2.7и, 2.7м. Аналогичная ситуация наблюдается при добавлении шума к правым частям систем (2.4) и (2.7), что указывает на устойчивость предлагаемой схемы к случайным ошибкам такого типа. Предполагается, что в условиях реального эксперимента и использования активного режима малой мощности влияние наблюдаемых ошибок не будет превосходить влияния рассмотренных шумовых добавок.

Таким образом, в Главе 2 предложена и численно исследована схема акустической томографии комбинированной скалярно-векторной неоднородности в океане, слабочувствительная к неизвестному смещению вертикальных антенн в горизонтальной плоскости. Показано, что восстановление течений \mathbf{v} возможно томографическими методами без дополнительного учета смещений антенн. Для восстановления же рефракционной компоненты Δc неоднородности необходимо использовать дополнительную информацию, например, в виде возмущений относительных углов горизонтальной рефракции модовых импульсов. На основе совместного использования угловой и временной информации предложен метод оценки неизвестных смещений антенн в горизонтальной плоскости, что позволило улучшить результат восстановления Δc . Важно, что изложенный в настоящей Главе подход очевидным образом может быть обобщен для процессов частично пассивной (по временам распространения сигналов) томографии океана [А 26, А 27, А 61] 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. Подробно вопросы пассивной модовой томографии океана обсуждаются в следующей Главе диссертационной работы.

Глава 3. Методы пассивной модовой томографии океана с применением одиночных гидрофонов и векторных приемников.

Изначально методы акустической томографии были разработаны для глубокого океана [120], однако в последнее время в связи с широкомасштабным освоением шельфа все больше внимания уделяется вопросам акустического мониторинга мелкого моря [122]. В этом случае задача усложняется с точки зрения теоретического описания распространения акустических волн в мелком море (приходится учитывать влияние дна, интенсивные внутренние волны, принимать во внимание неадиабатическое распространение звука, дисперсионные свойства волновода), однако упрощается с точки зрения практической реализации (снижение стоимости и технической сложности проведения натурного эксперимента). Ещё проще станет эксперимент при переходе к пассивному режиму, так как при этом не нужно решать вопросы создания, развертывания и энергопитания разнесенных по периметру изучаемой акватории низкочастотных излучателей.

Уменьшение числа приемных элементов и возможность, в предельном случае, отказаться от развертывания вертикальных приемных антенн также нельзя не принимать во внимание. Как оказалось, вполне возможно реализовать мониторинг мелкого моря с использованием одиночных донных гидрофонов. Так, в работе [201] описывается сравнительно дешевый и простой в реализации натурный эксперимент по акустической томографии, который был проведен на шельфе Черного моря в конце 2010 года. Используя лучевую модель распространения, авторы оценили суточные изменения скорости звука и параметров течений в исследуемой области, а также колебания нижней границы термоклина на основе данных излучения и приема акустических сигналов тремя автономными донно-поверхностными станциями, расположенными в вершинах практически равностороннего треугольника. Несмотря на то, что область исследования была невелика и имела линейные

размеры около 1 км, описанный эксперимент является, по-видимому, первым томографическим экспериментом в мелком море, позволившим восстановить упомянутые характеристики исследуемой области на основе данных с одиночных донно-поверхностных трансиверов. Возможности реализации подобного акустического мониторинга, но на бóльших расстояниях, исследовались в работе [202]. Авторами этой работы была показана возможность мониторинга полей течений и температуры при использовании сложных сигналов, излучаемых и принимаемых одиночными донными трансиверами, расположенными на расстояниях до 15 км в шельфовой зоне Японского моря в районе акустико-гидрофизического полигона ТОИ ДВО РАН. Авторы работы [202] пришли к выводу, что обработка данных этих экспериментов обеспечивает возможность измерения температуры воды с точностью до 1°C и скорости течения с точностью до 0.1 м/с. Отмеченные две экспериментальные работы свидетельствуют о практической возможности реализации сравнительно дешевой акустической томографии мелкого моря с помощью донных или донно-поверхностных станций.

В отличие от работ [201, 202], в настоящей Главе показана возможность выделения мод одиночными гидрофонами из шумового сигнала, что является основой пассивной модовой томографии мелкого моря. Использование именно модового подхода в пассивной томографии, в свою очередь, необходимо для сокращения времени накопления сигнала [А 26].

Раздел 3.1. Использование естественных шумов для оценки функции Грина в задачах пассивной томографии океана.

Отказ от низкочастотных источников возможен при применении к задачам подводной акустики методов шумовой интерферометрии, в которых роль источников играют собственные шумы океана, как природного, так и антропогенного характера. Идею метода иллюстрирует рис. 3.1.

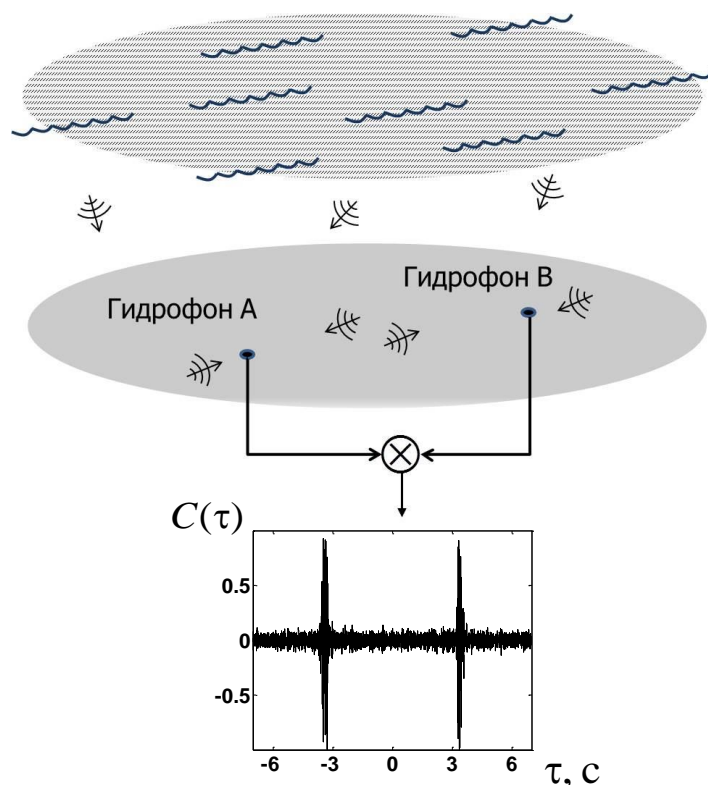


Рис. 3.1. Схема корреляционной обработки шумов мелкого моря, принятых донными гидрофонами. Функция взаимной корреляции $C(\tau)$ данных с гидрофонов А и В имеет два пика, соответствующих временам распространения сигналов по направлению от А к В и в обратном направлении.

Пространственно разнесённые гидрофоны (или антенны) А и В регистрируют акустическое поле шумов, порождённых океаном, в котором есть компоненты шумового сигнала, прошедшего через оба гидрофона. Эта ситуация в некотором смысле эквивалентна тому, как если бы каждый из этих гидрофонов излучал сигнал, в то время как второй гидрофон принимал бы его. Наличие какой-либо неоднородности между рассматриваемыми гидрофонами приведёт к изменениям параметров распространения шумового сигнала, что может использоваться для томографического восстановления указанной неоднородности. Описываемый метод успешно апробирован в задачах сейсмологии [126, 192], однако его прямое распространение на мониторинг океана не представляется возможным по причине намного более быстрой изменчивости океана во времени по сравнению с задачами сейсмологического

мониторинга земной коры. Нестационарность океана сильно ограничивает возможности по накоплению сигналов во времени. Разные авторы [206, 207, 212, А 26] предложили различные оценки необходимого времени накопления, что породило некоторые сомнения в возможностях применения метода на практике. Однако появление работ [167, 173, 175, 176], в которых приведены результаты использования шумовой интерферометрии для обработки данных натуральных экспериментов и пассивных акустических измерений, важных для океанологии параметров среды, позволяет сделать вывод о перспективности метода.

В работах [А 27, 213] обосновано применение непозиционируемых антенн в шумовой томографии. В работе [А 35] по данным акустического эксперимента в Баренцевом море была осуществлена селекция акустических мод и рассмотрен важный вопрос о выборе частотного диапазона, обеспечивающего разумное время накопления сигнала, а также показана возможность использования метода в целях построения схемы модовой томографии океана.

Отказ от вертикальных антенн и переход к одиночным гидрофонам требует анализа структуры звукового поля в рассматриваемой акватории. Основное назначение используемых в томографии океана систем вертикальных антенн состоит в выделении модовой структуры в том случае, когда акустическое поле при обработке представлено в виде суммы распространяющихся мод. В случаях, когда антенна не перекрывает весь волновод, а также когда профиль антенны искривлён подводными течениями, выделение мод может потребовать дополнительной обработки принимаемых сигналов [А 27]. Переход от «корреляции полей» в точках размещения гидрофонов к «корреляции мод» важен, поскольку позволяет существенно (в разы) сократить время накопления сигнала в рассматриваемой схеме и делает её применимой для мониторинга изменчивости океана.

Взаимосвязь между функцией взаимной корреляции $K(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$ шумовых полей, зарегистрированных в пространственно-разнесенных точках, характеризующихся координатами \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B , и запаздывающей $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau)$ и опережающей $G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)$ функциями Грина волнового уравнения для выбранной пары точек имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} K(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau) \sim D[G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau) - G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, -\tau)], \quad (3.1)$$

причем D – коэффициент, зависящий от поглощающих свойств волновода [203] и характеристик источников [А 26].

По-видимому, впервые, соотношения аналогичные (3.1) были получены в квантовой теории поля [205] для связи двухточечной корреляционной функции, усредненной по основному состоянию поля (вакуумное среднее), и функции Грина этого поля. Впоследствии этот факт был «переоткрыт» в акустике [204].

Из (3.1) следует, что спектр корреляционной функции прямо пропорционален мнимой части комплексного спектра функции Грина, т.е. величине, не содержащей информации о фазе функции Грина. Кроме этого, во многих, характерных для натурального эксперимента случаях, детальная информация об источниках шумов отсутствует, то есть коэффициент D в (5) является неизвестным и, следовательно, соотношение (5) представляет собой лишь прямо пропорциональную зависимость. В итоге, строго математически, корреляционная функция шумов не позволяет определить ни абсолютное значение амплитуды функции Грина, ни её фазу, и несет информацию лишь о мнимой части функции Грина с амплитудным коэффициентом, который является неизвестным во многих практических ситуациях. Несмотря на такие теоретические ограничения, соотношение (5) широко используется для решения обратных задач. Дело в том, что в работах, посвященных пассивной томографии параметров среды, в качестве исходных данных для решения обратной задачи рассматриваются, как правило, временные задержки,

соответствующие максимумам функции корреляций шумов (или ее производной) и являющиеся оценками времен распространений сигналов между точками регистрации шума.

Следует также отметить возможность приближенной оценки фазы функции Грина (ФГ) из корреляционной функции шумов на основе (5). Для этого следует рассмотреть только ту часть корреляционной функции, которая соответствует положительным временным задержкам τ (дает приближенную оценку запаздывающей ФГ) или только отрицательным задержкам (позволяет приближенно оценить опережающую ФГ). Физическое объяснение возможности такого разделения может основываться на принципе причинности, который требует равенства нулю запаздывающей ФГ при отрицательных τ (сигнал должен отсутствовать до момента его излучения); аналогично, при положительных τ обнуляется опережающая ФГ. Анализ отдельно каждой из ФГ позволяет оценить не только времена распространения лучей или мод (в зависимости от условий эксперимента) во взаимно противоположных направлениях, но и оценить фазу ФГ. Однако точность таких оценок существенно зависит от расстояния r между точек приема шумовых полей, а также от полосы частот, в которой ведется корреляционная обработка даже при максимально возможном отношении сигнал/помеха. При уменьшении r , как и при уменьшении полосы частот, все большая часть ФГ оказывается в «нефизичной» области временных задержек и, как следствие, обнуляется, при разделении ФГ; в итоге производная корреляционной функции шумов, определяемая разницей опережающей и запаздывающей ФГ, все более и более отличается от запаздывающей ФГ (в области $\tau > 0$) и от опережающей ФГ (для $\tau < 0$). В тех случаях, когда пики производной корреляционной функции, соответствующие запаздывающей ФГ (при $\tau > 0$) и опережающей ФГ (для $\tau < 0$) оказываются хорошо разделены во временной области (за счет увеличения расстояния r или при увеличении полосы частот, если это возможно), то оценка фазы ФГ может быть выполнена с высокой

точностью. При наличии течений в среде принцип взаимности не выполняется, и разница запаздывающей и опережающей ФГ в спектральном представлении в этом случае уже не дает чисто мнимую часть ФГ в (5). Тем не менее, когда запаздывающая и опережающая ФГ оказываются хорошо разделены в области временных задержек τ , рассмотрение отдельно каждой из этих ФГ позволяет оценить не только времена распространения сигналов во взаимно противоположных направлениях, но и оценить фазу каждой из рассматриваемых ФГ. Более подробно сопоставление фаз ФШ и корреляционной функции шумов проведено в *Разделе 3.3*.

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 [206] или даже месяца [207], что превышает время динамических изменений океана, которые могут представлять интерес. В работе [А 26] было предложено рассматривать корреляции не полных шумовых полей, а отдельных мод, формирующих это шумовое поле. Далее приводится подтверждение этого теоретического результата на основе обработки экспериментальных данных [А 47].

В качестве экспериментальных данных используются шумовые записи, зарегистрированные донными гидрофонами в Баренцевом море. Запись производилась интервалами около 30 секунд каждые 1.5 минуты в течение примерно 4 суток. Расстояние между двумя гидрофонами составляло $r \approx 1$ км, волновод с приемлемой точностью описывался моделью Пекериса со скоростью звука в водном слое $c = 1450$ м/с, глубиной $h = 209$ м и скоростью в дне $c_1 = 2770$ м/с [А 35].

При исследовании выходного отношения сигнал/помеха $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$ в качестве сигнала S_{out} на выходе коррелятора принимается значение максимума функции взаимной корреляции, соответствующего

положительным временным задержкам (изменение максимума, соответствующего отрицательным временным задержкам, было аналогичным). Шумом N_{out} считается среднеквадратичное отклонение функции взаимной корреляции в области, где анализируемый максимум отсутствует. Предполагалось, что в диапазоне частот 0.5 – 5 Гц в регистрируемом шумовом поле присутствует преимущественно низшая гидроакустическая мода. Это предположение подтверждается результатами численного моделирования с различными параметрами волновода, близкими к условиям реального эксперимента [А 47].

На рис. 3.2 приведены нормированные взаимные функции корреляции, вычисленные в полосах частот 0.5 – 15 Гц, 0.5 – 5 Гц и 5 – 15 Гц соответственно, при усреднении за все время наблюдения. На рис. 3.2 а, в, г видны два максимума, симметричных относительно нулевой задержки, которые соответствуют временам распространения первой моды между рассматриваемыми гидрофонами во взаимно противоположных направлениях. На рис. 3.2 б приведена зависимость S_{out}/N_{out} от времени накопления T для всех трех рассматриваемых частотных диапазонов. Как видно на рис. 3.2 б, корреляционная обработка шумового поля, сформированного преимущественно низшей гидроакустической модой, дает лучшее выходное отношение сигнал/помеха. На высоких частотах гидроакустическое поле более чувствительно к изменениям характеристик волновода, которые происходят в течение времени накопления, что приводит к ограничению роста отношения S_{out}/N_{out} в этом случае. Различного рода межмодовые взаимодействия, например, межмодовая интерференция, в диапазоне 5 – 15 Гц также могут приводить к снижению итогового отношения S_{out}/N_{out} по сравнению с одномодовым случаем. Таким образом, выбор низкочастотного диапазона, в котором шумовое поле сформировано преимущественно одной модой, дает выигрыш по времени накопления в сравнении с более широкой полосой частот, в которой присутствуют несколько распространяющихся мод.

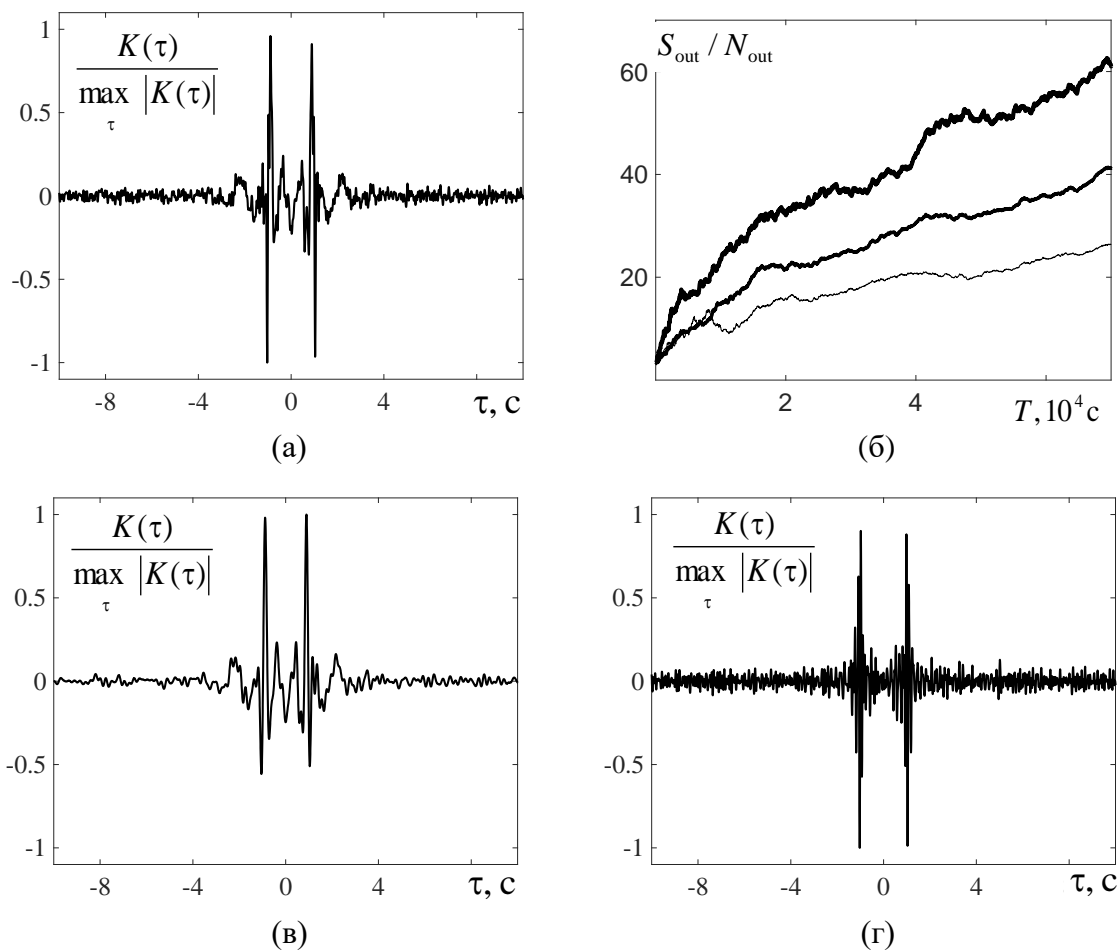


Рис. 3.2. Результаты обработки экспериментальных данных: (а), (в), (г) – нормированные взаимные функции корреляции шумовых полей, зарегистрированных донными гидрофонами, разнесенными на расстояние 1 км в полосе частот 0.5 – 15 Гц, 0.5 – 5 Гц, 5 – 15 Гц соответственно; (б) – зависимость выходного отношения 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).

Раздел 3.2. Выделение акустических мод шумового поля одиночными гидрофонами.

Возможность выделения полей отдельных мод в пассивном режиме с помощью одиночных гидрофонов демонстрируется далее на основе обработки экспериментальных данных, полученных во Флоридском проливе [167, 175]. На глубине приблизительно 100 м вдоль изобаты были поставлены три придонных принимающих станции. В данной работе использовались данные от двух из них (далее – гидрофон А и гидрофон В), расстояние между

которыми составляло 5.01 км. Каждая станция содержала гидрофон, электронный модуль и источник питания и была заякорена в пяти метрах от дна. Термостабилизированные кварцевые часы гарантировали уход не более чем на величину порядка 1 мс в день. Используемые данные записывались непрерывно в течение шести дней. При постановке принимающих станций были проведены CTD (проводимость, температура, глубина) измерения, что позволило построить профиль скорости звука. Скорость звука составляла 1539-1540 м/с до глубины 70 м, а ниже плавно понижалась до 1535 м/с.

Район характеризуется сильными течениями, которые оценивались с помощью двух доплеровских профилометров, работавших на частотах 600 кГц и 75 кГц, что обеспечило оценку течения на глубинах до 70 м. Усреднённая по глубине скорость течения составляла 0.47 м/с [176].

На рис. 3.3 представлена нормированная функция взаимной корреляции $C(\tau)$ шумовых полей в полосе 10–110 Гц, принятых рассматриваемыми гидрофонами. Функция взаимной корреляции вычислялась как преобразование Фурье по частоте от функции комплексной когерентности шумов в точках A и B . Для нахождения функции комплексной когерентности использовалось осреднение по всему шестидневному ряду наблюдений. Как показано в работе [215], использованный для вычисления $C(\tau)$ подход обеспечивает подавление нежелательных вкладов короткоживущих, но сильных дискретных источников шума.

График $C(\tau)$ имеет два пика, почти симметричных относительно нулевой задержки (рис. 3.3). Эти пики могут дать оценку времен распространения сигналов между рассматриваемыми гидрофонами во взаимно противоположных направлениях.

Область развёртывания станций характерна тем, что в ней заметную роль могут играть течения. В связи с этим в дальнейшем будет анализироваться полусумма фрагментов функции взаимной корреляции, соответствующих положительным и отрицательным задержкам (рис. 3.3), что позволяет

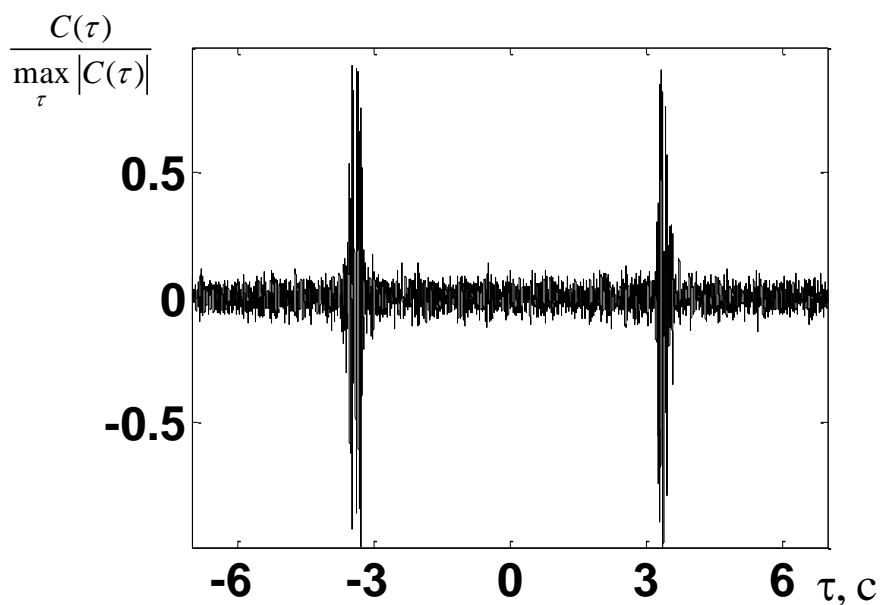


Рис. 3.3. Нормированная функция взаимной корреляции шумового поля, рассчитанная по экспериментальным данным в полосе частот 10-110 Гц для гидрофонов, расположенных на расстоянии 5.01 км.

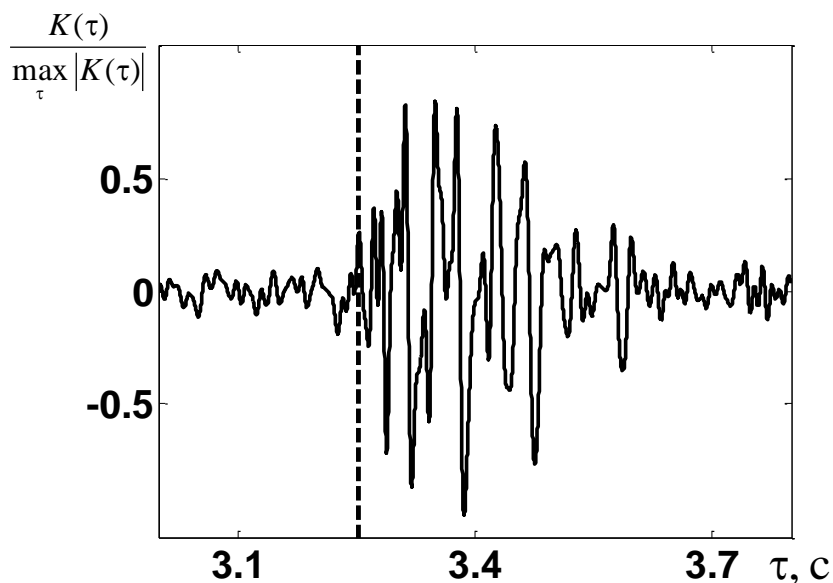


Рис. 3.4. Нормированная полусумма $K(\tau) = [C(\tau) + C(-\tau)]/2$, двух фрагментов функции взаимной корреляции $C(\tau)$, соответствующих положительным и отрицательным задержкам. Изображена часть итоговой полусуммы $K(\tau)$, содержащая наиболее выраженные экстремумы. Пунктирной линией отмечен момент времени τ_w , соответствующий началу вступления водной волны.

исключить невзаимность распространения сигналов между гидрофонами, вызванную течением. Для простоты изложения далее итоговая полусумма будет называться просто функцией взаимной корреляции $K(\tau) = [C(\tau) + C(-\tau)]/2$ (рис. 3.4).

На рис. 3.5 представлен модуль спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ функции взаимной корреляции $K(\tau)$. Сама спектрограмма $K_{sp}(\tau', f)$ рассчитывалась на основе стандартного соотношения (см., например, [216]):

$$K_{sp}(\tau', f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau) h(\tau - \tau') \exp(-i 2\pi f \tau) d\tau. \quad (3.2)$$

Здесь f – частота в герцах, а служащий аргументом функции $K(\tau)$ временной сдвиг τ – в секундах. При расчётах по формуле (3.2) функция окна $h(\tau - \tau')$ имела форму прямоугольного импульса длительностью 0.1 с (с центром в точке $\tau = \tau'$), сглаженного на краях; сдвиг по центральной временной задержке τ' осуществлялся с шагом 0.013 с. На рис. 3.5 отчетливо прослеживаются дисперсионные зависимости, которые могут соответствовать модам разных номеров. Это указывает на возможность получить дисперсионные характеристики отдельных распространяющихся мод, используя данные одиночных гидрофонов.

Для идентификации номеров отдельных мод по полученным дисперсионным характеристикам было проведено численное моделирование. Рассматривался волновод, состоящий из жидкого слоя, с известным профилем скорости звука, и жидкого полупространства, значение скорости звука в котором перебиралось в диапазоне $c^{\text{bottom}} = 1650 - 1950$ м/с, а отношение плотностей грунта и воды полагалось постоянным $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$ (параметры дна нам были неизвестны, при их выборе мы руководствовались результатами численного моделирования работы [167]). Для рассматриваемого набора волноводов рассчитывались дисперсионные зависимости мод низших

номеров, после чего результаты численного моделирования сопоставлялись с результатами экспериментальной оценки модуля спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$. На рис. 3.6 приведены результаты такого сопоставления для двух волноводов со скоростями звука в грунте $c^{\text{bottom}} = 1780$ м/с и $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с. Для удобства сравнения рассматриваемых результатов зависимость модуля спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ от временной задержки τ' пересчитывалась в зависимость $|K_{sp}(c', f)|$ от групповой скорости c' по соотношению $c' = R/\tau'$, где $R = 5.01$ км – расстояние между рассматриваемыми гидрофонами. На рис. 3.6 отчетливо выделяются сигналы первых трех мод, прослеживается также сигнал и от четвертой моды, при этом кривые, полученным по результатам численного моделирования, хорошо накладываются на картину, полученную при обработке экспериментальных данных. Стоит обратить внимание на тот факт, что результаты численного моделирования, полученные для волновода со скоростью звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1780$ м/с (рис. 3.6, пунктирная линия) визуально лучше соответствуют экспериментальным данным, по сравнению с волноводом со скоростью $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с (рис. 3.6, сплошная линия), использовавшемся при численном моделировании в [167].

Для более детального исследования модового состава шумового поля далее рассматривается процедура выделения сигналов отдельных мод из полного принятого поля.

Поскольку предполагается, что функция взаимной корреляции $K(\tau)$ аппроксимирует акустическую функцию Грина, то взаимная корреляционная функция $K(\tau)$ может быть записана в виде:

$$K(\tau) = \sum_{m=1}^M K_m(\tau),$$

где $K_m(\tau)$ – вклад m -ой нормальной волны, M - количество распространяющихся мод, τ характеризует время распространения сигнала

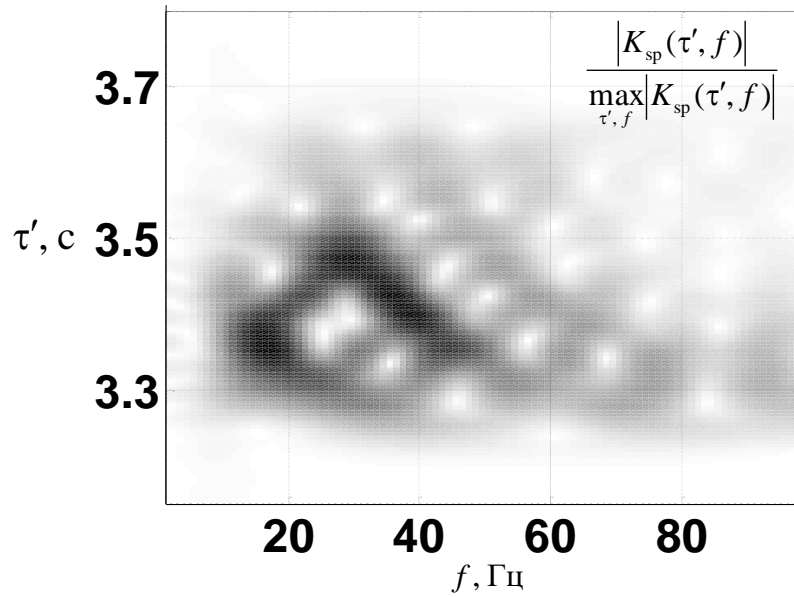


Рис. 3.5. Нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ функции взаимной корреляции $K(\tau)$, рассчитанный по экспериментальным данным.

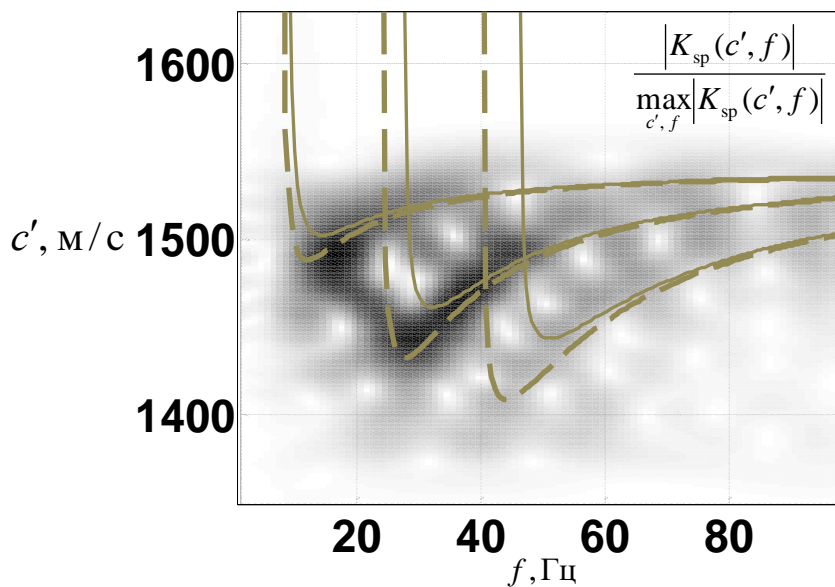


Рис. 3.6. Нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(c', f)|$ и дисперсионные кривые, рассчитанные для волновода со скоростью звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1780$ м/с (пунктирные линии) и $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с (сплошные линии); в обоих случаях полагалось $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$.

между рассматриваемыми гидрофонами. Спектр K_m по частоте может быть представлен в виде произведения зависящей от частоты амплитуды моды, фазового множителя, зависящего от расстояния между приемниками, а также собственных функций мод, заданных на глубинах первого и второго гидрофонов [217]. Подробное рассмотрение возможностей определения модового состава акустического поля на основе анализа функции корреляции $K(\tau)$ проводилось в работах [А 26, А 27, 217], где предполагалось, что выполняется адиабатическое приближение, а регистрируемое шумовое поле сформировано распределенными в пространстве дельта-коррелированными случайными источниками. Для натурального эксперимента это условие выполняется приближено, но в рассматриваемом случае, как будет показано ниже, используемый подход позволяет получить приемлемые результаты.

В том случае, когда расстояние между источником и приемником достаточно велико, выделение отдельных мод может быть осуществлено посредством анализа временной структуры принимаемого поля. Для сравнительно небольших расстояний может потребоваться частотно-временной анализ. Если же межмодовая дисперсия не приводит к возможности выделения отдельных мод, требуется привлечение методов пространственной фильтрации с использованием протяженных многоэлементных антенных систем. На основе результатов, представленных выше (рис. 3.5, 3.6) можно сделать вывод, что в условиях рассматриваемого эксперимента влияние межмодовой дисперсии оказывается достаточным, чтобы попытаться выделить моды на основе частотно-временного анализа функции $K(\tau)$. Основой используемого подхода является использование так называемого «оператора деформации» W («warping operator» в англоязычной литературе) [216, 218]:

$$\tilde{K}(\tau) \equiv W K(\tau) = \sqrt{|w'(\tau)|} K[w(\tau)], \quad (3.3)$$

где $\check{K}(\tau) \equiv W K(\tau)$ – результат действия оператора W на исходные данные $K(\tau)$; $w(\tau)$ – «функция деформации». Как правило, преобразование (2) используется для анализа поля компактного источника звука [216, 219]. Впервые оператор деформации был применен к взаимной функции корреляции шумов океана в работе [220]. Следует также отметить, что такое преобразование достаточно широко используется в задачах обработки изображений [221], откуда и был взят русскоязычный перевод «warping» как «деформация».

Основной целью обработки (3.3) исходных данных является «выпрямление» дисперсионных кривых, соответствующих отдельным модам. Дело в том, что отфильтровать отдельные моды из спектрограммы (см. рис. 3.5) затруднительно, так как на каждой частоте присутствует вклад от нескольких мод одновременно. Если же удастся преобразовать исходный сигнал таким образом, чтобы его спектрограмма содержала дисперсионные зависимости не в виде искривленных линий, а в виде параллельных прямых, это бы позволило достаточно просто осуществить фильтрацию отдельных мод. Применение преобразования, обратного к (3.3), к отфильтрованным таким образом модам позволит получить поля отдельных мод.

В случае идеального волновода с абсолютно жестким дном и постоянной скоростью c_w в водном слое функция $w(\tau)$ имеет вид [216]:

$$w(\tau) = \sqrt{\tau^2 + \tau_w^2}, \quad (3.4)$$

где $\tau_w = R/c_w$, R – расстояние между источником и приемником (в данной работе это расстояние между гидрофонами). Как показал анализ результатов численного моделирования и экспериментальных данных [216, 219], преобразование (3.3) дает приемлемые результаты не только в случае идеального, но и в случае реального волновода в мелком море при анализе низкочастотного звука. При этом может потребоваться подбор значений параметра τ_w таким образом, чтобы дисперсионные зависимости

преобразованного сигнала $\check{K}(\tau)$ представляли собой параллельные прямые. В качестве τ_w целесообразно принимать значение времени вступления так называемой «водной волны» [123, стр. 243], которое может быть оценено из функции $K(\tau)$.

Для получения исходного сигнала $K(\tau)$ из «скрученных» данных $\check{K}(\tau)$ применяется преобразование, обратное (3.3), с использованием функции [216]:

$$w^{-1}(\tau) = \sqrt{\tau^2 - \tau_w^2}. \quad (3.5)$$

Таким образом, для выделения модовых сигналов, распространяющихся между двумя одиночными гидрофонами, был разработан алгоритм, состоящий из следующих шагов:

1. Корреляционная обработка шумового сигнала, регистрируемого двумя рассматриваемыми гидрофонами, оценка функции взаимной корреляции $K(\tau)$.
2. Оценка параметра τ_w на основе анализа $K(\tau)$.
3. Преобразование функции $K(\tau)$ на основе (3.3) с использованием функции $w(\tau)$ (3.4), оценка функции $\check{K}(\tau)$.

4. Построение спектрограммы $\check{K}_{sp}(\tau', f) = \sum_{m=1}^M \check{K}_{sp}^m(\tau', f)$ функции

$$\check{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \check{K}_m(\tau).$$

Если дисперсионные зависимости не позволяют отфильтровать моды, то есть не удаётся получить дисперсионные зависимости в виде параллельных прямых, то необходима корректировка значений параметра τ_w .

5. Фильтрация m -ой «скрученной» моды $\check{K}_{sp}^m(\tau', f)$ на спектрограмме $\check{K}_{sp}(\tau', f)$ (в простейшем случае влияние остальных мод обнуляется).
6. Восстановление поля отфильтрованной «скрученной» моды $\check{K}_m(\tau)$. На этом этапе осуществляется преобразование, обратное (3.2), что

позволяет восстановить исходную функцию $\check{K}_m(\tau)$ по ее спектрограмме $\check{K}_{sp}^m(\tau', f)$.

7. Обратное преобразование выделенной «скрученной» моды $\check{K}_m(\tau)$ согласно (3.5) позволяет получить оценку $\hat{K}_m(\tau)$ для истинной функции $K_m(\tau)$.

Проиллюстрируем работу этого алгоритма на примере обработки наших данных. Результаты оценки функции $K(\tau)$ были представлены на рис. 3.4. На этом же рисунке пунктирной линией изображен момент времени вступления «водной волны» [123, стр. 243], выбранный для последующей обработки: $\tau_w = 3.253$ с.

На рис. 3.7 изображен нормированный модуль спектрограммы $|\check{K}_{sp}(\tau', f)|$. Видно, что использование преобразования (3.3), (3.4) с выбранным значением τ_w приводит к желаемому результату: теперь, в отличие от исходной спектрограммы, изображенной на рис. 3.5, дисперсионные зависимости представляют собой параллельные линии, т.е. вклад каждой моды в общую спектрограмму теперь может быть выделен путем фильтрации по частотам. Кроме этого, на рис. 3.7 более отчетливо по сравнению с рис. 3.5 видно, что в принятых данных можно выделить все четыре низшие моды.

На следующем шаге для мод разных номеров m выбирался частотный диапазон, вне которого значения $\check{K}_{sp}(\tau', f)$ на спектрограмме полагались равными нулю. В итоге получалась оценка $\check{K}_{sp}^m(\tau', f)$ отфильтрованной таким образом «скрученной» моды. После этого преобразованием, обратным к (3.2), получалась оценка поля самой «скрученной» моды $\check{K}_m(\tau)$. На последнем этапе к функции $\check{K}_m(\tau)$ применялось преобразование, обратное (3.3):

$$\hat{K}_m(\tau) \equiv W^{-1} \check{K}_m(\tau),$$

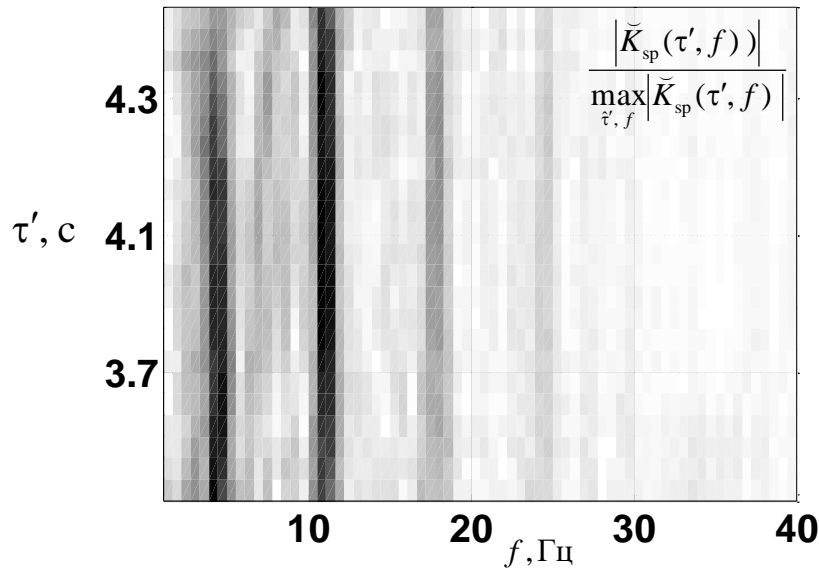


Рис. 3.7. Нормированный модуль спектрограммы $|\check{K}_{sp}(\tau', f)|$ «скрученной» функции взаимной корреляции $\check{K}(\tau)$, рассчитанной из исходной функции $K(\tau)$ на основе преобразований (3.3), (3.4) при $\tau_w = 3.253$ с.

На рис. 3.8 представлены полученные описанным выше образом нормированные оценки сигналов $\hat{K}_m(\tau)$ первых четырех мод, а также нормированный модуль спектрограммы $\hat{K}_{sp}(\tau', f)$, полученный преобразованием (3.2) от суммы $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$, $M = 4$, выделенных модовых сигналов $\hat{K}_m(\tau)$. Сравнение спектрограммы исходной функции $K(\tau)$ (рис. 3.5) и спектрограммы суммы сигналов выделенных мод $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$ (рис. 3.8д) указывает на их качественное совпадение, что, в свою очередь, говорит о приемлемом качестве проделанной процедуры выделения мод. Для количественной оценки проведенной процедуры была рассчитана невязка «по энергии» между исходной функцией $K(\tau)$ и ее оценкой $\hat{K}(\tau)$:

$$\varepsilon = \left| E_K - E_{\hat{K}} \right| / E_K,$$

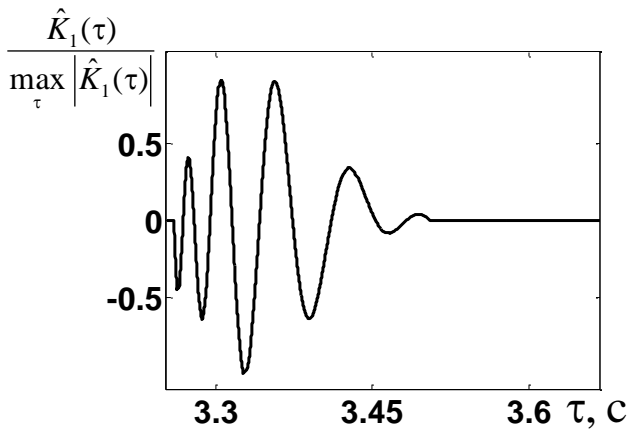
где $E_K = \sqrt{\sum_i |K(\tau_i)|^2}$, $E_{\hat{K}} = \sqrt{\sum_i |\hat{K}(\tau_i)|^2}$, а суммирование осуществляется по временным отсчетам τ_i , лежащим в диапазоне от 3.25 с до 3.67 с (сравниваемые фрагменты функций $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ показаны на рис. 3.9). Как видно на рис. 3.9, функции $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ весьма близки друг к другу, о чем говорит и полученное значение невязки $\varepsilon = 0.07$.

Наблюдаемое различие между функциями $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ может быть связано с наличием в $K(\tau)$ сигналов мод других номеров, которые не удаётся выделить в рамках рассматриваемого подхода. Кроме того, результаты выделения модовых сигналов в той или иной мере зависят от различных аспектов обработки, таких, как оценка времени вступления сигнала τ_w , выбор формы окна $h(\tau - \tau')$ используемого для вычисления спектрограмм, а также при восстановлении исходных функций по их спектрограммам, от способа фильтрации «скрученных» мод, а также от ряда других параметров.

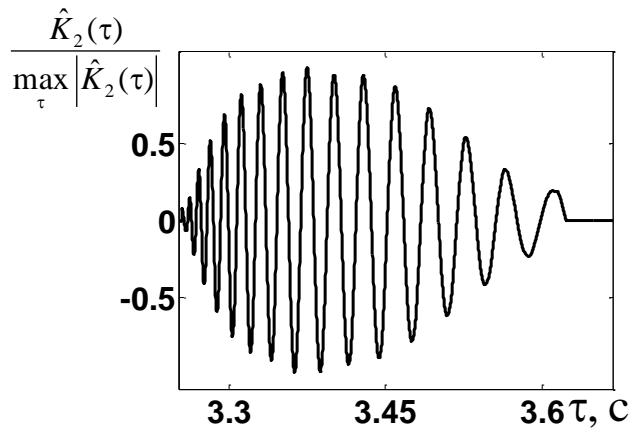
Выбор значений параметров рассматриваемой процедуры обработки определяется конкретными условиями проводимого эксперимента и может потребовать дополнительной их подстройки для достижения требуемой точности выделения модовых сигналов.

Выделенные сигналы отдельных мод могут быть использованы для решения ряда практических задач, связанных, например, с оценкой параметров волновода. Один из подходов к решению этой задачи основан на методах обработки, согласованных со средой распространения [222]. В этом случае для выбранной модели волновода рассчитываются те или иные характеристики модовых сигналов, которые затем сопоставляются с экспериментальными данными.

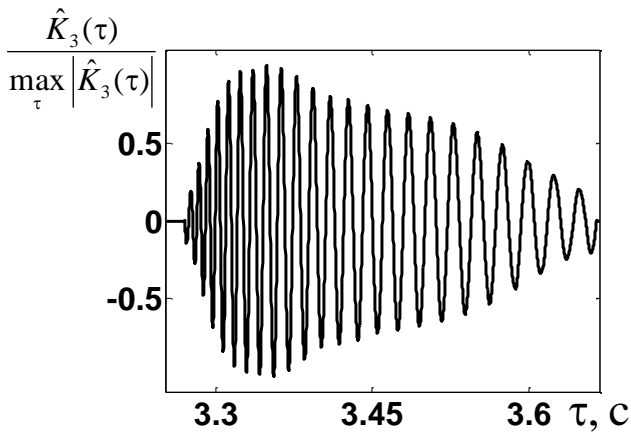
Для количественной оценки такого сопоставления рассматриваются функционалы различного вида, описывающие невязку между модельными и экспериментальными данными. Те значения параметров модели, при которых



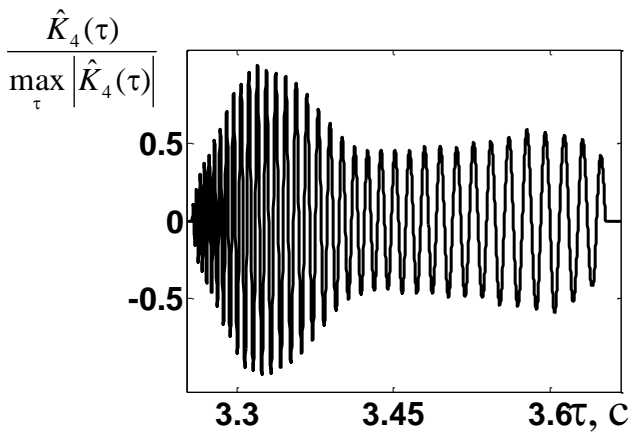
(a)



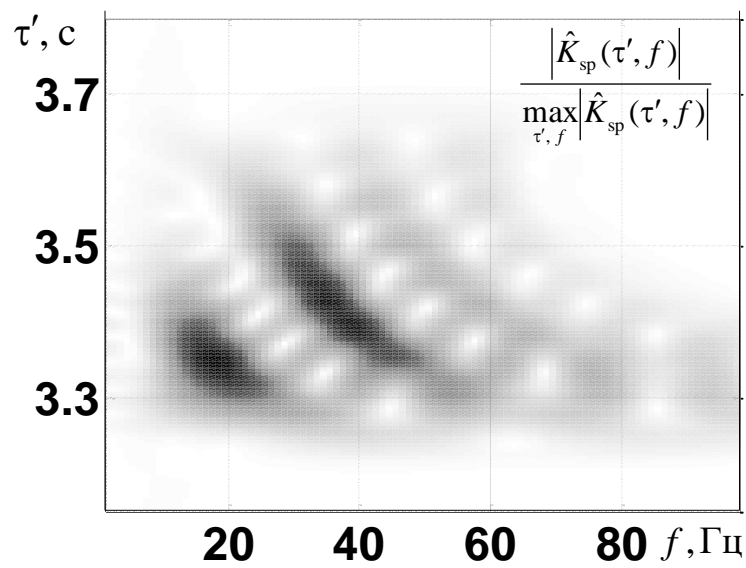
(б)



(B)



(Г)



(Д)

Рис. 3.8. Нормированные оценки $\hat{K}_m(\tau)$ выделенных сигналов $K_m(\tau)$ первых четырех мод (а)-(в), а также нормированный модуль спектрограммы $\hat{K}_{sp}(\tau', f)$ (д), полученный преобразованием (3.2) от суммы $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$, $M = 4$, с использованием функции $w^{-1}(\tau)$ (3.5), что в итоге позволяло получить итоговую оценку $\hat{K}_m(\tau)$ поля m -ой моды $K_m(\tau)$.

невязка достигает своего минимума, рассматриваются как искомые значения параметров волновода. Выше рассматривались результаты сопоставления модельных и экспериментальных данных (рис. 3.6) при наложении спектрограммы принятых сигналов с дисперсионными кривыми, соответствующими модельным волноводам с разными характеристиками. Однако это сопоставление носило скорее наглядный, качественный характер. Для количественной оценки невязки между экспериментальными и модельными данными рассмотрим значения функционала $J(\theta)$, определяемого следующим образом [216]:

$$J(\theta) = \sum_f \left| \sum_m \left[\tilde{K}_m(f) e^{-i\phi_m(f, \theta)} \right]^2 \right| \quad (3.6)$$

где $\tilde{K}_m(f)$ - спектр сигнала выделенной моды m -го номера; $\phi_m(f, \theta)$ - фазовый набег m -ой моды, возникающий при распространении этой моды между рассматриваемыми точками приема в модельном волноводе как если бы эта мода была излучена одним гидрофоном и зарегистрирована другим гидрофоном (предполагается горизонтальная однородность среды распространения); θ - набор параметров, характеризующих условия распространения. В качестве параметров θ могут выступать характеристики дна, такие как плотность и профиль скорости звука в дне, а также гидрология, глубина волновода, расстояние до источника и другие параметры, которые могут влиять на характер распространения звука в условиях рассматриваемого эксперимента.

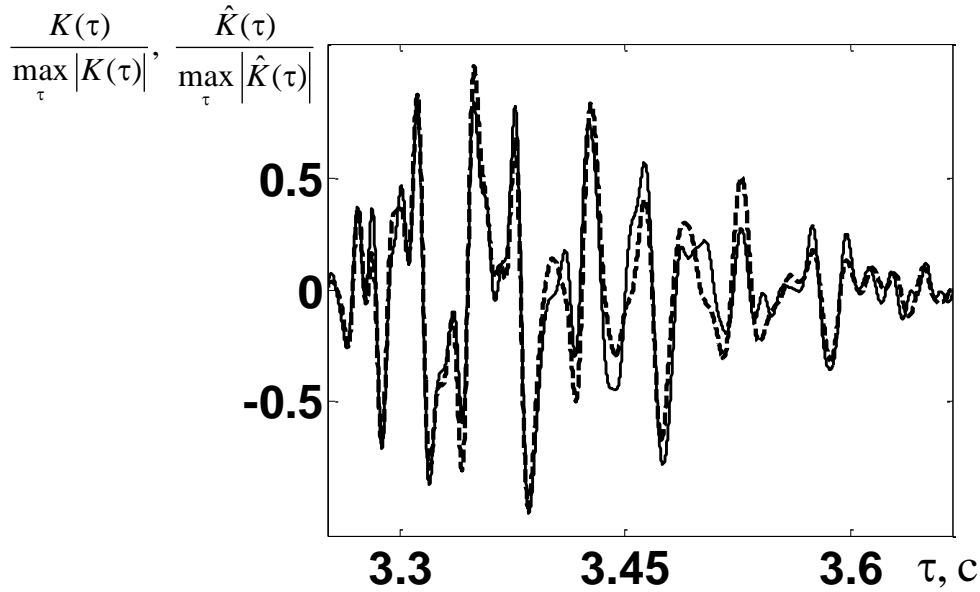


Рис. 3.9. Нормированные фрагменты функции взаимной корреляции $K(\tau)$ (сплошная линия), характеризующей акустическое поле, распространяющееся между рассматриваемыми гидрофонами, и оценка $\hat{K}(\tau)$ этой функции (пунктирная линия), полученная в виде суммы сигналов первых четырех мод, выделенных в соответствии с обсуждаемым алгоритмом.

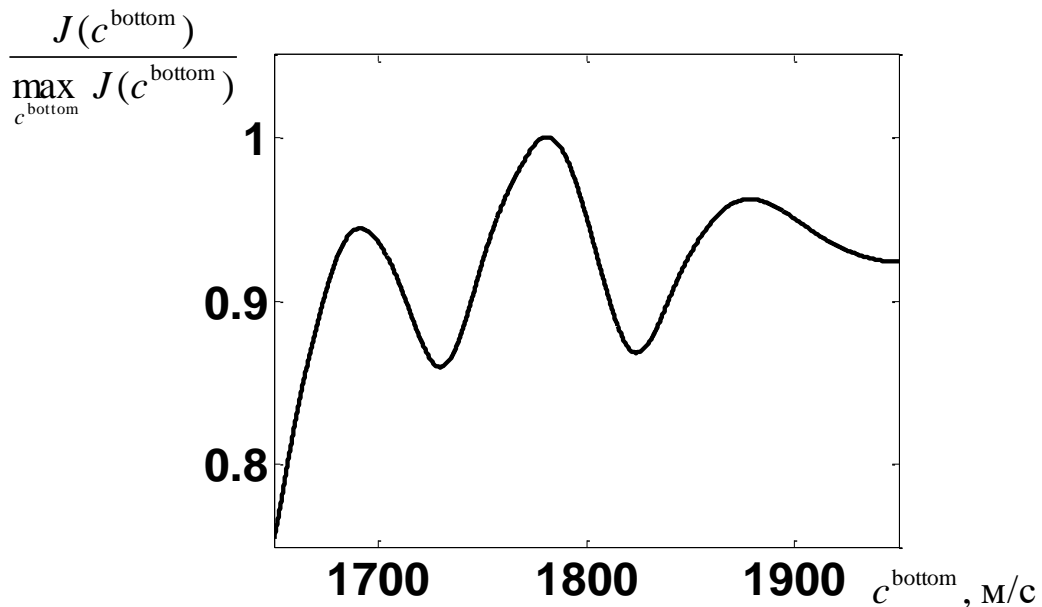


Рис. 3.10. Зависимость значений нормированного функционала $J(c^{\text{bottom}})$, характеризующего соответствие модельных и экспериментальных данных, от скорости звука в дне c^{bottom} в модельном волноводе. Максимум $J(c^{\text{bottom}})$ соответствует оценке $\hat{c}^{\text{bottom}} = 1770$ м/с.

Если фазовые набегии модовых сигналов $\phi_m(f, \hat{\theta})$, рассчитанные для некоторого модельного волновода с параметрами $\hat{\theta}$, позволяют скомпенсировать фазовые набегии, присутствующие в экспериментальных данных, то в этом случае когерентное усреднение по номерам мод и по рассматриваемым частотам в (3.6) приводит к максимальному значению функционала $J(\hat{\theta})$ среди всех других значений, полученных для иных параметров θ . В итоге, за оценку $\hat{\theta}$ параметров θ принимаются те их значения, при которых достигается максимум $J(\theta)$ [216]:

$$\hat{\theta} = \max_{\theta} J(\theta).$$

По-прежнему рассматривается модельный волновод, представляющий собой жидкий слой, с экспериментально измеренной зависимостью скорости звука от глубины, лежащий на жидком полупространстве со значением скорости звука c^{bottom} ; отношение плотностей грунта и воды полагается постоянным и равным $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$, расстояние между установленными гидрофонами $R = 5.01$ км. В рассматриваемой модели неизвестным параметром является лишь значение скорости звука в дне $\theta = \{c^{\text{bottom}}\}$. Для оценки этого параметра рассчитывались фазовые скорости $c_{\text{ph}}^m(f, c^{\text{bottom}})$ первых четырех мод в частотном диапазоне 10–110 Гц для различных значений скорости c^{bottom} в диапазоне от 1650 м/с до 1950 м/с. После этого вычислялись модельные значения фазовых набегов мод рассматриваемых номеров $\phi_m(f, c^{\text{bottom}}) = 2\pi f R / c_{\text{ph}}^m(f, c^{\text{bottom}})$, которые использовались в дальнейшем для расчетов значений функционала $J(\theta) \equiv J(c^{\text{bottom}})$.

На рис. 3.10 изображена зависимость нормированных значений $J(c^{\text{bottom}})$, позволяющая получить оценку значения скорости в дне в рамках рассматриваемой модели, которая оказывается равной $\hat{c}^{\text{bottom}} = 1770$ м/с. Полученная оценка близка к значению скорости звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с,

использовавшейся ранее при численном моделировании в [167]. Как указывалось выше, дисперсионные кривые, соответствующие модельному волноводу с оцененным значением скорости звука в дне \hat{c}^{bottom} , лучше совпадают с экспериментальными данными при качественном сравнении этих результатов на рис. 3.6.

Следует отметить, что приведенная процедура оценки скорости звука в дне не претендует на полноту изложения всех аспектов задачи восстановления параметров волновода на основе принимаемых гидроакустических сигналов, а лишь демонстрирует принципиальную возможность использования модовых сигналов, выделенных в обсуждаемом подходе из шумового поля мелкого моря, для оценки параметров волновода. Полученное значение \hat{c}^{bottom} оказалось близким к ожидаемому значению, использовавшемуся ранее [167]; при этом значение скорости звука в дне c^{bottom} удастся уточнить при введении количественного критерия (3.6), характеризующего рассогласование экспериментальных и модельных данных. При этом, однако, полного совпадения модельных и экспериментальных данных достичь не удастся даже при качественном их сравнении (см. рис. 3.6). Улучшение точности видится в усложнении рассматриваемой модели волновода, например, учетом слоистости дна и отклонений значения его плотности от априорной оценки, а также возможных отклонений глубины волновода, профиля скорости звука в воде и расстояния между гидрофонами от принятых значений. Следует также рассмотреть функционалы другого вида, отличного от (3.6), позволяющие уменьшить побочные максимумы, которые в рамках настоящего подхода сопоставимы с основным экстремумом на рис. 3.10. Перспективным также может оказаться рассмотрение томографических методов оценки параметров среды, использующих в качестве исходных данных сигналы отдельных мод, выделенных в рамках обсуждаемого подхода.

Таким образом, разработан и апробирован на экспериментальных данных метод выделения модовых сигналов из шумового поля, принимаемого двумя

разнесенными в пространстве одиночными гидрофонами. 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 первых мод с приемлемой точностью. Полученные результаты являются основой построения схем пассивной модовой томографии мелкого моря по данным с одиночных донных гидрофонов [А 46], а также в других обратных задачах, при решении которых используются сигналы отдельных мод.

Раздел 3.3. Исследование особенностей фазы пространственной корреляции шумового поля.

Критические частоты мод волновода играют важную роль при решении задач геоакустической инверсии и при решении обратных задач акустического рассеяния [223], информация о критических частотах требуется при реализации методов обработки регистрируемых полей, при калибровке волноводов. Экспериментальную оценку критических частот обычно проводят на основе анализа записей сигналов, генерируемых активными источниками. Альтернативным является метод, позволяющий проводить оценку критических частот на основе анализа функции взаимной корреляции шумового поля, регистрируемого разнесенными в пространстве одиночными приемниками звукового давления [104]. Важной отличительной особенностью этого подхода является отсутствие в его схеме дорогостоящих излучателей. Основой рассматриваемого метода является возможность использования функции взаимной корреляции шумовых полей, зарегистрированных в разнесенных точках океанической акватории, для оценки функции Грина волновода для данных точек [А 26, А 35]. В настоящей работе исследуется

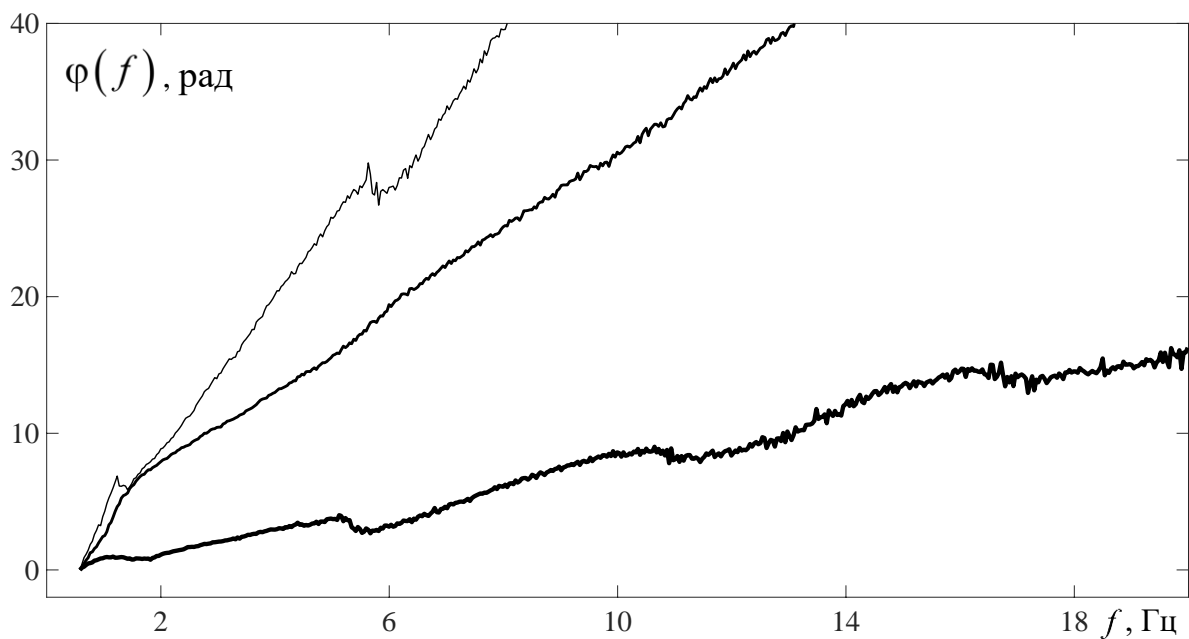


Рис. 3.11. Фаза функции взаимной корреляции шумовых сигналов, зарегистрированных в эксперименте на Баренцевом море донными гидрофонами, разнесенными на расстояния порядка 240 м (жирная линия), 600 м (полужирная линия) и 1 км (тонкая линия).

фаза функции взаимной корреляции шумов, полученной на основе обработки экспериментальных данных с Баренцева моря, а также анализируется фаза численно промоделированной функции Грина волновода Пекериса, проводится их сравнительный анализ.

Под фазой подразумевается угловая компонента комплексного спектра $S(f, r)$, f – частота, соответствующей функции (либо функции взаимной корреляции сигналов, зарегистрированных в разнесенных точках волновода, либо функции Грина для точек волновода, разнесенных на то же расстояние), которую можно вычислить как обратный тангенс отношения мнимой части спектра к вещественной: $\arctg[\text{Im } S(f, r) / \text{Re } S(f, r)]$. Значение полученной таким образом величины для фиксированной частоты соответствует разнице фаз распространяющейся на данной частоте волны, между её значениями в начале и конце пройденного рассматриваемой волной пути. Из данного выше определения следует возможность графического представления фазы функции взаимной корреляции шумов, как функции от частоты, область определения

которой лежит в полосе, ограниченной сверху частотой Найквиста, а модуль разницы между максимальным и минимальным значениями составляет период тангенса. При работе с экспериментальными данными оказалось, что фаза на некоторых участках, где ожидался монотонный рост обладала выраженными особенностями. Для более наглядного представления наблюдаемых особенностей была применена программная обработка, которая нивелировала разрывы фазы величиной в 2π . В результате данной обработки значения полученной функции на графике для каждой частоты начали соответствовать суммарно набегавшей фазе волны, распространяющейся на данной частоте, в результате её прохождения между разнесенными точками акватории. Простейшей интерпретацией полученной функции является зависимость от частоты произведения волнового числа на выступающее в роли параметра расстояние, которое прошла волна с текущим волновым числом. В данном представлении фаза корреляционной функции имела особенности, внешне представлявшие собой характерные скачки, локализованные вблизи отдельных частот.

При анализе экспериментальных данных было установлено, что, при постепенном увеличении расстояния, между гидрофонами, фаза взаимной функции корреляции, зарегистрированных ими шумов, постепенно деформируется вблизи отдельных частот (рис. 3.11), впоследствии чего образуются ранее упомянутые характерные скачки фазы. При дальнейшем увеличении расстояния, частоты, вблизи которых можно наблюдать данные особенности, сохраняются. Примечательно также и то, что имеются расстояния, при которых идентификация определенных скачков фазы не представляется возможной, в силу их недостаточной выраженности.

Численное моделирование спектра функции Грина волновода Пекериса, с изоскоростными водным слоем, лежащем на жидком полупространстве, проводилось в соответствии с выражением из [123]:

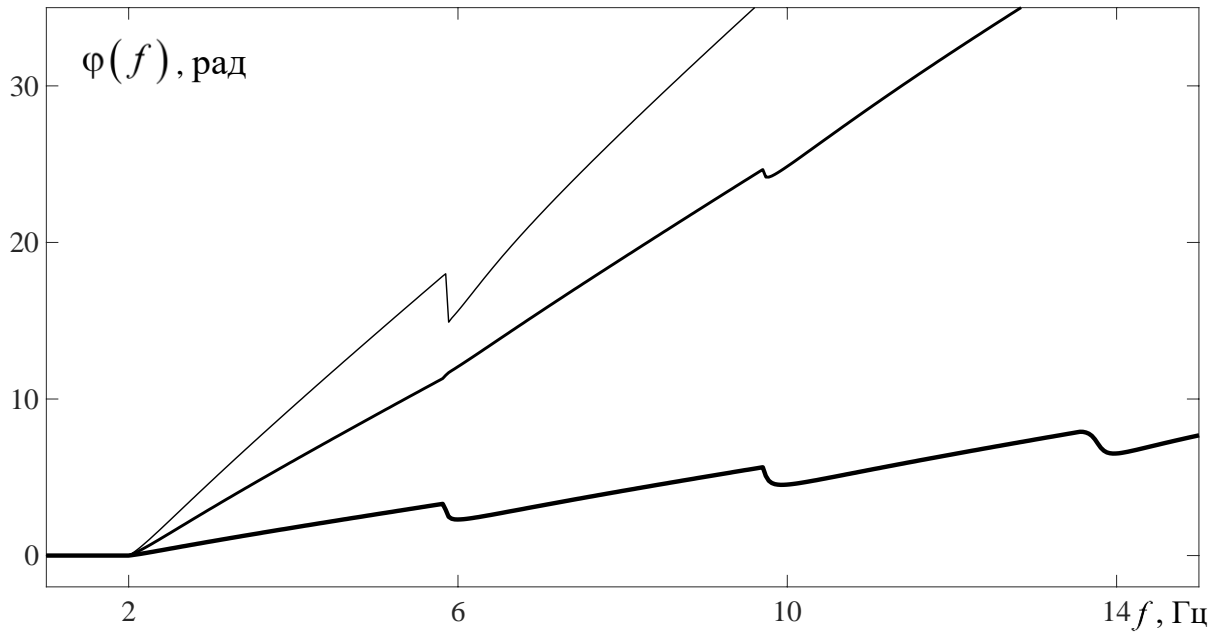


Рис. 3.12. Фаза функции Грина, рассчитанная для волновода Пекериса, с параметрами близки к условию эксперимента, для точек, разнесенных на те же расстояния, что и на рис. 3.11.

$$S(f, r) = \frac{2\pi i}{h} \sum_l \frac{\sin\left(x_l \left(1 - \frac{z_0}{h}\right)\right) \sin\left(x_l \left(1 - \frac{z}{h}\right)\right) H_0^{(1)}(kr \sin \theta_l)}{1 - \left(\frac{khv}{mx_l}\right)^2 \left(\frac{1}{x_l}\right) \operatorname{tg}(x_l) \sin^2(x_l)} \quad (3.7)$$

где $k \sin(\theta_l) = 1 / h \sqrt{(kh)^2 - x_l^2}$, l – порядковый номер гидроакустической моды, $k = 2\pi f / c$ – волновое число в воде, h – глубина волновода, z и z_0 – расстояния от дна волновода до приёмника и источника соответственно, $v^2 = 1 - (c/c_1)^2$, c и c_1 – скорости звука в воде и дне волновода соответственно, x_l – вертикальное волновое число l -ой моды, домноженное на глубину волновода, r – расстояние между источником и точкой наблюдения, m – отношение плотности жидкого слоя к плотности полупространства, i – мнимая единица; для сокращения записи, в (3.7) указаны не все аргументы функции.

Сопоставление экспериментальных данных (рис. 3.11) и результатов численного моделирования (рис. 3.12) демонстрирует, что скачки фазы

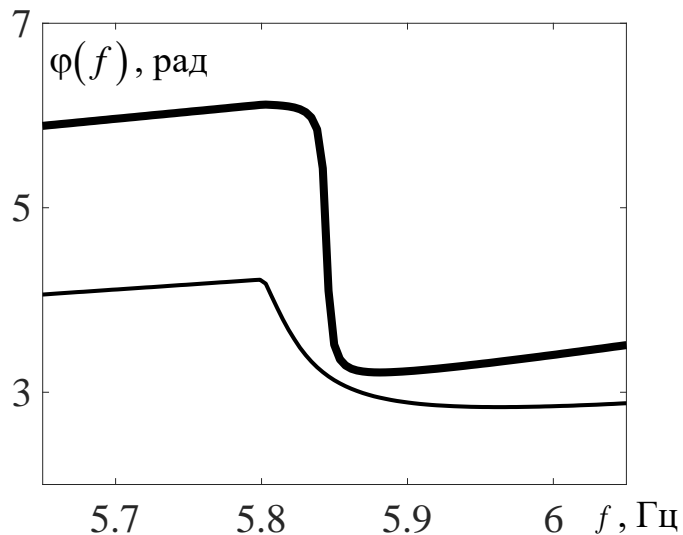


Рис. 3.13. Фаза функции Грина волновода Пекериса, с параметрами близкими к условию эксперимента в Баренцевом море, для точек, разнесенных на расстояния 250 м (тонкая линия) и 320 м (толстая линия), вблизи критической частоты второй гидроакустической моды (5.8 Гц).

функции взаимной корреляции шумовых полей, зарегистрированных в разнесенных точках волновода, наблюдаются именно вблизи критических частот гидроакустических мод. В соответствии с этим, оценка критических частот по фазе функции взаимной корреляции шумов возможна путем определения частот, вблизи которых расположены характерные особенности. Моделирование также показало, что интерференция мод соседних номеров приводит к изменению характера поведения фазы вблизи критических частот. В условиях, когда начинается формирование особенности, вблизи критической частоты, амплитуда скачка фазы мала. При этом она испытывает излом строго на соответствующей критической частоте. Последующее увеличение расстояния приводит к росту амплитуды скачка и постепенному переходу излома в гладкую кривую. Причем участок, обладающий наибольшей по модулю крутизной, перемещается в сторону большей частоты (рис. 3.13.). Данное обстоятельство необходимо учитывать при проведении оценки критических по экспериментальными данными.

При численном моделировании, так же как и в эксперименте, были обнаружены ситуации в которых идентификация скачков фазы становилась затруднительной или вовсе невозможной. Данное затруднение возникало одновременно лишь с фазой вблизи единственной критической частоты. Иными словами, невозможность идентификации скачков фазы вблизи критических частот различных номеров происходит при различных расстояниях между точками, для которых строилась модельная функция Грина. Однако, при этом, амплитуды обнаруживаемых скачков фазы могут быть относительно малыми, что, при наличии шумов (как в случае с экспериментальными данными) приводит к невозможности их идентификации. Улучшение ситуации с идентификацией критических частот возможно при рассмотрении на самой фазы, а ее производной по частоте, которая испытывает высокоамплитудные скачки на критических частотах [50].

Важно отметить, что выше приведенный анализ результатов моделирования, во первых, относится к полосе частот, лежащей выше критической частоты первой гидроакустической моды, так как используемое в настоящей работе модельное поле описывает только спектр распространяющихся гидроакустических мод, во вторых, применим к области небольших значений набежавшей фазы, так как в противном случае результат взаимодействия мод соседних номеров приводит к рождению особенностей фазы при частотах далеких от критических, что сводит к минимуму достоверность оценки критических частот по описываемому подходу.

Границы применимости рассматриваемого метода оценки критических частот определяются разрешением по частоте спектра функции корреляции. Для достоверности получаемых результатов анализа необходимо, чтобы шаг по фазе за один отсчет по частоте был существенно меньше 2π , что приводит к соотношению:

$$d\varphi \ll 2\pi \Leftrightarrow r \cdot dk(f) \ll 2\pi \Rightarrow r \cdot df / c(f) \ll 1 \Rightarrow k(f) \cdot r \ll f \cdot T, \quad \text{где } T -$$

длительность записи коррелируемых сигналов. При больших расстояниях, для обнаружения скачков, будет требоваться существенное разрешение по частоте, что в свою очередь приведёт к необходимости более длительного накопления шумового сигнала. Дополнительное увеличение времени накопления является нежелательным, ведь в этом случае растет влияние нестационарности шумового поля, а также становятся существенными вариации характеристик изучаемого волновода (например, в следствии приливоно отливных процессов). Все это приводит к уменьшению как точности, так и достоверности получаемых оценок критических частот. В то же время, на малых расстояниях влияние неоднородных волн будет мешать идентификации скачков фазы. Данным влиянием можно пренебречь в случае выполнения условия $k(f) \cdot r \gg 1$. В результате приведенных выше рассуждений, описанный в данной работе метод оценки критических частот может быть применен в случае, если расстояние между приемниками r такое, что: $1 \ll k(f) \cdot r \ll T \cdot f$.

Итак, полученные результаты обработки экспериментальных данных подтверждают возможность оценки критических частот мод волновода на основе характерных скачков фазы функции взаимной корреляции сигналов, зарегистрированных разнесенными в пространстве звукоприемниками. При работе с данными, полученными в пассивном режиме, для достижения приемлемой точности и достоверности результатов, требуется высокое выходное отношения сигнал/помеха (порядка 10, для условий рассматриваемого эксперимента). Так же факторами, оказывающими негативное влияние на границы применимости рассматриваемого метода оценки критических частот являются: нестационарность характеристик волновода в период сбора данных, влияние межмодовой интерференции, а так же 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 фазы на различных частотах.

Раздел 3.4. Корреляционная обработка анизотропного шумового поля с использованием комбинированных приемных модулей.

Достижение разумных значений отношения сигнал/помеха S_{out}/N_{out} на выходе коррелятора является одним из основных факторов, определяющим возможность реализации пассивной томографии. Как было показано в *Разделе 3.1.*, рассмотрение низкочастотного диапазона, в котором шумовое поле сформировано одной модой, обеспечивает лучшее отношение сигнал/помеха при корреляционной обработке, по сравнению с более широкой полосой частот, в которой шумовое поле формируется несколькими распространяющимися модами. Дополнительный выигрыш по значению S_{out}/N_{out} удастся получить при использовании вместо одиночных гидрофонов комбинированных приемных модулей (КПМ), содержащих векторный приемник и приемник звукового давления. В этом случае формирование кардиоидных характеристик направленности вдоль линии, соединяющей КПМ, и последующая корреляционная обработка регистрируемого шумового поля, позволяет выделить информативные шумовые сигналы дающие основной вклад в корреляционную функцию, подавляя влияния побочных шумов. Далее, на основе экспериментальных данных демонстрируется такая возможность при наличии сильной анизотропной помехи, присутствие которой не позволяет выделить информативные пики по данным с одиночных гидрофонов.

Экспериментальные данные полученных в результате измерений зимой 2019 г. в акватории Клязьминского водохранилища на гидроакустическом



(а)



(б)

Рис. 3.14. Зимняя постановка эксперимента на гидроакустическом полигоне МГУ (Клязьминское водохранилище) (а); после успешных измерений (справа налево): мастер ТСП Рожков В.А., доцент Шуруп А.С., с.н.с. Гончаренко Б.И., студенты каф. акустики Медведева Е.В. и Красулин О.С. (б).

полигоне МГУ при наличии на поверхности акватории ледового покрова (рис. 3.14). Для проведения эксперимента вдали от берега был выбран протяженный в горизонтальном направлении ровный участок водного слоя глубиной примерно 8 метров, толщина льда составляла порядка 40-50 см. На дно были установлены два комбинированных приемных модуля (КПМ №1 и №2), разнесенных в пространстве сначала на 40 м, а затем на 90 м [А 36, А 117]. С их помощью проводилось одновременное измерение звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости шумового поля. При этом ориентация каналов X приемных модулей была известной и составляла $\phi_1 = 250^\circ \text{СЗ}$, $\phi_2 = 257^\circ \text{СЗ}$ относительно направления на Север.

Обработка экспериментальных данных осуществлялась с учетом синхронизации сигналов, поступавших с каждого из двух приемных модулей на аналого-цифровые преобразователи. Для этого одновременно с записью акустических измерений на дополнительные каналы обоих АЦП в реальном

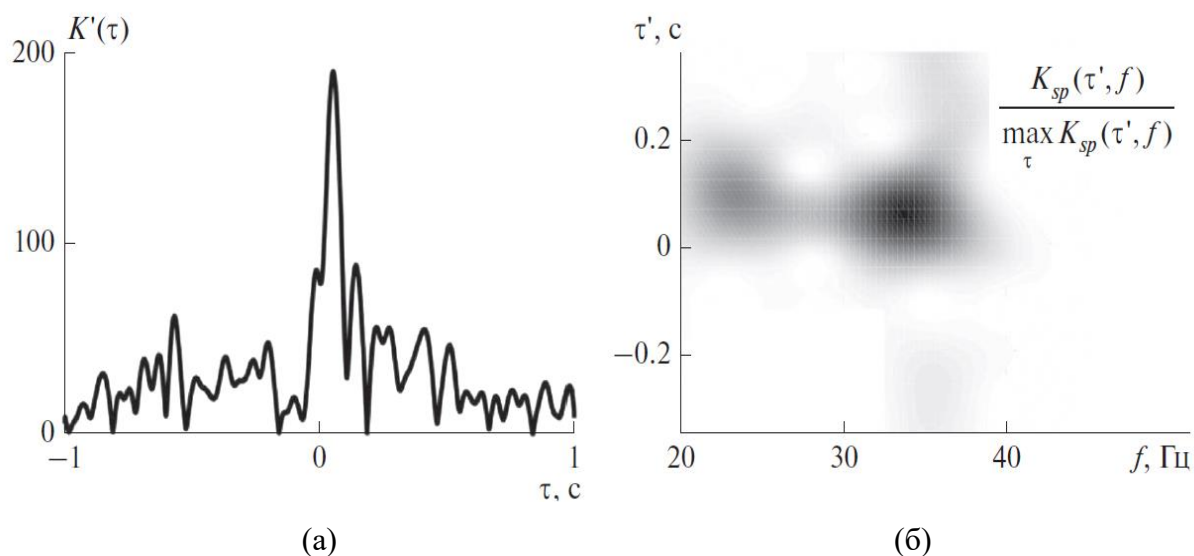


Рис. 3.15. (а) Огибающая производной функции взаимной корреляции обеленных шумовых сигналов, принятых на паре гидрофонов, разнесенный в пространстве на 40 м; (б) нормированная спектрограмма производной корреляционной функции для 40 м.

масштабе времени поступал FM сигнал с одной и той же радиостанции. Для каждого отсчета записи этого сигнала с двух различных АЦП рассчитаны относительные сдвиги по времени функции взаимной корреляции (3.8). Далее сигнал с КПМ №2 был интерполирован на новую временную ось с учетом сдвигов, в результате чего сигналы с радио-каналов были синхронизированы с точностью до отсчета. По этому алгоритму были обработаны сигналы с каналов КПМ №1 и №2. Синхронизация позволила приступить к корреляционному анализу шумовых полей акватории, который позволяет выделить полезный сигнал, распространяющийся между приемниками, на фоне «помех».

Для шумовых полей $P(r_1, t)$ и $P(r_2, t)$, записанных в двух точках r_1 и r_2 (где $r = \{x, y, z\}$ – радиус вектор), соответствующих положениям приемников №1 и №2 соответственно, рассчитывалась функция взаимной корреляции:

$$K(r_1, r_2, \tau) = \frac{1}{T} \int_0^T P(r_1, t) P(r_2, t - \tau) dt \quad (3.8)$$

где T – время накопления шума. Ожидается, что функция $K(\tau)$ при этом будет иметь два симметричных пика. Пики в положительной части шкалы времени τ соответствуют регистрации сигналов, распространяющихся от КПМ №1 к КПМ №2, пики в отрицательной области, аналогично, в противоположную сторону. Времена задержек τ , соответствующие максимумам $K(\tau)$ определяются временем распространения сигналов между указанными гидрофонами. Для более точной оценки времен распространений сигналов далее будет анализироваться огибающая производной корреляционной функции (3.8) по временной задержке τ , аналогично [208].

В результате измерений, при наличии ледового покрова, двумя КПМ, разнесенными в пространстве последовательно на 40 и 90 м, были получены записи сигналов длительностью по 45 минут. После процедуры обеления [208] они оба приближенно представляют собой стационарный шум, близкий к белому, спектральные составляющие которого распределены равномерно по всему диапазону частот. Все записи были разбиты на реализации по 120 секунд, для каждой из них в полосе частот 20-45 Гц получена функция взаимной корреляции по формуле (3.8). В результате суммирования и нормирования на максимальное значение был выделен одиночный корреляционный пик вблизи нулевой задержки, наблюдающийся для обоих расстояний (рис. 3.15а). Выделение второго пика, симметричного первому, не прослеживается.

Для анализа полученных результатов были рассчитаны спектрограммы корреляционных функций $K(\tau)$:

$$K_{sp}(\tau', f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau)h(\tau - \tau')\exp(-i2\pi f\tau) d\tau, \quad (3.9)$$

где $h(\tau)$ – прямоугольная оконная функция.

На построенной путем оконного преобразования Фурье (3.9) спектрограмме (рис. 3.15б) видно, что основная энергия сигнала, регистрируемого двумя КПМ, сосредоточена в области 30-40 Гц, что может

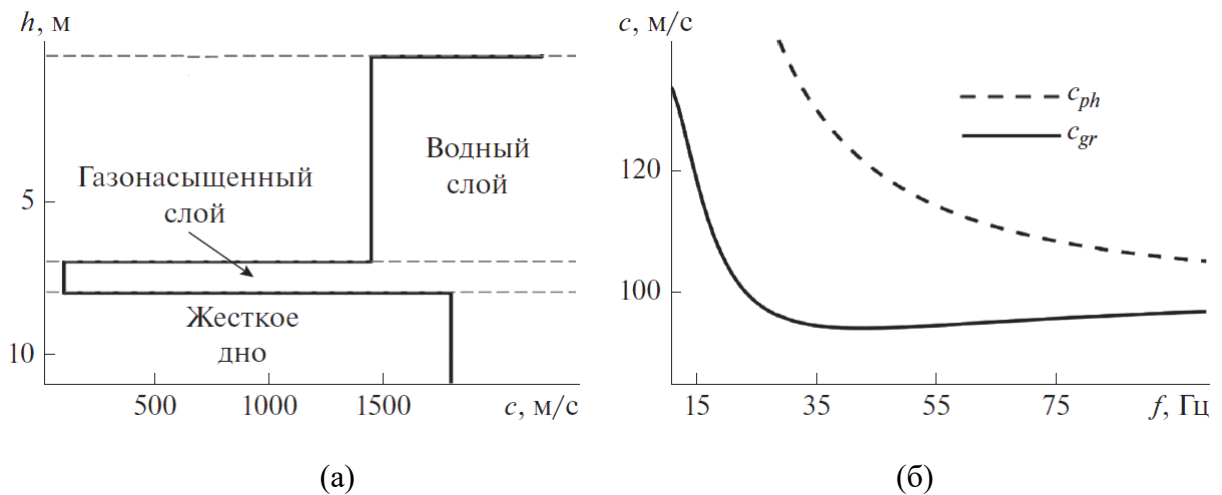


Рис. 3.16. (а) Профиль скорости звука в акватории Клязьминского водохранилища в зависимости от глубины h ; Зависимость фазовой c_{ph} и групповой c_{gr} скоростей от частоты f – результаты численного моделирования для заданного профиля скорости звука.

соответствовать частоте распространения одной из низших акустических мод. Ранее было показано [А 35], что основной вклад в формирование корреляционной функции шумов дает точка стационарной фазы, соответствующая локальному минимуму групповой скорости рассматриваемой моды. Однако для условий эксперимента критическая частота первой нормальной волны по нашим оценкам составляет около 80-100 Гц.

Было проведено численное исследование, показавшее, что при наличии в дне акватории промежуточного слоя со скоростью звука порядка 100-300 м/с возможно формирование волны, локализованной частично в этом низкоскоростном слое, групповая скорость которой как раз и обладает минимумом вблизи 35 Гц. Волна, распространяющаяся на частоте, соответствующей минимуму групповой скорости, является волной Эйри [123]. О наличии низкоскоростного слоя осадков в акватории Клязьминского водохранилища известно, его присутствие объясняется содержанием пузырьков метана [209], которое приводит к существенному понижению скорости звука. На рис. 3.16 а задан профиль скорости звука в зависимости от глубины для трехслойной модели волновода, где $h = 0-7$ м соответствует

водному слою $c = 1450$ м/с, $h = 7-8.3$ м – $c = 100$ м/с (газонасыщенный слой), $h = 8.3$ м и глубже – $c = 1800$ м/с (дно в виде жидкого полупространства). Соотношение плотностей дна и водного слоя: $\rho_0 / \rho_{жс} = 2.1$. Результаты численного моделирования для приведенных выше параметров волновода дают оценку групповой скорости волны, минимум которой как раз и приходится на частоты порядка 35-40 Гц. Следует отметить, что ранее подобная волна в эксперименте не наблюдалась.

При использовании пассивных методов излучать не требуется, что является их явным преимуществом пассивного метода. В рассматриваемом случае это позволило приступить к изучению низкочастотного гидроакустического поля, рассмотрение которого в активном режиме представляет сложную задачу в виду технических ограничений на возможности излучения низкочастотного звука.

Получившаяся в результате обработки шумов корреляционная функция (рис. 3.15) не содержит симметричных относительно нулевой задержки пиков, что требует отдельного рассмотрения. Это может быть связано с выраженной анизотропией шумового поля – присутствию выделенного направления, с которого приходит основная энергия регистрируемого шумового сигнала.

Для исследования причин возникновения одиночного пика вместо двух симметричных относительно нулевой задержки, для обоих КПМ было оценено распределение интенсивности регистрируемого сигнала в зависимости от угла направления [210] в диапазоне 20-45 Гц. Выбранная полоса частот при этом была разбита на $N = 100$ различных дискретных составляющих f_i , для каждой из которых рассчитывается значение азимутального угла ϕ_i , а также значение интенсивности как сумма модулей составляющих вектора потока акустической мощности, усредненные по всему времени записи, по следующим формулам:

$$\operatorname{tg} \phi_i = \frac{W_{Ry,i}}{W_{Rx,i}}, \quad I(f_i, \phi_i) = \sqrt{W_{Rx,i}^2 + W_{Ry,i}^2}, \quad (3.10)$$

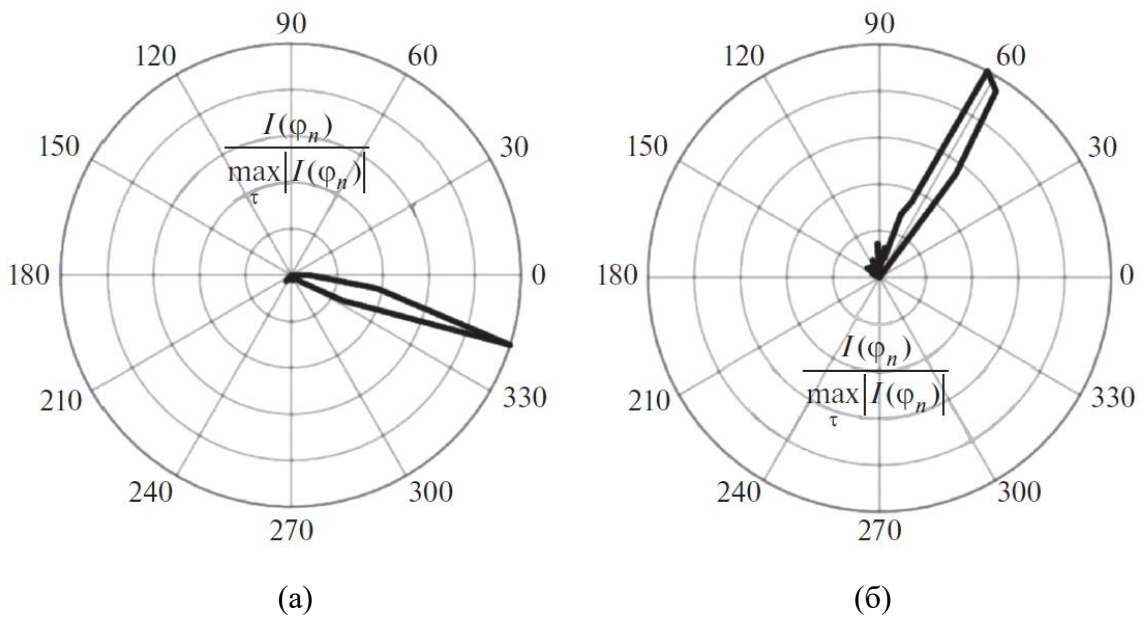


Рис. 3.17. Угловое распределение интенсивности шума, характеризующее его пространственную анизотропию, для КПМ №1 (а) и КПМ №2 (б) в полосе частот 20-45 Гц за 45 минут наблюдений.

где $W_{Rx,i}$, $W_{Ry,i}$ – проекции потоков акустической мощности для каждой составляющей i на направления x и y .

Далее весь диапазон углов от 0 до 360° разбивается на $M=100$ секторов шириной $\Delta\phi_0=3.6$, которая определяет разрешение по углу для заданного числа секторов M . Затем строится гистограмма для суммарных интенсивностей $I(\phi_n)$ сигнала, попадающего в каждый из секторов:

$$I(\phi_n) = \sum_{i=1}^N I(f_i, [n-1]\Delta\phi_0 \leq \phi_i < n\Delta\phi_0), \quad (3.11)$$

где $\phi_n = \Delta\phi_0 \left(n + \frac{1}{2} \right)$, $n = 1, 2, \dots, M$. Результат построения $I(\phi_n)$, для описанных

выше параметров обработки, приведен на рис. 20 а,б. Видно что, шумовое поле обладает ярко выраженной анизотропией. Направление, в котором наблюдается пик интенсивности, составило $\sim 340^\circ$ для КПМ №1 и $\sim 65^\circ$ для КПМ №2 с точностью определения угла порядка 3.5°. По оцененному направлению прихода шумового сигнала, а также с учетом известной конфигурации расположения каналов векторного приемника, можно

выдвинуть предположение, что звукоприемники КПМ регистрируют также волну, направление распространения которой не совпадает с прямой, вдоль которой размещены приемные модули. Это и объясняет наличие только одного пика корреляционной функции. Интенсивность этой волны значительно превышает интенсивность шумов, приходящих с других направлений, в результате чего симметричные пики функции взаимной корреляции не наблюдаются.

Для самопроверки по описанному выше алгоритму (3.11) были также построены зависимости пеленга от времени. Значения пеленга составили в среднем $69^\circ \pm 3.5^\circ$ и $341^\circ \pm 2.8^\circ$ для КПМ №1 и №2 соответственно, что совпадает с выделенным направлением на гистограмме интенсивностей и подтверждает предположение о наличии выраженной пространственной анизотропии шумового поля в акватории. Выявленная особенность регистрируемого шумового поля требует своего учета при построении шумовых корреляций.

При известном направлении прихода помехи и наличием информации о взаимной ориентации каналов X приемных модулей можно перейти к построению взаимных корреляционных функций, учитывающих анизотропию шумов. Алгоритм корреляционной обработки, примененный в данной случае, был аналогичен стандартной корреляционной обработке (1). Однако дополнительно с целью выделения направлений распространения шумовых сигналов, представляющих наибольший интерес, на каждом из КПМ были сформированы кардиоидные характеристики направленности в виде

$$U = P + \rho c (V_x \cos \phi + V_y \sin \phi). \quad (3.12)$$

Альтернативный подход заключается в таком формировании кардиоиды, при котором влияние помех с заданного направления подавляются за счет поворота минимума кардиоиды в направлении на интенсивную помеху. Для сформированных функций U (3.12) были построены функции взаимной корреляции, которые в дальнейшем будем называть направленными

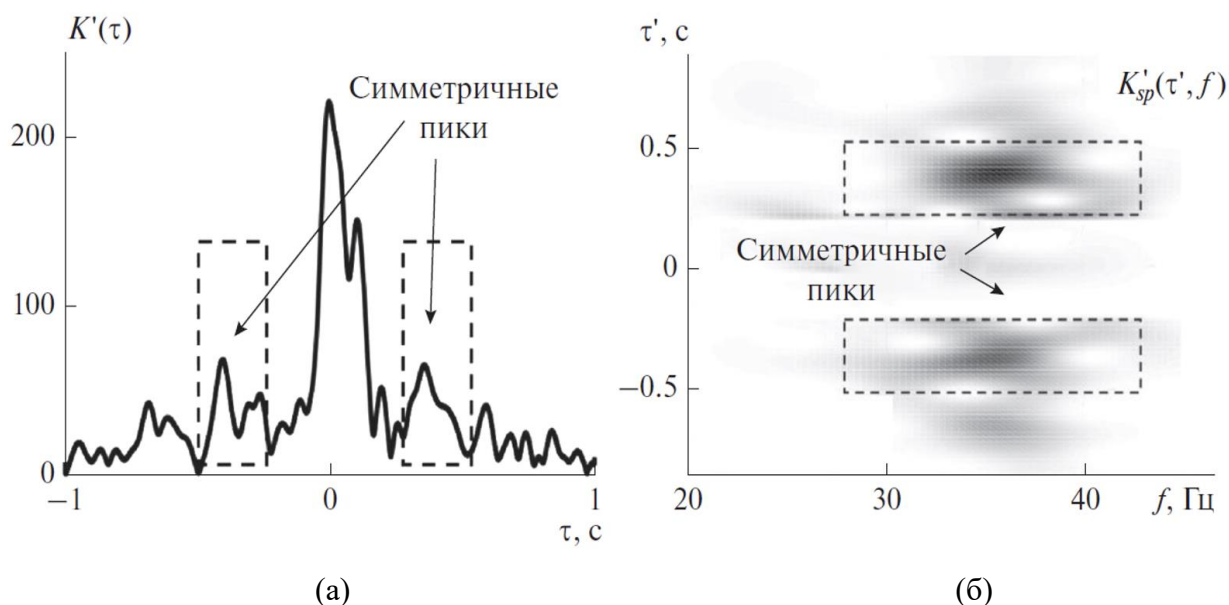


Рис. 3.18. Огибающая производной функции взаимной корреляции для углов, характеризующих направления на максимумы кардиоид, $\phi_1 = \pi$, $\phi_2 = 0$ (а); нормированная спектрограмма производной направленной функции взаимной корреляции на паре КПМ, разнесённых в пространстве на 40 м для $\phi_1 = \pi$, $\phi_2 = 0$ (б).

корреляциями. Направления максимумов кардиоиды как азимутальных углов было выбрано двумя способами: в первом случае, в качестве азимутального угла ϕ были заданы углы $\phi_1 = \pi$ и $\phi_2 = 0$, в результате чего характеристики направленности двух КПМ были сориентированы в направлениях друг на друга. Во втором случае азимутальные углы были выбраны как $\phi_1 = \phi(t) + 180^\circ$ и $\phi_2 = \phi(t) + 180^\circ$, где $\phi(t)$ – значения пеленга как оценка направления на выделенную шумовую помеху, полученная ранее. Таким образом, была осуществлена попытка отстройки от помехи в рассматриваемой полосе частот. Как оказалось, оба подхода дают схоже результаты, поэтому в качестве примера приводится результат для $\phi_1 = \pi$ и $\phi_2 = 0$.

Для направленных корреляций на рис. 3.18 а можно видеть выделяющиеся из шумов симметричные корреляционные максимумы, несмотря на наличие не до конца подавленной шумовой помехи вблизи нулевой задержки. В диапазоне частот 20-45 Гц, как было отмечено ранее,

данные пики соответствуют волне, локализованной в придонном слое. Сдвиг пиков относительно нуля составляет порядка 0.4 с, что позволяет оценить скорость волны, бегущей вдоль прямой, соединяющей два КПМ. Приближенная оценка дает значение скорости 100 м/с, что согласуется с предположением о возможности формирования низкоскоростной звуковой волны в газонасыщенном грунтовом придонном слое Клязьминского водохранилища.

По формуле (3.9) были также построены спектрограммы для производных корреляционных функций для двух различных способов задания углов ϕ , аналогично предварительным расчетам. Для большей наглядности на центральную полосу по времени в диапазоне от -0.2 до 0.2 с был наложен фильтр, понижающий интенсивность в 20 раз, что дает возможность различения областей концентрации шумов, распространяющихся между КПМ. На рис. 3.18 б видно, что они, как и подавленная фильтром основная помеха, локализованы в области частот 30-40 Гц.

Таким образом, с помощью разнесенных в пространстве комбинированных звукоприемников была зафиксирована волна в газонасыщенном промежуточном слое грунта, распространяющаяся со скоростью звука, существенно меньшей скорости звука в водном слое. В ранее проведенных на акватории Клязьминского водохранилища работах [211] сигналы на частотах вблизи 35 Гц не анализировались.

Использование при корреляционной обработке кардиоиды позволило выделить симметричные пики на фоне интенсивной анизотропной помехи. Применение описанного метода построения направленных функций взаимной корреляции является перспективным для анализа различных частотных областей, в которых распространяются волны, несущие информацию о различных характеристиках волновода – характеристик водного слоя в высокочастотном диапазоне, параметров дна в низкочастотном диапазоне.

Полученные в Главе 3 результаты демонстрируют преимущества пассивной томографии мелкого моря, использующей скалярно-векторные характеристики звукового поля. Корреляционная обработка шумов с учётом формирования кардиоид на каждом комбинированном приемном модуле в различных частотных диапазонах позволяет оценить времена распространения сигналов даже при наличии выраженной анизотропии шумового поля. В этом случае возможно существенное по сравнению с использованием одиночных приемников давления сокращение времени накопления шумов, требуемого для достоверной оценки времен распространений сигналов между приемными станциями.

ЧАСТЬ II. ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ СРЕДЫ «ЛИТОСФЕРА – ГИДРОСФЕРА – ЛЕДОВЫЙ ПОКРОВ».

На фоне истощения традиционных запасов углеводородов в уже давно осваиваемых мировых центрах нефтегазодобычи, роль энергетического потенциала Арктики становится определяющей. Арктика – это долгосрочный, стратегический потенциал развития России. По различным оценкам, в Арктике сосредоточено до 90% извлекаемых ресурсов углеводородов всего континентального шельфа Российской Федерации. При этом основная часть газа (около 70%) приходится на шельфы северных морей – Баренцева, Печорского и Карского морей. Второй немаловажный аспект – это Северный морской путь, который постепенно превращается в оживленную транзитную транспортную артерию по мере развития глобального потепления и таяния льдов. Если текущие экологические тенденции сохранятся, в скором времени большая часть мирового морского товарооборота будет проходить через Северный морской путь, как наиболее короткий путь из Европы в Азию. Так как Россия обладает наиболее протяженным участком арктического шельфа, не стоит забывать и о важном оборонном значении этого региона. Для эффективного использования и прогнозирования хозяйственной деятельности в Арктике требуется оперативный мониторинг пространственно-временной изменчивости этого региона. Ввиду того, что использование сравнительно дешевых гидрологических буев типа буев ARGO весьма ограничено при наличии ледового покрова, а спутниковые наблюдения не дают информации о процессах, происходящих на глубине, методы гидро-сейсмоакустической томографии являются фактически единственным способом мониторинга обширных районов Арктических районов.

Ранее был проведен теоретический анализ модовой структуры естественного шумового поля, наведенного в системе «литосфера –

гидросфера – ледовый покров» [А 7]. Показано, что мониторинг на шумах в условиях мелкого моря, при наличии ледового покрова, позволяет реализовать томографические технологии восстановления параметров этой сложной геофизической среды. Пространственно-временном анализе принимаемых полных полей при соответствующем выборе частотного диапазона позволяет решить задачу совместного восстановления параметров среды «упругое полупространство – водный слой – ледовый покров». В настоящей Части II диссертации разработана схема гидро-сейсмоакустической томографии, приводятся результаты ее практической апробации по данным, зарегистрированным на поверхности льда. В случае отсутствия льда, продемонстрирована возможность томографического восстановления параметров дна океана по данным с сейсмоприемников, расположенных на дне в пассивной схеме без активного источника. Важно, что для решения прямой задачи используется тот же самый метод разложения искомым неоднородностей среды по полосчатому базису, который использовался в Части I для решения задачи томографии океана.

Глава 4. Современные направления развития сейсмоакустических методов исследования неоднородных геофизических сред при наличии ледового покрова.

Особой актуальностью в настоящее время обладают методы сейсмоакустического мониторинга Арктических акваторий. По данным Министерства природных ресурсов Российской Федерации потенциал арктического шельфа в российском секторе только по запасам условного топлива составляет более девяноста миллиардов тонн. В рамках нового технологического уклада с развитием добывающей отрасли Арктика станет самым перспективным регионом Земли, где будут развернуты работы по добыче нефти, газа и других полезных ископаемых [224–229]. В этой связи

значительно возрастает роль фундаментальных и ориентированных прикладных исследований российских ученых, направленных на развитие физических основ инновационных технологий разведки полезных ископаемых на шельфе северных морей [А 12, А 55].

Для успешного планирования и ведения народнохозяйственной деятельности в высоких широтах естественно востребованы оперативные сведения о состоянии окружающей среды, в том числе – ледового покрова, водного слоя и приземной атмосферы. В этой связи, разработка новых методов и средств многодисциплинарного геофизического мониторинга становится одной из наиболее актуальных задач, неразрывно связанных с проведением комплексных фундаментальных исследований сейсмогидроакустических волновых полей в слоистой структуре «литосфера – гидросфера – ледовый покров – атмосфера» [А 12, А 55].

Советские и российские учёные внесли существенный вклад в изучение Арктики [159, 160, 230], однако с середины девяностых годов прошлого столетия научная деятельность нашей страны в Арктической зоне стала постепенно угасать. В настоящее время руководство страны прикладывает значительные усилия для восстановления научного присутствия в Арктике, регулярно организуются крупные научно-исследовательские экспедиции («Северный полюс», «Арктический плавучий университет»), в том числе и под эгидой Русского географического общества. Выполнены основополагающие исследования широкого спектра колебательных процессов в системе «лёд – вода» на дрейфующих станциях с помощью сейсмометров и наклономеров [231].

Одновременно активизировались и зарубежные исследователи [232–234], осуществив многочисленные проекты по изучению геофизических, гляциологических, биохимических и других процессов в Арктике с использованием не только научно-исследовательских судов различного класса, но и подводных лодок [235, 236]. Международными научно-

прикладными консорциумами развернуты автономные дрейфующие системы наблюдений, позволяющие в режиме, близком к режиму реального времени передавать данные через каналы спутниковой связи [237–239]. Подобные системы активно используются как в центральной части Арктики, так и на ее шельфе, в первую очередь, в проливе Фрама и море Бофорта [233, 234, 240, 241]. При этом результаты наблюдений лишь отчасти публикуются в открытом доступе [242].

Реализация классических способов сейсморазведки на акваториях с использованием специализированных судов и мощных излучателей может быть существенно осложнена ледовыми условиями, что ограничивает сезон проведения полевых работ до нескольких месяцев в году. Применение активных излучателей [243] в свою очередь неизменно сталкивается с проблемой геоэкологии в отношении «краснокнижных» морских обитателей, равно как и комплекс мероприятий по освоению шельфовых месторождений помимо непосредственной угрозы окружающей среде не исключает возможности провоцирования природно-техногенных катастроф [228, 244, 245]. Последние могут быть обусловлены различными эндогенными процессами, в том числе и связанными с естественной эволюцией скоплений газогидратов [246–250].

Более экологически-дружественным представляется метод когерентного сейсмоакустического профилирования [129, 130], основанный на использовании сравнительно маломощный когерентных акустических источников, позволяющих выполнять эффективное накопление полезных сигналов во временной и пространственной областях. При этом удастся не только уменьшить пагубное воздействие мощного низкочастотного звука на морских млекопитающих, но и увеличить разрешающую способность профилирования за счет использования более широкой полосы частот. Однако, как и в традиционной сейсморазведке, требуется привлечение судов, буксирующих излучающую и принимающую системы [247].

К наиболее перспективным, экологически безопасным методам поиска полезных ископаемых на шельфе северных морей относят технологии пассивного сейсмо- и гидроакустического зондирования: метод эмиссионной сейсмической томографии, метод микросейсмического зондирования, метод шумовой интерферометрии и др. В реализации этих методов активные источники не используются, а в качестве полезного сигнала рассматриваются естественные шумы. В настоящем разделе приведены некоторые результаты исследований, посвященных разработке технологий круглогодичного мониторинга на шельфе и в высоких широтах Северного Ледовитого океана, базирующихся на сочетании гидроакустических возможностей обнаружения неоднородностей в водной толще и одновременном решении комплекса сейморазведочных задач средствами единой вмораживаемой в лед распределенной системы информационно-измерительных модулей [А 13, А 14, 251].

Одним из активно развивающихся методов мониторинга неоднородных структур является пассивная сейсмоакустическая томография, применяемая как для изучения глубинного строения литосферы [252–254], так и для гидросферы [А 5, 178] Земли. В отличие от классических методов [120, 121, 255], в пассивной томографии в качестве источника информации о среде используется естественное шумовое поле, а не сигналы, излучаемые мощными низкочастотными излучателями, специальным образом располагаемыми в исследуемой области. Пассивная томография основывается на технике оценки времени распространения волнового возмущения между парой приемников путем анализа шумовых сигналов, в англоязычной литературе такой подход получил название шумовая интерферометрия [256, 257]. Название возникло из аналогии с классическими интерферометрами, где анализируются различия между двумя сигналами с целью получения полезной информации. С одной стороны, пассивные методы заметно удешевляют стоимость проведения сейсмогидроакустического

эксперимента, но, с другой – возникает ряд нерешенных задач для практического применения этого подхода. Одним из основных ограничений является время накопления шумового сигнала, требуемое для получения достоверных оценок о характеристиках среды. В случае, когда это время превышает характерные временные масштабы изменения исследуемых параметров среды, применение пассивных методов теряет смысл. Наиболее широко пассивные методы применяются в задачах сейсмической томографии геологической среды [258], свойства которой практически не изменяются в ходе проведения эксперимента, и время накопления шумов может составлять месяцы и даже годы. Вместе с тем, следует отметить, что в ряде случаев принципиальную возможность оценки параметров волноводов океанического типа с использованием методов пассивной томографии можно считать теоретически и экспериментально подтвержденной [А 4, А 5, А 26].

Пассивные методы неразрушающей диагностики основываются на возможности оценки функции Грина из анализа функции взаимной корреляции шумовых полей в исследуемой области. Существует довольно большое количество научной литературы по физико-математическим аспектам обсуждаемого подхода, среди которого можно выделить [А 26, 164, 203, 259, 260].

Теоретические основы описания волновых процессов в рассматриваемой среде «литосфера – гидросфера – ледовый покров – атмосфера» изложены в монографиях [261–263] и основываются на общей теории распространения акустических волн в слоистых средах [123] в условиях мелкого моря [124]. Проанализированы особенности возбуждения и распространения различных типов волн в волноводе, моделирующем условия покрытого льдом водоёма и представляющем собой вертикально слоистую среду, включающую изотропное твердое полупространство, слой однородной сжимаемой жидкости и изотропный упругий слой льда. В такой постановке удастся получить аналитическое выражение для дисперсионного уравнения,

описывающего распространение различных модовых составляющих полного сейсмо-гидроакустического поля [А 7]. Далее из компонент полного волнового поля представляется возможным выделить наиболее информативные с точки зрения восстановления параметров модельной среды [А 7]:

- изгибная волна ледового покрова, существующая на всех частотах и распространяющаяся при практически любом соотношении фазовых скоростей продольных и поперечных волн в среде. Фазовая скорость этой волны критична к выбору толщины ледового слоя и, следовательно, может использоваться в качестве информативного параметра мониторинга состояния ледового покрова;

- волна рэлеевского типа, распространяющаяся вдоль границы упругого слоистого полупространства и также существующая на всех частотах («фундаментальная» мода). Именно она рассматривается в качестве основного источника геоакустической информации о глубинном строении океанического дна. В случае отсутствия ледового покрова фундаментальной моде соответствует так называемая волна Шолте (иногда также называемая волной Стоунли), донная поверхностная волна, не имеющая критической частоты и распространяющаяся вдоль границы «жидкий слой – упругое полупространство»;

- сейсмогидроакустические моды, характеристики которых определяются параметрами всех сред. Эти волновые возмущения преобладают в данных, регистрируемых в придонных слоях, и используется традиционно для мониторинга состояния водного слоя, включая профиль скорости звука, температуру и соленость, для оценки упругих параметров приповерхностного слоя осадков, а также для обнаружения неоднородностей в водной толще.

Основным источником информации о донных структурах шельфа в рассматриваемой постановке является дисперсия скорости фундаментальной моды поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы упругого

полупространства со скоростью 1.5 – 4 км/с, определяемой физическими свойствами горных пород морского дна. Поскольку глубина проникновения зондирующей волны в донные слои составляет около половины её длины, в решении прикладных задач поиска полезных ископаемых наиболее привлекательным является частотный диапазон 0.1 – 1.7 Гц.

На арктическом шельфе, помимо шумов океана необходимо учитывать так же и наведенные волновые процессы в слое льда. Существенный вклад в волновое поле, регистрируемое вмороженным сейсмоприёмником, вносят изгибно-гравитационные волны [264]. При характерных для арктического региона параметрах сред, скорость изгибно-гравитационной волны на частотах выше 0.1 Гц определяется толщиной ледового покрова, что позволяет создавать технологии восстановления параметров льда. При этом скорость изгибно-гравитационной волны на порядок ниже скорости фундаментальной моды поверхностной волны в диапазоне частот, представляющем интерес для глубинного зондирования дна. В итоге, в низкочастотной области разделение вклада изгибной моды и фундаментальной донной поверхностной волны может быть основано на пространственно-временном анализе принимаемых полных полей при соответствующем выборе частотного диапазона. Раздельное рассмотрение изгибной и фундаментальной мод позволило предложить возможные пути оценки параметров льда и жидкого слоя, а также скорости поперечных волн в дне на основе сопоставления экспериментальных дисперсионных кривых и теоретических зависимостей, полученных для модельной слоистой структуры [А 7].

Естественным развитием теоретических работ [А 7] стали натурные эксперименты на льду Ладожского озера [А 15], результаты которых подтвердили возможность томографической реконструкции параметров слоистой геофизической среды «упругое полупространство – водный слой – ледовый покров» по данным о модовой структуре регистрируемого сейсмогидроакустического поля. Таким образом, сформированный научный

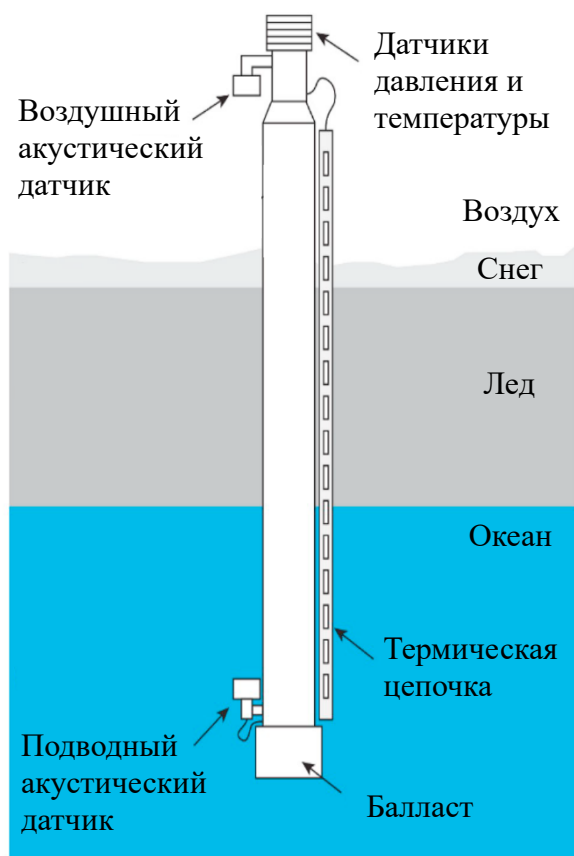


Рис. 4.1. Схема буя для мониторинга параметров ледового покрова [269].

задел [А 7, А 12, А 14, А 15, А 119, 265] может быть рассмотрен в качестве основы развития инновационных подходов при совершенствовании технологий разведки месторождений углеводородного сырья на основе данных, получаемых аппаратурными комплексами, осуществляющими мониторинг на шумах неоднородностей морского дна. При этом важнейшим этапом создания экологически-безопасных пассивных технологий сейсмогидроакустического мониторинга Арктического шельфа представляется решение вопросов аппаратурного обеспечения регистрации всех возможных типов волновых возмущений (сейсмических, гидроакустических, изгибных). Далее рассмотрим наиболее значимые для

арктических условий инженерно-технические решения и результаты их применения в ряде экспериментов.

Проведение научно-технических работ в сложных ледовых условиях Арктики накладывает повышенные требования, как на технические средства непосредственного обеспечения геофизических наблюдений (донные и дрейфующие измерительные комплексы), так и на вспомогательные системы (связь, управление, навигация). Судя по материалам из открытых источников [266], в настоящее время в Арктике в автономном режиме работают сотни подобного рода устройств, в том числе отечественной разработки [267]. Примечательно, что многие компоненты этой распределённой системы могут быть информационно объединены для оперативного анализа и прогнозирования меняющейся обстановки во всём Северном Ледовитом океане. Наиболее известны следующие системы измерения, накопления и первичной обработки данных, активно использующиеся в полярных регионах:

1. Буй для измерения параметров ледового покрова (Ice Mass Balance Buoy, ИМВ, рис. 4.1) – разработан специально для наблюдения за динамикой изменения ледового покрова в Арктике [268, 269]. Компоненты буя содержат, как правило, два акустических источника, расположенных над и под поверхностью льда (для оценки толщины льда и снежного покрова), и линейки термистеров для измерения температуры над льдом, в самом льду, и подо льдом. Градиент температуры позволяет судить о том, будет ли нарастать ледовая масса или наоборот, ожидается таяние льда. Буи ИМВ также содержат приборы для измерения температуры воздуха, давления и GPS датчики для определения координат. По-видимому, это самый дешевый и самый распространенный вид буев. Получаемая информация может быть использована для различных целей, например, для прогноза динамики ледовой массы в областях расположения буев.

2. Вмораживаемый в лед профилограф (Ice-Tethered Profiler, ИТР, рис. 4.2) – предназначен для измерения гидрофизических характеристик



Рис. 4.2. Конструкция вмораживаемого профилографа [237, 272].

водного слоя от приповерхностного слоя и до глубин ~ 1 км [270, 271]. Система разворачивается на многолетних льдах полярных морей и состоит из трех основных элементов: поверхностная часть, которая находится на поверхности льдины; утяжеленный трос, прикрепленный к поверхностной части; подводная измерительная часть, которая перемещается вверх и вниз вдоль кабеля и проводит измерения, или содержат набор стационарных

датчиков, например, гидроакустических приемопередающих устройств. В целом измерительная часть может содержать самое разнообразное оборудование в зависимости от конфигурации профилографа. Как правило, в ходе измерений получают данные о сезонных вариациях профиля скорости звука, о величине и направлении течений, о масштабах турбулентности среды, характеристиках внутренних волн, что позволяет детально описать существенные особенности распространения гидроакустических волн в той части Арктического региона, где установлены системы наблюдения данного класса. Эта информация позволяет, например, применять алгоритмы статистической обработки гидроакустических сигналов, согласованных со средой их распространения, улучшающие такие параметры гидролокационного оборудования, как дальность обнаружения подводных объектов, точность и достоверность получаемых оценок параметров.

3. Автономный буй-профилограф (Polar Profiling Floats) – ныряющий буй для работы в высоких широтах, разработка основана на результатах программы глобальных наблюдений ARGO [156, 157], для которой район Арктики оставался недоступным, т.к. наличие ледового покрова делало невозможным передачу данных через каналы спутниковой радиосвязи. Буй ARGO в «северном исполнении» должен был решить эту задачу. Основные отличия от базовой модели заключаются в усиленной «головной» части для безопасных контактов с ледовой поверхностью и дополнительном наборе устройств связи с ледовыми или донными маяками. Последние используются для позиционирования дрейфующего буя, а также для обмена полезными данными. Разработчики также заявляют о возможности самостоятельного обнаружения буем участков, свободных от ледового покрова. В случае отсутствия сплошного ледового покрова буй для полярного профилирования пытается самостоятельно установить связь со спутником при всплытии. Существующий опыт использования этих буюв в Арктике говорит о возможности работы устройства в течение 3-4 лет.

Глайдеры (Gliders) – автономные подводные системы для непрерывных и долговременных наблюдений, способные перемещаться за счет небольших изменений плавучести и рулевых крыльев, обеспечивающих поступательное движение вперед. Оснащаются датчиками различного типа. При всплытии принимают команды и передают измеренную информацию через каналы спутниковой связи.

Автономные подводные аппараты (Automatic Underwater Vehicle, AUV) – более массивные и мощные по сравнению с глайдерами, способные нести расширенный комплект измерительных систем и средств, оснащены винтовой тягой для перемещения по заданной траектории. Являются в настоящее время наиболее перспективным с точки зрения технических возможностей инструментом для непрерывных и долгосрочных подводных исследований, в том числе и в сложных условиях Арктики. Активные работы по разработке автономных подводных аппаратов ведутся как у нас в стране, так и за рубежом. Современные аппараты AUV могут функционировать без непосредственного участия оператора, а после завершения программы исследований возвращаться в заданное место для передачи полученной информации. Аппараты AUV могут оснащаться практически любым океанографическим оборудованием, могут использоваться и гидролокаторы бокового обзора, а также иное специализированное оборудование. Продолжительное время использование AUV в Арктике было ограничено в связи с тем, что наличие ледового покрова не позволяло использовать спутниковые методы позиционирования и приема-передачи данных. В настоящее время эта проблема во многом преодолена. Для позиционирования подо льдом разработаны и широко применяются акустические системы связи, что открывает самые широкие возможности для использования подводных систем AUV в Арктическом регионе. По сравнению с 90-ыми годами, когда эра автономных подводных аппаратов только начиналась, к настоящему времени произошел серьезный прорыв в технологических возможностях этих

аппаратов. Снижение стоимости и повышение качества многофункциональных датчиков для гидрофизических измерений, расширение функциональных возможностей навигационных систем, появление сравнительно дешевой, и при этом малопотребляющей электроники, а также открытых инструментов архитектуры промежуточного программного оборудования позволяют, как никогда ранее, получать все более усовершенствованные и при этом гибкие системы, которые могут выполнять самые разнообразные задачи.

Среди других, часто используемых в Арктических условиях средств измерений, можно выделить следующие:

Дрейфующие датчики для измерения характеристик приповерхностного слоя океана (Surface Wave Instrument Float with Tracking, SWIFT buoy). Как правило, эти датчики используют на открытой воде для контроля параметров волнения, скорости ветра, турбулентности и приповерхностного шума. Однако, в последнее время они активно используются и в ледовой обстановке. Время непрерывного использования буя в режиме измерений может достигать 3000 часов.

Датчик волнения и скорости течений (Acoustic Wave and Current meters, AWAC) – предназначены для измерения профиля скорости течений жидкости (величины и направления на разных глубинах), а также для измерения высоты волн на свободной поверхности и направления их движения. Также прибор способен проводить измерения толщины ледового покрова, разработан специально для использования в системах мониторинга шельфовых зон, обладает небольшим размером, устойчив к внешним физическим воздействиям, приспособлен к многолетним работам в суровых условиях Арктики.

Измерители теплового потока Autonomous Ocean Flux Buoys (AOFB) – ледовые системы наблюдений для измерения характеристик вертикальных тепловых потоков в приповерхностном слое океана. Данные этих систем



Рис. 4.3. Макет вмораживаемого геоакустического информационно-измерительного буя: 1 – воспринимающие сенсоры; 2 – элементы питания; 3 – цифровой регистратор и блок электроники (слева). Справа – рабочий макет вмораживаемого буя на льду озера Байкал.

требуется для построения глобальных прогностических моделей состояния Арктики, основанных на взаимосвязанности и взаимовлиянии процессов, происходящих в океане, ледовом покрове и в атмосфере.

Автономные метеорологические станции Automated Weather Station (AWS) – используются на практике чаще всего в задачах глобального позиционирования и измерения параметров приповерхностного слоя атмосферы. Получаемая информация используется в первую очередь для формирования и уточнения прогноза погоды в местах расположения станций.

Беспилотные летательные аппараты Unmanned Aero Vehicle (UAV) или БПЛА – фактически традиционный метод наблюдений за Арктическим регионом в дополнение к спутниковым системам. Несмотря на то, что информация, получаемая в ходе таких наблюдений, не позволяет в полной мере говорить о процессах, происходящих по всей глубине водного слоя, получаемые данные являются важными для мониторинга состояния ледового

покрова и процессов, происходящих на его поверхности. Использование беспилотных летательных аппаратов позволяет осуществлять оперативный контроль сравнительно небольших регионов.

Информация, поступающая со спутников и БПЛА, совместно с результатами контактных измерений, полученным с буев различного типа и подводных аппаратов, представляет собой данные, которые требуются для построения и верификации глобальных моделей Арктики, что может использоваться как для мониторинга текущего состояния этого региона, а также для прогнозирования его состояния в будущем.

Среди отечественных разработок можно выделить ледовый измерительный комплекс [251], разрабатываемый ИФЗ РАН совместно с МФТИ и АО «Концерн «МПО–Гидроприбор», в состав которого входят: широкополосные сейсмометры нового поколения, гидрофон, акселерометр, цифровой регистратор и системы беспроводной передачи данных (рис. 4.3). Первичные преобразователи сейсмоприёмника, созданные на элементной базе молекулярной электроники, отвечают всем требованиям современных сейсмологических измерений и защищены от влияния низких температур [251]. Использование широкополосных воспринимающих элементов в составе автономных дрейфующих ледовых измерительных буев, предназначенных для круглогодичного использования, позволит в перспективе преодолеть ограничения существующих экспериментальных методов, в том числе: а) невозможность протяжки донного кабеля б) невозможность передачи информации через слой льда. Всё это позволит реализовать применение пассивных сейсмогидроакустических технологий наблюдения непосредственно с ледового покрова, что существенно проще буксировки сейсмических кос или же размещения сейсмоприёмников на морском дне [А 119].

Среди проектов, реализуемых в Арктике на регулярной основе, следует отметить научно-исследовательские работы, проводимые с борта подводных

лодок [273–275]. Эффективность такого сотрудничества научно-исследовательских центров и военно-морских сил оказалась весьма высокой: получены новые научные данные по геологии, физике, химии и биологии Арктического региона, динамике ледового покрова, циркуляции вод и батиметрическим характеристикам океана. В ходе выполнения программы «Научные ледовые экспедиции» (Scientific Ice Expeditions, SCICEX) [273] были обследованы хребет Ломоносова со стороны котловины Макарова, хребет Менделеева, котловины Амундсена и Макарова. Продолжением исследований по программе SCICEX стали учения ICEX (ледовые учения или Ice Exercise) [274, 275]. Научные исследования в ходе этих учений осуществляются как на борту подводных лодок, так и с временных ледовых полигонов, оборудованных обитаемым лагерем. Учения ICEX проводятся раз в два года, последнее состоялось в 2020 году.

В настоящее время в сфере разработки гео-гидроакустических технологий для фундаментальных и прикладных исследований в Арктике основное внимание уделяется вопросам развития автономных систем наблюдений (в том числе – роботизированных), способных решать задачи долговременного мониторинга заданных районов. Полученные таким образом данные могут быть использованы при построении прогностических моделей, например, для наложения априорных ограничений на результаты численных экспериментов. Отдельные элементы развиваемой глобальной системы наблюдений в Северном Ледовитом океане уже развернуты и используются в климатологии. При этом наиболее перспективными из существующих методов и средств мониторинга природной среды в Арктике представляются системы, основанные на совместном применении автономных подводных аппаратов и вмораживаемых в лёд дрейфующих антенных систем с возможностью привлечения данных дистанционного зондирования.

Отметим тенденцию расширения применения автономных измерительных систем. Традиционно для полярных исследований

применялись ледоколы с последующими работами с поверхности льда в условиях обитаемого базового лагеря, что естественно ограничивало время проведения экспериментов. Использование автоматизированных и автономных систем геофизических инструментальных наблюдений позволяет проводить значительно более продолжительные эксперименты в труднодоступных районах, а системы телеметрии и дистанционного доступа к данным выводят на качественно новый уровень вопросы технологического обеспечения научно-исследовательских работ. Основой повышения эффективности дальнейших исследований призваны стать современные научно-исследовательские и опытно-конструкторские разработки в области теоретического и экспериментального изучения всей совокупности сейсмогидроакустических волновых процессов в условия Арктики.

Разработка новых методов сейсмогидроакустического мониторинга арктических акваторий закономерно основывается на новейших результатах фундаментальных научных исследований взаимосвязанных волновых процессов в системе «литосфера – гидросфера – ледовый покров – атмосфера». Геоакустические и гидроакустические поля, порождаемые наведенными геодинамическими процессами в сложно построенной геофизической среде, несут полезную информацию, позволяющую развивать новые технологии пассивного мониторинга локальных неоднородностей и запасов углеводородов, как на шельфе, так и в других, покрытых сплошным ледовым покровом районах Северного Ледовитого океана. В качестве инструментальной базы для новых технологий круглогодичного мониторинга арктического шельфа перспективным является использование распределенных антенных системы ледового класса, обеспечивающие широкополосный прием векторно-фазовой структуры волнового поля.

Представленный обзор результатов многолетних исследований отечественных и зарубежных научных коллективов свидетельствует в пользу возможности создания принципиально новой технологии мониторинга

Северного Ледовитого океана, включающей разведку и доразведку месторождений полезных ископаемых на Арктическом шельфе. На сегодняшний день теоретически и экспериментально обоснована возможность изучения глубинного строения геофизической среды в пассивном режиме, основанная на новых принципах – не взрывать и принимать, а «слушать» и накапливать. При этом вопросы практической реализации развиваемой технологии неразрывно связаны с процессом разработки инструментальной базы, в том числе и отдельного класса сейсмогидроакустической аппаратуры, созданной на основе новых физических принципов молекулярной электроники.

Перспективы развития системы мониторинга северных акваторий связаны, по всей видимости, с созданием единой комплексной системы наблюдений, основными элементами которой станут вмораживаемые дрейфующие антенны ледового класса и автономные подводные аппараты, объединённые акустическими и иными каналами связи в единое информационное пространство. Представляется, что ключевыми элементами системы станут: сеть автономных измерительных устройств для круглогодичных наблюдений; центры сбора и обработки больших данных для формирования единой модели арктического региона, описывающей основные гео-гидрофизические параметры в режиме близком к реальному времени; регулярные натурные эксперименты, направленные на совершенствование и верификацию разрабатываемых моделей в интересах практического применения научно-технических результатов.

Глава 5. Экспериментальная томографическая оценка параметров геофизической среды при наличии ледового покрова.

Поверхностные волны представляют особый интерес, как для практических, так и для теоретических исследований, так как могут использоваться для создания неразрушающих технологий оценки значений параметров среды на различных масштабах от промышленного ультразвукового контроля дефектов материалов до сейсмологического анализа, позволяющего оценить структуру коры и верхней мантии Земли [252]. Целью настоящей Главы является исследование возможности применения поверхностных волн рэлеевского типа для задач геоакустического мониторинга глубинных структур с упрощенными требованиями на техническую сторону проводимых исследований. Как правило, практическая реализация тех или иных методов глубинного зондирования требует использования мощных источников сейсмоакустического сигнала, что, в общем случае заметно увеличивает стоимость и усложняет техническую реализацию этих методов. Серьезное упрощение эксперимента и снижение его стоимости возможно, если в качестве источника в среде использовать не активное излучение, а микросейсмический шум, являющийся естественным источником информации о геофизической среде. Было показано [254], что функция взаимной корреляции микросейсмического шума, зарегистрированного разнесенными в пространстве сейсмоприемниками, при достаточном времени накопления, имеет два максимума, симметричных относительно нулевой временной задержки. Один из этих максимумов соответствует времени распространения поверхностных волн между точками наблюдения, как если бы в одной точке находился источник, возбуждающий эти волны, а в другой – приемник; второй максимум функции взаимной корреляции соответствует противоположному направлению распространению сигнала между приемниками. В итоге, осуществляя корреляционную

обработку микросейсмического шума, представляется возможным реализовать методы сейсмоакустического мониторинга глубинных структур основанные, например, на оценке дисперсионных зависимостей (то есть частотных зависимостей фазовых и групповых скоростей) поверхностных волн. Среди одних из последних экспериментальных результатов, полученных в данном направлении исследований, следует выделить работу [254], где приведена обработка сигналов с более чем 2000 датчиков (регистрирующих три компоненты скорости и давление) расположенных на дне Северного моря и покрывающих территорию размером 45 квадратных километров. В результате корреляционной обработки зарегистрированных шумовых полей было восстановлено глубинное распределение скоростей поперечных волн и ооконтурена область нефтяного пласта.

В *Разделе 5.1.* обсуждается алгоритм томографического восстановления скоростного разреза геологической среды на основе данных о временах распространения поверхностных волн. Известно [276], что основная часть энергии сейсмического события, как эндогенного, так и искусственного характера, регистрируемого на поверхности Земли, сосредоточена именно в волне рэлеевского типа. На основе ряда экспериментальных работ [277] было показано, что волны рэлеевского типа, распространяющиеся вдоль дневной поверхности, наиболее чувствительны к неоднородностям среды, расположенным на глубине, соответствующей примерно половине длины волны рассматриваемого частотного диапазона. В итоге, изменяя частоту регистрируемого сигнала, сформированного поверхностными волнами рэлеевского типа, представляется возможным послойное томографическое восстановление глубинной структуры исследуемой области.

Раздел 5.2. посвящен рассмотрению проблемы изучения геологического строения и океанологической обстановки арктического шельфа. Основной спецификой шельфа в Арктике является присутствие сплошного ледового покрова, который ограничивает применение надводных судов для выполнения

исследований различного типа. Естественным решением указанной проблемы может быть использование ледового покрова для расположения научного оборудования. Перспективным способом изучения физических характеристик среды является томографический метод с расстановкой приёмников на границе или по площади заданного региона, который успешно разрабатывается сегодня как для изучения неоднородностей океана [А 32], так и геологических структур твёрдой Земли [252]. Преимуществом данного подхода является возможность дистанционного изучения даже тех областей среды, где отсутствует возможность размещения оборудования для проведения контактных измерений. Задачей настоящего исследования является апробация в натуральных условиях развиваемого метода сейсмоакустической томографии [А 13] с учётом особенностей приёма и излучения сигнала, обусловленных наличием ледового покрова.

Необходимо отметить, что в условиях, когда ледовый покров отсутствует уже достигнуты значительные успехи в экспериментальном выделении гидроакустических мод различных номеров, восстановлении течений и определении параметров поверхностных слоев морского дна [201, 278–280]. При этом по причине значительной временной нестабильности океана, как правило, используются сложные типы сигналов и дорогостоящие источники. Теоретические предпосылки обработки гидроакустических сигналов в арктическом волноводе изложены в работе [281] и списке источников указанной статьи. Одни из первых экспериментальных попыток измерения времён пробега различных мод в ледовых условиях выполнялись в работе [А 10] с использованием стандартного сейсмического и гидроакустического оборудования. В настоящем разделе диссертационной работы приводятся результаты проверки возможностей активной сейсмоакустической томографии выполненной на основе разработанных в Институте физики Земли РАН специализированных автономных гео-гидроакустических буёв [282] и импульсных сейморазведочных излучателей.

***Раздел 5.1. Модель геоакустической томографии на волнах
поверхностного типа с использованием полосчатого базиса.***

Решение полного волнового уравнения в аналитическом виде для неоднородной упругой среды представляет значительные трудности, поэтому его анализ производится, как правило, на упрощенных аналитических моделях [261], либо при помощи высокопроизводительных вычислительных систем [283]. В качестве модели рассматриваемой вертикально неоднородной среды была выбрана система, состоящая из плоскопараллельных изотропных слоев, а расчет зависимости фазовой скорости от частоты для такой среды проводился на основе матричного метода Томсона-Хаскелла [284]. Вид дисперсионных зависимостей определяется параметрами, которые характеризуют слои (скоростей продольных и поперечных волн, плотностей), а также зависит от количества и толщины слоев. Возмущение параметров среды относительно их фонового значения приводит к изменению дисперсионных зависимостей поверхностных волн, что влияет в свою очередь на характеристики принимаемых сигналов, например, приводит к возмущениям времен распространений сигналов между точками наблюдения в заданном частотном интервале. Решение обратной задачи позволяет по измеренным вариациям времен распространения сигналов оценить возмущения значений параметров среды. Изначально были заданы параметры трехслойной модели среды, представленные в Таблице 5.1, которые в дальнейшем будут характеризовать невозмущенную, фоновую среду. Интерес представляет исследование фундаментальной моды, обладающей наибольшей энергией и, следовательно, проще выделяемой на сейсмической записи. Дисперсионные зависимости фазовых и групповых скоростей, полученные для фундаментальной моды при фоновых параметрах среды, представлены на (рис. 5.1а), где групповая скорость рассчитана с использованием значений

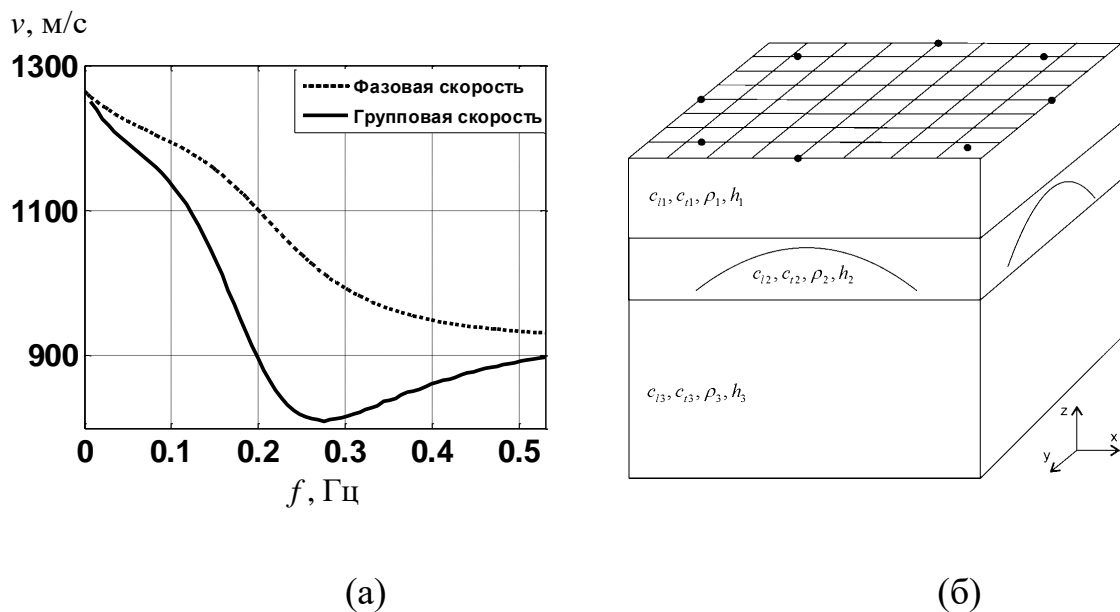


Рис. 5.1. Характерный вид дисперсионных кривых (а) и модель неоднородной среды (б), где точками на поверхности условно изображены сейсмоприемники, регистрирующие поверхностные волны.

Табл. 5.1. Параметры фоновой, невозмущенной среды.

	Скорость продольных волн, м/с	Скорость поперечных волн, м/с	Плотность, гр/м ³	Толщин а, м
1	1810	1000	1000	1500
2	1620	1080	1000	300
3	2440	1370	1110	∞

фазовой скорости, полученных для разных частот на основе матричного метода Томсона-Хаскелла [284].

Для учета неоднородностей среды в горизонтальной плоскости рассчитывались дисперсионные зависимости в узлах заранее заданной прямоугольной сетки (см. рис. 5.1б, где введены обозначения c_{ii} - скорость продольных волн в i -ом слое, c_{ii} - скорость поперечных волн в i -ом слое, ρ_i - плотность i -го слоя, h_i - толщина i -го слоя). В каждом узле сетки (x, y) по

вертикальной координате z среда является плоскострой, что позволяет рассчитать фазовые и групповые скорости тем же способом, как и в случае фоновой среды. При этом параметры слоев в различных узлах сетки различны, что и позволяет приближенно описать неоднородности параметров среды в горизонтальной плоскости.

Расчет дисперсионных зависимостей производился в предположении, что упругая среда представляет собой два слоя на полупространстве, а характеристики среднего слоя (скорости продольных и поперечных волн, плотность) изменяются в горизонтальных координатах по закону двумерного гауссова распределения от значений указанных в Таблице 5.1 до максимального значения, превышающего фоновое на 100 м/с. В итоге, были получены данные о групповых скоростях поверхностных волн $v(x, y, f)$ для большого количества точек горизонтальной сетки (x, y) на различных частотах f . Выбор заданной частоты $f = f'$ позволяет получить двумерные карты распределения групповых скоростей в горизонтальной плоскости $v(x, y, f = f')$. Далее, на основе $v(x, y, f = f')$ рассчитываются времена распространений поверхностных волн между всеми k -ыми и n -ыми датчиками, расположенными на поверхности исследуемой области. (Предполагается, что полученные оценки t_{kn} соответствуют временным задержкам, оцененным на основе экспериментальных данных, на которых наблюдаются максимумы функции взаимной корреляции микросейсмического шума, полученной для достаточно узкополосного шумового сигнала с центральной частотой f'). После этого рассчитываются времена $t_{kn}^{(0)}$, соответствующие фоновой, невозмущенной среде, характеризуемой групповой скоростью $v_0(x, y, f) \equiv v_0(f)$. Полученные в итоге возмущения времен $\Delta t_{kn} = t_{kn} - t_{kn}^{(0)}$, являются исходными для решения томографической задачи восстановления неоднородностей групповых скоростей $\Delta v(x, y, f') = v(x, y, f') - v_0(f')$ на заданной частоте $f = f'$, то есть

на заданной глубине примерно равной половине длины волны на выбранной частоте f' . Детальное описание метода решения томографической задачи приведено в следующем разделе с пояснениями основных этапов численного моделирования решения прямой задачи.

При восстановлении $\Delta v(x, y) = v(x, y) - v_0$ (в дальнейшем, для сокращения записей зависимость f' опущена) по данным Δt_i (здесь и далее вместо двух индексного обозначения k -ого и n -ого датчиков для сокращения записей будет использоваться обобщенный индекс i , соответствующий этой паре датчиков) используется наличие близкой к линейной зависимости между возмущениями времен Δt_i и величиной неоднородности $\Delta v(x, y)$, присутствие которой в исследуемой области и вызывает временные задержки Δt_i :

$$\Delta t_i \approx - \int_{L_i^0} \frac{\Delta v(x, y) dl^0}{v_0^2(x, y)}, \quad (5.1)$$

где интегрирование ведется вдоль траектории L_i^0 луча, соединяющего рассматриваемую i -ую пару датчиков в плоскости (x, y) для случая невозмущенной среды. Перебор всех пар датчиков позволяет получить набор измерений Δt_i , которые являются исходными данными для нахождения неизвестных $\Delta v(x, y)$. Один из способов решения интегральных уравнений (5.1), определенных для различных пар i , основан на их дискретизации. В этом случае восстанавливаемые характеристики среды представляются в виде линейной комбинации конечного числа базисных функций $\Theta_j(\mathbf{r})$, $j = \overline{1, J}$. Было показано [А 28], что обычные требования, накладываемые на базис, такие как его ортогональность и безызбыточная полнота, могут быть ослаблены в задачах томографического типа. Так, например, в алгоритме, описываемом далее, ортогональность базисных элементов не используется вовсе, но требуется, чтобы используемый базис обладал полнотой, достаточной для восстановления неоднородностей с требуемой точностью.

Разложение томографируемой неоднородности $\Delta v(x, y)$ по базису $\Theta_j(\mathbf{r})$ представляется в виде:

$$\Delta v(x, y) = \sum_{j=1}^J x_j \Theta_j(x, y). \quad (5.2)$$

В итоге система уравнений (5.1), определенная для всех i -ых пар датчиков, принимает вид:

$$A X = \Delta T, \quad (5.3)$$

где элементы матрицы возмущений A имеют вид $A_{ij} = -\int_{L_i^0} \frac{\Theta_j(x, y)}{v_0^2(x, y)} dt^0$ и

соответствуют возмущениям времен распространений поверхностных волн между i -ой парой датчиков при наличии в исследуемой области неоднородности в виде базисной функции $\Theta_j(x, y)$. Столбец ΔT состоит из значений временных задержек сигналов Δt_i , а вектор X – из неизвестных коэффициентов x_j разложения искомой функции $\Delta v(x, y)$ по базису $\Theta_j(\mathbf{r})$.

Решение системы (5.3) может быть найдено различными способами, учитывающими, в том числе, априорную информацию различного вида, например, о гладкости восстанавливаемых функций или их априори известных значениях в заданных точках исследуемой области. Далее используется МНК-решение, регуляризованное в простейшем случае путем добавления к $A^+ A$ единичной матрицы E с весовым коэффициентом γ^2 , и имеет следующий вид:

$$\hat{X} = (A^+ A + \gamma^2 E)^{-1} A^+ \Delta T, \quad (5.4)$$

где знак «+» обозначает эрмитово сопряжение, а регулярирующий коэффициент γ^2 контролирует требования минимизации нормы решения по сравнению с нормой невязки. Значения $\hat{X} = \{\hat{x}_j\}$, полученные из (5.4), позволяют оценить искомое распределение $\Delta v(x, y)$ в виде

$\Delta \hat{v}(x, y) = \sum_{j=1}^J \hat{x}_j \Theta_j(x, y)$. Таким образом, исходная задача томографического

восстановления возмущения $\Delta v(x, y)$ по набору данных измерений Δt_i сводятся к решению системы линейных алгебраических уравнений (5.3) относительно неизвестных коэффициентов x_j разложения функций $\Delta v(x, y)$ по выбранному базису $\Theta_j(x, y)$. Следует отметить, что в случае существенного отклонения от линейной зависимости (5.1), что ожидается в условиях реального эксперимента, возможно привлечение итерационных процедур для уточнения получаемых оценок $\Delta v(x, y)$.

Принципиальным при решении той или иной задачи томографирования является выбор базисных функций $\Theta_j(x, y)$, позволяющих достаточно точно описать распределения восстанавливаемых параметров среды, при этом использование базисных функций не должно накладывать дополнительных математических требований и алгоритмических сложностей на процесс построения матрицы возмущений A . Ниже при восстановлении неоднородностей используется так называемый полосчатый базис [А 30], изначально разработанный для решения задач томографии океана [А 10, А 31]. Этот базис представляет собой набор P параллельных полос, равномерно покрывающих область томографирования и поворачиваемых с равным угловым шагом π/U в интервале $[0, \pi)$, U – количество углов поворота. Базисные функции $\Theta_j(x, y)$ задаются внутри этих полос, где их значения полагаются постоянными. Использование полосчатого базиса имеет ряд преимуществ, по сравнению с «традиционными» базисами (типа непересекающихся квадратов, плотно покрывающих рассматриваемый регион), существенно смягчая сложность математической стороны проблемы: не требуются строгая полнота и ортогональность базиса, проще становится построение матрицы возмущений [А 30].

При решении томографической задачи, в исследуемой области задается фоновое значение групповой скорости фундаментальной моды $v_0(f')$ на рассматриваемой частоте f' (не зависящее от координат (x, y)):

$v_0(x, y, f') = v_0(f')$, и для каждой i -ой пары датчиков рассчитываются времена распространения, соответствующие невозмущенным параметрам среды: $t_i^{(0)} = r_i/v_0$, здесь r_i – расстояние между рассматриваемой парой датчиков; зависимость от f' для сокращения записей убрана. Далее рассчитываются элементы матрицы возмущений A , представляющие собой временные задержки Δt_{ij} , вызванные поочередным введением в исследуемую область возмущений среды в виде базисных функций $v_0(f') + \Theta_j(x, y)$. В силу того, что базисные функции представляют собой полосы, то расчет Δt_{ij} сводится лишь к применению закона Снеллиуса для учета рефракции на границах фиксированной базисной полосы. Расчет элементов правой части ΔT системы (5.3) более трудоемкий, так как восстанавливаемая в исследуемой области неоднородность имеет более сложный вид, чем отдельная полоса. В этом случае решается уравнение эйконала для двумерной неоднородной среды, характеризующейся распределением скорости $v(x, y) = v_0 + \Delta v(x, y)$, что позволяет определить траектории лучей L_i , соединяющих i -ые пары датчиков в плоскости (x, y) для возмущенной среды. После этого, время распространения поверхностной волны находится интегрированием по найденной траектории L_i : $t_i = \int_{L_{ij}} \frac{dl}{v(x, y)}$, где dl – элемент траектории L_i . В

итоге элементы столбца ΔT рассчитываются в виде $\Delta t_i = t_i - t_i^{(0)}$. После этого рассматривается решение (5.4) системы (5.3), что позволяет оценить коэффициенты разложения x_j по рассматриваемому базису (5.2). Дальнейшая оценка неоднородности $\Delta \hat{v}(x, y)$ в заданной точке (x, y) (на глубине, соответствующей примерно половине длины волны на рассматриваемой частоте f') осуществляется путём суммирования (5.2) базисных функций коэффициентов \hat{x}_j . Итоговая оценка $\hat{v}(x, y)$ искомого распределения $v(x, y)$

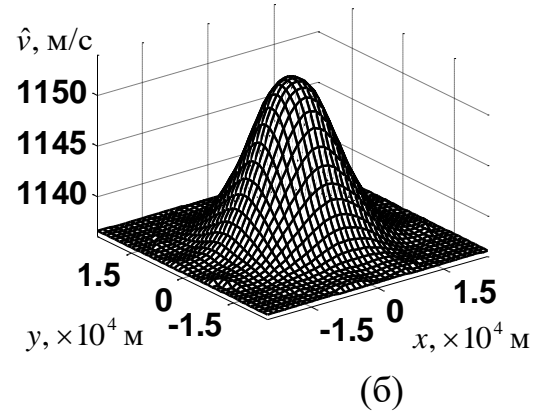
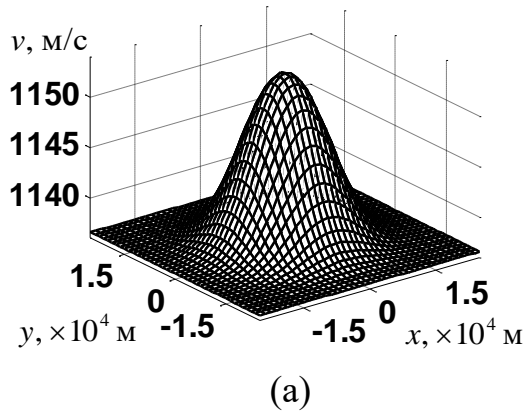


Рис. 5.2. Исходное распределение групповой скорости поверхностной волны $v(x, y)$ (а) в исследуемой области на частоте 0.2 Гц и результат восстановления этого распределения $\hat{v}(x, y)$ (б) при использовании полосчатого базиса, образованного $P = 8$ полосами, поворачиваемыми под $U = 15$ углами (возмущение групповой скорости в базисной полосе полагалось равным 8 м/с, количество источников-приемников 11); величина невязки по решению составила $\eta_v = 0.034$, невязки по правой части – $\eta_T = 0.003$.

находится в виде $\Theta_j(x, y)$ с весами, равными значениям восстановленных $\hat{v}(x, y) = v_0 + \Delta\hat{v}(x, y)$. Для улучшения качества восстановления можно воспользоваться априорной информацией об искомым неоднородностях, например, пространственный спектр восстановленной неоднородности может быть скорректирован путем фильтрации.

Пример результатов восстановления по описанному выше алгоритму представлен на рис. 5.2, где в подписях указаны параметры решаемой задачи. Для оценки точности полученных оценок рассчитывались невязки по решению (η_v) и по правой части (η_T):

$$\eta_{\Delta v} = \sqrt{\sum_{d,l} |\Delta v(x_d, y_l) - \Delta \hat{v}(x_d, y_l)|^2 / \sum_{d,l} |\Delta v(x_d, y_l)|^2},$$

$$\eta_T = \sqrt{\sum_{i,j} |\Delta T_i - \Delta \hat{T}_i|^2 / \sum_{i,j} |\Delta T_i|^2},$$

где $\Delta v(x, y)$ и $\Delta \hat{v}(x, y)$ – истинное и восстановленные значения возмущения групповой скорости в данной точке (x, y) , характеризуемой при дискретизации

индексами (d, l) ; $\Delta\hat{T}_i$ – элементы вектора $\Delta\hat{T}$, получаемого в качестве правой части системы уравнений (5.3) при подстановке в эту систему решения \hat{X} ; ΔT_i – элементы вектор-столбца возмущений акустического поля ΔT , вносимых истинной неоднородностью.

Как видно, на рис. 5.2 удалось восстановить с приемлемой точностью пиковое значение неоднородности $\Delta v(x, y)$, ее характерный масштаб и положение в исследуемой области. Аналогичные результаты получаются и для других значений частот f' . В итоге перебор различных частот позволяет оценить значения двумерных карт групповых скоростей в неоднородной среде на основе временных задержек Δt_i , получив тем самым значения дисперсионных зависимостей $\hat{v}(x, y, f)$ для каждого узла рассматриваемой прямоугольной сетки (x, y) . Последний шаг обсуждаемого подхода, заключающийся в оценке характеристик среды c_{ii} , c_{ii} , ρ_i , h_i по восстановленным значениям $\hat{v}(x, y, f)$, может быть реализован, например, на основе известных процедур геоинверсии [285].

Для экспериментальной апробации рассматриваемого томографического подхода была использована система, состоящая из 70 широкополосных сейсмических датчиков, использовавшихся при проведении эксперимента Plume Lithosphere Undersea Melt [286]. Эти данные представляют интерес для проводимого исследования, поскольку указанная сеть сейсмоприемников покрывает Гавайские острова, имеющие вулканическое происхождение, а, значит, под ними заведомо имеются контрастные области, обусловленные вулканическими процессами в этом регионе, которые могут стать объектами томографирования. Кроме этого вызывает интерес апробация обсуждаемого подхода при использовании данных, зарегистрированных датчиками, расположенными на дне океана. В случае успешной апробации, разрабатываемые подходы могут быть обобщены на случай геоакустической томографии на волнах поверхностного типа при наличии водного слоя, что

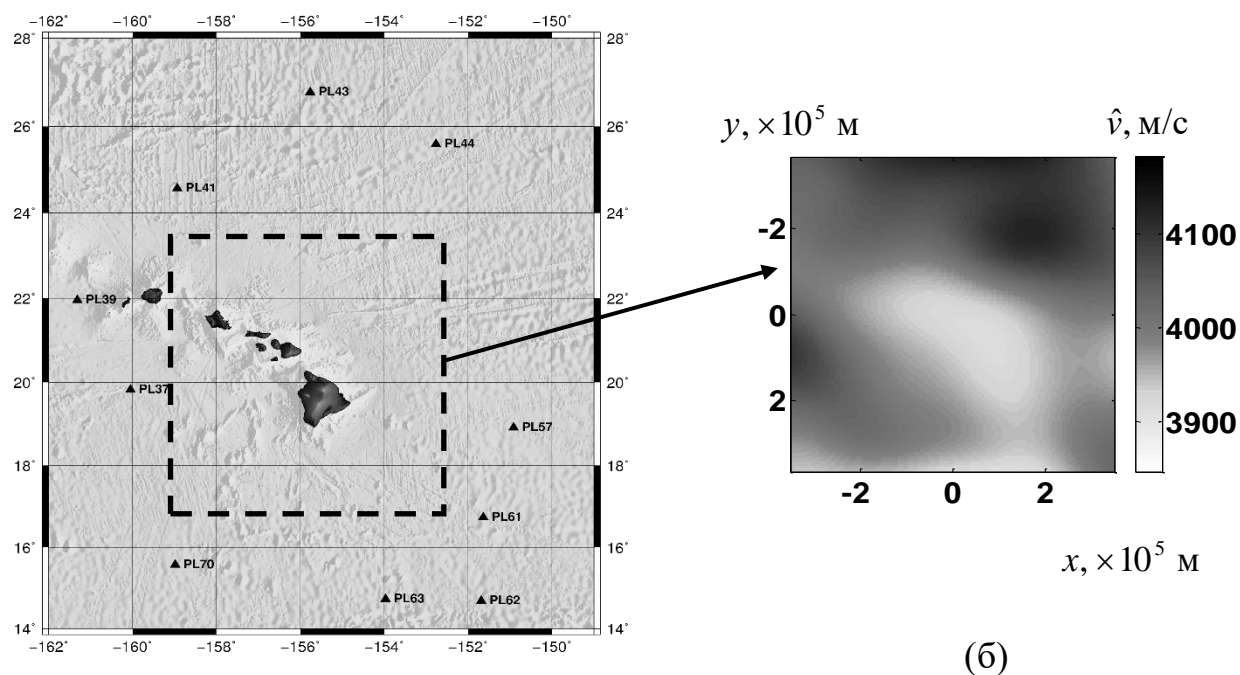


Рис. 5.3. Распределение сейсмических датчиков на дне океана вблизи о. Гавайи (а) из эксперимента IRIS DMC [286], данные с которых использовались при томографическом восстановлении (пунктиром выделена граница исследуемого региона). Результаты этого восстановления для глубины ~ 40 км представлены в выноске (б) к рисунку.

является весьма актуальным в последнее время в связи с активным освоением шельфовых зон.

Как было показано выше, для восстановления неоднородностей геологической среды в обсуждаемой томографической схеме требуется использовать приемники шумового сигнала установленные лишь по периметру исследуемой области. В итоге были отобраны 10 сейсмостанций, расположение которых изображено на рис. 5.3а треугольниками черного цвета.

На первом этапе решалась задача определения времен распространений поверхностных сейсмических волн между каждой из пар станций. Для этого вычислялась функция взаимной корреляции для суточных временных рядов по шумовым данным, накопленным за год, и затем полученные результаты усреднялась. Для получения достоверных, симметричных относительно

нулевой задержки корреляционных пиков, проводилась предварительная обработка записей, в которую помимо стандартных процедур – учета калибровочной кривой прибора и полосовой фильтрации – входило также удаление записей землетрясений, нормализация амплитуды сигнала и обеление спектра. Такая обработка проводилась на основе процедур подробно изложенных в [208, 259]. На данном этапе проводимых исследований удалось оценить времена распространений сигналов между рассматриваемыми сейсмоприемниками из функции взаимной корреляции шумового сигнала в диапазоне частот 0.045-0.055 Гц. Эти времена использовались далее для построения обсуждаемой в настоящем разделе томографической схемы; при этом рассматривались те же параметры полосчатого базиса, что и при численном моделировании ранее. Полученные результаты восстановления представлены на рис. 5.3б, учитывая что неоднородность находится на глубине половины длины волны можно приближенно говорить что эти результаты относятся к глубине порядка 40 км. Видно, что в исследуемом регионе выделяется область с пониженной скоростью распространения сейсмических волн под островами, что можно интерпретировать как магматическую породу. Полученные результаты соответствуют данным работы [287], в которой приводятся результаты геофизического исследования этого же региона, но по данным землетрясений. Двумерные результаты восстановления, полученные для разных частотных диапазонов в рамках описанного в настоящей Главе подхода, могут использоваться при синтезе трехмерных изображений неоднородностей, в данном случае – гавайского плюма, что может в свою очередь позволить оценить его объем и упругие свойства.

В итоге, предложена схема геоакустической томографии на основе времен распространений поверхностных волн рэлеевского типа, полученных для различных достаточно узких частотных диапазонов. Предполагается, что в условиях реального эксперимента подобные данные могут быть оценены на

основе анализа функции взаимной корреляции микросейсмического шума. В отличие от известных авторам схем пассивного томографического мониторинга глубинных структур, в настоящей разделе используются лишь приемники, расположенные на границе исследуемой области, что заметно снижает требования на техническую сторону проводимых исследований. На модельных данных, а также на данных натурального эксперимента показаны принципиальные возможности обсуждаемого подхода.

К основным ограничениям рассматриваемой схемы, относится требование достоверной оценки времен распространений сигналов между точками приема на основе анализа функции взаимной корреляции шумовых полей. Это в большинстве практических случаев сталкивается с определенными трудностями, связанными, в первую очередь с ограниченным временем накопления сигнала, что не всегда позволяет получить требуемые значения отношения сигнал/помеха при корреляционной обработке регистрируемых сигналов. В дальнейшем основное внимание предполагается уделить более детальному исследованию этого вопроса для различных возможных постановок эксперимента.

Раздел 5.2. Томографическая схема совместной оценки параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков с активным источником.

Ранее было показано [А 7], что полное волновое поле в среде, содержащей ледовый покров, водный слой и упругое полупространство, содержит несколько модовых составляющих, которые дают основной вклад в низкочастотной области – изгибно-гравитационная волна ледового покрова, донная поверхностная волна рэлеевского типа и гидроакустические модовые сигналы. Важно, что эти волны отличаются друг от друга как по частоте, так и по скорости распространения [А 7], то есть могут быть разделены при частотно-временном анализе сейсмоакустического поля, зарегистрированного

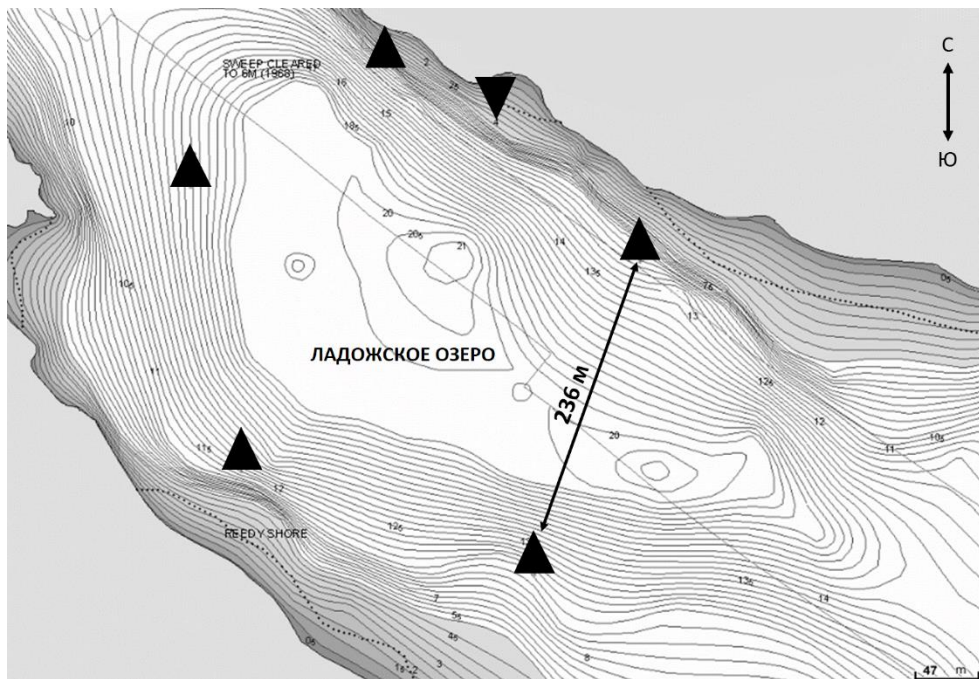


Рис. 5.4. Схема экспериментальных работ на Ладожском озере. Треугольники с основаниями внизу – пункты приёма. Треугольник с основанием вверху – пункт излучения. Контурными линиями нанесена батиметрия.

в достаточно широкой полосе частот с помощью разнесенных в пространстве сейсмоакустических приёмников. Численное исследование влияния вариаций различных параметров модели на возмущения времен распространений модовых сигналов продемонстрировало [А 7] возможность отдельного томографического восстановления характеристик рассматриваемой среды при отдельном рассмотрении изгибающей волны ледового покрова (зависит от параметров льда), гидроакустических мод (позволяют оценить характеристики водного слоя), а также фундаментальной моды поверхностной волны рэлеевского типа (несет информацию о свойствах упругого полупространства). Также ранее была экспериментально продемонстрирована [А 10–А 13] возможность оценки времен распространений, отмеченных выше модовых сигналов, при использовании только сейсмических приёмников, расположенных на поверхности льда, что существенно упрощает проведение натурального эксперимента, так как не требуется расположения

Таблица 5.2. Параметры начальной слоистой модели среды

	h , м	c_1 , км/с	c_2 , км/с	ρ , кг/м ³
Лёд	0.2	2.2	1.7	900
Жидкость	20	1.5	-	997
Осадки	18	0.7	0.4	2000
Основание	-	4.5	2.7	2600

сейсмоакустических приёмников ни на дне, ни в водной толще. Полученные ранее теоретические результаты [А 7], а также первые данные натуральных измерений [А 10–А 13] позволяют перейти к более детальному рассмотрению задачи о совместном томографическом восстановлении физических свойств ледового покрова, донных осадков и водного слоя на основе экспериментального приёма различных мод, несущих информацию о среде распространения в рамках модели «ледовый покров – водный слой – слой осадков – упругое полупространство».

Для решения задач настоящей работы в начале апреля 2018 года была проведена экспедиция на Ладожском испытательном гидроакустическом полигоне Карельского Филиала АО «Концерн «Океанприбор». Полигон расположен 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 (рис. 5.4), который представляет собой скальный массив. Удаленность полигона от промышленных объектов и судоходных линий гарантирует малые акустические помехи на уровне естественных шумов. В то же время полигон обладает подходящей для исследований различного плана береговой инфраструктурой.

В апреле 2018 года погода на полигоне была достаточно благоприятной, температура в дневные часы держалась в районе 0 °С, ночью достигала -6 °С, на открытых местах дул тихий северо-восточный ветер. Ледовый покров был

покрыт тонким (порядка 2-5 см) снега, толщина льда составляла в разных местах от 20 до 35 см. Измерительные пункты организовывались на поверхности ледового покрова в вершинах правильного пятиугольника, а излучатель располагался вблизи берега. Весеннее время не всегда является удачным для ледовых экспедиций по причине многократного перехода окружающей температуры через 0 °С, что приводит к образованию в ледовой толще водяных слоёв, мешающих точному вмораживанию приборов.

Первым этапом томографического исследования является построение фоновой модели среды, которая приближенно удовлетворяет условиям эксперимента и позволяет теоретически рассчитывать кинематические параметры ожидаемых сейсмоакустических сигналов. Как видно на рис. 5.4 глубина озера в местах установки измерительных сенсоров варьируется от 13 до 20 м. На основании изучения литературных данных, было установлено, что дно в заливе Найсмери покрыто слоем ила мощностью до 18 м, а подстилающие породы сложены гранитами рапакиви. Это позволило, в качестве начального приближения, предложить слоистую модель среды, параметры которой – скорость продольных волн c_l ; скорость поперечных волн c_t ; плотность ρ и толщина слоя h указаны в Таблице 5.2. Отличительной особенностью модели является наличие мягкого осадочного слоя.

С использованием результатов работы [А 7] в рамках составленной модели среды были рассчитаны фазовые c и групповые v скорости, сейсмоакустических мод, формирующихся в среде, содержащей ледовый покров. Результаты расчёта показали, что волновое поле в низкочастотной области представляет собой сумму достаточно большого числа модовых составляющих. В дальнейшем ограничимся рассмотрением только изгибно-гравитационной волны ледового покрова, фундаментальной моды поверхностной волны рэлеевского типа и первой нормальной гидроакустической моды (рис. 6, рассматриваемые участки дисперсионных кривых выделены серым цветом), которые в условиях проведенного

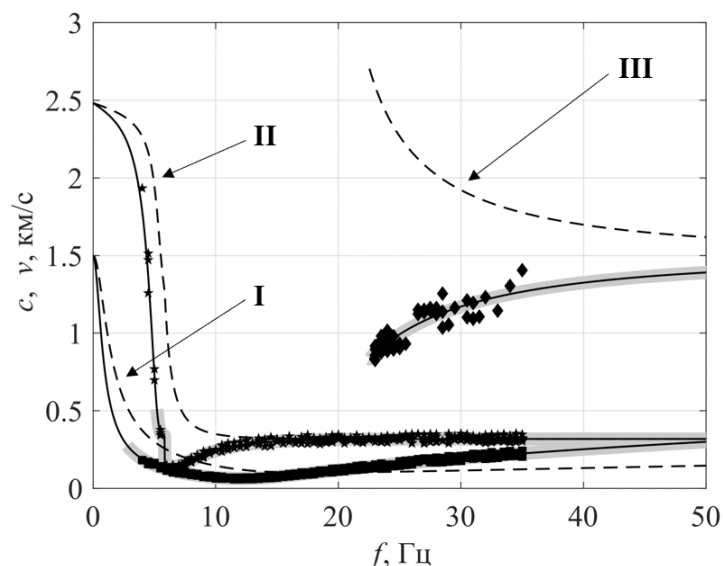


Рис. 5.5. Дисперсионные кривые сейсмоакустических мод низших номеров, формирующихся в модели среды с параметрами указанными в Таблице 5.2. I – изгибно-гравитационная волна, II – фундаментальная мода поверхностной волны рэлеевского типа, III – первая нормальная гидроакустическая мода. Сплошные линии – групповые скорости v , пунктирные линии – фазовые скорости c . Точками отмечены оценки скоростей, полученные в эксперименте.

эксперимента дали основной вклад в регистрируемое низкочастотное волновое поле.

Как отмечалось выше, на рис. 5.4 показана площадная расстановка вмораживаемых гео-гидроакустических буёв. Вблизи каждого измерительного пункта на дне последовательно излучалось несколько сигналов с помощью сейморужья. В результате было получено 20 трасс, вдоль которых распространяется волновое возмущение. Условия эксперимента и, в частности, плотность ледового покрова не позволили добиться идеальных расстояний между пунктами, поэтому реальные расстояния изменяются от 165 до 372 метров. Глубина озера в местах расположения пунктов в среднем составила 13 метров. На рис. 5.5 серым фоном отмечены модовые составляющие в частотном диапазоне, который целесообразно рассматривать в рамках проведённого эксперимента в виду высокого отношения сигнал/помеха. Снизу этот частотный диапазон ограничен вблизи частоты

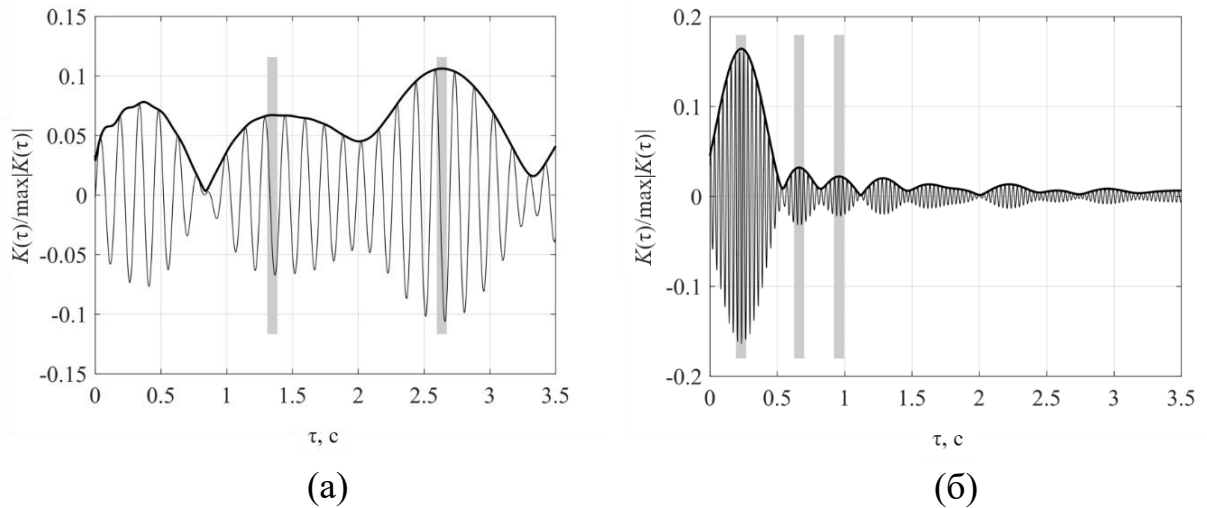


Рис. 5.6. Пример оценки времён распространения различных модовых составляющих сигналов на основе узкополосной фильтрации взаимно-корреляционной функции. (а) – центральная частота $f = 7$ Гц донная поверхностная и изгибная моды (б) – центральная частота $f = 32,5$ Гц гидроакустическая, донная поверхностная и изгибная моды.

$f = 6$ Гц, где скорости фундаментальной и изгибной мод имеют близкие значения, а, значит, их будет затруднительно разделить в принимаемом сигнале. Ситуация осложняется также присутствием низкочастотного шума на частотах ниже 10 Гц.

Для определения времён пробега τ сигналов вдоль различных трасс вычислялась функция взаимной корреляции $K(\tau)$ между сигналом, записанным в точке излучения и сигналом, принятым на удалённом пункте. При этом считалось, что среда распространения является изотропной, и для каждой пары измерительных точек взаимно-корреляционные функции сигналов, излученных с противоположных сторон, усреднялись. Выполняя фильтрацию в различных частотных диапазонах, по положению максимума огибающей взаимно-корреляционной функции, можно определить время пробега различных частотных составляющих излученного сигнала. Следуя результатам численного расчёта, представленным на рис. 5.5, заметим, что нетривиальная в общем случае задача разделения мод с помощью одиночных приёмных станций может быть решена в рамках обозначенной модели среды,

так как рассматриваемые моды имеют разную скорость распространения в заданном диапазоне частот. Так, наименьшее время пробега будет у первой нормальной гидроакустической волны, затем придёт поверхностная волна рэлеевского типа, и наконец, изгибно-гравитационная волна. Причём в низкочастотной области (до 23 Гц) корреляционная функция должна иметь всего два максимума, так как гидроакустические моды на этих частотах не распространяются. Для определения достоверных максимумов огибающей функции взаимной корреляции их поиск выполнялся в 20% интервале от рассчитанных на основе модельных групповых скоростей (рис. 5.5) времён пробега. На рис. 5.6 в качестве примера приведены взаимно-корреляционные функции сигналов, распространяющихся вдоль трассы длиной 236 метров (см. рис. 5.4) для двух частотных диапазонов 5.8-8.2 Гц (рис. 5.6а) и 29.9-35.1 Гц (рис. 5.6б). Серым цветом на графике нанесены положения максимумов, которые удовлетворяют указанному выше условию.

В результате были оценены экспериментальные времена пробега вдоль различных трасс в нескольких частотных диапазонах. На рис. 5.5 точками нанесены скорости, рассчитанные на основе экспериментальных оценок времён пробега вдоль прямой. Эти результаты будут использоваться далее при томографической оценке параметров среды.

Для решения обратной задачи применяется линеаризованная томографическая схема, предложенная ранее в [А 8, А 30] и использовавшаяся для восстановления характеристик водного слоя [А 30], а также параметров дна [А 8]. В настоящем разделе предпринята попытка обобщения полученных результатов на случай совместного восстановления параметров льда, водного слоя и дна. Как и в работе [А 30] искомое двумерное распределение скорости в среде раскладывалось на базисные функции, формирующие полосчатый базис. Матрица возмущений представляет собой задержки времен распространений модовых сигналов относительно фоновой скоростной модели среды, вызванные последовательным введением в каждую из базисных

полос возмущений тех параметров модели, которые требуется восстановить. Предполагая, что наблюдаемые в эксперименте возмущения времен распространений мод могут быть представлены в виде линейной комбинации временных задержек, вызванных базисными функциями, решение обратной задачи восстановления пространственных распределений параметров среды можно свести к решению системы линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения этих параметров по полосчатому базису. 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].

На первом этапе для оценки возможностей и ограничений рассматриваемого подхода в условиях проведенных измерений было проведено численное моделирование с параметрами, близкими к условиям эксперимента. В соответствии с результатами работы [А 8] трёхмерная задача разбивалась на две двумерные. В этом случае, в каждой точке горизонтальной плоскости среда представлялась вертикально-слоистой. Для описания региона (рис. 5.4) на площади 500x500 метров была построена квадратная сетка с шагом между узлами 5 метров. В каждом узле сетки среда представляла собой слоистую модель: упругое полупространство, упругий осадочный слой, жидкий слой и упругий слой ледового покрова.

Как было показано в [А 12], волновое поле в слоистой модели может быть представлено в виде суммы отдельных модовых составляющих, имеющих различную скорость распространения. Для расчёта фазовых и групповых скоростей численно решалось дисперсионное уравнение. При этом, следуя результатам [А 7], наибольшее влияние на скорости рассматриваемых мод будут оказывать толщина водного слоя, скорость поперечных волн в осадочном слое и толщина ледового покрова. В горизонтальной плоскости задавалось возмущение параметров среды в виде двумерной осесимметричной функции Гаусса. Принимая во внимание данные о рельефе дна (рис. 5.4), в

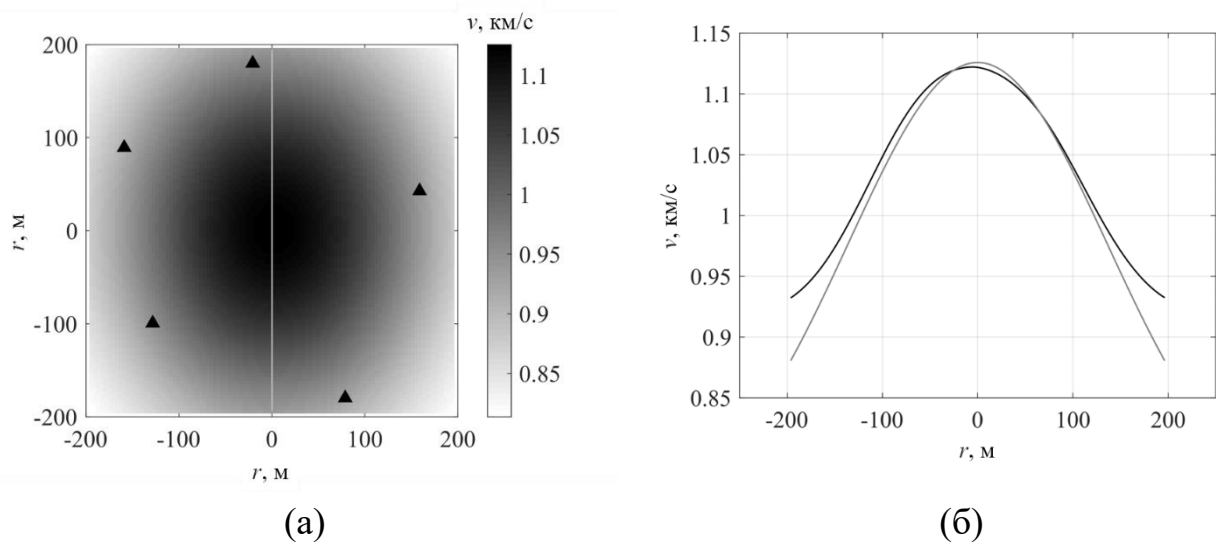


Рис. 5.7. (а) – Заданное распределение групповой скорости первой нормальной гидроакустической моды на частоте $f = 27$ Гц с контрастом 30%; (б) – сечение (а) проходящее через ноль оси абсцисс: заданная модель (серый), результат томографического восстановления (чёрный).

качестве начальных выбирались параметры модели, указанные в Таблице 5.2, их возмущение в максимуме функции Гаусса достигало 30% относительно фоновых значений. В результате, было рассчитано горизонтальное распределение групповых скоростей v различных мод на различных частотах f . На рис. 5.7а для примера представлено рассчитанное модельное распределение групповой скорости v первой нормальной гидроакустической моды на частоте $f = 27$ Гц при изменении глубины жидкого слоя от 15 до 20 м, что соответствует условиям эксперимента. Времена распространений сигналов между всеми парами источников и приёмников для заданных пространственных распределений групповых скоростей мод рассчитывались в лучевом приближении путём численного решения уравнения эйконала [А 8], что позволило получить «экспериментальные» данные для решения обратной задачи. Полученные времена использовались далее для изучения устойчивости решения обратной задачи при добавлении случайных шумов в исходные данные при заданном количестве и конфигурации базисных

функций, а также для оценки разрешающей способности томографической схемы. Стандартным способом рассчитывалась невязка полученного решения:

$$\eta_T = \sqrt{\sum_{i,j} |T_i - \hat{T}_i|^2 / \sum_{i,j} |T_i|^2},$$

где T_i - экспериментальное время пробега сигнала между i -ой парой, \hat{T}_i - время пробега сигнала между i -ой парой рассчитанное теоретически в лучевом приближении для восстановленной модели среды.

Достаточно сильный скоростной контраст (рис. 5.7а) может приводить к отклонению от линейного приближения при решении обратной задачи, что потребовало применения итерационного подхода для получения оценок среды с приемлемой точностью. В этом случае, на каждом итерационном шаге восстановлению подлежит поправка к распределению скорости в среде относительно полученной на предыдущем шаге скоростной модели. На первой итерации принималось однородное распределение в соответствии с параметрами, указанными в Таблице 5.2. Удовлетворительный результат решения обратной задачи на модельных данных был получен после пяти итераций для всех трёх рассматриваемых мод, имеющих разные скорости. На рис. 5.7б в качестве примера показано восстановленное и заданное значение групповой скорости первой нормальной гидроакустической моды на частоте $f = 27$ Гц в сечении исходной модели, отмеченном серым цветом на рис. 5.7а. Невязка по правой части составила $\eta_T = 0.009$, невязка по решению (вычислялась аналогично η_T , см. [А 8]) равна $\eta_{\Delta v} = 0.03$. Моделирование показало, что при использовании в разложении 4 базисных полос, поворачиваемых под 7 углами разрешение, получаемое с помощью рассматриваемой конфигурации приёмной системы, не превышает 100 м. Увеличение количества базисных функций приводит к повышению разрешения, то при этом наблюдается ухудшение обусловленности матрицы возмущений при фиксированном объеме исходных данных, что требует привлечения большей регуляризации решения и приводит к увеличению

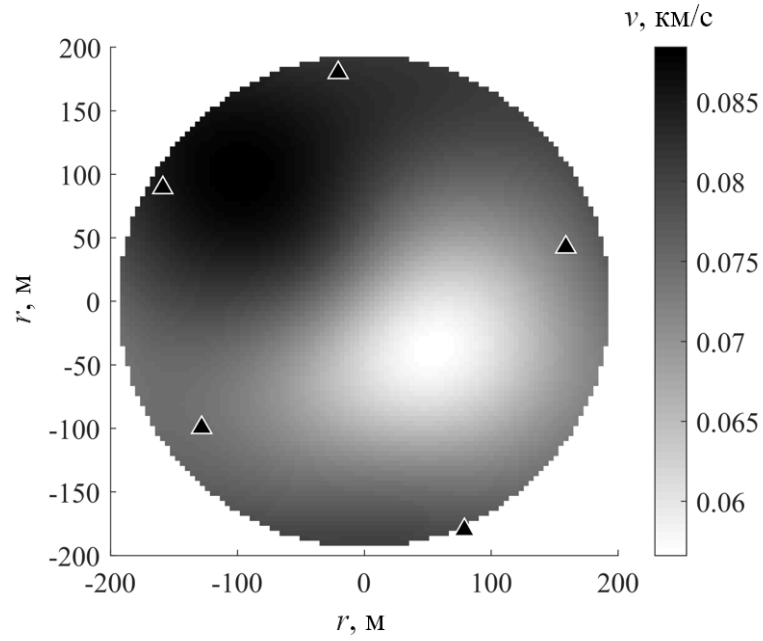


Рис 5.8. Результат томографического восстановления распределения групповой скорости изгибной волны ледового покрова на частоте $f = 9.5$ Гц.

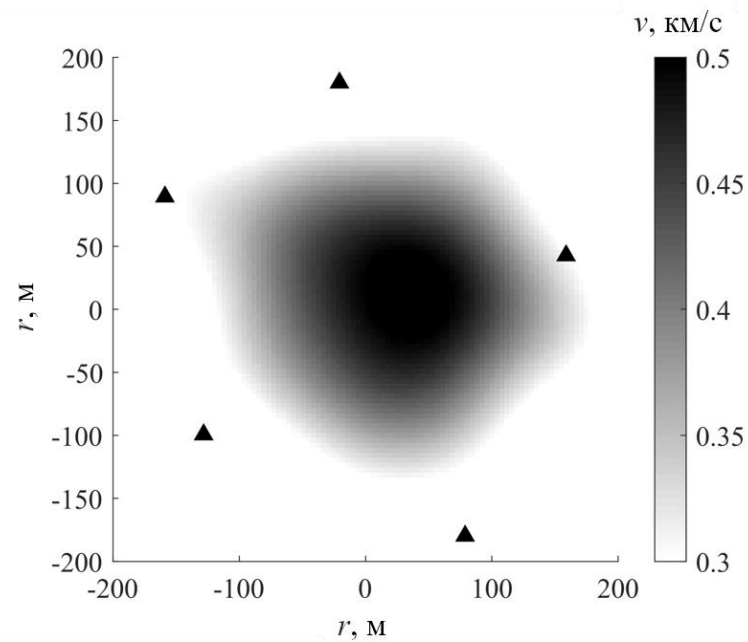


Рис 5.9. Результат томографического восстановления распределения групповой скорости фундаментальной моды донной поверхностной волны на частоте $f = 28.5$ Гц.

невязки по решению. Добавление в исходные данные случайной помехи с нулевым средним и среднеквадратичным амплитудным отклонением, составляющим 1-5% от среднеквадратичного значения исходных данных, не приводило к существенному ухудшению результатов восстановления. Наблюдаемые при этом случайные возмущения результатов восстановления сглаживались после применения пространственной фильтрации получаемых оценок.

Выбранные параметры решения обратной задачи (параметры базиса, регуляризации и фильтрации), определенные в рамках численного моделирования, использовались на следующем этапе для инверсии экспериментально оцененных времён распространений. На этом этапе исследования была выполнена томографическая реконструкция групповых скоростей рассматриваемых в работе волновых мод для отдельных частотных диапазонов.

Начнём рассмотрение с медленной изгибно-гравитационной моды, энергия которой сосредоточена вблизи ледового покрова. На рис. 5.8а приведён результат восстановления распределения групповой скорости изгибной волны вблизи частоты $f = 9.5$ Гц после трёх итераций, невязка составила $\eta_T = 0.06$. Скорость этой волны в основном определяется толщиной ледового покрова, причём пониженные скорости (светлые цвета) соответствуют более тонкому льду. Полученный результат в целом соответствует наблюдениям участников экспедиции, так в юго-восточной области ледовый покров являлся крайне неоднородным и состоял из чередующихся слоёв твердого льда, жидкости и снега. В частности, именно это обстоятельство привело к смещению приёмников относительно изначально планировавшейся схемы наблюдений с равносторонним пятиугольником. В северо-западной части озеро глубже, а лёд был консолидированным. Значения скоростей на цветовой шкале рис. 5.8 можно

условно перевести в шкалу толщины льда с пределами 5 – 40 см (в общем случае необходимо учитывать упругие свойства ледового покрова).

На рис. 5.9 представлено восстановленное распределение скорости фундаментальной моды поверхностной волны рэлеевского типа на центральной частоте 28.5 Гц, скорость которой сложным образом зависит от характеристик осадков. Невязка после четырех итераций составила $\eta_T = 0.09$. Учитывая грубую связь между глубиной проникновения и длиной волны поверхностного типа полученное распределение можно отнести к осадочному слою на глубине 7 м. Дно озера в районе исследования имеет углубление. Можно предположить, что в этом углублении накапливаются низкоскоростные осадки, что приводит к тому, что скорости на его склонах оказываются более высокими. Здесь стоит отметить, что при решении обратной задачи не учитывался достаточно сложный рельеф дна, что может приводить к наличию пониженных скоростей в результатах восстановления, из-за увеличения геометрического пути, проходимого волной.

На рис. 5.10 показано восстановленное распределение скорости первой нормальной гидроакустической моды, характеризующей параметры водной толщи. После пяти итераций невязка равна $\eta_T = 0.04$. Учитывая слабое разрешение приёмной системы, отметим, что скорость гидроакустической моды максимальна в тех областях среды, где глубина озера больше. Таким образом, в условиях эксперимента оказалось, что зависимость скорости поверхностной волны и гидроакустической моды от глубины является противоположной.

На основе полученных данных можно сделать вывод, что начальные параметры модели среды, заданные в Таблице 5.2, достаточно сильно изменяются в горизонтальной плоскости. В частности, вариации толщины ледового покрова достигают 100% относительно фоновой. Сложная структура льда обусловлена тем, что эксперимент выполнялся в весеннее время, когда лёд уже неоднократно начинал таять. Пользуясь приближенным

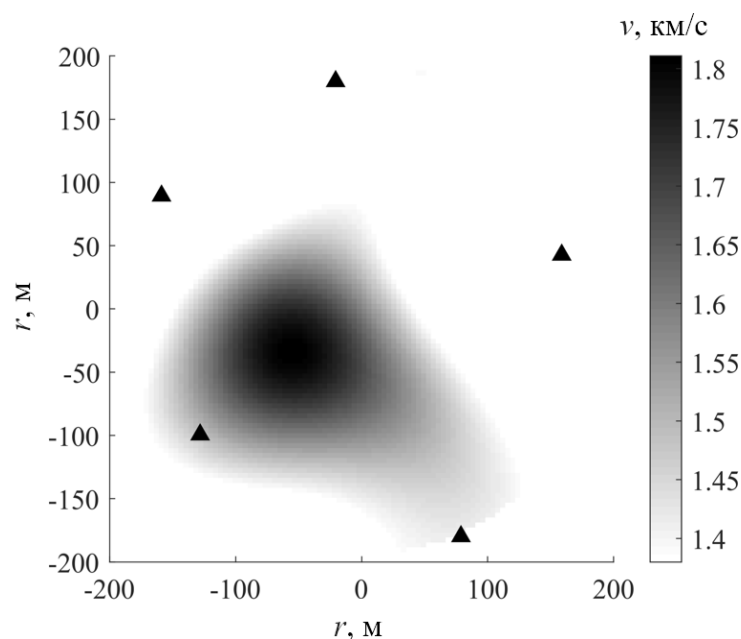


Рис 5.10. Результат томографического восстановления распределения групповой скорости первой гидроакустической моды на частоте $f = 33$ Гц.

соотношением между скоростью волны рэлеевского типа и скоростью поперечных волн $v = 0.9c_t$, заметим, что вариации скоростей поперечных волн в осадках лежат в диапазоне 0.27-0.45 км/с, которые соответствуют достаточно мягким геологическим структурам типа глинистых грунтов. Анализируя распределение групповой скорости гидроакустической моды можно заключить, что, при условии отсутствия течений и других рассеивателей в водной толще, изменения скоростей связаны только с изменением глубины водоёма, которое может достигать 30 % относительно значения, указанного в Таблице 5.2.

Таким образом, в Главе 5 предложена и экспериментально апробирована активная томографическая схема совместной оценки параметров ледового покрова, водного слоя и донных осадков с помощью специализированных приёмников, расположенных на льду на границе исследуемой области. Для восстановления неоднородностей, обладающих сильным контрастом, применялся итерационный алгоритм. Основой обсуждаемого подхода

является возможность выделения в экспериментальных данных отдельных модовых составляющих сигналов и оценки их временных задержек, вызванных присутствием восстанавливаемых неоднородностей. В результате обработки данных проведенных натурных измерений удалось выделить различные моды волнового поля, формирующегося в ледовых условиях рассматриваемого 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 приёмники. Полученные результаты позволяют говорить о возможности совместного восстановления характеристики дна, водной толщи и ледового покрова по данным, в виде времен распространений отдельных модовых сигналов, зарегистрированных сейсмоакустическими приёмниками, расположенными на поверхности льда. Следующий этап проводимых исследований связан с рассмотрением возможностей пассивной сейсмоакустической томографии [А 11], не требующей использования излучателей, основанной на оценке времен распространений сигналов из функции взаимной корреляции шумового поля. В этом случае ожидается расширение частотного диапазона рассматриваемых зондирующих сигналов в низкочастотную область и более детальному изучению характеристик дна, расположенных на больших глубинах. Проблеме использования низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии посвящена следующая Глава диссертационной работы.

Глава 6. Использование низкочастотных шумов в пассивной сейсмоакустической томографии дна океана.

При измерениях на суше принимаемый сейсмоакустический сигнал сформирован в основном микросейсмическим шумом, происхождение которого связано с удалёнными возмущениями в атмосфере и океане, а также с наличием землетрясений. При этом, на большие расстояния, из-за более слабого геометрического расхождения, распространяются в основном низкочастотные поверхностные волны типа Рэлея и Лява [126]. Энергия поверхностной волны локализована вблизи поверхности, а амплитуда экспоненциально убывает при удалении от границы пропорционально длине волны [289], что позволяет, рассматривая различные частотные диапазоны, получать информацию о среде распространения на различной глубине, то есть о вертикальной структуре слоистой Земли. Это фундаментальное свойство привело к широкому применению волн Рэлея в активных и пассивных геофизических исследованиях различного масштаба с глубиной зондирования от десятков метров [291], до нескольких сотен километров [290].

На сегодняшний день, к общепринятым методам изучения строения дна на акваториях относятся морские модификации метода отраженных волн и метода преломленных волн [292], приём излучаемого сигнала в которых осуществляется обычно при помощи буксируемой судном линейной цепочки гидрофонов. Кроме этого, восстановления приповерхностных характеристик дна возможно гидроакустическими методами [А 33, 293]. Одним из недостатков данного класса исследований является невозможность регистрации поперечной волны, несущей важную информацию о модуле сдвига среды. В связи с этим, в последние десятилетия набирает популярность применение донных сейсмических станций (ocean bottom seismograph - OBS), предназначенных для измерения как трёх компонент колебательной скорости, так и акустического давления [294]. В России подобные донные сети

сейсмических станций применяются для мониторинга сейсмичности в районе ответственных морских объектов [295]. Донные сейсмические станции позволяют использовать при изучении строения среды поперечные и донные поверхностные волны, генерируемые в морском дне специализированными излучателями и землетрясениями. Возможности и ограничения пассивной сейсмоакустической томографии глубинных структур дна, использующей одиночные донные станции, в настоящее время мало изучены.

Целью данной Главы диссертационной работы является исследование возможности использования фонового сейсмоакустического шума, формируемого на дне океана и регистрируемого донными станциями, для решения задачи восстановления характеристик океанической литосферы. В связи с чем, на первый план выходит анализ поверхностной волны Шолте, распространяющейся вдоль границы водной толщи и дна океана (иногда называемой также волной Стоунли [263]). Скорость этой волны, по аналогии с рэлеевской волной, так же зависит от параметров среды, расположенных на глубине порядка длины волны, и позволяет оценивать характеристики геологических структур слоистого дна [296, 297]. В дальнейшем в качестве упругих параметров слоев подлежащих оценке будут рассматриваться скорости поперечных V_s и продольных V_p волн, которые связаны с модулем объёмного сжатия K , модулем сдвига μ и плотностью ρ стандартными соотношениями: $V_p = \sqrt{(K + 4\mu/3)/\rho}$, $V_s = \sqrt{\mu/\rho}$.

Раздел 6.1. Модель геоакустической томографии на волнах поверхностного типа с использованием полосчатого базиса.

С использованием площадных сетей донных океанических сейсмометров на сегодняшний день выполнено более десятка экспериментов в разных уголках земного шара. Для исследования возможностей рассматриваемого в

настоящей работе подхода были выбраны данные эксперимента, проведенного в центральной части Тихого океана в районе Гавайского архипелага (“Plume Lithosphere Undersea Melt - PLUME”) [286, 298], Измерительная система состояла из более семидесяти автономных донных станций, покрывающих территорию порядка 1 млн. кв. км (рис. 6.1). Целью эксперимента было изучение строения литосферы и магматического плюма под гавайскими поднятием на основе записей землетрясений, сигналы от которых проходили через исследуемую область. Для этой цели использовались сигналы от 164 крупных сейсмических событий с магнитудой выше 6, произошедших в течении двух лет. Необходимость регистрации большого количества землетрясений, сигналы от которых используются для томографического восстановления параметров среды, являлась одним из фактором, потребовавшим столь продолжительного времени проведения эксперимента. Ниже показано, что при использовании шумовой интерферометрии, время накопления шумового сигнала, то есть время проведения эксперимента, может составлять несколько месяцев. Тем самым оказывается возможным заметное сокращение времени проведения экспериментальных работ по сравнению с методами, использующими сигналы от землетрясений, которые должны озвучить исследуемую область с различных направлений.

Для позиционирования сейсмостанций на дне с приемлемой точностью (глубина в некоторых местах достигала 5 км и более) использовались глубоководные управляемые аппараты, что позволило определить координаты измерительных точек с точностью до нескольких десятков метров.

Каждая донная сейсмостанция содержала регистратор с 24-разрядным шестиканальным АЦП, часы точного хода с цифровой температурной компенсацией (< 5 мс/день), трёхкомпонентный широкополосный сейсмометр, блок литиевых аккумуляторов, приёмник и передатчик гидроакустических сигналов, а также специальную систему для установки

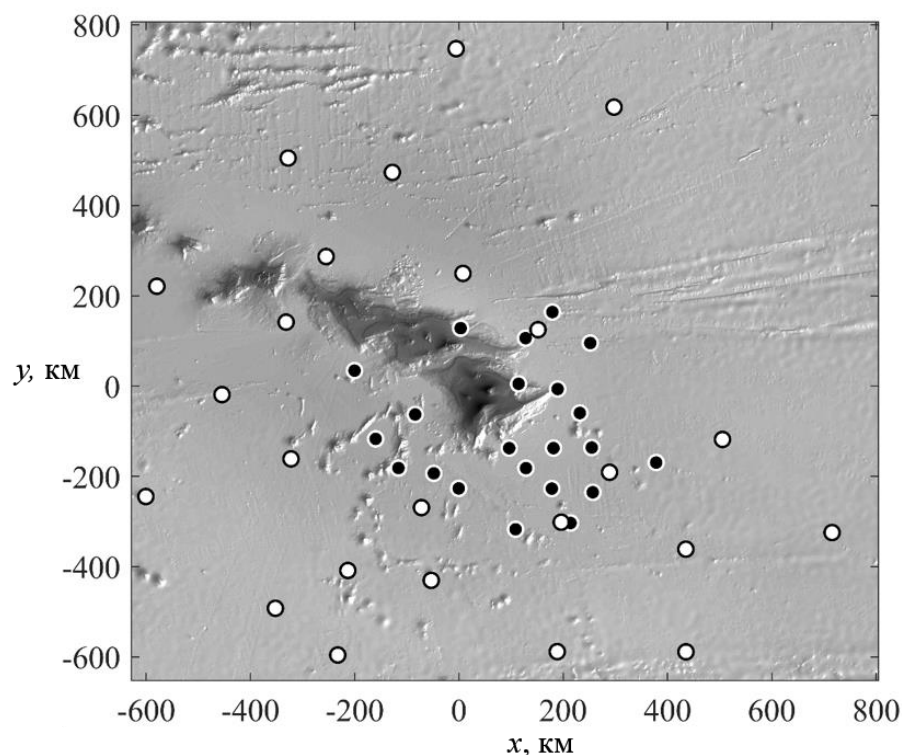


Рис. 6.1. Расположение донных сейсмических станции эксперимента PLUME вблизи о. Гавайи в Тихом океане: чёрные точки указывают расположение станций в 2005, белые точки – в 2006 году.

прибора на дно по горизонтальному уровню, включающая карданный подвес в самом датчике. Вся электроника и другие хрупкие элементы помещались в стеклянные шары, для обеспечения защиты от высокого давления на большой глубине. При размыкании акустического замка сейсмометр, регистратор с данными и система связи поднимались на поверхность.

При анализе характеристик шумового сигнала для решения задач настоящей работы важным фактором является точная временная синхронизация всех измерительных точек. При первичной обработке данных, временной лаг на различных пунктах наблюдения определялся путём анализа времён прихода сейсмических сигналов от нескольких мощных землетрясений, координаты которых считались известными. Учитывая то, что температура вблизи дна океана является достаточно стабильной, временной

сдвиг оказался меньше 1.5 с/год.

В результате тщательной проверки было отобрано 46 из 62 донных станций, которые предоставили качественные данные за достаточно длительный период времени. Отбраковка выполнялась по нескольким причинам, среди которых – повреждение электронной регистрирующей аппаратуры, некорректная установка прибора относительно горизонтального уровня, “пропуски” во временных рядах, высокий уровень шумов, превышение динамического диапазона. На данном этапе исследования использовались только сигналы с вертикального канала колебательной скорости, которые в основном сформированы волнами рэлеевского типа. Эксперимент проходил в два этапа – в 2005 году использовалась группа из $N_1 = 22$ приёмников с апертурой 500 км (чёрные точки на рис. 6.1), в 2006 году группа из $N_2 = 24$ с апертурой 1000 км (светлые точки на рис. 6.1). Расстояния между конкретными парами изменялись в достаточно широком диапазоне от 50 до 1500 км, средняя глубина океана в местах установки станций составляла 5.2 км.

На первом этапе решалась задача оценки времён $\tau_i(f_j)$ распространения поверхностных волн между различными i -ыми парами донных станций ($i = 1, \dots, I$) на основе анализа корреляционных функций шумов в различных достаточно узкополосных частотных диапазонах, характеризующихся центральными частотами f_j . Временная задержка, соответствующая максимуму производной корреляционной функции шума, дает оценку времени распространения сигнала между рассматриваемой парой станций [А 4, А 26]. Для известных расстояний d_i между i -ыми парами станций получаемые времена $\tau_i(f_j)$ позволяют, в свою очередь, оценить дисперсионные зависимости групповых скоростей волн Шолте: $v_i(f_j) = d_i / \tau_i(f_j)$. Средняя по рассматриваемому региону дисперсионная зависимость групповой скорости оценивается простым усреднением по всем

парам сейсмоприемников:

$$v(f_j) = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I v_i(f_j). \quad (6.1)$$

Одним из критериев достоверности получаемых оценок является наличие двух симметричных относительно нулевой временной задержки пиков корреляционной функции, соответствующих времени распространения донной поверхностной волны вдоль трассы между приёмниками, так, если бы источник возмущения находился в каждой из точек приёма. В действительности сигнал, регистрируемый на дне океана содержит помимо шумовой компоненты, сформированной поверхностной волной, другие сигналы, вызванные локализованными в пространстве источниками, самые интенсивные из которых это течения и землетрясения. Наличие заметных импульсных сигналов во временных рядах приводит к искажению взаимно-корреляционной функции, которая будет соответствовать не функции Грина, а функции конкретного мощного источника. В связи с этим, на первом этапе обработки данных требовалась разработка эффективных алгоритмов автоматизированной обработки временных рядов, которые позволят «обелить» всю используемую запись, то есть исключить влияние интенсивных локализованных источников.

Предварительная обработка временных рядов включала в себя учёт передаточной функции датчика, полосовую фильтрацию, удаление среднего и линейного тренда. Выполненный спектральный анализ показал, что записи большинства донных сейсмических станций содержат интенсивные микросейсмические сигналы первого и второго рода с периодами 7.5 и 15 секунд [299], при этом основная энергия шума сосредоточена в области частот 0.1-0.4 Гц. Таким образом, регистрируемый на морском дне шумовой фон имеет сходные характеристики с сейсмическим шумом, формирующимся на суше, а значит можно попытаться применить стандартные методы обработки, предложенные ранее в сейсмологии [208, 259]. Обработка имеющихся

экспериментальных данных показала, что наиболее благоприятное влияние на результаты корреляционной обработки оказывают процедуры «нормализации» амплитуды сигнала и «обеления» спектра. Исходная запись на каждой из станций обрабатывалась отдельно – исходный временной ряд разбивался на суточные интервалы, а затем последовательно применялись две процедуры:

1. *Амплитудная «нормализация»*, которая сводится к уменьшению влияния интенсивных локализованных событий (землетрясений). Так как на фоне шума событие не всегда может быть выделено при визуальной обработке, для уменьшения его влияния на взаимно корреляционную функцию, применяется следующий алгоритм: модуль амплитуды фильтрованного в диапазоне частот 0.07-0.13 Гц суточного сигнала усредняется в бегущем временном окне, размером 70 секунд. Такое усреднение позволяет выделить временную область, в которой амплитуда события велика и путем нормировки исходной – не фильтрованной записи, получить сглаженный вид сейсмического сигнала.

2. *«Обеление» спектра* – приведение спектра нормализованной записи к виду, близкому к виду белого шума для избавления от резких узкополосных скачков амплитуды, вызванных, например, квазигармоническими сигналами. Для этого, после выполнения процедуры нормализации, амплитудный спектр суточной записи усредняется в бегущем спектральном окне шириной 0.005 Гц, а полученный в результате ряд используется для нормировки спектра сигнала, после чего выполняется обратное преобразование Фурье. Спектр итогового сигнала оказывается близким к спектру белого шума

Таким образом, запись каждой из выбранных 46 станций разбивалась на части, соответствующие 24 часам и для каждого из этих временных рядов, проводились две описанные выше процедуры. После этого вычислялись суточные взаимно-корреляционные функции шумовых сигналов для каждой из пар станций, которые затем усреднялись за весь рассматриваемый период.

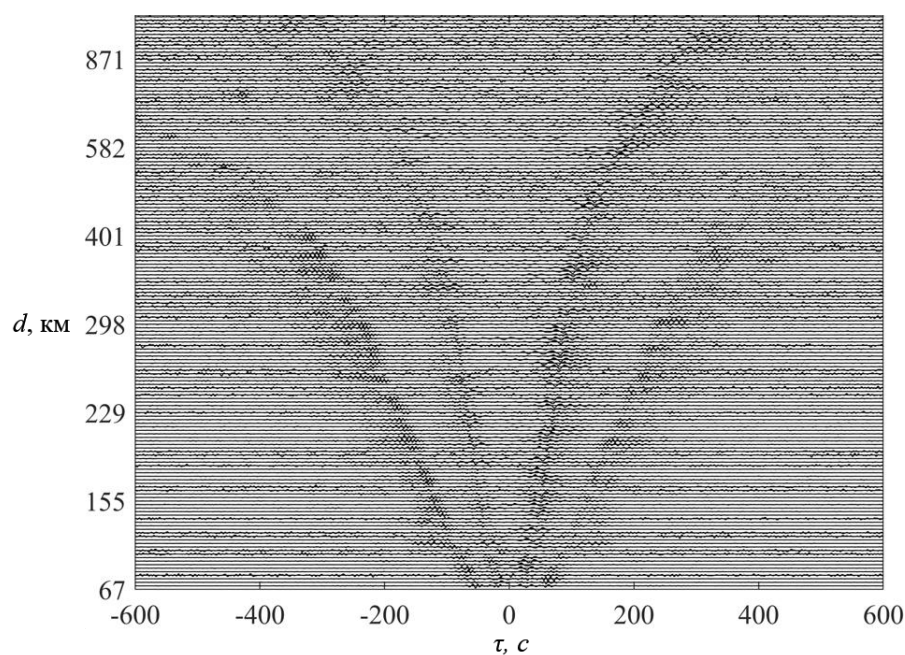


Рис. 6.2. Производные по времени от взаимно-корреляционных функций фоновых шумов, зарегистрированных различными парами сейсмостанций, расположенных на расстояниях d друг от друга. Временные задержки τ , соответствующие максимумам изображенных функций, описывают времена распространений поверхностных волн между парами сейсмостанций во взаимно противоположных направлениях (положительные и отрицательные значения τ).

Исследование зависимости выходного отношения сигнал/помеха на выходе алгоритма рассматриваемой корреляционной обработки показало, что время накопления шумового сигнала, требуемого для получения корреляционных функций удовлетворительного вида, в рассматриваемом эксперименте составляет три месяца.

На рис. 6.2 изображены производные по времени рассчитанных взаимно-корреляционных функций, отсортированные в порядке увеличения расстояния между сейсмоприёмниками. На рис. 6.2 видно, что большинство полученных функций симметричны относительно нулевой временной задержки, что указывает на корректность полученных оценок. Также следует отметить, что по времени пробега сигнала между парами приёмников выделяются две волны – быстрая и медленная, распространяющиеся со скоростями близкими, соответственно, к скоростям волны Рэлея (распространяющейся вдоль

границы упругого полупространства и вакуума на низких частотах) и волны Стоунли (распространяющейся вдоль границы упругого и жидкого полупространств на высоких частотах). Наблюдаемые волны соответствуют асимптотикам дисперсионной кривой групповой скорости донной поверхностной волны [А 7] (рис. 6.3).

На следующем этапе для более точного определения времён пробега и соответственно скоростей распространения, корреляционные функции усреднялись на положительном и отрицательном интервале временных задержек. Полученные данные анализировались методами f - k анализа для оценки дисперсионной зависимости фазовой скорости, характеризующей средние значения фазовых скоростей поверхностных волн в исследуемом регионе в рассматриваемой полосе частот. В настоящей работе по причине неравномерного изменения расстояний между приёмниками вместо более распространённого двумерного (в пространстве и времени) преобразования Фурье применялось τ - p преобразование или метод направленного суммирования [300], которое заключается в последовательном переборе фазовых скоростей из заданного интервала и суммирования сдвинутых фазовых частей спектра, в соответствии с формулой:

$$S(f, c) = \left| \sum_i \frac{\mathbf{F}_i(f)}{|\mathbf{F}_i(f)|} \cdot \exp\left(j \frac{2\pi f}{c} d_i\right) \right|, \quad (6.2)$$

где f – частота, c – фазовая скорость, \mathbf{F}_i – Фурье преобразование взаимно-корреляционной функции для i -ой пары приёмников, разнесённых на расстояние d_i , j – мнимая единица.

На рис. 6.3а, где тёмным цветом изображены большие амплитуды функции $S(f, c)$, на сравнительно высоких частотах (при $f > 0.1$ Гц) отчетливо просматривается линия, соответствующая усредненной по исследуемой области дисперсионной зависимости фазовой скорости поверхностной волны. Наблюдаемая высокочастотная асимптотика

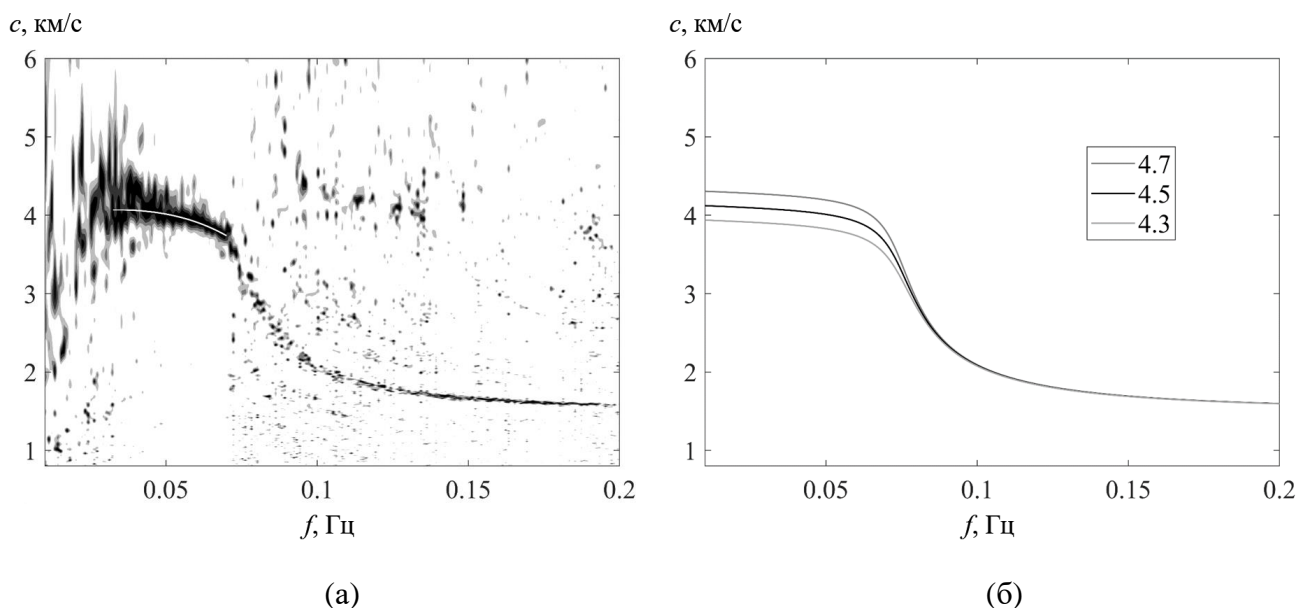


Рис. 6.3. Результат обработки шумовых корреляционных функций методом f - k анализа (а) и результаты численных расчетов (б) при значениях параметров среды, ожидаемых в условиях эксперимента (в рамках изображены скорости поперечных волн в упругом полупространстве в км/с). Сплошная белая линия в низкочастотной области на рисунке (а) изображает оцененную из экспериментальных данных дисперсионную зависимость фазовой скорости $c(f)$.

соответствует медленной волне Стоунли, о чем упоминалось ранее (рис. 6.2). На высоких частотах поверхностная волна локализована вблизи раздела сред водный слой-дно и ее скорость оказывается практически одинаковой для различных i -ых пар сейсмоприемников. В итоге суммирование в (6.2) приводит к «когерентному» сложению корреляционных функций, что дает достаточно узкий (по значениям фазовых скоростей c) всплеск зависимости $S(f, c)$ при больших значениях частоты f . В низкочастотной области на рис. 6.3а также наблюдается асимптотика, соответствующая быстрой волне, распространяющейся со скоростью волны Рэлея и наблюдавшейся ранее на рис. 6.2. В отличие от высокочастотного случая, в низкочастотной области ($f < 0.075$ Гц) когерентного суммирования в (6.2) не получается, и на рис. 6.3а для низких частот f функция $S(f, c)$ оказывается «размазанной» вблизи средней дисперсионной кривой. Это означает, что на значительных глубинах

(куда проникает низкочастотная поверхностная волна) характеристики дна заметно отличаются для различных направлений распространения между рассматриваемыми i -ыми парами сейсмоприемников. Действительно, наличие вулканических образований, расположенных под Гавайскими островами, приводит к тому, что скорость распространения низкочастотных поверхностных волн вдоль различных траекторий может существенно отличаться, причем не только в зависимости от выбора пары сейсмоприемников, но и от выбора частоты, т.е. от глубины зондирования. Наблюдаемый различных характер зависимости фазовой скорости поверхностной волны от частоты для различных направлений ее распространения через исследуемую область указывает на принципиальную возможность построения пассивной схемы сейсмоакустической томографии для оценки трехмерной скоростной модели дна океана в рассматриваемой низкочастотной области. В настоящей работе в качестве первого шага проводимых исследований осуществляется восстановление среднего для рассматриваемого региона скоростного профиля дна океана, который на следующем шаге будет использоваться в качестве фонового при решении обратной задачи восстановления уже трехмерных возмущений скорости среды относительно этого фона.

На рис. 6.3б приведены результаты численного расчета дисперсионных зависимостей поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы однородного жидкого слоя и однородного упругого полупространства на основе известного дисперсионного уравнения [289], для параметров модели, близких к условиям проведения эксперимента: толщина водного слоя 5200 м, скорость в водном слое 1.5 км/с, скорость продольных и поперечных волн в полупространстве выбирались равными 8.1 и 4.7 км/с (рис. 6.3б тёмно-серая кривая); 7.8 и 4.5 км/с (рис. 6.3б чёрная кривая), а также 7.4 и 4.3 км/с (рис. 6.3б светло-серая кривая). Как видно на рис. 6.3б, в рассматриваемой упрощенной модели удается наблюдать основные закономерности, полученные из

экспериментальных данных: присутствие низкочастотной и высокочастотной асимптотик, первая из которых наиболее чувствительна к изменению характеристик упругого полупространства. Также можно выделить полосу 0.02-0.07 Гц, где дисперсия зависит преимущественно от параметров полупространства; именно этот частотный диапазон будет использоваться далее для восстановления строения литосферы под океаном.

На рис. 6.3а 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.

Для оценки средней по рассматриваемому региону дисперсионной зависимости групповой скорости $v(f_j)$ (6.1) взаимно-корреляционная функция подвергалась спектрально-временному анализу. Для каждой пары станций вычислялась производная корреляционной функции по времени, которая затем пропусклась через набор узкополосных фильтров, ширина полосы пропускания которых Δf_j увеличивалась пропорционально квадратному корню из центральной частоты фильтра f_j . После чего определялась временная задержка, соответствующая максимуму огибающей профильтрованной корреляционной функции для каждой центральной частоты f_j . Эта временная задержка представляет собой оценку времени распространения сигнала. Далее, полагая расстояния между приёмниками известными, рассчитывались групповые скорости, соответствующие разным f_j . После оценки групповых скоростей для различных пар сейсмоприемников, вычислялась средняя дисперсионная зависимость $v(f_j)$ (6.1) для всего региона. Результаты расчетов $v(f_j)$ приведены на рис. 6.4 (тонкая сплошная линия), где также изображены интервалы погрешностей, в виде стандартных

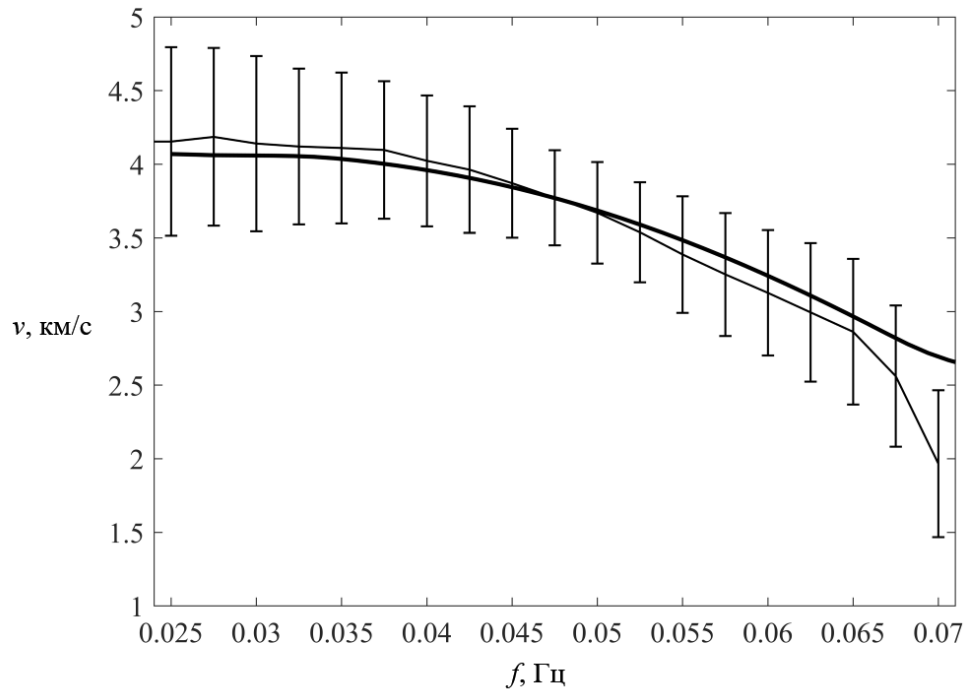


Рис. 6.4. Усреднённая по всем трассам распространения дисперсионная зависимость групповой скорости $v(f)$ (тонкая сплошная линия), оцененная по временным задержкам, соответствующим максимумам огибающих, рассчитанных для производных по времени от шумовых корреляций (см. рис. 6.2). Толстая сплошная линия изображает оценку групповой скорости, рассчитанную из фазовой скорости $c(f)$ (серая сплошная линия на рис. 6.3а).

отклонений $\sqrt{\frac{1}{I-1} \sum_{i=1}^I |v(f_j) - v_i(f_j)|^2}$. Для контроля достоверности

получаемых результатов была проведена оценка $v(f_j)$ вторым независимым способом. Для этого рассматривалась дисперсия фазовой скорости $c(f)$, полученная ранее из анализа $S(f, c)$ (6.2). Используя связь между групповой

$v(f)$ и фазовой $c(f)$ скоростями вида $v = c \left(1 - \frac{\omega}{c} \frac{dc}{d\omega} \right)^{-1}$, $\omega = 2\pi f$, была

получена оценка для $\hat{v}(f)$, изображенная на рис. 6.4 жирной сплошной линией. Как видно на рис. 6.4 обе оценки дисперсионной зависимости групповой скорости совпадают в пределах ошибки, что указывает на приемлемую точность получаемых оценок. В итоге, узкополосный анализ

функции взаимной корреляции шумов, зарегистрированных одиночными донным сейсмоприемниками в рассматриваемом эксперименте, позволяет оценить дисперсионную кривую поверхностной волны Шолте для расстояний между приемниками вплоть до ≈ 900 км при времени накопления шумового сигнала ≈ 3 месяца.

Полученные данные в виде дисперсии групповой $v(f)$ и фазовой $c(f)$ скоростей поверхностной волны являются исходными для решения обратной задачи восстановления среднего для рассматриваемого региона скоростного разреза дна океана.

Раздел 6.2. Решение обратной задачи восстановления упругих характеристик дна океана в пассивном режиме с использованием одиночных донных станций.

Наиболее эффективно дисперсия скорости поверхностной волны описывается в рамках модели слоисто-однородной упругой среды [290]. При наличии достаточно большого количества слоев, характеристическое уравнение будет иметь громоздкий вид, в связи с чем обычно среда моделируется численно, например, методом матричного пропагатора (или методом Томсона-Хаскелла) [276]. Для решения прямой задачи в настоящей работе использовался усовершенствованный алгоритм расчёта дисперсионных кривых, предложенный в [301] и модифицированный соответствующим образом, для учёта наличия верхнего жидкого слоя – водной толщи океана. При решении обратной задачи необходимо ответить на вопрос об адекватной параметризации среды. В рассматриваемом случае неоднородная упругая среда описывается набором горизонтальных слоёв, каждый из которых характеризуется скоростью продольных волн $V_p(z)$, скоростью поперечных волн $V_s(z)$, плотностью $\rho(z)$ и толщиной $h(z)$. Как

известно [126], скорость поверхностной волны на заданной частоте наиболее чувствительна к вариациям на соответствующей глубине именно параметра V_s , поэтому далее в расчётах скорость продольных волн будет приближенно выражаться через скорость поперечных $V_p \approx \sqrt{3} \cdot V_s$. Плотности внутри каждого слоя будут фиксированными и равными плотностям исходной модели среды. Для определения толщин слоёв, параметры которых будут восстанавливаться при решении обратной задачи, представляет интерес изучение чувствительности фазовой $c(f)$ и групповой $v(f)$ скоростей поверхностной волны к вариациям параметров слоёв, расположенных на различной глубине. С увеличением глубины разрешающая способность метода будет падать, поэтому для сокращения размерности пространства неизвестных при решении обратной задачи имеет смысл увеличивать толщину слоев по мере увеличения глубины. Рассматриваемая задача исследования чувствительности метода сводится к численному вычислению частных

производных $\left. \frac{\partial c}{\partial V_s} \right|_{f,z}$ и $\left. \frac{\partial v}{\partial V_s} \right|_{f,z}$ на фиксированной частоте f и при

фиксированной глубине слоя z . На рис. 6.5 изображены кривые чувствительности фазовой и групповой скоростей в зависимости от глубины слоя, в котором варьировалась скорость поперечных волн, при этом полагалось $\Delta V_s = \pm 0.1$ км/с. Для вычисления производных использовалась модель, состоящая из 200 слоёв, равномерно распределенных по глубине с шагом 0.5 км, основанная на модели литосферы Тихого океана возрастом 52-110 млн лет, полученной в работе [302] по данным от многих землетрясений.

На рис. 6.5 видно, что чувствительно фазовой и групповой скоростей к параметрам среды различна, причём чувствительность групповой скорости может быть отрицательной, что означает что при увеличении скорости поперечных волн в соответствующем слое групповая скорость поверхностной волны уменьшается. Чем ниже частота поверхностной волны, тем глубже

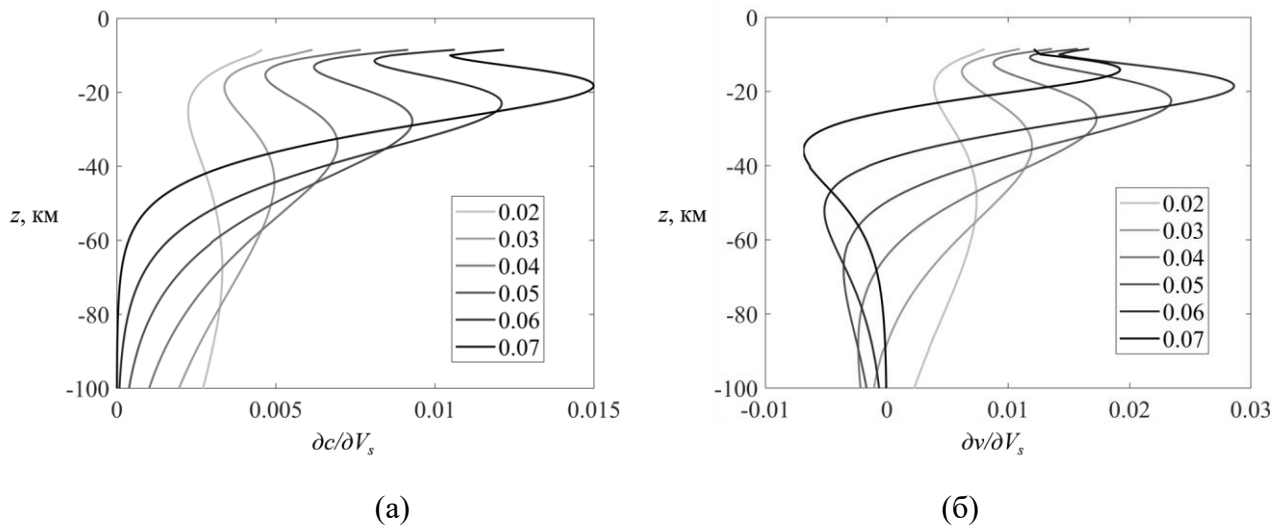


Рис. 6.5. Оценка чувствительности фазовой $\left. \frac{\partial c}{\partial V_s} \right|_{f,z}$ (а) и групповой $\left. \frac{\partial v}{\partial V_s} \right|_{f,z}$ (б) скоростей к вариациям скорости поперечных волн V_s в слоях, расположенных на различных глубинах z для 6 различных частот (значения частот в Гц изображены на графиках в рамках).

находятся слои, параметры которых влияют на её скорость. Низкочастотные поверхностные волны зависят от параметров среды на большей глубине, при этом разрешение с глубиной уменьшается. Эти обстоятельства позволяют сократить пространство параметров, подлежащих оценке при решении обратной задачи и описывать среду с использованием неравномерного распределения слоёв по глубине. В рассматриваемом случае была выбрана модель среды, образованная 16 слоями толщина которых изменялась от 2.5 км (вблизи границы водного слоя) до 15 км (на глубине 100 км).

Обратная задача решалась отдельно для фазовой $c(f)$ и групповой $v(f)$ скоростей, при этом процедуры инверсии совпадали. Далее, для сокращения объема работы, приводится описание алгоритма восстановления только для $c(f)$. При решении обратной задачи минимизировалась невязка между экспериментально оцененной дисперсионной кривой и теоретической дисперсионной кривой, рассчитанной для выбранной модели вертикально слоистой среды. Поиск минимума функционала невязки осуществлялся в

соответствии со стандартной схемой [291]. Исследование показало, что в рассматриваемой полосе частот функционал невязки может иметь множество локальных минимумов, что требует наложения дополнительных априорных ограничений, которым должны удовлетворять получаемые решения. Для поиска минимума целевого функционала с ограничениями использовался алгоритм “внутренней точки” метода оптимизации [303]. В качестве начального приближения использовалась модель Тихого океана возрастом 52-110 млн лет [302], которая характеризовалась набором скоростей поперечных волн x_0 . При поиске приближенного решения уравнения вида $\|F(x) - u\| = 0$, где x – вектор искомых неизвестных, $F(x)$ – функция, вычисляющая дисперсию скорости поверхностной волны для заданной слоистой модели с параметрами x , u – экспериментально оцененная дисперсионная зависимость скорости поверхностной волны, накладывались дополнительные регуляризирующие ограничения на значения элементов вектора x следующего вида:

$$\begin{cases} x_0 - a < x < x_0 + a, \\ -b \leq Ax \leq b. \end{cases} \quad (6.3)$$

Первое неравенство в (6.3) накладывает ограничение на максимальное отклонение восстанавливаемых неизвестных x от их фоновых значений x_0 . Второе условие в (6.3) применялось по аналогии с работой [304], где использовался тот факт, что параметры соседних слоев не должны сильно отличаться друг от друга; A – матрица дифференциального оператора первого порядка, а b – вектор, характеризующий меру гладкости модели. Для результатов инверсии, приводимых далее, значения параметров a и b выбирались равными 0.5 км/с и 0.008 с⁻¹, соответственно.

На рис. 6.6 тонкой чёрной линией показана исходная модель литосферы Тихого океана, (зависимость скорости поперечных волн в слое от глубины) и результаты решения обратной задачи. Толстой чёрной линией изображен

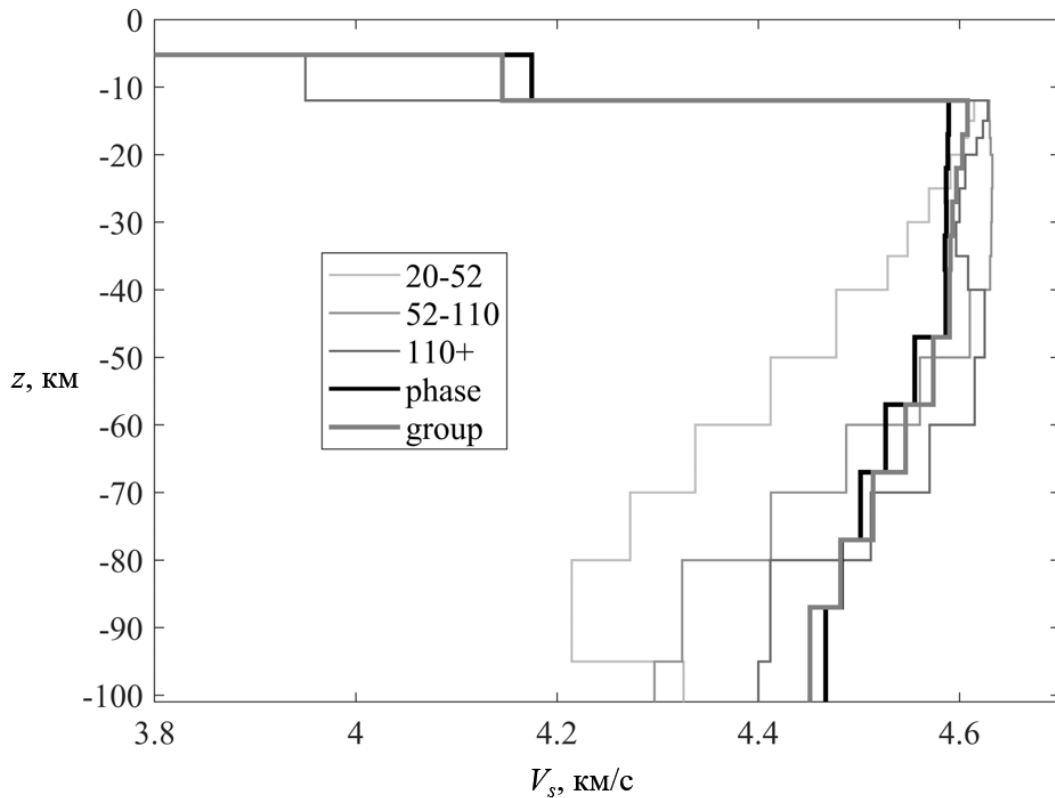


Рис. 6.6. Результаты решения обратной задачи восстановления профиля скорости поперечной волны $V_s(z)$ по данным в виде дисперсионных зависимостей фазовой (черная толстая линия) и групповой (толстая серая линия) скоростей поверхностных волн, оцененных из шумовых данных. Тонкими линиями изображены модели литосферы Тихого океана различного возраста по литературным источникам. В рамке указан возраст соответствующей литосферы в млн лет.

результат восстановления по данным в виде средней дисперсионной кривой фазовой скорости $c(f)$, полученной из функции $SL(f, c)$ (6.2). Толстой серой линией приведен результат восстановления, полученный на основе средней групповой скорости $v(f)$, оцененной по временным задержкам, которые соответствуют максимумам огибающих, рассчитанных для производных по времени от шумовых корреляций. Также, на рис. 6.6 тонкими линиями изображены скоростные разрезы, построенные по другим известным моделям литосферы Тихого океана возраста 20-52 млн лет и более 110 млн лет [301]. На рис. 6.6 видно, что профили $V_s(z)$, восстановленные по оцененным из

экспериментальных данных зависимостям $c(f)$ и $v(f)$, достаточно близки между собой, а также находятся в области ожидаемых значений скоростей, полученных ранее другими авторами [301].

Таким образом, результаты обработки экспериментальных данных подтверждают возможность использования низкочастотного фонового шума, зарегистрированного одиночными донными станциями для целей пассивной сейсмоакустической томографии дна океана в региональном масштабе. Для района Гавайских островов, представляющего несомненный интерес в виду повышенной вулканической активности этого региона, подобные результаты, насколько известно авторам, получены впервые. Ранее методы шумовой интерферометрии применялись в этом регионе к обработке данных с наземных сейсмических станций [305]. 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 $v(f)$ и фазовой $c(f)$ 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 года), т.к. в последнем случае приходится ожидать сейсмические события, сигналы от которых должны озвучить исследуемую область с разных направлений. 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 $v(f)$ и фазовой $c(f)$ скоростей. Полученные оценки $v(f)$ и $c(f)$ использовались для решения обратной

задачи восстановления зависимости скорости поперечных волн $V_s(z)$ вплоть до глубин ≈ 100 км. Сравнение результатов инверсии $v(f)$ и $c(f)$ между собой, а также с известными моделями рассматриваемой области, указывают на приемлемую точность оценок, получаемых в рамках развиваемого подхода. Восстановленный средний для исследуемого региона скоростной профиль дна океана, на следующем этапе проводимых исследований будет использоваться в качестве фонового при решении обратной задачи восстановления уже трехмерных возмущений скорости среды относительно этого фона.

ЧАСТЬ III. ФУНКЦИОНАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ МОДОВОЙ ТОМОГРАФИИ СКАЛЯРНО-ВЕКТОРНЫХ НЕОДНОРОДОСТЕЙ.

Методы томографического восстановления характеристик среды, которые применялись в Части I и Части II основывались на линеаризации обратной задачи и применении регуляризации. В случае, когда неоднородности достаточно сильно рассеивают падающее акустическое поле и линейное приближение может не выполняться, улучшение результатов восстановления возможно за счет введения итерационных процедур [334, А 28, А 31] в том числе и для учета взаимодействия гидроакустических мод [134, 135]. Вместе с тем следует отметить, что акустическая томография является частным случаем более общего класса обратных задач рассеяния, для которых известны математические строгие методы, которые изначально были разработаны для решения уравнения Шредингера. Ввиду того, что уравнение Гельмгольца с точностью до обозначений совпадает в изоэнергетическом случае с уравнением Шредингера, возникает предположение о возможности формального применения этих алгоритмов и для решения акустических задач. С необходимостью, такой подход требует детального численного исследования возможностей и ограничений новых алгоритмов с учетом специфики акустических приложений. Подобные исследования проводятся уже более 30 лет [136], что привело к выделению из множества различных математически строгих методов так называемого функционально-аналитического алгоритма [138, 143, 315], обладающего рядом важных свойств для акустических приложений. В Части III предложена и численно исследована схема модовой томографии океана, основанная на этом алгоритме. Важно, что применение функционально-аналитического алгоритма позволило реализовать решение неадиабатической модовой томографии океана в волновой постановке. При этом удастся получить

решение достаточно строго учитывающее взаимодействие мод для широкого класса рассеивателей, что является преимуществом по сравнению с методами, требующими линеаризации обратной задачи и применения итерационных процедур [135, 134].

Глава 7. Уравнение для волновых акустических процессов в присутствии скалярно-векторных неоднородностей среды.

Характер распространения акустических волн в различных средах определяется не только параметрами скалярных неоднородностей (возмущениями скорости звука, поглощения, плотности среды), но и наличием в среде потоков жидкости, т.е. векторных неоднородностей. Это позволяет применить методы акустической томографии для реконструкции комбинированных скалярно-векторных неоднородностей. Например, в медицинских приложениях представляет практический интерес оценка скорости кровотока одновременно со скалярными характеристиками биотканей, а в акустической томографии океана помимо температурных неоднородностей требуется оценка течений, осуществляющих теплоперенос и перенос водных масс в океане.

В настоящей Главе рассматривается вывод волнового уравнения и уравнения Гельмгольца для решения томографической задачи восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей, описывающих возмущения скорости звука и поглощения, векторное поле течений, а также возмущения плотности среды. Анализируются ограничительные условия, при которых правомерны полученные уравнения. Приводятся результаты численного моделирования двумерного функционально-аналитического алгоритма Новикова-Агальцова для восстановления скорости течения на основе полученного уравнения Гельмгольца.

В *Разделе 7.1* приводится краткий вывод волнового уравнения, далее, в *Разделе 7.2*, – уравнения Гельмгольца, используемого в алгоритме Новикова-Агальцова в качестве исходного при решении обратной задачи рассеяния для скалярно-векторных неоднородностей. Это делается для того, чтобы выделить требования, которым должны удовлетворять параметры неоднородностей, восстанавливаемых с помощью обсуждаемого метода. Как оказалось, помимо стандартных предположений, используемых при линеаризации уравнений гидродинамики, в рассматриваемом случае требуется выполнение лишь двух основных дополнительных условий, – характерные пространственные масштабы изменения невозмущенных значений скорости течения и давления должны намного превосходить характерную длину акустической волны, что может выполняться в различных практических задачах акустической томографии.

Раздел 7.1. Волновое уравнение в присутствии неоднородностей скорости звука, плотности среды и течений.

Исходные уравнения гидродинамики вне области присутствия источников первичного акустического поля имеют вид

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right\} = -\nabla P, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad \frac{dP}{dt} = c^2 \frac{d\rho}{dt}, \quad (7.1)$$

где $P(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $\rho(\mathbf{r}, t)$ – полное давление, вектор колебательной скорости и плотность среды, зависящие от времени t и радиус-вектора \mathbf{r} ; $c(\mathbf{r})$ – скорость

звука; $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla)$ – полная производная по времени. В дальнейшем

зависимость от переменных t и \mathbf{r} в аргументах функций будет опускаться для сокращения записей используемых соотношений в тех случаях, когда наличие этой зависимости вполне очевидно.

Для линеаризации уравнений (7.1) характеристики среды представляются в виде суммы невозмущенных значений $P_0(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t)$, $\rho_0(\mathbf{r}, t)$ и их возмущений $p(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}'(\mathbf{r}, t)$, $\rho'(\mathbf{r}, t)$, вызванных прохождением акустической волны:

$$\begin{aligned} P(\mathbf{r}, t) &= P_0(\mathbf{r}, t) + p(\mathbf{r}, t), & \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}'(\mathbf{r}, t), \\ \rho(\mathbf{r}, t) &= \rho_0(\mathbf{r}, t) + \rho'(\mathbf{r}, t); \end{aligned} \quad (7.2)$$

здесь $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t)$ – скорость течения среды в отсутствие акустической волны. Далее при выводе основных соотношений предполагается, что, в общем случае, $\mathbf{v}_0 \neq 0$. Для невозмущенных значений справедливы уравнения, аналогичные (7.1):

$$\begin{aligned} \rho_0 \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}_0 \right\} &= -\nabla P_0, & \frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \nabla(\rho_0 \mathbf{v}_0) &= 0, \\ \frac{\partial P_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) P_0 &= c^2 \left\{ \frac{\partial \rho_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \rho_0 \right\}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Подстановка выражений (7.2) в исходные уравнения (7.1) позволяет получить, с учетом (7.3), линеаризованные варианты этих уравнений, не содержащие члены второго порядка малости относительно возмущений $p(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}'(\mathbf{r}, t)$, $\rho'(\mathbf{r}, t)$:

$$\rho_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \right\} \mathbf{v}' + \rho_0 (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 - \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0} = -\nabla p, \quad (7.4a)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \right\} \rho' + (\mathbf{v}' \nabla) \rho_0 + \rho_0 \nabla \mathbf{v}' + \rho' \nabla \mathbf{v}_0 = 0, \quad (7.4b)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \right\} p + (\mathbf{v}' \nabla) P_0 = c^2 \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \right\} \rho' + (\mathbf{v}' \nabla) \rho_0 \right]; \quad (7.4b)$$

последний член в левой части (7.4a) записан с учетом первого уравнения (7.3). Уравнения (7.4b) и (7.4b) содержат одинаковые члены вида $\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \right\} \rho' + (\mathbf{v}' \nabla) \rho_0$, что позволяет объединить эти уравнения в одно:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) p + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}' \nabla) P_0 + \rho_0 \nabla \mathbf{v}' + \rho' \nabla \mathbf{v}_0 = 0. \quad (7.5)$$

Теперь будет предполагаться медленность изменения $P_0(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t)$, $\rho_0(\mathbf{r}, t)$ во времени, т.е. характерные времена изменения этих значений велики по сравнению с $1/\omega$ (ω – циклическая частота, соответствующая характерной рассматриваемой длине акустической волны λ). В этом смысле далее полагается $P_0(\mathbf{r}, t) \approx P_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t) \approx \mathbf{v}_0(\mathbf{r})$, $\rho_0(\mathbf{r}, t) \approx \rho_0(\mathbf{r})$. Тогда дифференцирование уравнения (7.5) по времени $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)$ дает:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \nabla \left(\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \right) + \frac{\partial \rho'}{\partial t} \nabla \mathbf{v}_0 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \nabla \right) P_0 = 0. \quad (7.6)$$

Подстановка в член $\rho_0 \nabla \left(\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \right)$ в (7.6) выражения для $\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t}$, полученного из (7.4а), приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p + \frac{\nabla \rho_0 \nabla p}{\rho_0} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}' \} = \\ & = \rho_0 \nabla \left\{ (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 - \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0^2} \right\} - \frac{\partial \rho'}{\partial t} \nabla \mathbf{v}_0 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \nabla P_0. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Для упрощения уравнения (7.7) ниже рассматриваются условия, при которых членами в его правой части можно пренебречь.

Пусть $l_{\mathbf{v}_0}$, l_{P_0} и l_{ρ_0} – характерные пространственные масштабы изменения невозмущенных значений скорости течения $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$, давления $P_0(\mathbf{r})$ и плотности $\rho_0(\mathbf{r})$, соответственно; $l_p \cong c/\omega$ – характерный пространственный масштаб изменения акустического давления $p(\mathbf{r}, t)$, а также возмущений скорости течения $\mathbf{v}'(\mathbf{r}, t)$ и плотности $\rho'(\mathbf{r}, t)$. Тогда

$$\left| \rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 \} \right| \cong \rho_0 \frac{1}{l_p} |\mathbf{v}'| \frac{|\mathbf{v}_0|}{l_{\mathbf{v}_0}} \cong \frac{|\mathbf{v}_0|}{c} \frac{|p|}{l_p l_{\mathbf{v}_0}} \cong \frac{\omega}{c^2 l_{\mathbf{v}_0}} |\mathbf{v}_0| |p|, \quad (7.8)$$

где использовались соотношения $\left| \frac{p}{\mathbf{v}'} \right| \cong \rho_0 c$, $l_p \cong \frac{c}{\omega}$. Оценка (7.8) выполнена

в предположении, что

$$l_{\mathbf{v}_0} \geq l_p \cong \frac{c}{\omega}, \quad (7.9)$$

и поэтому крайний слева оператор ∇ в выражении $\nabla \{ (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 \}$ при оценке заменяется на $\frac{1}{l_p}$, в соответствии с пространственным масштабом изменения

$\mathbf{v}'(\mathbf{r}, t)$. Третье слагаемое в правой части уравнения (7.7) оценивается следующим образом:

$$\left| \frac{\partial \rho'}{\partial t} \nabla \mathbf{v}_0 \right| \cong \omega |\rho'| \left| \frac{\mathbf{v}_0}{l_{\mathbf{v}_0}} \right| \cong \frac{\omega}{c^2 l_{\mathbf{v}_0}} |\mathbf{v}_0| |p|, \quad (7.10)$$

где использовалось $\frac{p}{\rho'} \cong c^2$.

Из (7.8) и (7.10) видно, что члены $\rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 \}$ и $\frac{\partial \rho'}{\partial t} \nabla \mathbf{v}_0$ имеют один и тот же порядок величины. В то же время, в левой части уравнения (7.7) присутствует слагаемое $\frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t}$, также содержащее \mathbf{v}_0 :

$$\left| \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} \right| \cong \frac{\omega}{c^2 l_p} |\mathbf{v}_0| |p| \cong \frac{\omega^2}{c^3} |\mathbf{v}_0| |p|.$$

Тогда членами $\rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_0 \}$ и $\frac{\partial \rho'}{\partial t} \nabla \mathbf{v}_0$ можно пренебречь, по сравнению с

членом $\frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t}$, если $\frac{\omega}{c^2 l_{\mathbf{v}_0}} |\mathbf{v}_0| |p| \ll \frac{\omega^2}{c^3} |\mathbf{v}_0| |p|$, откуда

$$l_{\mathbf{v}_0} \gg \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (7.11)$$

Полученное условие (7.11) более сильное, чем (7.9). Оставшиеся не рассмотренными второе $-\rho_0 \nabla \left\{ \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0^2} \right\}$ и четвертое $-\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \nabla P_0$ слагаемые в

правой части уравнения (7.7) опять же одного порядка:

$$\begin{aligned} \left| \rho_0 \nabla \left\{ \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0^2} \right\} \right| &\cong \frac{|\rho'|}{\ell_p \rho_0} \frac{P_0}{\ell_{P_0}} \cong \frac{\omega}{c \ell_{P_0}} |p|, \\ \left| \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \nabla P_0 \right| &\cong \frac{\omega}{c^2 \ell_{P_0}} |\mathbf{v}'| P_0 \cong \frac{\omega}{c \ell_{P_0}} |p|, \end{aligned} \quad (7.12)$$

где использовалось $\frac{P}{\rho'} \cong c^2$, $\frac{|P|}{|\mathbf{v}'|} \cong \rho_0 c$, $\frac{P_0}{\rho_0} \cong c^2$. Кроме того, в оценке (7.12)

предполагалось, что

$$\ell_{\rho_0} \geq \ell_p \cong \frac{c}{\omega}, \quad \ell_{P_0} \geq \ell_p \cong \frac{c}{\omega}, \quad (7.13)$$

и поэтому крайний слева оператор ∇ в выражении $\nabla \left\{ \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0^2} \right\}$ при оценке заменяется на $\frac{1}{\ell_p}$, в соответствии с пространственным масштабом изменения

$\rho'(\mathbf{r}, t)$. Тогда рассматриваемыми членами $-\rho_0 \nabla \left\{ \frac{\rho' \nabla P_0}{\rho_0^2} \right\}$ и $-\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \nabla P_0$ можно пренебречь, по сравнению с членом $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$, стоящим в левой части (7.7), если

$$\frac{\omega}{c \ell_{P_0}} |p| \ll \left| \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right| \cong \frac{\omega^2}{c^2} |p|, \text{ т.е. когда}$$

$$\ell_{P_0} \gg \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (7.14)$$

Это условие сильнее, чем второе соотношение в (7.13).

В итоге, если характерные пространственные масштабы $\ell_{\mathbf{v}_0}$ и ℓ_{P_0} изменений невозмущенных значений скорости течения $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$ и давления $P_0(\mathbf{r})$ много больше характерной длины акустической волны λ , т.е. справедливы

условия (7.11) и (7.14), дополненные первым условием (7.13) $l_{\rho_0} \geq \frac{\lambda}{2\pi}$, то

членами, стоящими в правой части (7.7), можно пренебречь. Каких-либо ограничений на характерный пространственный масштаб изменения невозмущенных значений скорости звука $c(\mathbf{r})$ накладывать не потребовалось.

Тем самым, (7.7) приобретает вид

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p + \frac{\nabla \rho_0 \nabla p}{\rho_0} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}' \} = 0. \quad (7.15)$$

В силу условия (7.11), в последнем члене в левой части (7.15) действием крайнего левого оператора ∇ на \mathbf{v}_0 можно пренебречь, т.е.

$-\rho_0 \nabla \{ (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}' \} \approx -\rho_0 (\mathbf{v}_0 \nabla) (\nabla \mathbf{v}')$, и

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p + \frac{\nabla \rho_0 \nabla p}{\rho_0} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 (\mathbf{v}_0 \nabla) (\nabla \mathbf{v}') = 0. \quad (7.16)$$

Для получения уравнения типа волнового, в (7.16) нужно исключить сомножитель $\nabla \mathbf{v}'$, используя выражение, содержащее акустическое давление p . Так, из (7.5) следует:

$$\nabla \mathbf{v}' = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) p + (\mathbf{v}' \nabla) P_0 \right] - \frac{\rho'}{\rho_0} \nabla \mathbf{v}_0. \quad (7.17)$$

Сравнение входящих в (7.17) слагаемых $\frac{1}{\rho_0 c^2} (\mathbf{v}' \nabla) P_0$ и $\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t}$, а также

$\frac{\rho'}{\rho_0} \nabla \mathbf{v}_0$ и $\frac{1}{\rho_0 c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) p$ дает следующие оценки:

$$\left| \frac{(\mathbf{v}' \nabla) P_0}{\partial p / \partial t} \right| \cong \frac{|\mathbf{v}'| P_0}{\omega |p| l_{P_0}} \cong \frac{P_0}{\omega \rho_0 c l_{P_0}} \cong \frac{c}{\omega l_{P_0}};$$

$$\left| \frac{\rho' \nabla \mathbf{v}_0}{\rho_0 (\mathbf{v}_0 \nabla) p} \right| \cong \left| \frac{\rho' c^2 l_p}{p l_{v_0}} \right| \cong \frac{l_p}{l_{v_0}} \cong \frac{c}{\omega l_{v_0}}.$$

Тем самым, в случае выполнимости приближений (7.11) и (7.14), членами

$\frac{1}{\rho_0 c^2} (\mathbf{v}' \nabla) P_0$ и $\frac{\rho'}{\rho_0} \nabla \mathbf{v}_0$ можно пренебречь. Это приводит к уравнению

$$\nabla \mathbf{v}' = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) p \right],$$

подстановка которого в (7.16) дает

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p + \frac{\nabla \rho_0 \nabla p}{\rho_0} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{\partial p}{\partial t} + \\ + \rho_0 \left\{ (\mathbf{v}_0 \nabla) \left(\frac{1}{\rho_0 c^2} \right) \right\} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{dp}{dt} = 0, \end{aligned} \quad (7.18)$$

где $\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) p$. Дальнейшее упрощение уравнения (7.18) возможно,

когда членом $\rho_0 \left\{ (\mathbf{v}_0 \nabla) \left(\frac{1}{\rho_0 c^2} \right) \right\} \frac{dp}{dt}$ можно пренебречь, по сравнению с

$\frac{1}{c^2} (\mathbf{v}_0 \nabla) \frac{dp}{dt}$. Такое пренебрежение правомерно, если

$$\left| \rho_0 \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho_0 c^2} \right) \right\} p \right| \ll \frac{1}{c^2} |\nabla p|, \text{ т.е.}$$

$$\left| \frac{\nabla p}{p} \right| \gg \left| \frac{\nabla(\rho_0 c^2)}{\rho_0 c^2} \right| \cong \left| \frac{\nabla P_0}{P_0} \right|. \quad (7.19)$$

Соотношение (7.19) будет справедливо при выполнении условия (7.14):

$\ell_{P_0} \gg \ell_p \cong c/\omega$. В итоге, выражение (7.18) приобретает вид уравнения типа

волнового, которое описывает распространение волны акустического давления $p(\mathbf{r}, t)$ при наличии в среде течения \mathbf{v}_0 :

$$\frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_0(\mathbf{r}) \nabla \right)^2 p(\mathbf{r}, t) + \frac{\nabla \rho_0(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r}, t)}{\rho_0(\mathbf{r})} = \nabla^2 p(\mathbf{r}, t). \quad (7.20)$$

Уравнение (7.20) может рассматриваться как исходное для решения прямых и обратных задач акустического рассеяния на неоднородностях

скорости звука $c(\mathbf{r})$ и плотности $\rho_0(\mathbf{r})$ при наличии течений $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$. Присутствие поглощения описывается дополнительным членом в монохроматическом варианте уравнения (7.20), что будет оговорено далее. Так, например, в задачах медицинской томографии информативными параметрами, позволяющими определить наличие доброкачественных и злокачественных новообразований, могут быть неоднородности скорости звука, поглощения и плотности среды, а в томографии океана представляет интерес исследование пространственных распределений скорости звука (возмущение которых связано с температурными неоднородностями) и течений, как глобального, так и регионального масштабов.

Нужно обратить внимание, что при выводе уравнения (7.20) из линеаризованных уравнений гидродинамики использовались лишь два требования (7.11) и (7.14), дополнительные по сравнению со стандартными приближениями [306], рассматриваемыми при проведении процедур линеаризации. Еще одно требование (7.13) в виде $\ell_{\rho_0} \geq c/\omega = \lambda/2\pi$ является более мягким и, как правило, выполняется в акустических задачах томографического типа (тем более, что при решении обратных акустических задач рассеяния пространственная разрешающая способность получаемых изображений не превосходит нескольких десятых долей длины волны). Физический смысл условий (7.11) и (7.14) заключается в требовании малости значения характерной длины акустической волны по сравнению с пространственными масштабами $\ell_{\mathbf{v}_0}$ и ℓ_{P_0} изменений невозмущенных значений скорости течения \mathbf{v}_0 и давления P_0 , соответственно. В известных работах [307, 151] при выводе уравнений, аналогичных (7.20), использовались более жесткие требования. Так, например, в [307, A 31] предполагалось равенство нулю дивергенции вектора скорости течений \mathbf{v}_0 : $\text{div } \mathbf{v}_0 = 0$, что соответствует условию несжимаемой жидкости и отсутствию в исследуемой области “источников” течений. Подобное приближение плохо выполняется,

например, в задачах медицинской томографии при послойном восстановлении карты вектора скорости кровотока в исследуемых биологических тканях. В такой постановке задачи возможно наличие кровеносных сосудов, лежащих не только в плоскости томографирования, но и пересекающих рассматриваемый слой, что при восстановлении будет соответствовать наличию источников течений в этом томографируемом слое. В общем случае представляет интерес рассмотрение векторных полей $\mathbf{v}_0 \equiv \mathbf{v}_0^{\text{div}} + \mathbf{v}_0^{\text{rot}}$, содержащих как соленоидальную составляющую $\mathbf{v}_0^{\text{div}}$, для которой справедливо условие $\text{div } \mathbf{v}_0^{\text{div}} \equiv 0$, так и безвихревую ее часть $\mathbf{v}_0^{\text{rot}}$, для которой это условие не выполняется, однако $\text{rot } \mathbf{v}_0^{\text{rot}} \equiv 0$. Нужно также отметить, что существует ряд работ [151], в которых используется уравнение, аналогичное (7.20), но без члена $\frac{\nabla \rho_0 \nabla p}{\rho_0}$. Подобное уравнение можно рассматривать с высокой степенью точности, если помимо требований (7.11) и (7.14) характерный пространственный масштаб ℓ_{ρ_0} изменения невозмущенных значений плотности $\rho_0(\mathbf{r})$ существенно превосходит характерную длину волны:

$$\ell_{\rho_0} \gg \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (7.21)$$

Далее рассматривается монохроматический вариант уравнения (7.20), а также делается ряд дополнительных приближений, которые сопровождаются оценками пренебрегаемых величин.

Раздел 7.2. Уравнение Гельмгольца в неоднородной среде при наличии течений. Модельное восстановление движущейся жидкости, однородной по скорости звука и поглощению.

Ниже, для удобства дальнейших записей, в обозначениях невозмущенных значений (т.е. значений в отсутствие акустической волны) плотности среды

$\rho_0(\mathbf{r})$ и вектора скорости течений $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$ будет опускаться нижний индекс “0”:
 $\rho(\mathbf{r}) \equiv \rho_0(\mathbf{r}), \mathbf{v}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{v}_0(\mathbf{r})$.

В монохроматическом случае $p(\mathbf{r}, t) = p(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ из (7.20) следует:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p(\mathbf{r}) - \frac{\nabla \rho(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} + 2i \frac{\omega}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r}) - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} (\mathbf{v}(\mathbf{r}) \nabla)^2 p(\mathbf{r}) = 0, \quad (7.22)$$

здесь и ниже зависимость от частоты ω в аргументе комплексной спектральной амплитуды $p(\mathbf{r}) \equiv p(\mathbf{r}; \omega)$ для краткости опускается. В выражении (7.22) третье и четвертое слагаемые описывают влияние течений. Однако в ряде практических случаев последним, четвертым слагаемым можно пренебречь по сравнению с третьим. Действительно, такое приближение возможно, если

$$\left| (\mathbf{v} \nabla)^2 p \right| \ll \left| \omega \mathbf{v} \nabla p \right|. \quad (7.23)$$

Используя оценки

$$\left| \omega \mathbf{v} \nabla p \right| \leq \omega |\mathbf{v}| |\nabla p| \cong \omega |\mathbf{v}| |p| / \ell_p, \quad \left| (\mathbf{v} \nabla)^2 p \right| \cong |\mathbf{v}|^2 |p| / (\ell_p)^2,$$

условие (7.23) переписывается в виде

$$|\mathbf{v}|^2 |p| / (\ell_p)^2 \ll \omega |\mathbf{v}| |p| / \ell_p,$$

откуда

$$\frac{|\mathbf{v}|}{c_0} \ll \frac{2\pi}{\lambda} \ell_p. \quad (7.24)$$

При $\ell_p = \frac{\lambda}{30} \div \frac{\lambda}{6}$ из (7.24) следует условие:

$$\frac{|\mathbf{v}|}{c} \ll \frac{1}{5} \div 1,$$

которое выполняется с приемлемой точностью в большинстве задач акустической томографии, как в медицинских, так и в гидроакустических приложениях.

Таким образом, уравнение (7.22) при условии (7.24) приобретает вид

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p(\mathbf{r}) - \frac{\nabla\rho(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} + 2i \frac{\omega}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r}) = 0. \quad (7.25)$$

Уравнение (7.25) является исходным для восстановления как скалярных неоднородностей, т.е. неоднородностей скорости звука $c(\mathbf{r})$, поглощения (в этом случае в уравнении (7.25) появляется дополнительный член, который приводится ниже) и плотности среды $\rho(\mathbf{r})$, так и векторных неоднородностей в виде скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$.

Достаточно часто уравнение вида (7.25) используется без учета члена $\frac{\nabla\rho(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})}$ [151, 152], а последний член в левой части (7.25) заменяется

приближенным выражением

$$2i \frac{\omega}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r}) \approx 2i \frac{\omega}{c_0^2} \mathbf{v}(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r}),$$

где $c_0 \equiv \text{const}$ – скорость звука в фоновой среде. Такое приближение может быть сделано с относительной точностью

$$\varepsilon = \frac{\left| \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} - \frac{1}{c_0^2} \right|}{\frac{1}{c_0^2}} = \left| 1 - \frac{c_0^2}{c^2(\mathbf{r})} \right| \approx 2 \frac{|\Delta c(\mathbf{r})|}{c_0}, \text{ где } \Delta c(\mathbf{r}) \equiv c(\mathbf{r}) - c_0.$$

Случай $\varepsilon \ll 1$ можно ожидать, например, в задачах медицинской акустической диагностики, а также при решении задач акустической томографии океана; тогда уравнение (7.25) принимает вид

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p(\mathbf{r}) - \frac{\nabla\rho(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} + 2i \frac{\omega}{c_0^2} \mathbf{v}(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r}) = 0.$$

Присутствие поглощения привносит дополнительный член в (7.25). Так, если поглощение мало на расстоянии, сравнимом с характерной длиной

волны, то член $\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} p(\mathbf{r})$ заменяется на $\left\{ \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} + 2i \omega \frac{\alpha(\mathbf{r}, \omega)}{c(\mathbf{r})} \right\} p(\mathbf{r})$, где

$\alpha(\mathbf{r}, \omega)$ – амплитудный коэффициент поглощения на частоте ω [148].

Следовательно, вместо (7.25) имеет место соотношение

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

которое преобразуется к виду

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c_0^2} p(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}, \omega) p(\mathbf{r}) + \frac{\nabla \rho(\mathbf{r}) \nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \nabla p(\mathbf{r}), \quad (7.26)$$

где

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

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

Функция $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$, описывающая распределение вектора скорости в исследуемой области, в дальнейшем будет называться векторным полем. Полученное уравнение (7.26) может рассматриваться в качестве исходного при построении схем решения как прямых задач (например, на основе уравнения Липпмана-Швингера), так и обратных задач акустического рассеяния на неоднородностях скорости звука, поглощения, плотности, а также течений.

Р.Г. Новиков и А.Д. Агальцов обратили внимание, что в случае одновременного присутствия в среде как неоднородностей плотности $\rho(\mathbf{r})$, так и течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ использовать подстановку Бергманна [308] для преобразования уравнения (7.26) не очень удобно. Так, подстановка Бергманна $u(\mathbf{r}) \equiv p(\mathbf{r}) \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho(\mathbf{r})}}$ (где $\rho_0 \equiv \text{const}$ – плотность фоновой среды)

приводит (7.26) к виду

$$\begin{aligned} \nabla^2 u(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c_0^2} u(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}, \omega) u(\mathbf{r}) + \sqrt{\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0}} \nabla^2 \left(\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho(\mathbf{r})}} u(\mathbf{r}) - \right. \\ \left. - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \nabla u(\mathbf{r}) - i \frac{\rho_0}{\rho(\mathbf{r})} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \left\{ \nabla \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) \right\} u(\mathbf{r}) \right). \end{aligned} \quad (7.27)$$

В (7.27) возникает дополнительный член $-i \frac{\rho_0}{\rho(\mathbf{r})} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \left\{ \nabla \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) \right\} u(\mathbf{r})$; присутствие подобного члена отмечалось в [309, уравнение (3.2)]. Он соизмерим, по порядку величины, с $-2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \nabla u(\mathbf{r})$, если характерный пространственный масштаб ℓ_{ρ_0} изменения $\rho(\mathbf{r})$ сопоставим с c/ω . Однако присутствие упомянутого дополнительного члена, формируемого, к тому же, произведением двух неизвестных функций $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ и $\frac{\nabla \rho(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})}$, может затруднять решение обратной задачи, и тогда предпочтительно рассматривать уравнение вида (7.26).

В настоящее время является актуальной разработка алгоритмов решения обратных задач акустического рассеяния, позволяющих осуществить одновременное восстановление всех скалярно-векторных характеристик среды $c(\mathbf{r})$, $\rho(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, входящих в уравнение (7.26), на основе данных об акустических полях, измеренных на границе исследуемой области. Известно, что эта задача имеет единственное решение при наличии данных рассеяния на двух частотах в отсутствие поглощения ($\alpha \equiv 0$) или на трех частотах, если коэффициент поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$ является частотно-зависимым; если же $\alpha(\mathbf{r})$ не зависит от частоты, то решение задачи одновременного восстановления $c(\mathbf{r})$, $\rho(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ неединственно [309]. В связи с этим, представляет интерес оценка по порядку величины членов, входящих в правую часть уравнения (7.26) и описывающих влияние на данные рассеяния различных неоднородностей среды. Существенное различие в величине этих слагаемых будет означать возможность исключения из

рассмотрения тех параметров среды, которые соответствуют наименьшим слагаемым.

Слагаемое $\frac{\nabla\rho(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})}$, описывающее влияние неоднородностей плотности, может быть сопоставимо по порядку величины (например, в задачах медицинской диагностики) с членом $v(\mathbf{r},\omega)p(\mathbf{r})$, описывающим влияние скорости звука и поглощения [310]. В свою очередь, член $2i\mathbf{A}(\mathbf{r},\omega)\nabla p(\mathbf{r})$, вызванный присутствием течений, будет соизмерим по величине со слагаемым $\omega^2\left(\frac{1}{c_0^2}-\frac{1}{c^2(\mathbf{r})}\right)p(\mathbf{r})$, если $\left|2\frac{\omega}{c_0^2}\mathbf{v}\nabla p\right|\cong\left|2\frac{\Delta c}{c_0^3}\omega^2 p\right|$, где $\frac{1}{c_0^2}-\frac{1}{c^2(\mathbf{r})}\approx 2\frac{\Delta c}{c_0^3}$. Отсюда, с учетом оценки $|\nabla p|\cong|p|/\ell_p\cong\omega|p|/c_0$, следует условие $|\mathbf{v}|\cong|\Delta c|$. В случае медицинской томографии мягких биотканей ожидаемые значения скорости кровотока $|\mathbf{v}|\cong 0.01\div 0.5$ м/с, в то время как характерные возмущения скорости звука в патологической ткани $|\Delta c|\cong 10\div 80$ м/с. Следовательно, член $2i\mathbf{A}(\mathbf{r},\omega)\nabla p(\mathbf{r})$, обусловленный наличием течений, по порядку величины будет в $20\div 8000$ раз меньше слагаемого $\omega^2\left(\frac{1}{c_0^2}-\frac{1}{c^2(\mathbf{r})}\right)p(\mathbf{r})$, описывающего неоднородности скорости звука. Таким образом, если по постановке задачи членом, содержащим $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, можно пренебречь, то томографическая задача сводится к совместному восстановлению лишь скалярных неоднородностей и может быть решена одним из известных методов [137, 310, А 18].

В тех случаях, когда в дополнение к условиям (7.11) и (7.14) выполнено также условие (7.21), членом $\frac{\nabla\rho(\mathbf{r})\nabla p(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})}$ в уравнении (7.26), как упоминалось, можно пренебречь. Если при этом слагаемые, оставшиеся в правой части (7.26), будут не сильно отличаться друг от друга по порядку

величины (что можно ожидать, например, при решении задач томографии мелкого моря в районах с достаточно сильно выраженными течениями, вызванными, в том числе, приливно-отливными процессами), то представляет определенный интерес рассмотрение задачи совместного восстановления скорости звука, поглощения и течений в исследуемой области на основе уравнения

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c_0^2} p(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}, \omega) p(\mathbf{r}) - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \nabla p(\mathbf{r}). \quad (7.28)$$

По-видимому, использование уравнения вида (7.28) может быть обосновано и в атмосферной акустике [307, 311] в тех случаях, когда скорость ветра сопоставима с возмущениями скорости звука, а вариации плотности среды незначительны.

Уравнение (7.28) с точностью до обозначений совпадает с уравнением (1.1) из [149] и является исходным для функционального алгоритма Новикова-Агальцова, результаты компьютерного моделирования которого кратко приводятся ниже. Ранее в [А 18] были проиллюстрированы результаты численной реализации функционального алгоритма [138, 146], который позволяет по данным в виде акустических полей, излученных и принятых квазиточечными преобразователями, восстановить функцию рассеивателя $v(\mathbf{r}, \omega)$; действительная и мнимая части этой функции взаимосвязаны с оценками скорости звука $c(\mathbf{r})$ и амплитудного коэффициента поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$. Алгоритм Новикова-Агальцова в монохроматическом случае [142, 149] и в многочастотном случае [149, 150] позволяет по тем же самым данным, которые используются для реализации предыдущих версий рассматриваемого подхода [138, 143], получать (при определенных условиях) оценки векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ и, в конечном счете, вектора скорости течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Более подробное описание алгоритма Новикова-Агальцова и особенностей его численной реализации предполагается изложить в

отдельной публикации. В итоге оказывается возможным совместное восстановление рассматриваемых параметров среды $c(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ в единой схеме на основе одних и тех же данных рассеяния.

При численном моделировании алгоритма Новикова-Агальцова [142, 149, 150] предполагалось, что на границе области, внутри которой находится томографируемый объект, располагаются приемоизлучающие квазиточечные преобразователи, и данные рассеяния в виде акустических рассеянных полей получаются в монохроматическом или многочастотном режимах. В области томографирования присутствует неизвестная векторная неоднородность $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \approx \frac{\omega}{c_0^2} \mathbf{v}(\mathbf{r})$. Далее для наглядности предполагается, что

неоднородности скорости звука и поглощения отсутствуют, и ставится задача оценки пространственного распределения векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ на основе измеренных акустических полей. Для количественной оценки точности результатов восстановления, которые приводятся ниже, рассчитывались относительные среднеквадратичные погрешности восстановления (невязки по решению) по всей области томографирования V_S :

$$\delta_A \equiv \sqrt{\int_{V_S} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)|^2 d\mathbf{r} / \int_{V_S} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)|^2 d\mathbf{r}}, \text{ где } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \text{ и } \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega) -$$

истинные и восстановленные значения векторной неоднородности, соответственно.

В качестве примера рассматривалась векторная неоднородность в виде двух плоскопараллельных потоков жидкости, распространяющихся сначала под прямым углом друг относительно друга и потом объединяющихся в единый поток (рис. 7.1а). В случае монохроматического режима оказалось, что результат восстановления заметно отличается от исходной векторной неоднородности (рис. 7.1б; $\delta_A = 0.42$). Надо обратить внимание, что даже в центральной части потока абсолютные значения восстановленного векторного поля заметно отличаются от истинных, – масштабирующие стрелки на

рис. 7.1а и рис. 7.1б имеют одинаковую длину, но соответствуют разным абсолютным значениям. Дело в том, что оценки неоднородностей, получаемые при восстановлении в монохроматическом режиме [149], будут совпадать (в отсутствие помех) с истинными неоднородностями, если одновременно выполняются следующие требования. Во-первых, должно отсутствовать рассеяние назад неоднородных обобщенных полей. Это требование, характерное также для предшествующих функционально-аналитических алгоритмов [143, 146–148, А 18], обеспечивает устойчивость решения обратной задачи [147–148], не снижая в какой-то существенной мере область применимости алгоритмов. Во-вторых, в соответствии с условиями (7.11), (7.14) и первым условием (7.13), характерные пространственные масштабы изменения невозмущенных значений давления $P_0(\mathbf{r})$ и вектора течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ должны существенно превосходить c_0/ω , а масштабы изменения невозмущенных значений плотности $\rho(\mathbf{r})$ быть не менее c_0/ω . В-третьих, для векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ должно выполняться условие

$$\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \equiv 0. \quad (7.29)$$

Если требование (7.29) не выполняется, то в монохроматическом режиме будут восстановлены неоднородности, отличающиеся от истинных (здесь предполагается, что факт отсутствия поглощения не используется при), но создающие те же самые данные рассеяния, что и истинные неоднородности. Причем в результате восстановления искажена будет не только векторная неоднородность, но и скалярная (в случае присутствия последней).

Условие (7.29) не выполняется для рассматриваемого потока \mathbf{A} (рис. 7.1а). Поэтому использование данных рассеяния на одной частоте позволяет восстановить (рис. 7.1б) лишь соленоидальную составляющую $\mathbf{A}^{\operatorname{div}}$ полного векторного поля $\mathbf{A} \equiv \mathbf{A}^{\operatorname{div}} + \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}$. Здесь

$$\mathbf{A}^{\operatorname{div}} \equiv \operatorname{rot} \mathbf{F}, \quad \operatorname{div} \mathbf{A}^{\operatorname{div}} \equiv 0; \quad \mathbf{A}^{\operatorname{rot}} \equiv -\nabla \Phi, \quad \operatorname{rot} \mathbf{A}^{\operatorname{rot}} \equiv 0;$$

Φ и \mathbf{F} – скалярный и векторный потенциалы, соответственно. Тем не менее, восстановление \mathbf{A} возможно при использовании нескольких (как минимум, двух) частот [150]. В этом случае совместно с восстановлением $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega)$ на каждой из рабочих частот удастся восстановить функцию дивергенции $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ полного векторного поля и далее, на основе оцененных значений $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$, восстановить безвихревую составляющую $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega)$ (рис. 7.1в). В итоге, полное векторное поле \mathbf{A} получается объединением восстановленных соленоидальной и безвихревой составляющих (рис. 7.1г). В отсутствие случайных шумовых помех поле восстанавливается практически точно ($\delta_{\mathbf{A}} = 0.01$).

Приведенный в настоящей Главе вывод волнового уравнения и его монохроматического аналога в виде уравнения Гельмгольца позволил уточнить требования, которым должны удовлетворять параметры рассматриваемых скалярно-векторных неоднородностей среды, восстанавливаемых методами акустической томографии. 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 (7.26) 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. Приведенные результаты численного моделирования процесса томографического восстановления вектора течений подтверждают эту возможность.

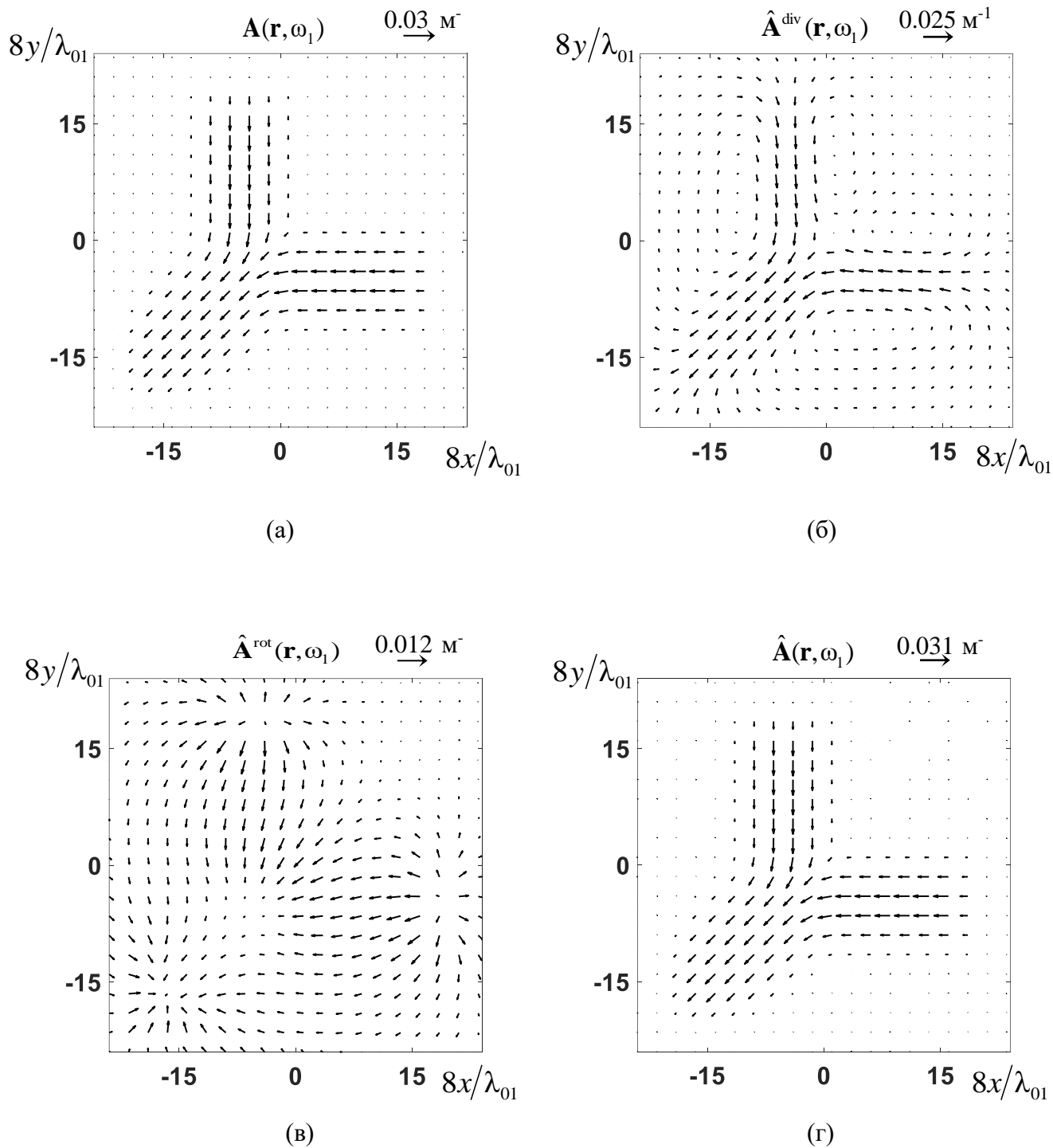


Рис. 7.1. Пространственное распределение векторной неоднородности \mathbf{A} (а) и результат ее восстановления отдельно в виде соленоидальной составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{div}}$ (б) и безвихревой составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}$ (в), которые совместно дают оценку полного поля $\hat{\mathbf{A}} = \hat{\mathbf{A}}^{\text{div}} + \hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}$ (г), практически полностью совпадающую с истиной неоднородностью \mathbf{A} . Приведены результаты восстановления на низшей из двух используемых частот $\omega_1 < \omega_2$, которой в невозмущенной среде соответствует длина волны λ_{01} .

Глава 8. Функционально-аналитическое решение двумерной задачи томографического восстановления неоднородностей скорости звука, поглощения и вектора скорости течений по данным от квазиточечных преобразователей.

В настоящей Главе рассматривается численная реализация, и обсуждаются возможности двумерного функционально-аналитического алгоритма Новикова-Агальцова в задачах акустической томографии. Этот алгоритм предназначается для восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей, описывающих пространственные распределения скорости звука, поглощения и векторного поля течений. Приводятся результаты численного моделирования алгоритма в одночастотном и многочастотном режимах зондирования. Полученные результаты иллюстрируют приемлемую точность и помехоустойчивость получаемых оценок, что свидетельствует о перспективности применения алгоритма в практических задачах акустической томографии. Исходными данными для решения задач акустической томографии, как правило, являются данные, зарегистрированные с помощью преобразователей, размерами которых можно пренебречь по сравнению с характерной длиной волны. Такие преобразователи называются квазиточечными [А 18]. С другой стороны, исходными данными для многих алгоритмов решения обратных задач рассеяния являются данные в виде амплитуды рассеяния, то есть поля, измеренные протяженными антенными решетками в ближней зоне [151, 154], или квазиточечными преобразователями, отнесенными, строго говоря, на бесконечность. Представляет интерес развитие методов взаимного пересчета такого рода данных – полных акустических полей и амплитуд рассеяния. Этому вопросу посвящен *Раздел 8.1*. Далее, в *Разделе 8.2*, описываются этапы рассматриваемого функционально-аналитического алгоритма для восстановления акустических неоднородностей, содержащих возмущения

скорости звука, поглощения и течения. Результаты численного исследования двумерной схемы акустической томографии, реализованной на основе этого алгоритма, приведены в *Разделе 8.3*.

Раздел 8.1. Нахождение амплитуды рассеяния по данным от квазиточечных преобразователей.

Рассматривается двумерная обратная задача. Решение двумерных задач требуется, например, в модовой томографии океана [121, А 25], когда при отсутствии взаимодействия между гидроакустическими модами трехмерная задача восстановления параметров океанической среды аппроксимируется набором независимых двумерных обратных задач для отдельных модовых сигналов. Решение двумерных томографических задач актуально и в медицинских приложениях [312–314]. Рассмотрение в сейсмоакустической томографии поверхностных волн типа волн Рэлея также приводит к решению двумерных обратных задач [252, А 8].

Предполагается, что на границе S области томографирования V_S расположены преобразователи, которые эквивалентны точечным (такие преобразователи будут ниже называться квазиточечными), излучающие и принимающие акустические поля. В общем случае, излучатели расположены на некоторой границе X в точках с радиус-векторами $\mathbf{x} \in X$ (где $X \cap V_S = \emptyset$), приемники находятся на границе Y в точках с радиус-векторами $\mathbf{y} \in Y$ (где $Y \cap V_S = \emptyset$). Однако далее предполагается, что граница излучения X и граница приема Y совпадают друг с другом и с границей S области V_S : $\mathbf{x}, \mathbf{y} \in Y$, где $X \equiv Y \equiv S$, хотя это условие не является обязательным. Внутри области V_S находится неоднородность (рассеиватель), которая отлична от нуля только внутри области рассеяния \mathfrak{R} , целиком лежащей внутри V_S : $\mathfrak{R} \subset V_S$ (рис. 8.1). Для простоты будет рассматриваться неоднородность,

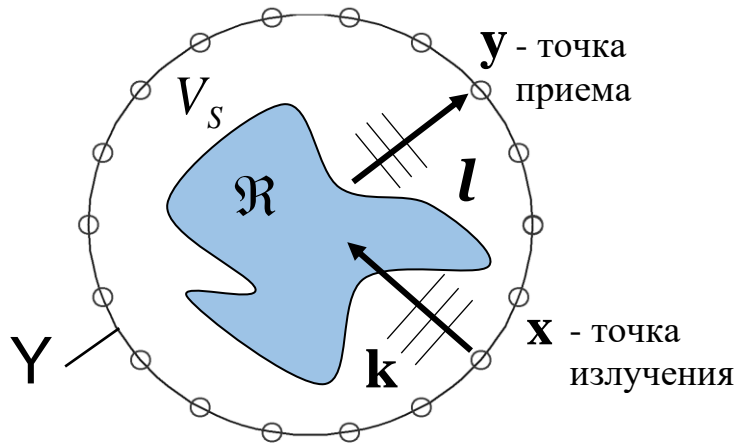


Рис. 8.1. Область томографирования V_s , содержит внутри себя область рассеяния \mathcal{R} ; расположение квазиточечных источников и приемников на границе Y описывается векторами \mathbf{x} и \mathbf{y} , соответственно; волновые векторы \mathbf{k} и \mathbf{l} условно показывают направления падающей плоской волны и результата ее рассеяния.

представляющая собой возмущение только скорости звука. Более общий случай совместного восстановления неоднородностей скорости звука, плотности, поглощения и течений также может быть реализован на основе приводимых ниже соотношений с привлечением ранее полученных в [А 23] результатов совместного восстановления упомянутых параметров среды.

Пространственное распределение комплексной спектральной амплитуды акустического давления $p(\mathbf{r}; \omega_j)$ в рассматриваемой неоднородной среде, которая характеризуется скоростью звука $c(\mathbf{r})$ при постоянном невозмущенном значении плотности среды и в пренебрежении влиянием течений и поглощения, описывается уравнением [А 20]

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0j}^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) = v(\mathbf{r}, \omega_j) p(\mathbf{r}; \omega_j), \quad (8.1)$$

где в рассматриваемом случае

$$v(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right), \quad (8.2)$$

\mathbf{r} – радиус-вектор, ω_j – циклическая частота, c_0 и $k_{0j} = \omega_j / c_0$ – скорость звука и волновое число в фоновой, стационарной, непоглощающей среде, временная зависимость полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$. Индекс j введен для обозначения различных частот ω_j , которые используются в дальнейшем для описания полихроматического режима зондирования при работе с зашумленными данными рассеяния. В силу того, что источники и приемники предполагаются квазиточечными, акустические поля p в произвольной точке \mathbf{r} являются классическими запаздывающими функциями Грина $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$ или $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$ в отсутствие или в присутствии рассеивателя, соответственно. В рассматриваемом двумерном случае $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_{0j} |\mathbf{r} - \mathbf{x}|)$ при предполагаемой временной зависимости полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$; $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля 0-го порядка 1-го рода. Требуется восстановить рассеиватель $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ (при $\mathbf{r} \in V_S$) на основе экспериментально измеряемых полей – данных рассеяния $G(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$. Описанная постановка задачи является весьма общей для двумерных обратных задач и рассматривалась ранее в [А 18, А 21] при моделировании различных вариантов функционально-аналитического алгоритма [138, 143, 315].

Следует отметить, что в рассматриваемом итерационном алгоритме [316] в качестве исходных данных выступают не полные поля, а амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, которые характеризуют рассеянные поля в дальней зоне [А 18, А 21]. А именно, когда на рассеиватель падает плоская волна $u_0(\mathbf{z}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i\mathbf{kz})$, здесь \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{z} – произвольная точка пространства, полное поле $u(\mathbf{z}, \mathbf{k}; \omega_j)$ в дальней зоне имеет асимптотику [А 18]:

$$u(\mathbf{z}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i\mathbf{kz}) + C_D \frac{\exp(ik_{0j}|\mathbf{z}|)}{\sqrt{|\mathbf{z}|^{D-1}}} f(\mathbf{k}, \mathbf{l} = k_{0j} \frac{\mathbf{z}}{|\mathbf{z}|}; \omega_j) + o\left(\frac{1}{\sqrt{|\mathbf{z}|^{D-1}}}\right), \quad |\mathbf{z}| \rightarrow \infty, \quad (8.3)$$

где $C_D = -\frac{\pi\sqrt{\pi}(1+i)}{\sqrt{k_0}}$ при $D=2$; $C_D = -2\pi^2$ при $D=3$; D – размерность

пространства. В данном соотношении фигурирует амплитуда рассеяния для запаздывающих полей $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, где \mathbf{l} – волновой вектор рассеянной волны в дальней зоне; $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{R}^2$, $\mathbf{k}^2 = \mathbf{l}^2 = (k_{0j})^2$. В итоге, применение итерационного алгоритма [316] для решения обратной задачи, описанной выше, требует пересчета данных рассеяния в виде акустических полей $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, излученных и принятых квазиточечными преобразователями, в амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, т.е. как если бы область томографирования облучалась плоскими волнами и регистрировались рассеянные поля плоскими приемниками. Подобный пересчет данных, измеренных в ближней зоне, в данные, как будто бы они были измерены в дальней зоне, представляет отдельный интерес, т.к. многие алгоритмы решения обратных задач [138, 140 – 142, 146, 149, 317, 318] в качестве исходных данных используют именно амплитуды рассеяния, а не полные поля. Возможный вариант такого пересчета подробно описан в [А 18]. Далее приводится упрощенный вариант вычисления $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ на основе $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, который требует меньше численных операций, что важно для повышения быстродействия всего итерационного алгоритма.

Этапы исходного алгоритма пересчета полей $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$ в амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, справедливые как для двумерной $D=2$, так и для трехмерной задачи $D=3$, имеют следующий вид [138, А 18]:

1. Нахождение функции $(F - F_0)(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j)$ (являющейся функцией ядра оператора Дирихле-Неймана, который также используется в качестве исходных данных при решении обратной задачи рассеяния [138, 149]) из системы линейных интегральных уравнений, записанных для различных положений источников и приемников:

$$\int_Y d\mathbf{y}' \int_Y d\mathbf{y}'' G_0(\mathbf{y} - \mathbf{y}'; \omega_j) (F - F_0)(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j) G_0(\mathbf{y}'', \mathbf{x}; \omega_j) = \\ = G(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) - G_0(\mathbf{y} - \mathbf{x}; \omega_j), \quad \mathbf{x}, \mathbf{y} \in Y. \quad (8.4)$$

2. Вычисление промежуточной функции $A(\mathbf{y}, \mathbf{y}''; \omega_j)$, $\mathbf{y}'' \in Y$:

$$A(\mathbf{y}, \mathbf{y}''; \omega_j) = \int_Y G_0(\mathbf{y} - \mathbf{y}'; \omega_j) (F - F_0)(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j) d\mathbf{y}' . \quad (8.5)$$

3. Решение системы интегральных уравнений Фредгольма 2-го рода относительно поля $u(\mathbf{y}, \mathbf{k}; \omega_j)$, возникающего в точках приема $\mathbf{y} \in Y$ в ответ на классическую падающую плоскую волну $u_0(\mathbf{y}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i \mathbf{k} \mathbf{y})$:

$$u(\mathbf{y}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i \mathbf{k} \mathbf{y}) + \int_Y A(\mathbf{y}, \mathbf{y}''; \omega_j) u(\mathbf{y}'', \mathbf{k}; \omega_j) d\mathbf{y}'' , \quad \mathbf{y} \in Y. \quad (8.6)$$

4. Вычисление амплитуды рассеяния по найденным функциям $(F - F_0)(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j)$, $u(\mathbf{y}, \mathbf{k}; \omega_j)$:

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) = \frac{1}{(2\pi)^D} \int_Y d\mathbf{y}' \int_Y d\mathbf{y}'' \exp(-i \mathbf{l} \mathbf{y}') (F - F_0)(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j) u(\mathbf{y}'', \mathbf{k}; \omega_j) , \quad (8.7) \\ D = 2, 3.$$

Вычисление амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ может быть выполнено не за четыре описанных выше этапа (8.4)-(8.7), а за два:

1. Нахождение вспомогательной функции $\Phi(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j)$, $\mathbf{y}', \mathbf{y}'' \in Y$ из системы интегральных уравнений:

$$\int_Y d\mathbf{y}' \int_Y d\mathbf{y}'' G_0(\mathbf{y} - \mathbf{y}'; \omega_j) \Phi(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j) G_0(\mathbf{y}'', \mathbf{x}; \omega_j) = \\ = G(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) - G_0(\mathbf{y} - \mathbf{x}; \omega_j), \quad \mathbf{x}, \mathbf{y} \in Y , \quad (8.8)$$

где, в отличие от (8.4) используются только аналитически задаваемые функции Грина $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$.

2. Вычисление амплитуды рассеяния с помощью двойного фурье-преобразования (с учетом знаков в экспоненте для разных аргументов) от функции $\Phi(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j)$ на границе Y :

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) = \frac{1}{(2\pi)^D} \int_Y d\mathbf{y}' \int_Y d\mathbf{y}'' \exp(-i \mathbf{l} \mathbf{y}') \Phi(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j) \exp(i \mathbf{k} \mathbf{y}''), \quad D = 2, 3. \quad (8.9)$$

Для вывода соотношений (8.8), (8.9) удобно рассматривать приведенные выше интегральные уравнения (8.4)-(8.7) в операторной форме. Например, операторный вид уравнения (8.4) имеет следующий вид:

$$\hat{G}_0^{\text{cl}}(\hat{\mathbf{F}} - \hat{\mathbf{F}}_0) \hat{G}^{\text{cl}} = \hat{G}^{\text{cl}} - \hat{G}_0^{\text{cl}}, \quad (8.10)$$

где каждый из операторов определяется как $\hat{\mathbf{F}}(\bullet) = \int_Y \mathbf{F}(\mathbf{y}', \mathbf{y}''; \omega_j)(\bullet) d\mathbf{y}''$,

$$\hat{G}^{\text{cl}}(\bullet) = \int_Y G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)(\bullet) d\mathbf{x}, \quad \hat{G}_0^{\text{cl}}(\bullet) = \int_Y G_0^{\text{cl}}(\mathbf{y} - \mathbf{x}; \omega_j)(\bullet) d\mathbf{x}. \quad \text{Тогда из (8.10)}$$

непосредственно вытекает выражение для решения (8.4) в виде [319] $(\hat{\mathbf{F}} - \hat{\mathbf{F}}_0) = \hat{G}_0^{-1} - \hat{G}^{-1}$. Выписав операторные выражения, аналогичные (8.10), для интегральных соотношений (8.5), (8.6) и подставив результат в (8.7), легко получить следующее упрощенное выражение для вычисления амплитуды рассеяния в виде:

$$\hat{f} = \hat{U}_L^T \left[\hat{G}_0^{-1} (\hat{G} - \hat{G}_0) \hat{G}_0^{-1} \right] \hat{U}_K, \quad (8.11)$$

где элементы матриц операторов \hat{f} , \hat{U}_L , \hat{U}_K определяются дискретизованными значениями функций $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$, $\exp(-i \mathbf{l} \mathbf{y})$, $\exp(i \mathbf{k} \mathbf{y})$, соответственно; индекс «Т» обозначает транспонирование. Выражение, стоящее в квадратных скобках в (8.11), представляет собой дискретизованный аналог решения интегрального уравнения (8.8). В итоге, при численном моделировании, нахождение амплитуды рассеяния сводится к одному матричному уравнению (8.11), которое реализуется в виде одной строчки

программного кода. Следует отметить, что полученные соотношения (8.8), (8.9), (8.11) и приводимые далее (8.14), (8.15), не являются единственно возможными для решения рассматриваемой задачи (см., например, [320]).

Можно отметить, что количество операций, требуемое для численной реализации уравнений (8.8), (8.9) точно такое же, как и для уравнений (8.4), (8.7). Таким образом, предложенная процедура требует заметно меньше операций по сравнению с исходным вариантом пересчета [А 18], поскольку не требуется вычислять промежуточную функцию $A(\mathbf{y}, \mathbf{y}''; \omega_j)$ (8.5) и решать систему линейных уравнений (8.6). В виду того, что количество операций при вычислении (8.5), (8.6) сопоставимо с количеством операций для (8.7), (8.4), соответственно, то следует ожидать уменьшения общего количества операций для (8.8), (8.9) примерно в два раза по сравнению с процедурой (8.4)–(8.7) в зависимости от конкретных алгоритмов, использующихся для перемножения матриц и решения систем линейных алгебраических уравнений.

Еще большей эффективности при численном моделировании удастся достичь, когда контур Υ представляет собой окружность. В этом случае можно избежать дискретизации интегральных уравнений (8.8), (8.9) в координатном пространстве за счет перехода в пространство угловых гармоник [А 18, 148]. Дело в том, что численная реализация итоговых соотношений (8.8), (8.9) в координатном пространстве сопряжена с необходимостью адекватной дискретизации интегралов, что требует отдельного контроля точности такой дискретизации, привлечения, в общем случае, различных интерполяционных алгоритмов, что усложняет реализацию алгоритма восстановления. Данной трудности можно избежать, если перейти в пространство угловых гармоник, которое является фурье-сопряженным к пространству углов, задающих положение пространственных точек \mathbf{x}, \mathbf{y} на соответствующей границе Υ .

Пусть рассматриваемый контур Υ имеет форму окружности радиуса R_0 с центром O ; тогда в полярной системе координат с тем же центром O будет:

$\mathbf{x} = \{R_0, \phi_x\}$, $\mathbf{y} = \{R_0, \phi_y\}$, $\mathbf{y}' = \{R_0, \phi'_y\}$, $\mathbf{y}'' = \{R_0, \phi''_y\}$. Зависимость от параметра R_0 в аргументах рассматриваемых функций в дальнейшем для краткости опускается. Для произвольной периодической функции $g(\phi)$ с периодом 2π переход к угловому спектру $\tilde{g}(q)$ и обратное преобразование осуществляются по формулам [А 18]:

$$\tilde{g}(q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\phi) \exp(-iq\phi) d\phi, \quad g(\phi) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{g}(q) \exp(iq\phi), \quad q \in \mathbb{Z}, \quad (8.12)$$

где \mathbb{Z} – множество целых чисел, т.е. $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; знак “ \sim ” над функцией означает фурье-преобразование по угловой переменной. Для функции $g(\phi, \phi')$, зависящей от двух углов, двойная угловая гармоника (по углам ϕ и ϕ'), обозначаемая символом “ \approx ” над функцией, определяется как

$$\begin{aligned} \tilde{\tilde{g}}(q, q') &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\phi, \phi') \exp(-iq\phi) \exp(-iq'\phi') d\phi d\phi', \\ g(\phi, \phi') &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \tilde{\tilde{g}}(q, q') \exp(iq\phi) \exp(iq'\phi'). \end{aligned} \quad (8.13)$$

Уравнение (8.8) первого этапа переписывается в терминах угловых гармоник следующим образом (аналогично уравнению (31) из [А 18]):

$$\begin{aligned} (2\pi R_0)^2 \sum_{q'_y=-\infty}^{\infty} \sum_{q''_y=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_0^{\text{cl}}(q_y, q'_y; \omega_j) \tilde{\tilde{\Phi}}(-q'_y, -q''_y; \omega_j) \tilde{G}_0^{\text{cl}}(q''_y, q_x; \omega_j) = \\ = \tilde{G}^{\text{cl}}(q_y, q_x; \omega_j) - \tilde{G}_0^{\text{cl}}(q_y, q_x; \omega_j); \quad q_x, q_y \in \mathbb{Z}; \quad D = 2. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Систему (8.14) удобно решать относительно $(\tilde{\tilde{\mathbf{F}}} - \tilde{\tilde{\mathbf{F}}}_0)(-q'_y, -q''_y; \omega_j)$.

Фигурирующий в (8.14) двойной угловой спектр $\tilde{G}_0^{\text{cl}}(q_y, q_x; \omega_j)$ классической

функции Грина двумерного пространства $G_0^{\text{cl}}(\mathbf{y} - \mathbf{x}; \omega_j) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_{0j} |\mathbf{y} - \mathbf{x}|)$

рассчитывается аналитически и не имеет особенности, в отличие от

$G_0^{\text{cl}}(\mathbf{y} - \mathbf{x}; \omega_j)$ в координатном пространстве [А 18]:

$\tilde{G}_0^{\text{cl}}(q_y, q_x; \omega_j) = -\frac{i}{4} \delta_{q_x, -q_y} H_{q_y}^{(1)}(k_{0j} R_0) J_{q_y}(k_{0j} R_0)$. Можно также выписать

аналитическое выражение для углового спектра поля плоской волны $u_0^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i \mathbf{k} \mathbf{y})$ с волновым вектором $\mathbf{k} = \{k_{0j}, \phi\}$ [А 18]:

$$\tilde{u}_0^{\text{cl}}(q_y, \phi; \omega_j) = i^{q_y} J_{q_y}(k_{0j} R_0) \exp(-i q_y \phi).$$

Уравнение (8.9), с учетом представления $\mathbf{k} = \{k_{0j}, \phi\}$, $\mathbf{l} = \{k_{0j}, \phi'\}$, переписывается в терминах угловых переменных следующим образом (аналогично соотношению (40) из [А 18]):

$$\begin{aligned} f(\phi, \phi'; \omega_j) &= \\ &= R_0^2 \sum_{q'_y = -\infty}^{\infty} \sum_{q''_y = -\infty}^{\infty} \tilde{u}_0^{\text{cl}}(q'_y, \phi' + \pi; \omega_j) \tilde{\Phi}(-q'_y, -q''_y; \omega_j) \tilde{u}_0^{\text{cl}}(q''_y, \phi; \omega_j). \end{aligned} \quad (8.15)$$

Полученные соотношения (8.14), (8.15) решают задачу пересчета полей $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j)$, измеренных на границе области томографирования, в амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$,

Раздел 8.2. Основные этапы алгоритма реконструкции скалярно-векторных неоднородностей.

Особую роль методы акустической томографии играют в задачах, где основными характеристиками, подлежащими восстановлению, являются возмущения скорости звука и поглощения (скалярные неоднородности), а также течения (векторные неоднородности).

Известны методы решения томографической задачи восстановления скорости звука и течений, основанные на использовании лучевого приближения [120] и волнового представления акустического поля [121]. В этих методах на первом этапе разделяют влияние на данные рассеяния скалярной и векторной составляющих неоднородности (т.е. рассеивателя), и только потом осуществляют их отдельное восстановление. С другой стороны,

разработаны методы, реализующие совместное восстановление комбинированных скалярно-векторных неоднородностей в единой томографической схеме, когда матрица возмущений при неизвестных учитывает одновременное влияние обеих (скалярной и векторной) составляющих рассеивателя [А 1, А 31]. Восстановление скалярных неоднородностей может осуществляться стандартными методами [120, 121], но при восстановлении векторного поля течений возникают определенные трудности. Так, например, в лучевом приближении восстановление полного вектора скорости течения является недоопределенной задачей [152, 153], и в этом случае на основе времен распространения сигналов, проходящих через исследуемую область, удастся восстановить только соленоидальную составляющую течений. Для восстановления же безвихревой составляющей течений в [321] предложено дополнительно проводить измерения характеристик течений на границе области томографирования. Предложены также подходы, позволяющие реконструировать полное векторное поле течений методами волновой (дифракционной) томографии, но в первом борновском приближении, т.е. в приближении однократного рассеяния [151, 152, 153]. Упомянутые подходы являются, как правило, приближенными, что накладывает ограничения на область их применения. Тем самым, в настоящее время по-прежнему остается актуальной разработка алгоритмов решения обратных задач акустического рассеяния, которые позволяют осуществить одновременное восстановление скалярно-векторных характеристик среды томографическими методами и, в то же время, не имеют принципиальных (в практическом плане) ограничений на область их применимости.

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 [А 20]

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0j}^2 p(\mathbf{r}; \omega_j) = v(\mathbf{r}, \omega_j) p(\mathbf{r}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla p(\mathbf{r}; \omega_j). \quad (8.16)$$

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

$$v(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right) - 2i \omega_j \frac{\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)}{c(\mathbf{r})} \quad (8.17)$$

и для векторной составляющей рассеивателя

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{\omega_j}{c^2(\mathbf{r})} \mathbf{v}(\mathbf{r}), \quad (8.18)$$

которая будет также называться векторным полем; \mathbf{r} – радиус-вектор, 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 , поскольку рассматриваемый ниже алгоритм восстановления характеристик среды $c(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ нуждается, в общем случае, в полихроматическом режиме зондирования. Важно, что при выводе уравнения (8.16) дополнительно, по сравнению со стандартными условиями [306], используемыми при линеаризации исходных уравнений гидродинамики, требуется лишь, чтобы пространственные масштабы изменения невозмущенных значений давления и скорости течения существенно превосходили характерную длину акустической волны. Эти требования являются менее жесткими, по сравнению с условиями, используемыми в [307, 151] при выводе уравнений типа (8.16).

В настоящем разделе обсуждается и численно реализуется функционально-аналитический алгоритм Новикова-Агальцова [142, 149, 150], позволяющий осуществить совместное томографическое восстановление скалярной (8.17) и векторной (8.18) составляющих рассеивателя, причем с учетом процессов многократного рассеяния волн. Уравнение (8.16) совпадает,

с точностью до обозначений, с уравнением (1.1) из [149] и рассматривается в качестве исходного для обсуждаемого алгоритма. Результаты работы [150] являются основой для обобщения монохроматического варианта алгоритма Новикова-Агальцова [142, 149] на полихроматический режим зондирования, часто используемый при практической реализации процесса томографирования. Для практики важно, что достаточно строгое решение обратной задачи алгоритмом Новикова-Агальцова в полихроматическом режиме позволяет восстановить (помимо рефракционно-поглощающей скалярной составляющей рассеивателя) не только соленоидальную, но и безвихревую составляющие векторного поля. При этом и скалярная, и векторная составляющие рассеивателя восстанавливаются на основе *единых* данных в виде рассеянных полей. Ограничение на характер векторного поля, присутствующее, в общем случае, в монохроматическом режиме, снимается в полихроматическом режиме, и все составляющие скалярно-векторного рассеивателя оцениваются с приемлемым качеством даже в случае присутствия шумовой помехи в данных рассеяния.

Рассматривается двумерная область V_S с достаточно гладкой границей S ; обобщение приводимых ниже соотношений на трехмерных случай в принципе возможно, однако нетривиально. Внутри области V_S находится неоднородность (рассеиватель), содержащая скалярную составляющую $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ (8.17) и векторную составляющую $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (8.18); $\mathbf{r} \in V_S$. Такая скалярно-векторная неоднородность отлична от нуля только внутри области рассеяния \mathcal{R} , целиком лежащей внутри V_S : $\mathcal{R} \subset V_S$.

Исследуемая область V_S окружена квазиточечными преобразователями, излучающими и принимающими акустические поля. При этом излучатели расположены на некоторой границе X в точках $\mathbf{x} \in X$ (где $X \cap V_S = \emptyset$), приемники находятся на границе Y в точках $\mathbf{y} \in Y$ (где $Y \cap V_S = \emptyset$). 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. В рассматриваемом двумерном случае $G_0^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}; \omega_j) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_{0j} |\mathbf{r} - \mathbf{x}|)$ при предполагаемой временной зависимости полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$; $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля 0-го порядка 1-го рода. Требуется восстановить скалярную $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и векторную $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ составляющие неоднородности (при $\mathbf{r} \in V_S$) на основе экспериментально измеряемых полей – данных рассеяния $G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$. Далее предполагается, что граница излучения X и граница приема Y совпадают друг с другом и с границей S области V_S : $\mathbf{x}, \mathbf{y} \in Y$, где $X \equiv Y \equiv S$, хотя это условие не является обязательным.

Таким образом, при практическом применении удобно, что исходные данные для обсуждаемого ниже алгоритма восстановления Новикова-Агальцова измеряются по аналогии с данными, используемыми в [А 18, 138] для восстановления только скалярных неоднородностей, несмотря на то, что добавляется векторная неоднородность. Важно отметить, что в рассматриваемой постановке задачи все неоднородности, включая векторное поле течений, предполагаются локализованными внутри области рассеяния \mathfrak{R} , так что неоднородности отсутствуют (в частности, $\mathbf{A} = 0$) на границе расположения приемоизлучающих преобразователей, и приемники регистрируют поля, порожденные процессами рассеяния только внутри области томографирования. Численное моделирование расширенного варианта алгоритма восстановления, в котором, помимо измерения акустических полей в области наблюдения, т.е. на границе Y , дополнительно измеряются значения скалярных и векторных неоднородностей на этой границе Y [150, 321], является предметом дальнейших исследований.

Решение двумерной обратной задачи восстановления рассматриваемых функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ удобно разделить на несколько этапов. Численная

реализация одних этапов была рассмотрена ранее при восстановлении рассеивателя, имеющего только скалярную составляющую $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ [А 18, 148], а для других этапов обсуждается в настоящей работе впервые. Подробно ниже обсуждаются лишь новые, по сравнению с результатами работ [А 18, 148], этапы алгоритма реконструкции [149, 150]. В основе алгоритма реконструкции Новикова-Агальцова [142, 149, 150] лежат функционально-аналитические методы [141, 145, 317, 322]. Ключевой момент этих методов – формальный переход от анализа решения обратной задачи в физической области действительных волновых векторов в “нефизическую” область комплексных волновых векторов [145, 317]. Пусть в полярной системе координат действительный волновой вектор $\mathbf{k} = \{k_{0j}, \phi\}$ характеризует эффективное падающее поле в виде классической плоской запаздывающей волны $u_0^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) = \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r})$, а действительный волновой вектор $\mathbf{l} = \{k_{0j}, \phi'\}$ характеризует направление приема эффективного рассеянного поля. Тогда переход от действительных векторов $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{R}^2$ к их комплексным аналогам выполняется с сохранением условия монохроматичности: $\mathbf{k}^2 = \mathbf{l}^2 = k_{0j}^2$ при $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{C}^2$. Из этого условия следует, что $\mathbf{k}_R \perp \mathbf{k}_I$, где $\mathbf{k}_R \equiv \text{Re} \mathbf{k}$, $\mathbf{k}_I \equiv \text{Im} \mathbf{k}$. Существуют всего две ортогональных ориентации вектора \mathbf{k}_I относительно вектора \mathbf{k}_R : левосторонняя ориентация (обозначается как $\mathbf{k}_I \equiv \mathbf{k}_I^+$) и правосторонняя ($\mathbf{k}_I \equiv \mathbf{k}_I^-$). Алгоритм восстановления использует предельные значения волновых векторов $\mathbf{k}_I^\pm \rightarrow 0$. При этом вместо классического запаздывающего волнового поля и соответствующей ему классической амплитуды рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ (где $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{R}^2$) рассматриваются предельные значения функций $\mu^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) \equiv \mu^\pm(\mathbf{r}, \phi; \omega_j)$, характеризующих обобщенное (на случай комплексных волновых векторов) волновое поле, и предельные значения $h^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \equiv h^\pm(\phi, \phi'; \omega_j)$ ($\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{R}^2$) обобщенной амплитуды

рассеяния. Сама классическая амплитуда рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$ определяется в виде пространственного фурье-преобразования от вторичных источников, которые возникают в двумерной (в рассматриваемом случае) области рассеяния \mathcal{R} не только за счет скалярной составляющей рассеивателя, но и за счет векторной составляющей [149]:

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathcal{R}} \left\{ v(\mathbf{r}, \omega_j) u^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla u^{\text{cl}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) \right\} \exp(-i \mathbf{l} \mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Основные этапы рассматриваемого функционально-аналитического алгоритма Новикова-Агальцова, позволяющего восстанавливать комбинированные скалярно-векторные неоднородности $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, можно представить в следующем схематическом виде:

$$G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) \longrightarrow h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \longrightarrow \mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) \longrightarrow v(\mathbf{r}, \omega_j), \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) . \quad (8.19)$$

см. [А 18] см. [148]

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 подробно описан в [А 18]. Следующий переход “ $h^{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \longrightarrow \mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ ” подробно изложен в [148]. На этом этапе требуется выполнение условия, заключающегося в том, что восстанавливаемый рассеиватель не должен создавать рассеяния назад обобщенных полей. Таким образом, единственным этапом обсуждаемого алгоритма (8.19), который не был численно реализован ранее для скалярно-векторных рассеивателей (случай чисто скалярных рассеивателей был промоделирован в [А 18]), является переход от функций $\mu^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ к искомым оценкам функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$. Соотношения для такого

перехода приводятся ниже. Так, сначала находятся вспомогательные функции $V^\pm(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $a^\pm(\mathbf{r}, \omega_j)$ [149], имеющие в терминах угла ϕ и волнового числа k_{0j} следующий вид:

$$V^-(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{k_{0j}}{2\pi} \left(i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) \int_0^{2\pi} \mu^-(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) \exp(i\phi) d\phi, \quad (8.20a)$$

$$V^+(\mathbf{r}, \omega_j) = k_{0j} \left(i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\frac{\int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) \exp(-i\phi) d\phi}{\int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) d\phi} \right], \quad (8.8.20б)$$

$$a^-(\mathbf{r}, \omega_j) = 2 \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left\{ \int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) d\phi \right\}, \quad (8.8.20в)$$

$$a^+(\mathbf{r}, \omega_j) = -2 \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left\{ \int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) d\phi \right\}, \quad (8.8.20г)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – декартовы координаты двумерного радиус-вектора \mathbf{r} точки изображения. Верхние индексы “-” и “+” в обозначении соответствующих функций V^- и V^+ используются в связи с тем, что V^- находится из функции μ^- , а V^+ – из μ^+ . В то же время, обе функции a^- и a^+ находятся из μ^+ , а обозначения для a^- и a^+ используются здесь по аналогии с обозначениями работы [149].

Далее находятся промежуточные оценки $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = \{A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j), A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)\}$ для скалярной составляющей рассеивателя $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и векторной составляющей рассеивателя $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \{A_x(\mathbf{r}, \omega_j), A_y(\mathbf{r}, \omega_j)\}$, где $A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $A_x(\mathbf{r}, \omega_j)$, $A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $A_y(\mathbf{r}, \omega_j)$ – декартовы компоненты соответствующих векторов:

$$v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv \frac{1}{2} \left[V^-(\mathbf{r}, \omega_j) + V^+(\mathbf{r}, \omega_j) \right] - \frac{1}{8} a^+(\mathbf{r}, \omega_j) a^-(\mathbf{r}, \omega_j), \quad (8.21a)$$

$$A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv \frac{i}{8} \left[a^-(\mathbf{r}, \omega_j) + a^+(\mathbf{r}, \omega_j) \right] = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \ln \left\{ \int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) d\phi \right\}, \quad (8.8.21\text{б})$$

$$A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv \frac{1}{8} \left[a^-(\mathbf{r}, \omega_j) - a^+(\mathbf{r}, \omega_j) \right] = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \ln \left\{ \int_0^{2\pi} \mu^+(\mathbf{r}, \phi; \omega_j) d\phi \right\} \quad (8.8.21\text{в})$$

Алгоритмы восстановления рассеивателя в отсутствие течений, численно реализованные ранее [А 18, 137, 148], основывались только на соотношении (8.20а); в этом случае $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = V^-(\mathbf{r}, \omega_j) = V^+(\mathbf{r}, \omega_j)$. Наличие течений приводит к необходимости вычисления дополнительных функций в (8.20б)–(8.20г) для корректного восстановления $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$.

С точки зрения численного моделирования, удобно переписать правые части приведенных выше соотношений (8.20), (8.21) в терминах угловых гармоник. Пространство угловых гармоник q [А 18, 148] является фурье-

сопряженным к пространству углов: $\tilde{g}(q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\phi) \exp(-iq\phi) d\phi$,

$q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где $g(\phi)$ – произвольная периодическая функция с периодом 2π . Тогда

$$\begin{aligned} V^-(\mathbf{r}, \omega_j) &= k_{0j} \left(i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) \tilde{\mu}^-(\mathbf{r}, q = -1; \omega_j), \\ V^+(\mathbf{r}, \omega_j) &= k_{0j} \left(i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\frac{\tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 1; \omega_j)}{\tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j)} \right], \\ a^-(\mathbf{r}, \omega_j) &= 2 \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j) \right], \\ a^+(\mathbf{r}, \omega_j) &= -2 \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j) \right], \end{aligned} \quad (8.22)$$

$$v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{1}{2} \left[V^-(\mathbf{r}, \omega_j) + V^+(\mathbf{r}, \omega_j) \right] - \frac{1}{8} a^+(\mathbf{r}, \omega_j) a^-(\mathbf{r}, \omega_j),$$

$$A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j) \right],$$

$$A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \ln \left[2\pi \tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q = 0; \omega_j) \right].$$

Совокупность всех соотношений (8.22) для $V^\pm(\mathbf{r}, \omega_j)$, $a^\pm(\mathbf{r}, \omega_j)$, $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $A_x^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $A_y^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ используется далее при численном восстановлении скалярно-векторного рассеивателя. Из (8.22) видно, что для получения оценок функций $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ нужно найти лишь одну угловую гармонику $\tilde{\mu}^-(\mathbf{r}, q; \omega_j)$ при $q = -1$ и две угловые гармоники $\tilde{\mu}^+(\mathbf{r}, q; \omega_j)$ при $q = 0, 1$. Удобно, что вычисление значений $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ в каждой точке \mathbf{r} осуществляется независимо от значений этих функций в других пространственных точках. Поэтому перспективно применение методов параллельного программирования при численной реализации рассматриваемого алгоритма, что будет существенно уменьшать на практике время вычислений при решении полноразмерных задач томографирования.

Еще раз надо упомянуть, что соотношения (8.20)–(8.22) правомерны при отсутствии рассеяния назад обобщенных полей. Согласно [149], эти соотношения в монохроматическом режиме дают, в общем случае, корректную оценку $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ истинных неоднородностей $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, только если $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j), \quad v(\mathbf{r}, \omega_j) = v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \quad \text{при} \quad \text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = 0.$$

При этом подразумевается, что выполнены условия, при которых в [А 20] было получено уравнение (8.16).

Если же $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$, то 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 [149]:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) + \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j), \\ v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &= v(\mathbf{r}, \omega_j) - i \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) + \left(\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \right)^2 + 2\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j), \end{aligned} \tag{8.23}$$

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

такая, что

$$\begin{cases} \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) = -\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j), \\ \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0. \end{cases} \quad (8.24)$$

Результат восстановления $v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ тем заметнее отличен от истинных функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, чем больше влияние $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$. При этом не только восстановленное векторное поле $\mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ будет отличаться от истинного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, но и скалярная составляющая рассеивателя $v^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ будет отличаться от истинной функции $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, что видно из (8.23). Однако в любом случае, даже когда $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$, восстановленная функция $\mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ представляет собой соленоидальное векторное поле, что следует из (8.23), (8.24):

$$\operatorname{div} \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) = \operatorname{div} \{ \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) + \nabla \Phi(\mathbf{r}) \} = \operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) + \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) = 0.$$

Таким образом, алгоритм Новикова-Агальцова в монохроматическом режиме позволяет оценить только соленоидальную составляющую $\mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) + \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, но не его безвихревую (потенциальную) составляющую $\mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (здесь предполагается, что возможная априорная информация об отсутствии поглощения не используется при восстановлении, – см. подробнее далее):

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) &\equiv \operatorname{rot} \mathbf{F}(\mathbf{r}, \omega_j), \quad \operatorname{div} \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0; \quad \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv -\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j), \\ \operatorname{rot} \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) &\equiv 0, \end{aligned}$$

где $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ – векторный и скалярный потенциалы, через которые выражены соответствующие составляющие векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$.

Тем не менее, восстановление полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ возможно при использовании нескольких частот [150]. В рассматриваемой задаче для нахождения функций $c(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ (в отсутствие

неоднородностей невозмущенного значения плотности среды в области томографирования) требуются, как минимум, две частоты [323]. 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 (8.23):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},\omega_j) = \mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r},\omega_j) - \nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j); \quad (8.25)$$

$$v(\mathbf{r},\omega_j) = v^{\text{div}}(\mathbf{r},\omega_j) + i\nabla^2\Phi(\mathbf{r},\omega_j) - \left(\nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j)\right)^2 - 2\mathbf{A}(\mathbf{r},\omega_j)\nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j). \quad (8.26)$$

Ниже приводятся соотношения для нахождения безвихревой составляющей $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r},\omega_j) \equiv -\nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j)$ полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r},\omega_j)$, полученные на основе результатов работы [150]. Для нахождения $\Phi(\mathbf{r},\omega_j)$ рассматривается система (8.24). Используется решение двумерного уравнения Лапласа [324 (§ 15.6-7)], которое с учетом (8.18) записывается в виде

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

$$\nabla\Phi(\mathbf{r},\omega_j) = -\frac{\omega_j}{2\pi} \int_{V_S} \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}')}{c^2(\mathbf{r}')} \right\} d\mathbf{r}'. \quad (8.27)$$

В свою очередь, при нахождении $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ используется выражение (8.23)

для оценки скалярной составляющей $v^{\text{div}}(\mathbf{r},\omega_j)$. Мнимая часть этой оценки, с учетом выражений (8.17), (8.18) и (8.24), а также с учетом действительности функции $\Phi(\mathbf{r},\omega_j)$, имеет вид:

$$\text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r},\omega_j) = \text{Im } v(\mathbf{r},\omega_j) - \nabla^2\Phi(\mathbf{r},\omega_j) = -2\omega_j \frac{\alpha(\mathbf{r},\omega_j)}{c(\mathbf{r})} + \omega_j \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}. \quad (8.28)$$

Частотная зависимость коэффициента поглощения предполагается степенной и характеризуется показателем степени $\zeta = \zeta(\mathbf{r})$ [310]:

$\alpha(\mathbf{r}, \omega_j) = \left(\frac{\omega_j}{\omega_0} \right)^{\zeta(\mathbf{r})} \alpha(\mathbf{r}, \omega_0)$, 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 $v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, полученные в рамках алгоритма Новикова-Агальцова на двух различных частотах ω_j , приводят, на основе (8.28), к системе линейных уравнений для нахождения неизвестной функции

$$\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} - 2 \frac{\omega_j^{\zeta(\mathbf{r})+1} \alpha(\mathbf{r}, \omega_0)}{\omega_0^{\zeta(\mathbf{r})} c(\mathbf{r})} + \omega_j \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j). \quad (8.29)$$

В рассматриваемом случае двух частот ($j = 1, 2$) из (8.29) следует:

$$\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \frac{\omega_2^{\zeta+1} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1) - \omega_1^{\zeta+1} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_2)}{\omega_1 \omega_2 (\omega_2^\zeta - \omega_1^\zeta)}, \quad \zeta \equiv \zeta(\mathbf{r}) \neq 0. \quad (8.30)$$

В случае частотно-независимого коэффициента поглощения, т.е. когда $\zeta(\mathbf{r}) = 0$, однако $\alpha(\mathbf{r}, \omega_0) \neq 0$, значение $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ восстановить однозначно нельзя.

В принципе, из (8.29) следует также оценка для $\alpha(\mathbf{r}, \omega_0)/c(\mathbf{r})$ [150]:

$$\frac{\alpha(\mathbf{r}, \omega_0)}{c(\mathbf{r})} = \frac{\omega_0^\zeta \left[\omega_2 \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1) - \omega_1 \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_2) \right]}{2 \omega_1 \omega_2 (\omega_2^\zeta - \omega_1^\zeta)},$$

однако удобнее оценивать это значение из $\text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, – см. (8.17), (8.26) и обсуждение ниже.

Отдельно надо 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. 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 $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$ [323]. (Однако помехоустойчивость восстановления безвихревой составляющей $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega)$ в монохроматическом режиме может оказаться недостаточно высокой.) Так, из (8.29) при фиксированной частоте ω_j и $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$ следует оценка $\omega_j \operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} = \operatorname{Im} v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, на основе которой из (8.27) находится безвихревая составляющая векторного поля $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv -\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$; тогда из (8.25) и (8.26) в одночастотном режиме восстанавливаются $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $v(\mathbf{r}, \omega_j)$.

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

В этом случае система (8.29) становится избыточной, и ее решение ищется МНК-методом. Найденная функция $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ используется для вычисления $\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ посредством (8.27), после чего полное векторное поле $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ находится из (8.25). На практике интерес представляет восстановление именно вектора скорости течений $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, который пересчитывается из $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, согласно (8.18): $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{c^2(\mathbf{r})}{\omega_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$. 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. (8.17), (8.26) 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 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ [150]. Записывая в этом случае систему линейных уравнений (8.29) при $j = 1, 2, 3$, имеем:

$$\frac{\frac{1}{\omega_2} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_2) - \frac{1}{\omega_1} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)}{\frac{1}{\omega_3} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_3) - \frac{1}{\omega_1} \text{Im } v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)} = \frac{\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^{\zeta(\mathbf{r})} - 1}{\left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^{\zeta(\mathbf{r})} - 1}. \quad (8.31)$$

Пусть $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$; тогда задача оценки $\zeta(\mathbf{r})$ при априорной информации $\zeta(\mathbf{r}) > 0$ сводится для каждого фиксированного \mathbf{r} к численному поиску корня

уравнения $F(\zeta) = \text{const}$, где $F(\zeta) \equiv \frac{\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^{\zeta} - 1}{\left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^{\zeta} - 1}$, а значение “const” равно

значению левой части уравнения (8.31). В силу условия $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$

выполняется $1 < \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^{\zeta} < \left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^{\zeta}$ при любом $\zeta \in (0, \infty)$, и функция $F(\zeta)$ будет

монотонно убывать при увеличении положительного ζ . За счет этой монотонности обеспечивается единственность корня рассматриваемого уравнения, т.е. ζ находится однозначно [150]. На практике область возможных значений $\zeta(\mathbf{r})$ может быть ограничена для заданного диапазона рабочих частот. Так, например, для мягких биологических тканей можно ожидать $0.1 \leq \zeta(\mathbf{r}) \leq 3$ в мегагерцовом диапазоне частот [325 (§ 4.5)], и тогда решение уравнения можно искать, например, методом деления отрезка

пополам на этом интервале.

Для повышения помехоустойчивости задачи определения $\zeta(\mathbf{r})$ уравнение (8.31) надо обобщить на полихроматический режим зондирования, при количестве рабочих частот больше трех. Выбор наиболее целесообразного пути обобщения требует отдельного исследования; например, можно предложить рассматривать уравнение

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

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 (8.26). Тогда, согласно (8.17), из $\operatorname{Re} v(\mathbf{r}, \omega_j)$ находится скорость звука $c(\mathbf{r})$, из $\operatorname{Im} v(\mathbf{r}, \omega_j)$ – коэффициент поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$, и, согласно (8.18),

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

В целом, последовательность восстановления скалярно-векторной неоднородности на основе предельных значений обобщенных полей $\mu^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$, конкретизирующая последний этап схемы (8.19), такова:

$$\begin{array}{ccc}
\mu^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j) \longrightarrow \mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j), v^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j) \longrightarrow \text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\} \longrightarrow & & \\
(8.20)\text{--}(8.22) & (8.29) & \\
& \zeta(\mathbf{r}) & (8.31)
\end{array}$$

$$\begin{array}{ccc}
\longrightarrow \nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j) = -\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \longrightarrow \mathbf{A} = \mathbf{A}^{\text{div}} + \mathbf{A}^{\text{rot}} \longrightarrow v(\mathbf{r}, \omega_j) \longrightarrow & & \\
(8.27) & (8.25) & (8.26)
\end{array}$$

$$\begin{array}{ccc}
\longrightarrow c(\mathbf{r}), \alpha(\mathbf{r}, \omega_j) \longrightarrow \mathbf{v}(\mathbf{r}) & & \\
(8.17) & (8.18) &
\end{array}$$

Получаемые с помощью алгоритма Новикова-Агальцова оценки $\hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ являются пространственно профильтрованными версиями истинных функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$; эти оценки заведомо не содержат пространственных частот, выше $2k_{0j}$ [149]. Более того, для корректного восстановления рассматриваемый рассеиватель не должен создавать рассеяния назад обобщенных полей [149]. Это условие не является новым, – оно является общим условием при решении обратных монохроматических задач рассеяния любыми методами; в том числе, его выполнимость требовалась и в предыдущих версиях функционально-аналитических алгоритмов при $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$ [А 18, 136–148]. Тем самым, в оценках рассеивателей, для которых при восстановлении необходимо учитывать процессы многократного рассеяния (т.е. рассеиватели не являются слабыми), будут адекватно воспроизводиться только те пространственные частоты, которые не участвуют в создании рассеянного назад поля. Для рассеивателей, не являющихся слабыми, такие пространственные частоты будут ниже, чем $2k_{0j}$ [136, 326], т.е. в координатном пространстве у восстанавливаемых

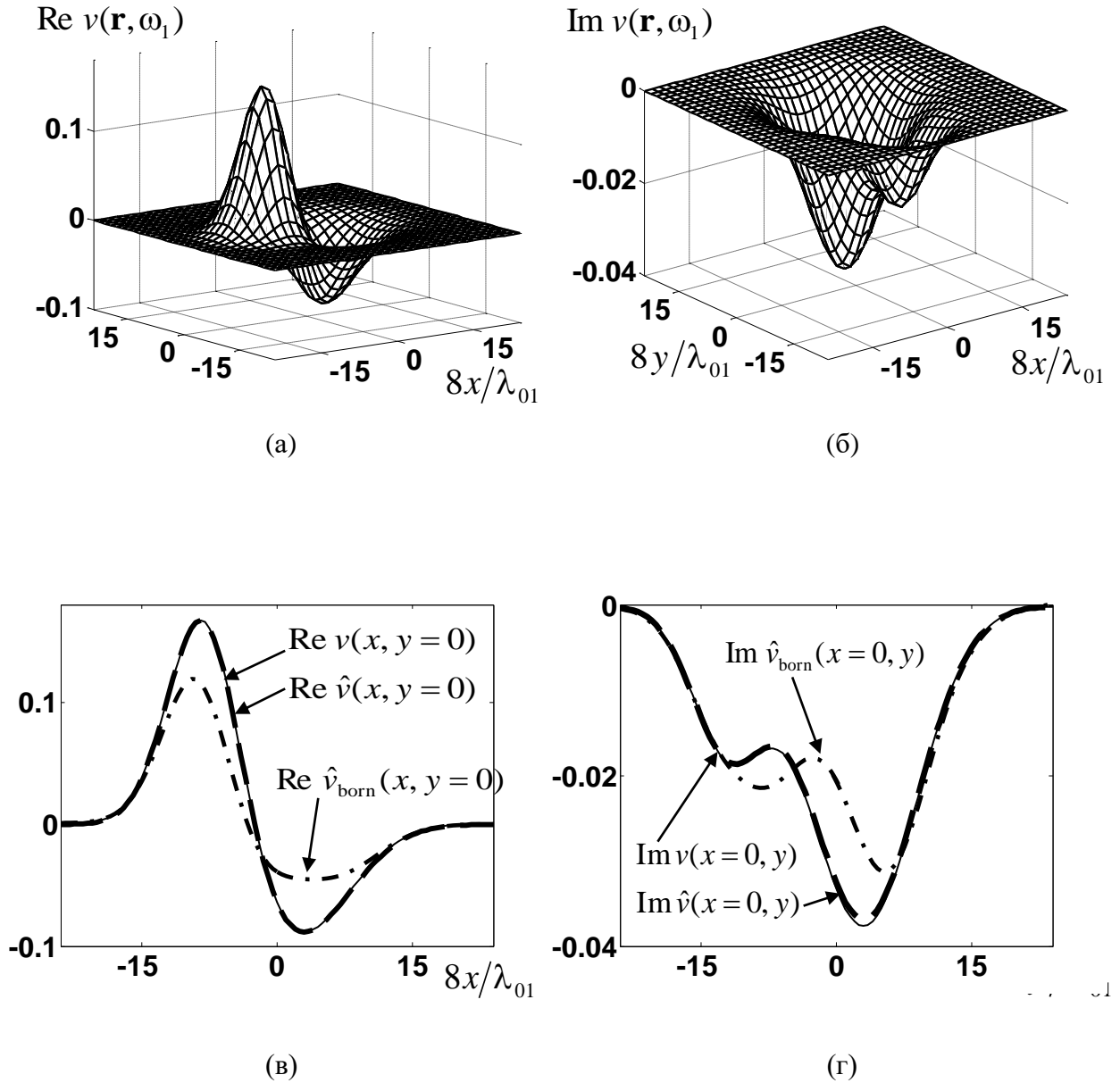


Рис. 8.2. Скалярный рефракционно-поглощающий рассеиватель (частота ω_1 соответствует длине волны $\lambda_{01} = 8$ е.д.д., относительный контраст скорости звука $\Delta c/c_0$ изменяется в диапазоне от -0.065 до 0.17 ; максимальный дополнительный набег фазы $\Delta\psi \approx 0.3\pi$; максимальное амплитудное поглощение в рассеивателе – в 1.57 раза):
 – общий вид действительной (а) и мнимой (б) частей истинного рассеивателя;
 – центральные сечения действительной (в, $y = 0$) и мнимой (г, $x = 0$) частей для истинного рассеивателя V (тонкая линия), для рассеивателя \hat{v} , восстановленного по незашумленным данным от квазиточечных преобразователей с учетом многократных рассеяний (толстая пунктирная линия), и для рассеивателя \hat{v}_{born} , восстановленного в приближении однократного рассеяния (штрихпунктирная линия).

рассеивателей будут адекватно воспроизводиться лишь детали с характерными масштабами, превосходящими $\pi/(2k_{0j})$.

Раздел 8.3. Совместное восстановление скорости звука, поглощения и течений функционально-аналитическим алгоритмом.

При численном моделировании рассматривалась двумерная область V_S , задаваемая цилиндром радиуса R_0 и окруженная по периметру 80 приемоизлучающими преобразователями. Параметры моделей, рассматриваемых далее, носят преимущественно иллюстративный характер и выбраны с целью подтверждения работоспособности и эффективности алгоритма Новикова-Агальцова. Радиус исследуемой области полагался равным $R_0 = 3\lambda_{01}$, где $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. – длина волны в фоновой среде, соответствующая самой низкой из рассматриваемых далее частот и выраженная в условных единицах дискретизации длины (е.д.д.).

Поля $G^{cl}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$, являющиеся исходными данными рассеяния для решения обратной задачи алгоритмом Новикова-Агальцова, рассчитывались путем решения уравнения Липпмана-Швингера [327] в присутствии в области томографирования скалярно-векторной неоднородности. Для характеристики точности получаемых оценок $\hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ функций $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ рассчитывались относительные среднеквадратичные погрешности восстановления (невязки по решению) по всей области томографирования V_S для скалярной и векторной неоднородностей, соответственно:

$$\delta_v \equiv \frac{\sqrt{\int_{V_S} |\hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j) - v(\mathbf{r}, \omega_j)|^2 d\mathbf{r}}}{\sqrt{\int_{V_S} |v(\mathbf{r}, \omega_j)|^2 d\mathbf{r}}}, \quad \delta_A \equiv \frac{\sqrt{\int_{V_S} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)|^2 d\mathbf{r}}}{\sqrt{\int_{V_S} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)|^2 d\mathbf{r}}}.$$

При восстановлении рассеивателей полагалось, что коэффициент

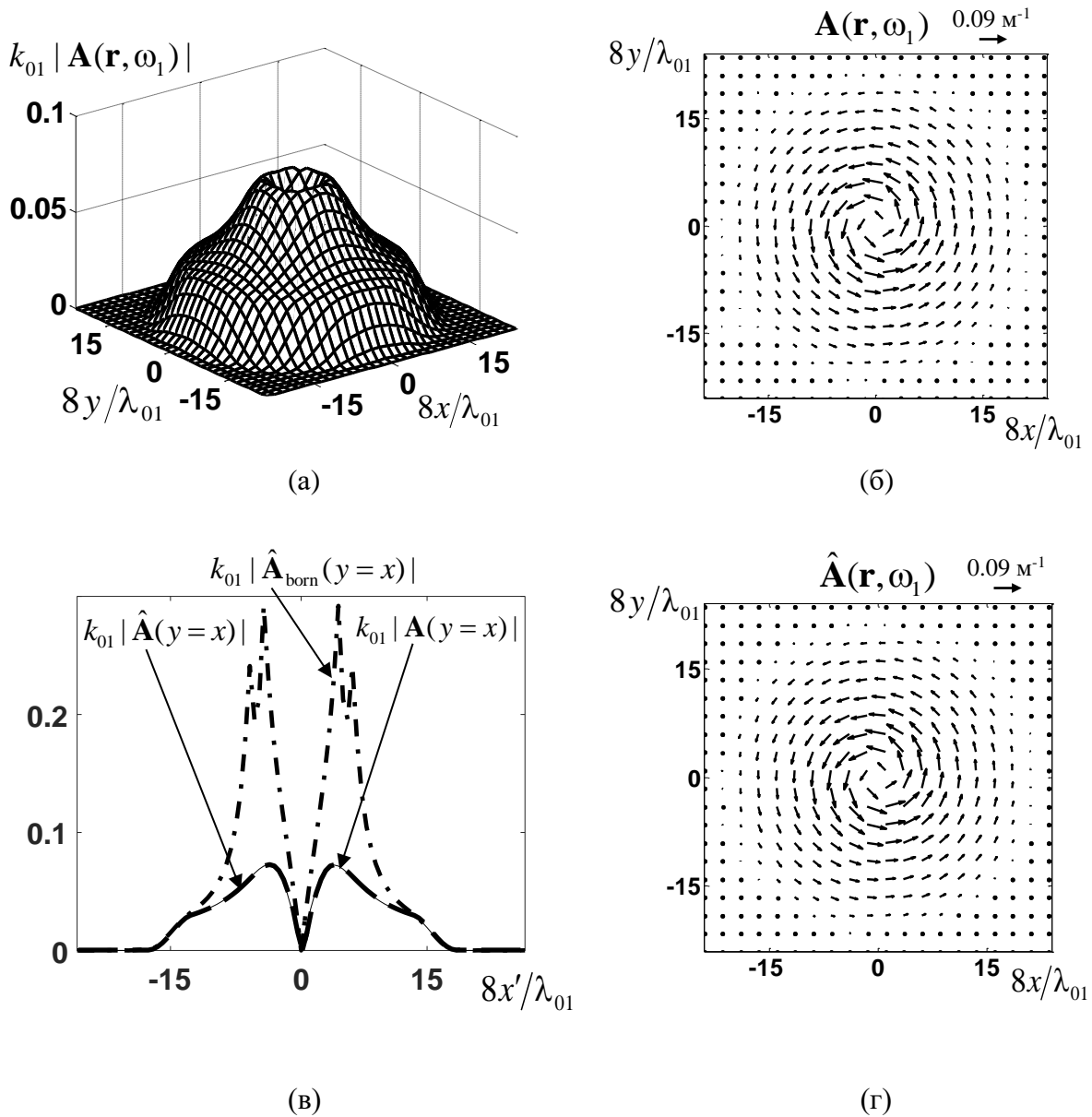


Рис. 8.3. Векторный рассеиватель в форме вихря Озеена (единственная используемая частота ω_1 соответствует длине волны $\lambda_{01} = 8$ е.д.д.; скалярная составляющая рассеивателя отсутствует $v \equiv 0$) – случай соленоидального векторного поля $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1) \approx 0$:
– пространственное распределение по области томографирования модуля $k_{01} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (а) и вектора $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б) истинного поля;
– диагональные сечения (x' – координата вдоль диагонали) модуля истинного поля $k_{01} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в, тонкая линия) и восстановленной оценки $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в, толстая пунктирная линия), а также оценки $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}_{\text{born}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$, восстановленной в приближении однократного рассеяния (в, штрихпунктирная линия);
– пространственное распределение восстановленного векторного поля $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (г).

поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega_j)$ обладает линейной частотной зависимостью: $\zeta(\mathbf{r}) \equiv \zeta = 1$. Априорная информация о том, что скалярная или векторная неоднородности отсутствуют в соответствующих моделях, при восстановлении не использовалась.

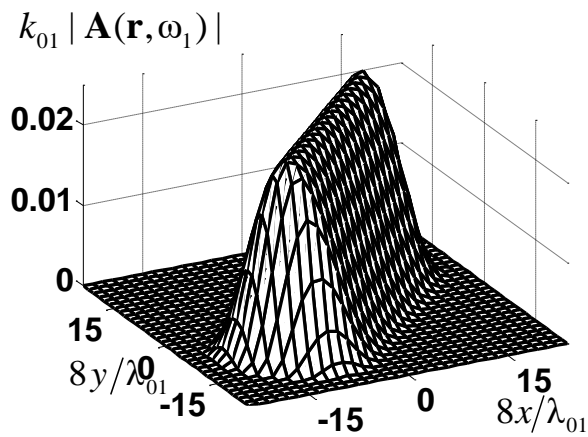
На первом этапе моделируемый рассеиватель содержал лишь скалярную составляющую неоднородности $v(\mathbf{r}, \omega_j)$. Она восстанавливалась алгоритмом Новикова-Агальцова при использовании данных рассеяния только на одной частоте $\omega_j = \omega_1$, соответствующей длине волны $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. Функция рассеивателя $v(\mathbf{r}, \omega_1)$ содержала действительную и мнимую части (рис. 8.2а, 8.2б), описывающие неоднородности скорости звука и поглощения в исследуемой области, согласно (8.17); при этом векторная составляющая рассеивателя $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$, а также неоднородности плотности среды отсутствовали. Возможность восстановления чисто скалярных двумерных рассеивателей $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ функционально-аналитическими методами для целей акустической томографии уже была проиллюстрирована ранее в [А 18, 137, 148]; целью настоящего исследования является иллюстрация работоспособности нового этапа, присущего именно алгоритму Новикова-Агальцова, в случае присутствия только $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ при $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$. Действительная часть $\text{Re } v(\mathbf{r}, \omega_1)$ представляла собой две неоднородности гауссовской формы, расположенных несимметрично относительно центра исследуемой области вдоль оси OX и имеющих амплитудные значения, разные по абсолютной величине и знаку. Мнимая часть $\text{Im } v(\mathbf{r}, \omega_1)$ состояла из двух неоднородностей гауссовской формы, центры которых располагались на оси OY и имели разные амплитудные значения, однако одного знака, соответствующего поглощению в среде $\alpha > 0$. Волна, распространяясь вдоль траектории $l_{\text{зр}}$ через рассеиватель с относительным контрастом скорости $\Delta c(\mathbf{r})/c_0 \equiv \{c(\mathbf{r}) - c_0\}/c_0$, приобретает дополнительный набег фазы

$$\Delta\psi = \int_{l_{\text{р}}} [k_{0j} - k_j(\mathbf{r})] dl_{\mathbf{r}} = k_{0j} \int_{l_{\text{р}}} \frac{\Delta c(\mathbf{r})/c_0}{1 + \Delta c(\mathbf{r})/c_0} dl_{\mathbf{r}}, \quad \text{где} \quad k_j(\mathbf{r}) = \omega_j/c(\mathbf{r}),$$

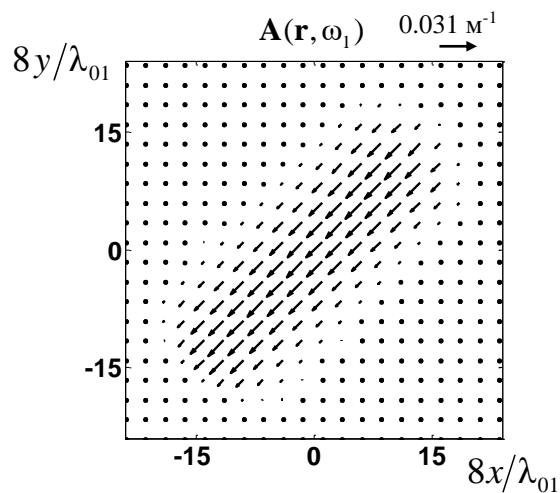
$k_{0j} = \omega_j/c_0$; $dl_{\mathbf{r}}$ – длина элемента траектории в окрестности точки \mathbf{r} . Для рассматриваемого рассеивателя максимальный дополнительный набег фазы возникает при прохождении волны через его центральное сечение вдоль оси OX ; этот дополнительный набег составляет $\Delta\psi \approx 0.3\pi$ на участке с положительным контрастом скорости $\Delta c(\mathbf{r})/c_0 > 0$ и $\Delta\psi \approx -0.18\pi$ на участке с отрицательным контрастом скорости $\Delta c(\mathbf{r})/c_0 < 0$. Максимальное суммарное поглощение в рассеивателе соответствует сечению вдоль оси OY и приводит к затуханию амплитуды волны в ≈ 1.57 раза. Тем самым, рассматриваемый рассеиватель является достаточно сильным. На рис. 8.2в, 8.2г приведены сечения восстановленных рассматриваемым алгоритмом функций $\text{Re } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (вдоль оси OX) и $\text{Im } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (вдоль оси OY), полученные при использовании данных на упоминавшейся единственной частоте $\omega_j = \omega_1$, а также сечения истинных распределений $\text{Re } v(\mathbf{r}, \omega_1)$, $\text{Im } v(\mathbf{r}, \omega_1)$. Видно, что местонахождение неоднородностей, их форма и амплитудные значения восстанавливаются с высокой точностью в отсутствие помех. Значение невязки при этом составляет $\delta_v = 0.006$. Как отмечалось выше, алгоритм Новикова-Агальцова учитывает процессы многократного рассеяния волн, что и обеспечивает столь высокое качество решения обратной задачи. Действительно, попытка восстановления этого же рассеивателя в первом борновском приближении (т.е. в приближении однократного рассеяния) дает неудовлетворительные результаты (рис. 8.2в, 8.2г), а значение невязки становится равным $\delta_A = 0.39$.

На следующем шаге исследовались возможности обсуждаемого подхода при восстановлении чисто векторного рассеивателя, т.е. поля

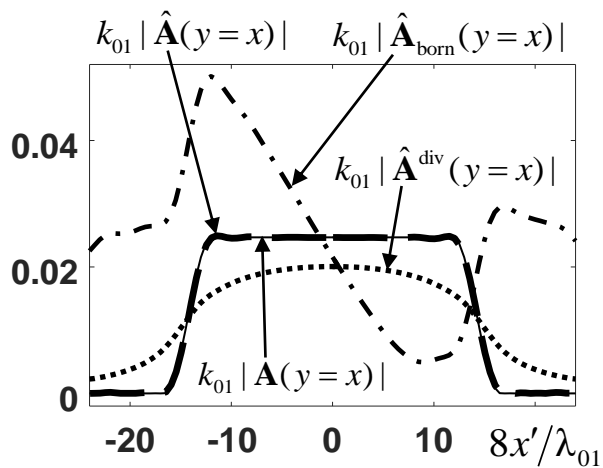
$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \approx \frac{\omega_j}{c_0^2} \mathbf{v}(\mathbf{r}) \quad \text{при} \quad v(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0. \quad \text{Первое векторное поле } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$$



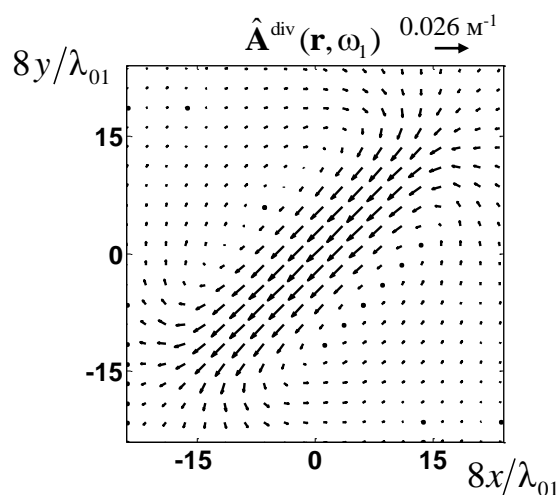
(a)



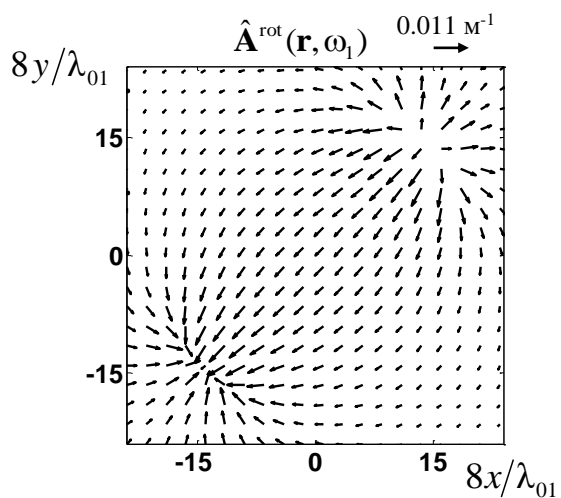
(b)



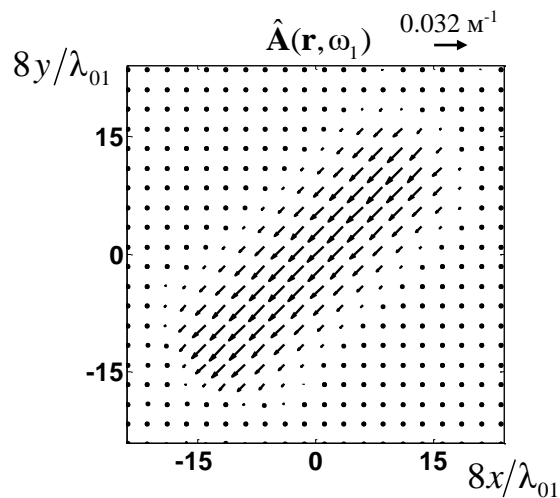
(B)



(r)



(d)



(e)

Рис. 8.4. Векторный рассеиватель в виде прямолинейного течения, которое пространственно локализовано в полосе ограниченной длины и ширины и не является соленоидальным: $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$, $j = 1, 2$; при восстановлении используются незашумленные данные на двух частотах ω_1 и ω_2 , соответствующих длинам волн $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. и $\lambda_{02} = 7.5$ е.д.д.:

- пространственное распределение модуля $k_{01} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (а) и вектора $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б) истинного поля;
- диагональные сечения (x' – координата вдоль диагонали) модуля истинного поля $k_{01} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в, тонкая линия), его восстановленной в одночастотном режиме соленоидальной составляющей $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в, линия составлена из точек) и восстановленной в двухчастотном режиме итоговой оценки $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (в, толстая пунктирная линия), а также оценки $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}_{\operatorname{born}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$, восстановленной в приближении однократного рассеяния (в, штрихпунктирная линия);
- итоговая оценка $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (е), являющаяся объединением соленоидальной $\hat{\mathbf{A}}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (г) и безвихревой $\hat{\mathbf{A}}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (д) составляющих векторного поля, практически совпадает с исходным рассеивателем $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б); значение невязки $\delta_A = 0.008$.

(рис. 8.3а, 8.3б) представляло собой вихрь Озеена, сглаженный к краям области томографирования. В этом случае $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \approx 0$, т.е. векторное поле может рассматриваться как чисто соленоидальное $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \approx \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и, следовательно, оно должно адекватно восстанавливаться алгоритмом Новикова-Агальцова в виде оценки $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j) = \mathbf{A}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ на основе данных на одной частоте. Оценка $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$, полученная, как и прежде, при использовании единственной частоты $\omega_j = \omega_1$, представлена на рис. 8.3в, 8.3г. Качество восстановления положения неоднородности, ее пространственной структуры и направления вращения потока в рассматриваемом случае является высоким ($\delta_A = 0.01$).

Оценить силу векторного рассеивателя $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ можно из следующих соображений. Скалярная составляющая $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ входит в уравнение (8.16), являющееся исходным для решения томографической задачи, в виде $v(\mathbf{r}, \omega_j) p(\mathbf{r}; \omega_j)$, а векторная составляющая $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ –

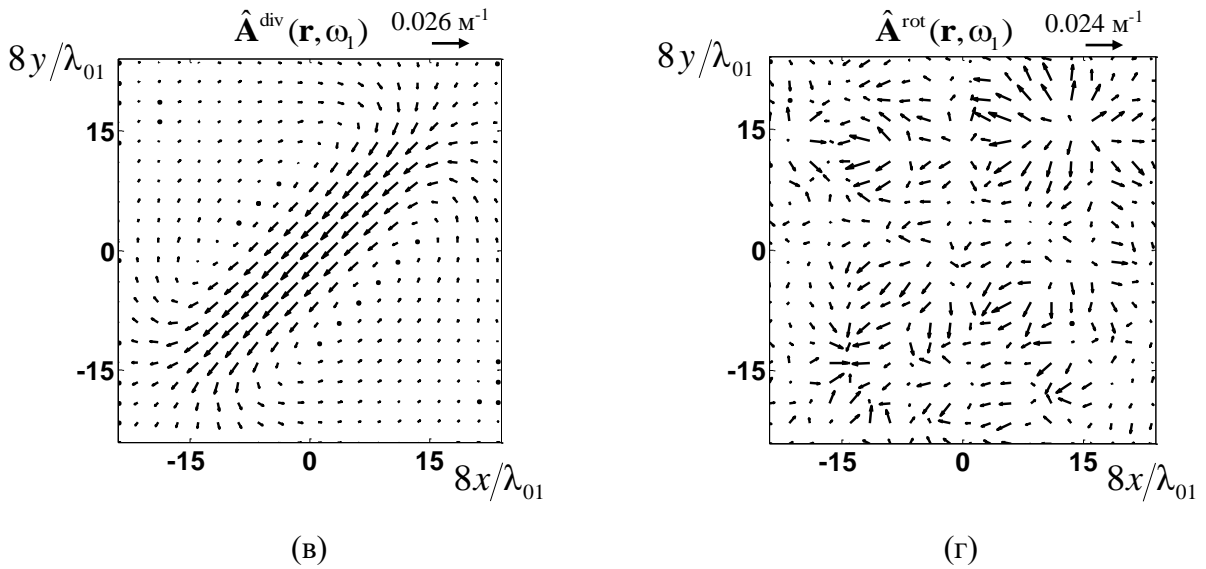
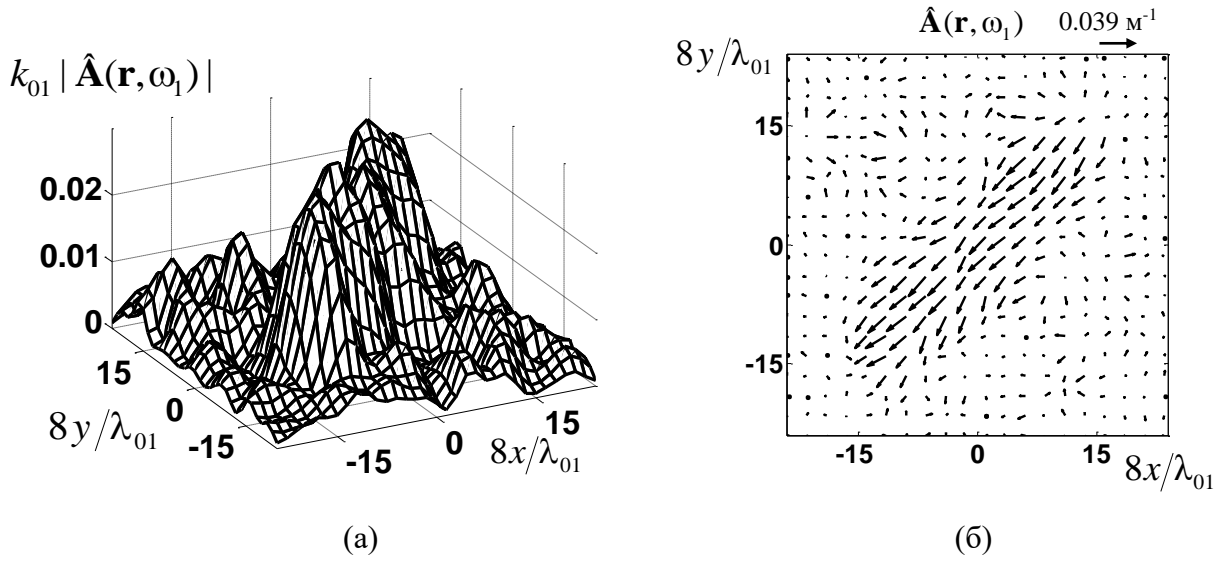


Рис. 8.5. Результат восстановления векторного рассеивателя, изображенного на рис. 8.4а, 8.4б, по зашумленным данным с амплитудным шумовым отклонением $\sigma_{\text{ns}}(\omega_j) = 0.03 \overline{G}_{\text{sc}}^{\text{cl}}(\omega_j)$ на каждой из двух используемых частот ($\lambda_{01} = 8$ е.д.д. и $\lambda_{02} = 7.5$ е.д.д.): пространственное распределение модуля $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (а) и вектора $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б) восстановленного поля, полученного при объединении оценок соленоидальной $\hat{\mathbf{A}}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (в) и безвихревой $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (г) составляющих; невязка $\delta_A = 0.55$.

в виде $-2i \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla p(\mathbf{r}; \omega_j)$. Тогда грубая оценка силы векторного рассеивателя основывается на сопоставлении значений функции $k_{0j} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)|$ (где $k_{0j} = 2\pi/\lambda_{0j}$) и абсолютных значений некоторой известной функции $v(\mathbf{r}, \omega_j)$, которая имеет примерно ту же область пространственной локализации, что и векторное поле $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$. Пространственное распределение функции $k_{01} |\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ по области томографирования (рис. 8.3а, 8.3в) сопоставимо, по порядку величины, с пространственным распределением абсолютных значений рассмотренной выше функции $v(\mathbf{r}, \omega_1)$ (рис. 8.2а), свидетельствуя о том, что сила этих векторного и скалярного рассеивателей также сопоставима. Задача более строгой оценки силы векторного рассеивателя выходит за рамки настоящей работы.

Попытка восстановить рассматриваемую векторную неоднородность в приближении однократного рассеяния привела к неудовлетворительным результатам (рис. 8.3в, штрихпунктирная линия). В то же время, результаты восстановления, представленные на рис. 8.3, говорят о том, что учет эффектов многократного рассеяния волн в алгоритме Новикова-Агальцова обеспечивает высокое качество реконструкции не только скалярных рассеивателей, но и векторных при условии $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = 0$. На рис. 8.4 представлены результаты восстановления другого векторного поля, для которого $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$ (по-прежнему, $v(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv 0$). Это поле представляло собой прямолинейное течение, локализованное в полосе ограниченной длины и ширины (рис. 8.4а, 8.4б). Как видно из рис. 8.4в, 8.4г, при использовании данных рассеяния на единственной частоте ω_1 (соответствующей $\lambda_{01} = 8$ е.д.д.) восстановленные значения $\hat{\mathbf{A}}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ существенно отличаются от истинных значений, о чем говорит и значение невязки $\delta_A = 0.42$. Причина столь невысокого качества восстановления заключается в том, что алгоритм

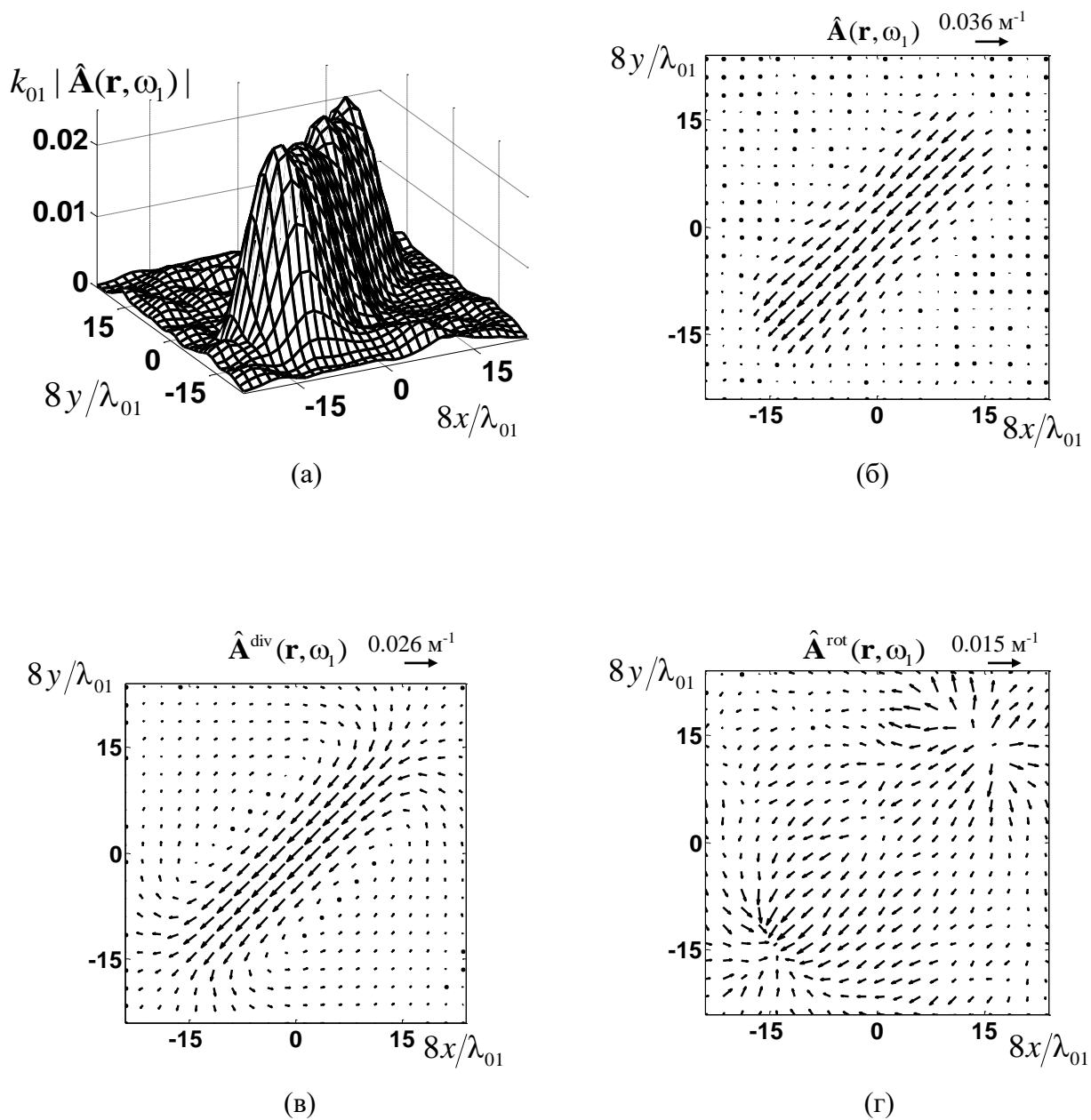
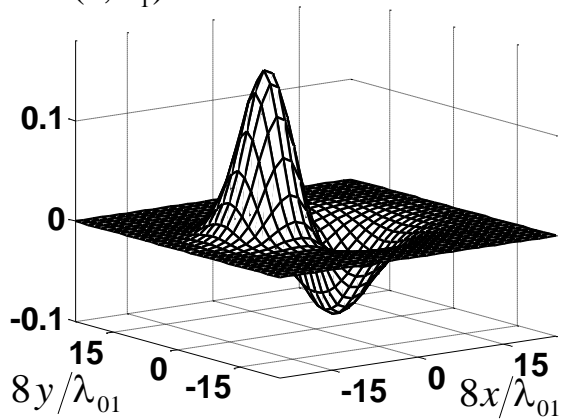


Рис. 8.6. Результат восстановления векторного рассеивателя, изображенного на рис. 8.4а, 8.4б, по зашумленным данным на 21 частоте ($\sigma_{ns} = 0.03 \bar{G}_{sc}^{cl}$ на каждой из частот, значения используемых длин волн лежат в диапазоне от 7 е.д.д. до 8 е.д.д.): пространственное распределение модуля $k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$ (а) и вектора $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б) восстановленного поля, полученного при объединении оценок соленоидальной $\hat{\mathbf{A}}^{div}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (в) и безвихревой $\hat{\mathbf{A}}^{rot}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (г) составляющих; невязка $\delta_A = 0.16$.

Новикова-Агальцова в одночастотном режиме позволяет оценить (как и в [А 20], априорная информация об отсутствии поглощения при восстановлении не используется) лишь соленоидальную составляющую $\mathbf{A}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, а для восстановления полного векторного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ в рассматриваемом случае $\text{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$ требуется еще реконструкция безвихревой (потенциальной) составляющей $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ с помощью (8.27). Для оценки этой составляющей предварительно находилась из (8.30) функция $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ с использованием данных на двух частотах ω_1 и ω_2 , соответствующих длинам волн в фоновой среде $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. и $\lambda_{02} = 7.5$ е.д.д. Итоговая оценка полного векторного поля $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, полученная в результате объединения оценки соленоидальной составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (рис. 8.4г) и оценки безвихревой составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ (рис. 8.4д), представлена на рис. 8.4в, 8.4е. Теперь качество восстановления становится высоким – невязка $\delta_A = 0.008$, в то время как восстановление в приближении однократного рассеяния по данным на двух частотах опять же оказывается неудовлетворительным (рис. 8.4в, штрихпунктирная линия). Для сокращения графического материала на рисунках 8.4–8.8 приводятся результаты восстановления только на частоте ω_1 ; результаты восстановления на других используемых частотах аналогичны, в смысле точности получаемых оценок.

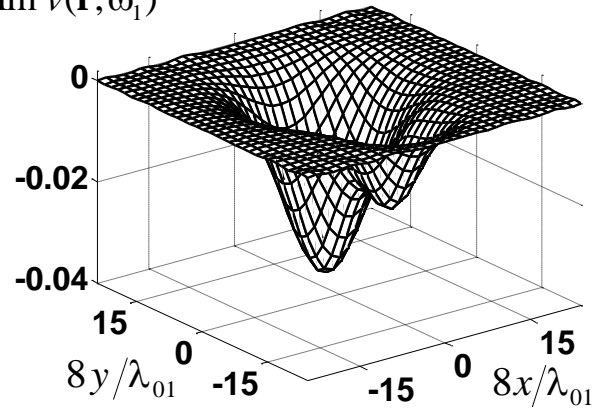
Важным вопросом, определяющим возможность применения алгоритма Новикова-Агальцова для практических задач акустической томографии, является помехоустойчивость решения. Для выявления степени помехоустойчивости в рассеянные поля $G_{\text{sc}}^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) \equiv G^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j) - G_0^{\text{cl}}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$ в области наблюдения Y независимо на разных частотах ω_j вносилась нормально распределенная случайная

$\text{Re } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_1)$



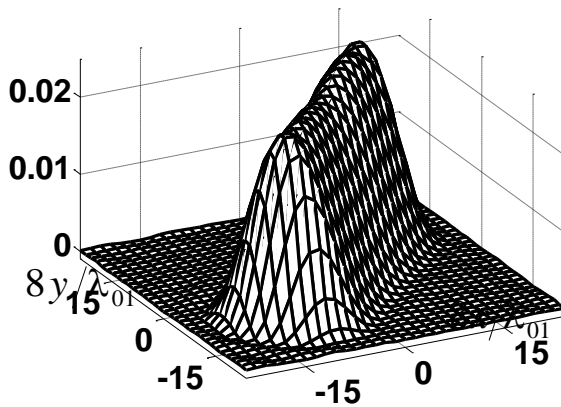
(a)

$\text{Im } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_1)$

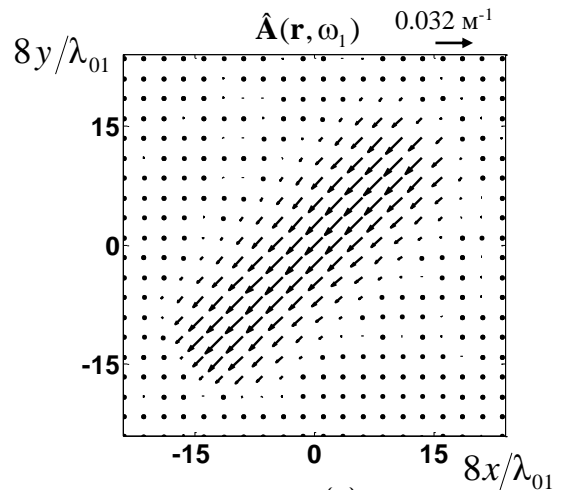


(б)

$k_{01} |\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_1)|$



(в)



(г)

Рис. 8.7. Результат восстановления комбинированного скалярно-векторного рассеивателя в виде рефракционно-поглощающей составляющей (рис. 8.2а, 8.2б) и векторной составляющей (рис. 8.4а, 8.4б) по незашумленным данным на двух частотах, соответствующих длинам волн $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. и $\lambda_{02} = 7.5$ е.д.д.:

- действительная $\text{Re } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (а) и мнимая $\text{Im } \hat{v}(\mathbf{r}, \omega_1)$ (б) части восстановленной скалярной составляющей;
- 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.

шумовая помеха (некоррелированная по направлениям излучающих и приемных преобразователей) $n(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)$ с нулевым средним и со среднеквадратичным амплитудным отклонением $\sigma_{ns}(\omega_j) = 0.03 \bar{G}_{sc}^{cl}(\omega_j)$ в отдельности для действительной и мнимой части помехи. Здесь среднеквадратичное значение данных рассеяния $\bar{G}_{sc}^{cl}(\omega_j)$ определяется как

$$\bar{G}_{sc}^{cl}(\omega_j) \equiv \sqrt{\frac{\int_{\bar{Y}} d\mathbf{x} \int_{\bar{Y}} d\mathbf{y} |G_{sc}^{cl}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)|^2}{\int_{\bar{Y}} d\mathbf{x} \int_{\bar{Y}} d\mathbf{y}}}. \text{ Выбранный уровень помех соответствует}$$

ожидаемым в томографических экспериментах уровням зашумления данных [А 18, 148, 139]; при этом входное амплитудное отношение “помеха/сигнал”

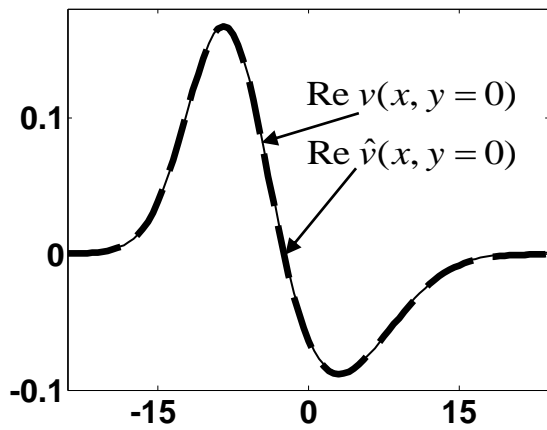
$$N/S \equiv \sqrt{\frac{\int_{\bar{Y}} d\mathbf{x} \int_{\bar{Y}} d\mathbf{y} |n(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)|^2}{\int_{\bar{Y}} d\mathbf{x} \int_{\bar{Y}} d\mathbf{y} |G_{sc}^{cl}(\mathbf{y}, \mathbf{x}; \omega_j)|^2}} \text{ составляет } N/S \approx 0.04.$$

В виду того, что алгоритм Новикова-Агальцова заведомо не воспроизводит пространственный спектр истинных составляющих рассеивателя $v(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)$ вне круга радиуса $2k_{0j}$, получаемые итоговые оценки $\hat{v}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ подвергались пространственной фильтрации так, чтобы их пространственные спектры не содержали компонент вне круга радиуса $2k_{0j}$. При отсутствии шума в данных рассеяния такая фильтрация не изменяет результатов восстановления рассеивателей, а в случае присутствия случайной шумовой помехи итоговые оценки сглаживаются.

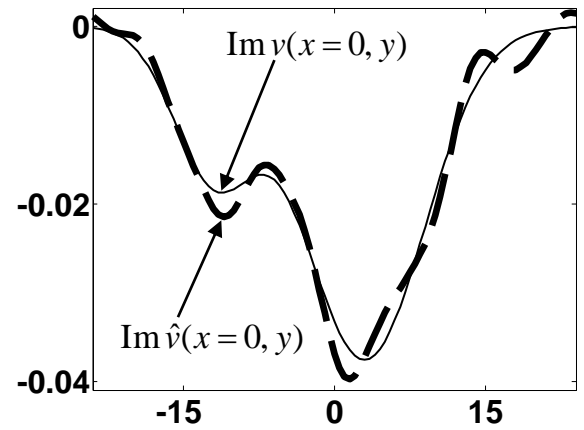
Результат восстановления того же векторного поля, что и на рис. 8.4, но полученный уже по зашумленным данным на прежних двух частотах ω_1, ω_2 , изображен на рис. 8.5а, 8.5б. Из сравнения рис. 8.5а, 8.5б и рис. 8.4а, 8.4б видно, что на фоне шумов прослеживается истинное направление векторного

поля, а также пространственная структура восстанавливаемой неоднородности, однако точность восстановления оказывается низкой: $\delta_A = 0.55$. Причина столь невысокого качества восстановления заключается в существенных ошибках реконструкции безвихревой составляющей $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ при использовании данных рассеяния только на двух упомянутых частотах. Так, на рис. 8.5в приведена оценка соленоидальной составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, получаемая на выходе алгоритма Новикова-Агальцова в одночастотном случае; на рис. 8.5г – оценка безвихревой составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, получаемая на основе (8.30) и (8.27) при использовании данных на двух частотах. Видно, что соленоидальная составляющая восстанавливается по зашумленным данным с приемлемой точностью (см. рис. 8.4г и рис. 8.5в), в то время как корректно оценить безвихревую составляющую с использованием только двух частот не удастся (см. рис. 8.4д и рис. 8.5г). Действительно, помехоустойчивость выражения (8.30) будет тем хуже, чем меньше значение разности $\omega_2^\zeta - \omega_1^\zeta$ для рассматриваемой пары частот. Этим объясняются проблемы с помехоустойчивостью восстановления функции $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ и, как следствие, безвихревой составляющей $\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$, которая рассчитывается из (8.27) именно на основе значений $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$.

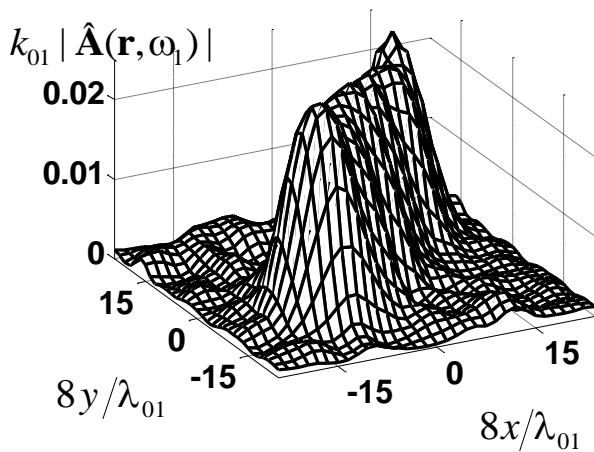
Повысить помехоустойчивость процедуры восстановления векторного поля возможно за счет данных на многих частотах. В этом случае система линейных уравнений (8.29), рассматриваемая при произвольном количестве частот j и предназначенная для оценки $\text{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$, становится избыточной, и ее решение находится методом наименьших квадратов. В свою очередь,



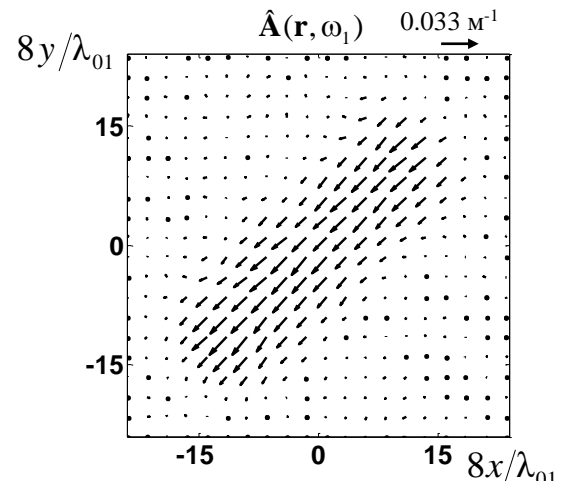
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 8.8. Результат восстановления комбинированного скалярно-векторного рассеивателя в виде рефракционно-поглощающей составляющей (рис. 8.2а, 8.2б) и векторной составляющей (рис. 8.4а, 8.4б) по зашумленным данным ($\sigma_{ns} = 0.03 \bar{G}_{sc}^{cl}$) на 41 частоте в диапазоне соответствующих длин волн от 7 е.д.д. до 8 е.д.д. с шагом дискретизации 0.025 е.д.д.:

- 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; невязки $\delta_v = 0.07$, $\delta_A = 0.19$.

пространственное распределение $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ используется для расчета

$\mathbf{A}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}, \omega_j)$ на основе (8.27) для каждой фиксированной частоты ω_j . На рис. 8.6 приведены результаты реконструкции того же векторного поля, что и на рис. 8.4, 8.5, но теперь при использовании 21 частоты. Эти частоты соответствуют длинам волн в диапазоне от 7 е.д.д. до 8 е.д.д. с шагом дискретизации 0.05 е.д.д. Точность оценки безвихревой составляющей $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ повышается (рис. 8.6г) и, как следствие, улучшается качество восстановления полного векторного поля: невязка теперь составляет $\delta_A = 0.16$. Таким образом, использование многочастотного режима зондирования позволяет повысить помехоустойчивость оценок векторных неоднородностей в рамках рассматриваемого подхода. Вопрос выбора частотного диапазона, необходимого для корректной оценки восстанавливаемых векторных полей, определяется условиями конкретного томографического эксперимента. При этом важно, чтобы диапазон рассматриваемых частот не был слишком малым, так как в противном случае возможно возникновение неустойчивости оценки функции $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$ и, следовательно, неустойчивости последующей оценки $\hat{\mathbf{A}}^{\text{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j)$.

Следующей моделью был комбинированный скалярно-векторный рассеиватель, одновременно содержащий информацию как о неоднородностях скорости звука и амплитудного коэффициента поглощения, так и о наличии течений в области томографирования. В качестве скалярной составляющей рассеивателя была выбрана рефракционно-поглощающая неоднородность, восстановление которой в отсутствие течений на основе незашумленных данных рассматривалось выше (рис. 8.2). В качестве векторной составляющей рассеивателя было выбрано поле, результаты восстановления которого приведены на рис. 8.4, 8.5, 8.6. Теперь ставится задача совместного

восстановления как скалярной, так и векторной составляющих рассеивателя (которые присутствуют в области томографирования одновременно) на основе одних и тех же данных рассеяния. В [А 19] показано, что в случае восстановления скалярно-векторного рассеивателя по данным (в отсутствие помех) лишь на какой-либо одной частоте ω_j присутствие течений с $\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j) = \operatorname{div} \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$ приводит к возникновению искажений в оценках $\operatorname{Re} \hat{v}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ и $\operatorname{Im} \hat{v}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ скалярной составляющей, хотя в отсутствие течений или в присутствии чисто соленоидального векторного поля рефракционно-поглощающая скалярная составляющая воспроизводится в одночастотном режиме точно (рис. 8.2в, 8.2г). Это связано с тем, что, согласно (8.26), истинные функции $\operatorname{Re} v(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\operatorname{Im} v(\mathbf{r}, \omega_j)$ будут отличаться от $\operatorname{Re} \hat{v}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\operatorname{Im} \hat{v}^{\operatorname{div}}(\mathbf{r}, \omega_j)$ при $-\nabla \Phi(\mathbf{r}, \omega_j) \equiv \mathbf{A}^{\operatorname{rot}}(\mathbf{r}, \omega_j) \neq 0$. На рис. 8.7 приведены результаты восстановления скалярно-векторного рассеивателя в отсутствие шумов при использовании данных рассеяния на двух частотах ω_1 и ω_2 , соответствующих $\lambda_{01} = 8$ е.д.д. и $\lambda_{02} = 7.5$ е.д.д. В этом случае рассматриваемый алгоритм обеспечивает высокое качество решения обратной задачи: удается восстановить амплитудные значения составляющих рассеивателя, их пространственную структуру, а также направление векторного поля. Невязки при этом достаточно малы ($\delta_v = 0.01$, $\delta_A = 0.03$) и обусловлены погрешностями дискретизации при решении прямой и обратной задач. Добавление случайной шумовой помехи с теми же параметрами, которые использовались при восстановлении векторной неоднородности выше (рис. 8.5, 8.6), приводит к некоторым искажениям в решении обратной задачи (рис. 8.8); тем не менее, оценки различных составляющих рассеивателя получаются с приемлемой точностью ($\delta_v = 0.07$, $\delta_A = 0.19$) при использовании 41 частоты в диапазоне соответствующих длин волн от 7 е.д.д. до 8 е.д.д. с шагом дискретизации 0.025 е.д.д.

Следует обратить внимание, что МНК-оценка функции дивергенции $\operatorname{div} \left\{ \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r})}{c^2(\mathbf{r})} \right\}$, получаемая из системы линейных уравнений (8.29) при использовании данных на многих частотах, не является единственно возможным способом повышения помехоустойчивости решения обратной задачи с помощью алгоритма Новикова-Агальцова. Другая возможность описана в работе [148], где предложено использовать дополнительные уравнения связи между функциями, вычисляемыми для разных частот на этапе “ $h^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j) \longrightarrow \mu^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ ” из (8.19), т.е. на этапе оценки предельных значений обобщенных полей $\mu^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}; \omega_j)$ внутри области томографирования на основе предельных значений обобщенных амплитуд рассеяния $h^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{l}; \omega_j)$. Тем самым, разработанный в [148] многочастотный подход может быть непосредственно использован в рамках обсуждаемого алгоритма для дополнительной стабилизации решения, позволяя при этом получать корректные результаты восстановления сильных рассеивателей, не поддающихся адекватному воспроизведению в монохроматическом режиме. Детальное изучение этой возможности, а также возможности оценки показателя степени $\zeta(\mathbf{r})$ частотной зависимости коэффициента поглощения на основе уравнения (8.31) или на основе многочастотного обобщения этого уравнения относится к перспективам дальнейших исследований.

В итоге, численная реализация двумерного алгоритма Новикова-Агальцова, предназначенного для восстановления скалярно-векторных неоднородностей в задачах акустической томографии, подтвердила работоспособность этого алгоритма. При этом 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, в принципе, 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 искажать падающее поле, заведомо выходя за рамки первого борновского приближения. Рассмотренная функциональная схема обладает достаточно хорошей помехоустойчивостью, которая приемлема для решения практических задач акустической томографии. Связь между различными параметрами задачи – с одной стороны, линейными размерами неоднородностей, размером и амплитудой их характерных пространственных деталей, а также, с другой стороны, диапазоном рабочих частот и необходимым количеством приемоизлучающих преобразователей (это количество зависит от линейного размера неоднородностей и ширины пространственного спектра их вторичных источников) – исследовалась в работах [136, 326]. Полученные в [136, 326] соотношения между упомянутыми параметрами свидетельствуют, что различные варианты функциональных алгоритмов [142, 145, 136 – 150, 317, 322, 326, 328, А 19] достаточно универсальны для решения обратных задач с разной прикладной направленностью – от гидроакустических до медицинских приложений. Это же относится, в принципе, и к алгоритму Новикова-Агальцова. Тем не менее, рассмотренная выше процедура восстановления векторного поля течений, по-видимому, более перспективна для томографии океана, чем для медицинских

приложений. Это связано, во-первых, с тем, что при томографии океанических течений жидкость, как правило, можно считать несжимаемой, благодаря чему векторное поле течения такой жидкости представимо в ограниченной области томографирования как полностью соленоидальное [А 1]. Как следствие, не нужно восстанавливать безвихревую составляющую течения, а ведь именно безвихревая составляющая восстанавливается рассматриваемым алгоритмом наиболее неустойчиво. Во-вторых, характерные значения $|\mathbf{v}|/c$ для кровотока в биологических тканях в большинстве случаев таковы, что влияние члена $|2\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega_j)\nabla p(\mathbf{r}; \omega_j)|$, порождаемого в (8.16) за счет векторной неоднородности в виде кровотока, на данные рассеяния оказывается пренебрежимо малым, по сравнению с влиянием члена $|v(\mathbf{r}, \omega_j)p(\mathbf{r}; \omega_j)|$, порождаемого скалярной неоднородностью [А 20], т.е. влияние скорости течений (кровотока) на данные рассеяния в этом случае в явном виде практически не проявляется. Тем не менее, для восстановления карты вектора скорости кровотока целесообразно исследовать комбинированный метод. В этом методе сначала одним из функциональных алгоритмов строятся промежуточные изображения со спектральными структурами при каждом фиксированном зондирующем сигнале; эти спектральные структуры порождаются рассеянием на кластерах крови и смещаются вместе со смещением кластеров. Далее вектор скорости кровотока оценивается (в каждом элементе разрешения) с помощью пространственной корреляции фрагментов тех изображений, которые соответствуют зондирующим сигналам, посланным одним и тем же излучателем в разные моменты времени [А 19]. Есть основания предполагать, что подобный метод будет обладать тем преимуществом, что при построении промежуточных изображений функциональными алгоритмами влияние скалярных неоднородностей учитывается “автоматически”, так что получение карты кровотока не будет нуждаться в отдельном предварительном получении карты скорости звука.

Глава 9. Трехмерная модель модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма.

В данной Главе представлена полная схема реконструкции трехмерных рассеивателей методами модовой томографии океана. В основу решения положен функционально-аналитический алгоритм Новикова-Сантацесариа [138]. Для восстановления трехмерных неоднородностей используется метод разложения по ортогональным эмпирическим функциям Карунена-Лоэва (К. - Л.), являющихся математическим аналогом эмпирических ортогональных функций (ЭОФ), хорошо известных в гидроакустических приложениях [196, 199, 330]. В *Разделе 9.1.* решение томографической задачи исследовано численно для адиабатического случая, когда моды распространяются независимо, а трехмерная обратная задача аппроксимируется набором двумерных задач для каждой моды в отдельности. Приведены результаты численного моделирования с параметрами задачи, близкими к реальным условиям. Проведено исследование на помехоустойчивость. Для повышения точности получаемых оценок используется многочастотный режим зондирования. Далее, в *Разделе 9.2.* аналогичным образом анализируется схема неадиабатической томографии океана, учитывающая многоканальное рассеяния мод.

Раздел 9.1. Решение задачи адиабатической модовой томографии океана.

В качестве фонового рассматривается волновод с абсолютно жестким дном, свободной верхней границей и однородным в горизонтальной плоскости водным слоем. В случае присутствия неоднородности скорости звука и течений, уравнение Гельмгольца, описывающее распространение акустических волн, может быть представлено в виде:

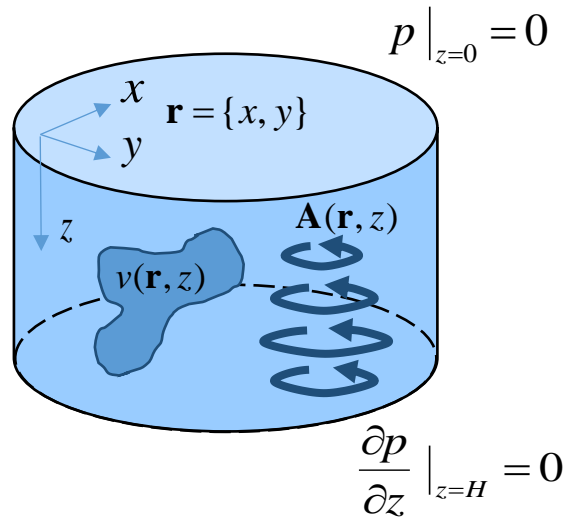


Рис. 9.1. Модель возмущенного волновода.

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, z; \omega_j) + k_{0j}^2(z) p(\mathbf{r}, z; \omega_j) = v(\mathbf{r}, z, \omega_j) p(\mathbf{r}, z; \omega_j) - 2i\mathbf{A}(\mathbf{r}, z, \omega_j) \nabla p(\mathbf{r}, z; \omega_j), \quad (9.1)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости (рис. 9.1);

$$v(\mathbf{r}, z, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r}, z)} \right), \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, z, \omega_j) = \frac{\omega_j}{c^2(\mathbf{r}, z)} \mathbf{v}(\mathbf{r}, z) - \text{ скалярная и}$$

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 $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}, z) \equiv 0$);

индекс j у циклической частоты $\omega_j = 2\pi f_j$ подразумевает использование многочастотного режима зондирования; $k_{0j}(z) = \omega_j / c_0(z)$. Решение (9.1)

ищется в виде суммы мод [123, 124]: $p(\mathbf{r}, z; \omega_j) = \sum_n \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) \Psi_{0n}(z; \omega_j)$, 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 качестве невозмущенного удобно рассматривать изоскоростной волновод глубины H с граничными условиями Дирихле или Неймана, когда профили мод $\Psi_{0n}(z)$ имеют аналитическое выражение и не зависят от частоты. 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 (9.1) переписывается в виде [329]:

$$\nabla^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0n}^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) = S_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j), \quad (9.2)$$

где операторы рассеяния

$$S_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \int_0^H \Psi_{0m}(z; \omega_j) \left(\frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r}, z)} \right) \Psi_{0n}(z; \omega_j) dz, \quad (9.3a)$$

$$\mathbf{A}_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) = \omega_j \int_0^H \Psi_{0m}(z; \omega_j) \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)}{c^2(\mathbf{r}, z)} \Psi_{0n}(z; \omega_j) dz, \quad (9.3b)$$

описывают межмодовое взаимодействие, которое является прямым аналогом многоканального рассеяния в квантомеханических обратных задачах [138]; k_{0n} – горизонтальное волновое число n -ой моды в невозмущенном волноводе. Таким образом, исходная трехмерная обратная задача (9.1) аппроксимируется набором двумерных задач (9.2) для отдельных мод, связанных в общем случае между собой ввиду межмодового взаимодействия, описываемого операторами рассеяния (9.3a), (9.3b). Однако, в случае выполнимости адиабатического приближения, когда моды распространяются независимо и недиагональными элементами операторов S_{mn} , \mathbf{A}_{mn} можно пренебречь, задача восстановления трехмерных неоднородностей $c(\mathbf{r}, z)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)$ распадается на независимые задачи восстановления двумерных функций $S_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j)$ отдельно для каждой n -ой моды:

$$\nabla^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) + k_{0n}^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) = S_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) - 2i \mathbf{A}_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j) \nabla \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j). \quad (9.4)$$

Решение уравнения (9.4) может быть получено с помощью двумерной томографической схемы, подробно описанной в предыдущей Главе, в Разделе 8.2. Восстановленные таким образом двумерные функции $S_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j)$, $\mathbf{A}_{mn}(\mathbf{r}, \omega_j)$ для мод разных номеров n на разных частотах ω_j являются исходными данными для оценки трехмерных характеристик среды $c(\mathbf{r}, z)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, z)$ из соотношений, аналогичных (9.3а), (9.3б). Фактически, разрешение по глубине при этом определяется количеством рассматриваемых мод, а возможность использования многих частот влияет на помехоустойчивость получаемых оценок.

Далее, для простоты, рассматривается восстановление трехмерного распределения скорости звука $c(\mathbf{r}, z) \equiv c(x, y, z)$ на основе оценок $\hat{S}_{mn}(x, y, \omega_j)$, полученных с использованием функционально-аналитического алгоритма [138, 143, 315]. Для этого, в горизонтальной плоскости для фиксированной точки (x, y) решается интегральное уравнение вида:

$$\hat{S}_{mn}(x, y) = \int_0^H \Psi_{0n}^2(z) v(x, y, z) dz, \quad (9.5)$$

где зависимость от ω_j временно опущена для сокращения выражений. Пусть число распространяющихся мод N . Простейшая равномерная дискретизация по глубине $z_i = z_{i-1} + h$, $i = 1, \dots, I$, сводит интегральное уравнение (9.5) к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестной функции $v(z_i)$ в заданной точке (x, y) :

$$\Psi \mathbf{v} = \hat{\mathbf{S}}, \quad (9.6)$$

где элементы матрицы Ψ и вектор-столбцов \mathbf{v} и $\hat{\mathbf{S}}$ следующие:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1^2(z_1) & \Psi_1^2(z_2) & \dots & \Psi_1^2(z_I) \\ \Psi_2^2(z_1) & \Psi_2^2(z_2) & \dots & \Psi_2^2(z_I) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_N^2(z_1) & \Psi_N^2(z_2) & \dots & \Psi_N^2(z_I) \end{pmatrix}, \mathbf{v} = \begin{pmatrix} v(z_1) \\ v(z_2) \\ \vdots \\ v(z_I) \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} \hat{S}_{11} \\ \hat{S}_{22} \\ \vdots \\ \hat{S}_{NN} \end{pmatrix}. \quad (9.7)$$

Для приемлемой обусловленности матрицы Ψ необходимо, чтобы число узлов пространственной сетки по оси z не превышало количества распространяющихся мод: $I \leq N$. Для характерных океанологических профилей скорости звука подынтегральная функция $\Psi_n^2(z) v(z)$ имеет осциллирующий характер, частота которого растет с номером моды. В итоге, стандартное МНК решение системы (9.6) не всегда дает удовлетворительную точность решения, так как количество точек по глубине, для которых идет восстановление, оказывается не достаточным для адекватного описания этих осцилляции [А 25]. В этом случае, для повышения точности восстановления на функцию рассеивателя накладывается дополнительное условие гладкости:

$$\frac{v(z_{i+1}) - 2v(z_i) + v(z_{i-1}))}{2h} \approx 0. \text{ Увеличение числа исходных данных в виде оценок}$$

\hat{S}_{mn} , полученных для большего количества мод, позволяет улучшить дискретизацию по оси z без потери точности решения [А 25]. Ввиду того, что в условиях реального гидроакустического эксперимента количество рассматриваемых мод весьма ограничено, более перспективным является альтернативный способ решения уравнения (9.5), использующий разложение функции рассеивателя по эмпирическим ортогональным функциям (ЭОФ) [196, 199, 330]:

$$v(x, y, z) = \bar{v}(z) + \sum_{l=1}^L \alpha_l(x, y) \varphi_l(z), \quad (9.8)$$

где количество эмпирических ортогональных функций (функций Карунена-Лоэва) L существенно меньше количества I неизвестных $v(z_i)$, $i = 1, \dots, I$; $\bar{v}(z)$ соответствует среднему профилю скорости звука в исследуемой

акватории (9.10). Функции Карунэна-Лоэва уже использовались ранее в Главе 2. для построения матриц возмущений; этот же формализм оказывается полезным и для решения текущей задачи. Рассмотрим $v(x, y, z)$, как случайную величину, значения которой определяются флуктуациями температуры, солености, перемешиванием водных масс и другими случайными процессами в океане. Если для исследуемой акватории известен набор характерных профилей скоростей звука $\{c_b(z)\}$, $b = 1, \dots, B$, например, архивные данные, измеренные в различные промежутки времени, в различных районах акватории, то функции рассеивателя $\{v_b(z)\}$, $b = 1, \dots, B$, рассчитанные по этому набору гидрологий, можно рассматривать, как реализации искомой случайной величины $v(x, y, z)$. Тогда, согласно теореме Карунэна-Лоэва [331], собственные функции ковариационной матрицы K_{kl} этой случайной величины, будут оптимальным базисом, дающим минимальную среднеквадратичную ошибку описания $v(x, y, z)$ при использовании конечного числа функций, то есть гарантируется минимальная ошибка разложения по сравнению с любым другим базисом при использовании конечного числа базисных функций. Физическим аналогом функций Карунэна-Лоэва являются так называемые эмпирические ортогональные функции (ЭОФ), которых требуется лишь небольшое количество для писания наблюдаемых гидрологий с высокой точностью [196, 199, 330]. Для нахождения функций Карунэна-Лоэва (К.-Л.) решается задача на собственные значения и собственные векторы:

$$K \varphi_l(z) = \lambda_l \varphi_l(z), \quad (9.9)$$

где элементы ковариационной матрицы определяются следующим образом:

$$K_{ik} = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B [v_b(z_i) - \bar{v}(z_i)][v_b(z_k) - \bar{v}(z_k)], \quad \bar{v}(z_i) = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B v_b(z_i). \quad (9.10)$$

После вычисления матрицы K , задача (9.9) решается с помощью стандартного программного обеспечения. Используя найденные таким образом функции К.-

Л. для описания функции рассеивателя, исходное интегральное уравнение (9.5) при учете (9.8) можно представить в виде:

$$S_{nm}(x, y) = \sum_{l=1}^L \alpha_l \int_0^H \Psi_n^2(z) \varphi_l(z) dz + \int_0^H \Psi_n^2(z) \bar{v}(x, y, z) dz. \quad (9.11)$$

Для фиксированной координаты (x, y) соотношение (9.11) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения α_l искомой неоднородности по базису из функций Карунэна-Лозва:

$$\begin{pmatrix} \tilde{S}_{11} \\ \tilde{S}_{22} \\ \vdots \\ \tilde{S}_{NN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{11} & \dots & A_{1L} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2L} \\ \vdots & \vdots & \cdot & \vdots \\ A_{N1} & A_{N2} & \dots & A_{NL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_L \end{pmatrix}, \quad (9.12)$$

где по сравнению с (9.7) введены новые обозначения для элементов матрицы

$$A_{nl} = \int_0^H \Psi_n^2(z) \varphi_l(z) dz \text{ и правой части } \tilde{S}_{nm} = S_{nm} - \int_0^H \Psi_n^2(z) \bar{v}(z) dz.$$

Решение системы (9.12) для каждой точки в горизонтальной плоскости (x, y) , позволяет оценить коэффициенты разложения $\hat{\alpha}_l(x, y)$ искомой функции рассеивателя по базису ЭОФ и, в конечном счете, оценить трехмерную функцию рассеивателя $\hat{v}(x, y, z)$:

$$\hat{v}(x, y, z) = \bar{v}(z) + \sum_{l=1}^L \hat{\alpha}_l(x, y) \varphi_l(z). \quad (9.13)$$

Использование эмпирических ортогональных функций в гидроакустике известно [196, 199, 330], однако применяется этот подход, как правило, для описания гидрологий $c(z)$, а не функций рассеивателя $v(z)$. В рассматриваемой задаче оказывается удобным разложение именно функции рассеивателя. Далее будет использоваться разложение и гидрологий по функциям Карунэна-Лозва, но для решения другой задачи – обеспечения плавного перехода от фонового профиля скорости звука к возмущенному.

Так как быстрые изменения функции рассеивателя на небольших пространственных масштабах (больше градиенты) ведут к увеличению неадиабатических эффектов [124], то при численном моделировании в адиабатическом приближении встал вопрос об осуществлении плавного перехода от фонового значения $c_0(z)$ к возмущенному $c_{\text{inh}}(z)$. В качестве примера рассматриваются профили скоростей звука $c_0(z)$ и $c_{\text{inh}}(z)$, представленные на рис. 9.2б и рис. 9.2в, соответственно. Для простоты полагается, что неоднородность локализована в цилиндре радиуса R с центром в начале координат:

$$c(x, y, z) = \begin{cases} c_0(x, y, z) \equiv c_0(z), & \sqrt{x^2 + y^2} > R + \varepsilon, \\ c_{\text{inh}}(x, y, z) \equiv c_{\text{inh}}(z), & \sqrt{x^2 + y^2} \leq R - \varepsilon, \end{cases}$$

где ε – размер области перехода от фонового $c_0(z)$ к возмущенному $c_{\text{inh}}(z)$ профилю скорости. Для функций $c_0(x, y, z)$ и $c_{\text{inh}}(x, y, z)$ используется

разложение по единому базису К.-Л.: $c_0(x, y, z) = \bar{c}(z) + \sum_{l=1}^L \beta_l^{(0)}(x, y) \varphi_l(z)$,

$c_{\text{inh}}(x, y, z) = \bar{c}(z) + \sum_{l=1}^L \beta_l^{(\text{inh})}(x, y) \varphi_l(z)$, $\bar{c}(z)$ – средняя по ансамблю реализаций

$\{c_b(z)\}$, $b = 1, \dots, B$ профилей скорость звука. В этом случае плавный переход

между $c_0(x, y, z)$ и $c(x, y, z)$ можно задать через переход от коэффициентов

разложения $\beta_l^{(0)}(x, y)$ к $\beta_l^{(\text{inh})}(x, y)$, например, в виде цилиндра со сглаженными

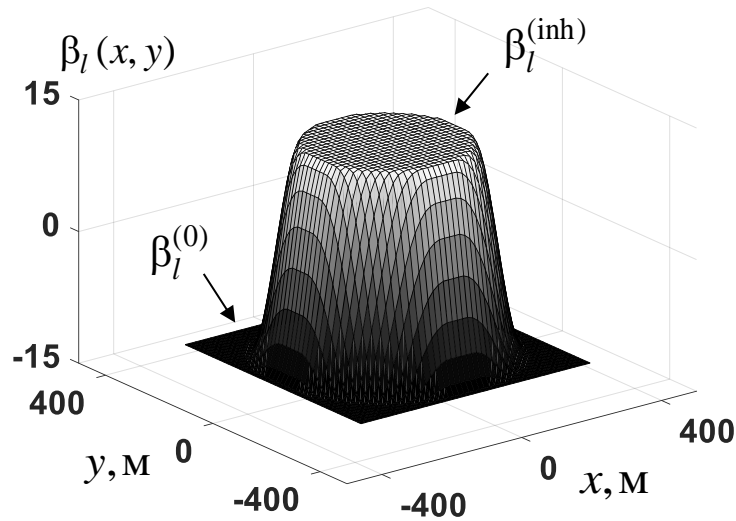
краями (рис. 9.2а), у которого как пространственный масштаб ε области

такого перехода, так и вид функции, которая задает этот переход могут

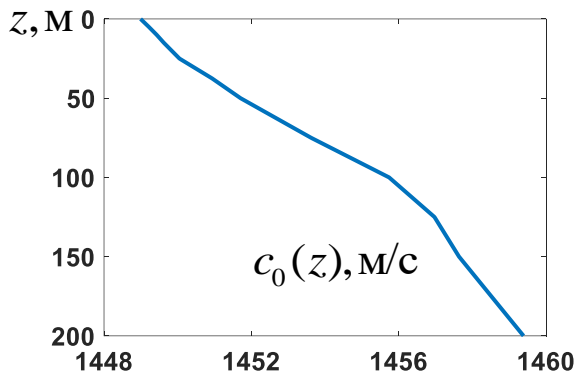
выбираться в зависимости от рассматриваемой ситуации. Далее в качестве

такой функции используется результат свертки цилиндра и функции-шапочки

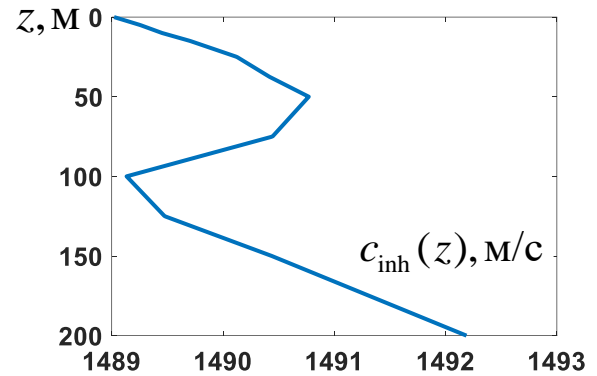
вида:



(a)



(б)



(в)

Рис. 9.2. Характерный вид коэффициентов $\beta_l(x, y)$ разложения скорости звука по эмпирическим ортогональным функциям (а), обеспечивающий плавный переход от фонового профиля скорости $c_0(z)$ (б) к возмущенному $c_{inh}(z)$ (в).

$$\Pi(x, y) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - (x^2 + y^2)}\right] / \varepsilon, & x^2 + y^2 \leq \varepsilon^2, \\ 0, & x^2 + y^2 > \varepsilon^2. \end{cases} \quad (9.14)$$

В итоге, рассматривается следующее представление для скорости звука $c(x, y, z) = \bar{c}(z) + \sum_{l=1}^L \beta_l(x, y) \varphi_l(z)$, где функции $\beta_l(x, y)$ описывают гладкий переход от $\beta_l^{(0)}(x, y)$ к $\beta_l^{(inh)}(x, y)$ (рис. 9.2а).

При численном моделировании, для оценки разрешающей способности рассматриваемой томографической схемы в распределение скорости звука были добавлены возмущения со сравнительно небольшими пространственными масштабами, описываемыми функцией $\Gamma(x, y)$ (рис. 9.3):

$$c(x, y, z) = \Gamma(x, y) \left\{ \bar{c}(z) + \sum_{l=1}^L \alpha_l(x, y) \varphi_l(z) \right\}. \text{ Изменение модуля коэффициента}$$

$\Gamma(x, y)$ также позволяет варьировать силу рассеивателя.

Численное исследование томографической схемы требует расчета «экспериментальных» данных, который может быть основан на решении прямой задачи для уравнения (9.4) путем сведения его к уравнению типа Липпмана-Швигнера [327, 329, 333]:

$$\begin{aligned} \Phi_n(x, y) = \Phi_{0n}(x, y) + \int_{\mathfrak{R}} G_{0n}(x, y; x', y') S_{nn}(x', y') \Phi_n(x', y') dx' dy' - \\ - 2i \int_{\mathfrak{R}} G_{0n}(x, y; x', y') \mathbf{A}_{nn}(x', y') \nabla \Phi_n(x', y') dx' dy', \end{aligned} \quad (9.15)$$

где \mathfrak{R} – область, в которой локализованы операторы $S_{nn}(x, y)$, $\mathbf{A}_{nn}(x, y)$, включающая дополнительно координаты точек, где требуется рассчитать поле

(в этих точках неоднородности отсутствуют); $G_{0n}(x, y) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_{0n} |\mathbf{r}|)$ –

функция Грина для n -ой моды в фоновой среде; $\Phi_{0n}(x, y)$ – поле моды в фоновом, невозмущенном волноводе, в простейшем случае

$\Phi_{0n}(x, y) = G_{0n}(x, y)$. После дискретизации по координатам (x_i, y_j) выражение

(9.15) сводится к решению системы линейных уравнений относительно искомым значений полей отдельных мод $\Phi_n(x_i, y_j)$. Однако непосредственная

дискретизация (9.15) требует использования многоточечной аппроксимации дифференциального оператора во втором интеграле в (9.15), описывающем

влияние течений, что накладывает дополнительные требования на шаг дискретизации. Более эффективным методом с точки зрения численной

реализации оказалось рассмотрение дополнительного к (9.15) уравнения для нахождения производных поля:

$$\begin{aligned} \nabla\Phi_n(x, y) = \nabla\Phi_{0n}(x, y) + \int_{\mathbb{R}^2} \nabla G_{0n}(x, y; x', y') S_{mn}(x', y') \Phi_n(x', y') dx' dy' - \\ - 2i \int_{\mathbb{R}^2} \nabla G_{0n}(x, y; x', y') \mathbf{A}_{mn}(x', y') \nabla\Phi_n(x', y') dx' dy'. \end{aligned} \quad (9.16)$$

В итоге, совместное рассмотрение (9.15), (9.16) приводит к единой системе линейных уравнений относительно трех функций для моды каждого номера n – искомого поля $\Phi_n(x, y)$ и двух компонент его градиента $\nabla\Phi_n(x, y)$ в горизонтальной плоскости. Найденные подобным образом значения полей используются в качестве «экспериментальных» данных для решения обратной задачи восстановления скалярно-векторной неоднородности [А 20, А 21]. В случае отсутствия течений $\mathbf{A}_{mn}(x, y) \equiv 0$, решение прямой задачи упрощается – уравнение (9.15) без второго слагаемого переписывается в матричном виде:

$$\hat{\Phi}_n = [\hat{E} - \hat{G}_{0n} \hat{S}_{mn}]^{-1} \hat{\Phi}_{0n}, \quad (9.17)$$

где \hat{E} – единичная матрица. На основе (9.17), зная функцию рассеивателя и значения падающего поля $\Phi_{0n}(x, y)$, рассчитываются поля $\Phi_n(x, y)$, рассеянные на заданной неоднородности $v(x, y, z)$. Следует отметить хорошую обусловленность системы линейных уравнений (9.17), не требующую привлечения дополнительных процедур регуляризации для ее решения. В общем случае, рассматриваемый функционально-аналитический алгоритм [138, 149, 150], а также результаты работы [А 18, А 25] позволяют на основе рассеянных полей $\Phi_n(x, y)$ оценить значения операторов $S_{mn}(x, y)$, и $\mathbf{A}_{mn}(x, y)$.

В итоге, обратная задача ставится следующим образом. Предполагается, что исследуемая акватория (рис. 9.1) окружена по периметру вертикальными антеннами, излучающими и принимающими поля мод заданных номеров $\Phi_n(x, y)$. Вопросы выделения мод искривленными по глубине антеннами, не перекрывающим весь волновод, рассматривались ранее в [А 27]. Для простоты предполагается, что влиянием течений можно пренебречь и условия распространения в акватории определяются преимущественно неизвестным распределением скорости звука $c(x, y, z)$, где введена система координат с

началом на поверхности акватории и осью Oz , направленной вертикально вниз. Решение обратной задачи для системы уравнений Гельмгольца (9.4) с помощью функционально-аналитического алгоритма, подробно изложенного и численно исследованного в Главе 8, позволяет восстановить значений матричного оператора $S_m(x, y)$ для каждой n -ой моды для различных частот ω_j . Дальнейшее восстановление функции $c(x, y, z)$ основывается оценки коэффициентов ее разложения по базису К.-Л. из системы линейных уравнений (9.12).

В качестве примера использования предлагаемой томографической схемы, рассматриваются следующие параметры задачи: частота излучения $f = 80$ Гц радиус области томографирования $R_{\text{томо}} = 7500$ м, глубина акватории $H = 200$ м, границы волновода идеальные: на нижней границе задано условие Неймана, на верхней – Дирихле; число рассматриваемых мод $N = 6$, количество эмпирических ортогональных функций $L = 4$, используемых для разложения функции рассеивателя $v(x, y, z)$, $c_0 = 1457$ м/с – средняя фоновая скорость звука, $R = 300$ м – характерный радиус неоднородности, мелкомасштабные детали имеют размеры ≈ 30 м (рис. 9.3), параметр, определяющий плавность изменения неоднородности в горизонтальной плоскости $\varepsilon \approx 100$ м (9.14) выбирался таким образом, чтобы избежать межмодового взаимодействия, $\max_{x,y} \Gamma(x, y) / c_0 = 3\%$ – относительный максимальный контраст неоднородности. Расчет профилей мод $\Psi_{0n}(z; \omega_j)$ и их горизонтальных волновых чисел k_{0n} для заданной фоновой гидрологии $c_0(z)$ при идеальных граничных условиях осуществлялся с помощью стандартной конечноразностной аппроксимации задачи Штурма – Лиувилля [332]. Следует отметить, что рассматриваемый рассеиватель достаточно сильно искажает падающее поле, выходя за рамки первого борновского приближения. Например, дополнительный набег фазы шестой моды для

исследуемого рассеивателя $\Delta\psi_6 \approx 0.7\pi$, где для произвольного номера моды n дополнительный набег фазы вычисляется, как $\Delta\psi_n = \int_{l_{gr}} [k_{0n} - k_n(\mathbf{r})] dl_r$, здесь интегрирование проводится вдоль центрального сечения неоднородности (рис. 9.3а).

Для оценки качества восстановления рассчитываются невязки по решению для оператора взаимодействия мод

$$\mu_s \equiv \sqrt{\int_{V_s} |\hat{S}_{nm}(\mathbf{r}) - S_{nm}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}} / \sqrt{\int_{V_s} |S_{nm}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad \text{функции рассеивателя}$$

$$\mu_v = \sqrt{\int_{V_s} \int_0^H |\hat{v}(\mathbf{r}, z) - v(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r} dz} / \sqrt{\int_{V_s} \int_0^H |v(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r} dz} \quad \text{и скорости звука}$$

$$\mu_c = \sqrt{\int_{V_s} \int_0^H |\hat{c}(\mathbf{r}, z) - c(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r} dz} / \sqrt{\int_{V_s} \int_0^H |c(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r} dz}. \quad \text{Значения невязок далее}$$

указываются непосредственно на рисунках или в подписях к ним.

В качестве примера, на рис. 9.3 представлены результаты восстановления оператора $S_{66}(x, y)$ по не зашумлённым данным в виде рассеянных полей шестой моды. Результаты восстановления функции рассеивателя $v(x=0, y=0, z)$ и профиля скорости звука $c(x=0, y=0, z)$ в центре неоднородности приведены на рис. 9.4. Как видно на рис. 9.3, 9.4, удается получить восстановление рассматриваемых функций с высокой точностью. Аналогичные по точности результаты восстановления получаются как для других номеров мод $S_{nm}(x, y)$, так и других точек акватории (x, y) при восстановлении трехмерных функций $v(x, y, z)$, $c(x, y, z)$. Ошибка восстановления при этом определяется точностью решения прямой задачи. Использувавшиеся четыре функции К.-Л. изображены на рис. 9.5. Точность

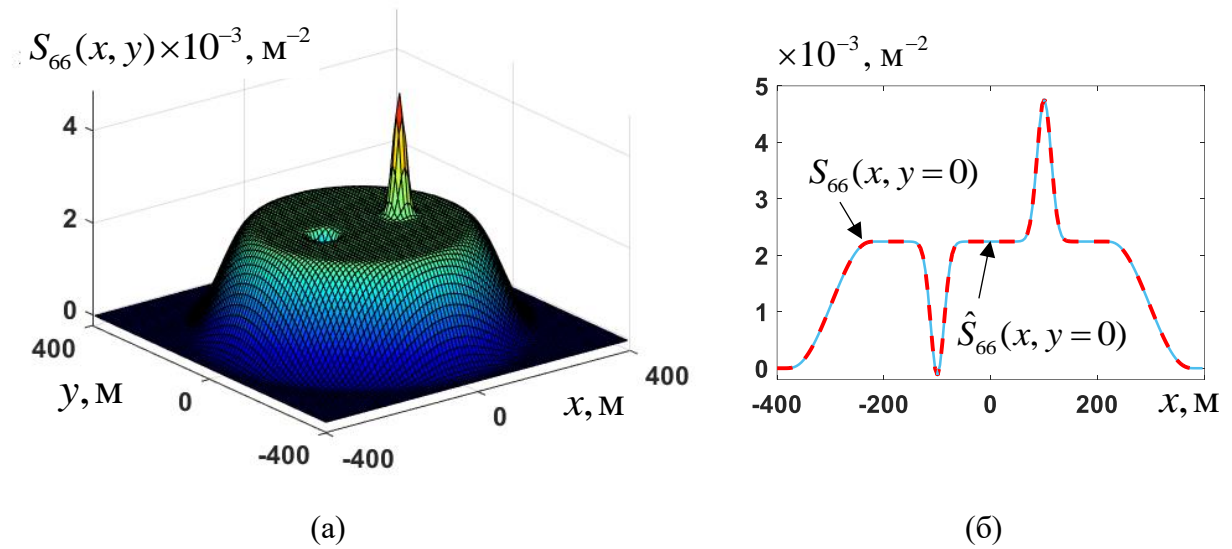


Рис. 9.3. Двумерное распределение исходных значений матричного оператора $S_{66}(x, y)$ (а); центральные сечения исходных $S_{66}(x, y=0)$ (сплошные линии) и восстановленных $\hat{S}_{66}(x, y=0)$ (пунктирные линии) с ошибкой $\mu_s = 0.01$ значений этого оператора (б).

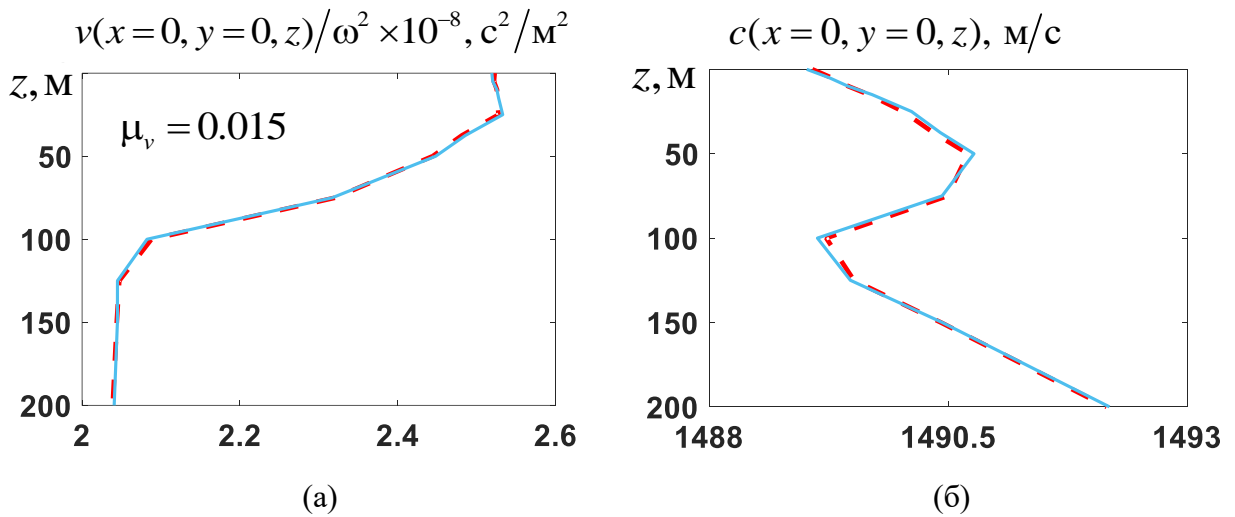


Рис. 9.4. Вертикальные сечения истинных функций (сплошные линии) и результатов их восстановления (пунктиром) при использовании функций Карунена-Лоэва: нормированная функция рассеивателя $v(x=0, y=0, z)/\omega^2$ в центре акватории (а) и соответствующий ей профиль скорости звука $c(x=0, y=0, z)$ (б).

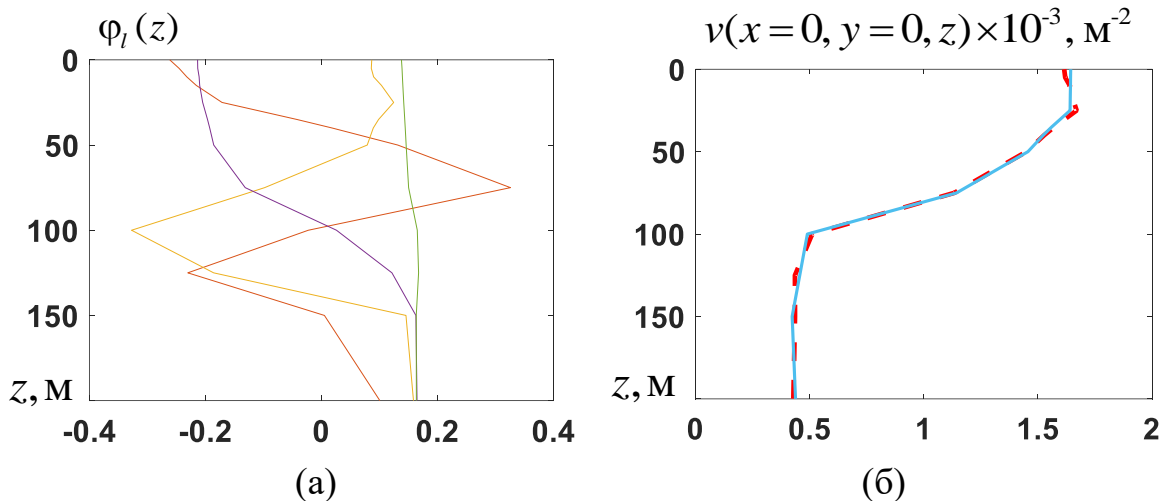


Рис. 9.5. Набор из четырех эмпирических ортогональных функций $\varphi_l(z)$ (а), и результат разложения по ним функции рассеивателя $v(x=0, y=0, z)$ в центре неоднородности (б).

разложения по ним для восстанавливаемых неоднородностей $v(x, y, z)$ не превышает одного процента. В общем случае, можно выделить следующие факторы, ограничивающие возможности реконструкции рассматриваемым алгоритмом:

- 1) Низкая обусловленность матрицы системы линейных уравнений (9.12), которая зависит от соотношения между количеством N используемых при восстановлении мод и количеством L неизвестных коэффициентов разложения рассеивателя по функциям Карунэна-Лоэва. Чем больше этих функций используется, тем выше точность разложения, однако тем и больше неизвестных в системе (9.12). Для фиксированного количества мод, т.е. для фиксированного количества данных, увеличение количества неизвестных приводит к ухудшению обусловленности матрицы A в (9.12).
- 2) Должны выполняться условия применимости теоремы Карунэна-Лоэва, т.е. восстанавливаемая функция $v(x, y, z)$ должна являться реализацией случайной величины, для которой оценена выборочная ковариационная матрица (9.9), (9.10). Функций К.-Л. могут использоваться и для описания произвольной функции $v(x, y, z)$, однако для достижения приемлемой

точность такого разложения потребует рассмотрение большего количества функций К.-Л..

Приведенные на рис. 9.3, 9.4 результаты восстановления являются примером реализации предложенной схемы адиабатической модовой томографии, использующей функционально-аналитическое решение обратной задачи для восстановления $S_{mn}(x, y)$ и разложение функции рассеивателя $v(x, y, z)$ по функциям К.-Л.. Как видно на рис. 9.3, 9.4, рассматриваемый подход позволяет восстанавливать трехмерные рассеиватели с высоким пространственным разрешением в горизонтальной плоскости и обеспечивает приемлемое качество восстановления вертикальных профилей при использовании требуемого объема данных рассеяния (количество мод должно превосходить количество используемых ЭОФ). Далее приводится пример исследования помехоустойчивости рассматриваемой томографической схемы. Для этого в исходные данные в виде рассеянных полей $\Phi_n(x, y)$, зарегистрированных в точках $(x, y) \in Y$ на границе Y области томографирования, добавлялась шумовая помеха: $\tilde{\Phi}_n(x, y) = \Phi_n(x, y) + \sigma_{ns} n(x, y)$, здесь $n(x, y)$ – случайная нормально распределенная величина с нулевым средним и со среднеквадратичным амплитудным отклонением $\sigma_{ns} = 0.15 \langle \Phi_n(x, y) \rangle$, где среднеквадратичное значение данных рассеяния определяете как

$$\langle \Phi_n(x, y) \rangle_{x,y} \equiv \sqrt{\frac{\int_Y dx \int_Y dy |\Phi_n(x, y)|^2}{\int_Y dx \int_Y dy}}. \quad \text{Зашумление данных рассеяния}$$

проводилось на каждой из рассматриваемых частот и мод независимо. В качестве пример, на рис. 9.7а приведен результат восстановления оператора рассеяния для шестой моды на единственной частоте. Как видно на рис. 9.7а, результаты реконструкции сильно зашумлены. Улучшение результатов

возможно при использовании многочастотного режима зондирования [148, А 18]. Однако, для получения многочастотных оценок требуется в общем случае (когда в среде присутствуют скалярно-векторные поглощающие неоднородности) учитывать частотную зависимость функции рассеивателя. Для этого может использоваться априорная информация, или дополнительные измерения на нескольких частотах [А 21, А 23]. В рассматриваемой задаче многочастотная оценка получается при переходе к нормированным функциям

рассеивателя вида $v_{\omega_j}(x, y, z) \equiv \frac{v(x, y, z, \omega_j)}{\omega_j^2} = \left(\frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(x, y, z)} \right)$, которые не

зависят от частоты. Матричный оператор $S_m(x, y, \omega_j)$, построенной по нормированной функции рассеивателя $v_{\omega_j}(x, y, z)$, имеет вид

$$S_m^{\omega_j}(x, y) = \int_0^H \Psi_{0n}^2(z) v_{\omega_j}(x, y, z) dz.$$

Следует отметить, что в общем случае профили мод $\Psi_{0n}(z)$ и, как следствие, $S_m^{\omega_j}(x, y)$ будут зависеть от частоты, что накладывает требования на ширину полосы используемую для получения многочастотной оценки – изменения профилей рассматриваемых мод на границах частотного диапазона не должны сильно отличаться друг от друга.

Для рассматриваемого невозмущенного профиля скорости звука $c_0(z)$ (рис. 9.2б) для первой моды зависимость функций $\Psi_{0n}(z)$ и $S_m^{\omega_j}(x, y)$ от частоты приведены на рис. 9.6.

При использовании многочастотного (импульсного) режима излучения функционально-аналитический алгоритм позволяет восстановить набор двумерных функций $\hat{S}_m^{\omega_j}(x, y)$ для каждой j -ой частоты ω_j . Затем полученные значения усредняются по разным частотам в

полосе $\Delta\omega$, приводя к итоговой оценке оператора рассеяния

$$\hat{S}_m^{\Delta\omega}(x, y) = \left\langle \hat{S}_m^{\omega_j}(x, y) \right\rangle_j.$$

Причем усреднение может проводиться, как по

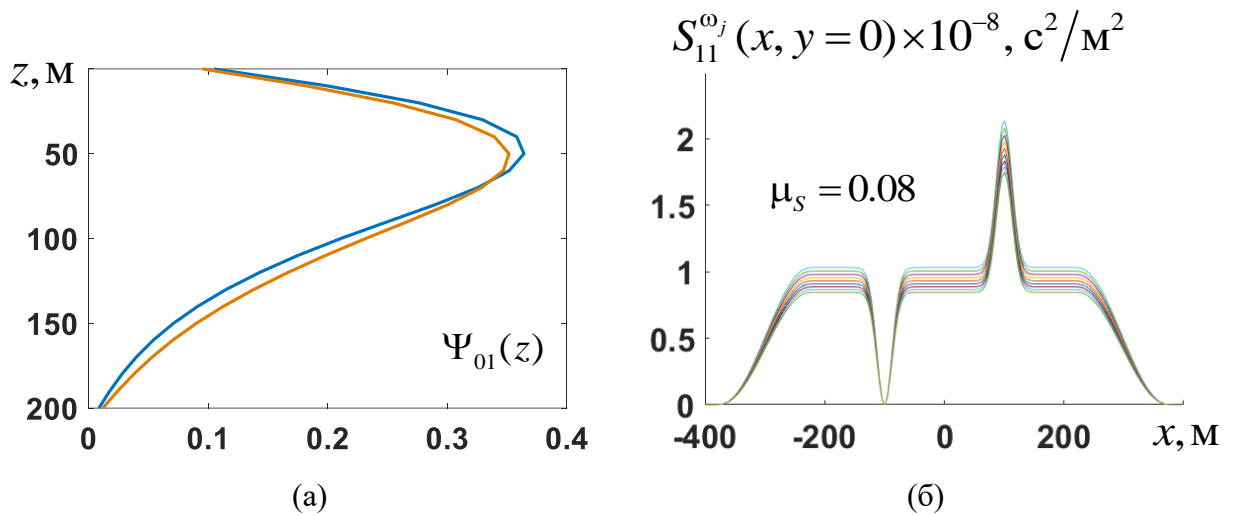


Рис. 9.6. Профиль первой моды для невозмущенной гидрологии (рис. 9.2б) на крайних частотах рассматриваемого диапазона: 76 Гц (оранжевым) и 84 Гц (синим) (а); горизонтальные сечения нормированных значений оператора $S_{11}^{\omega_j}(x, y=0)$ в используемой полосе частот (б).

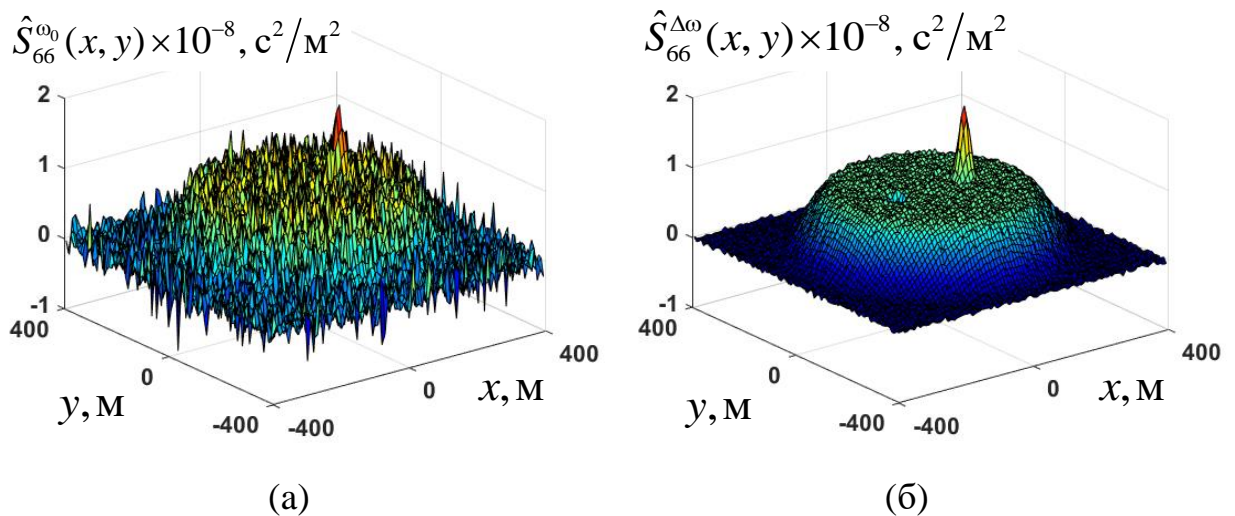


Рис. 9.7. Восстановленные на центральной частоте ω_0 значения оператора рассеяния шестой моды $\hat{S}_{66}^{\omega_0}(x, y)$ (а), результат усреднения $\hat{S}_{66}^{\Delta\omega}(x, y)$ в рассматриваемой полосе частот (б).

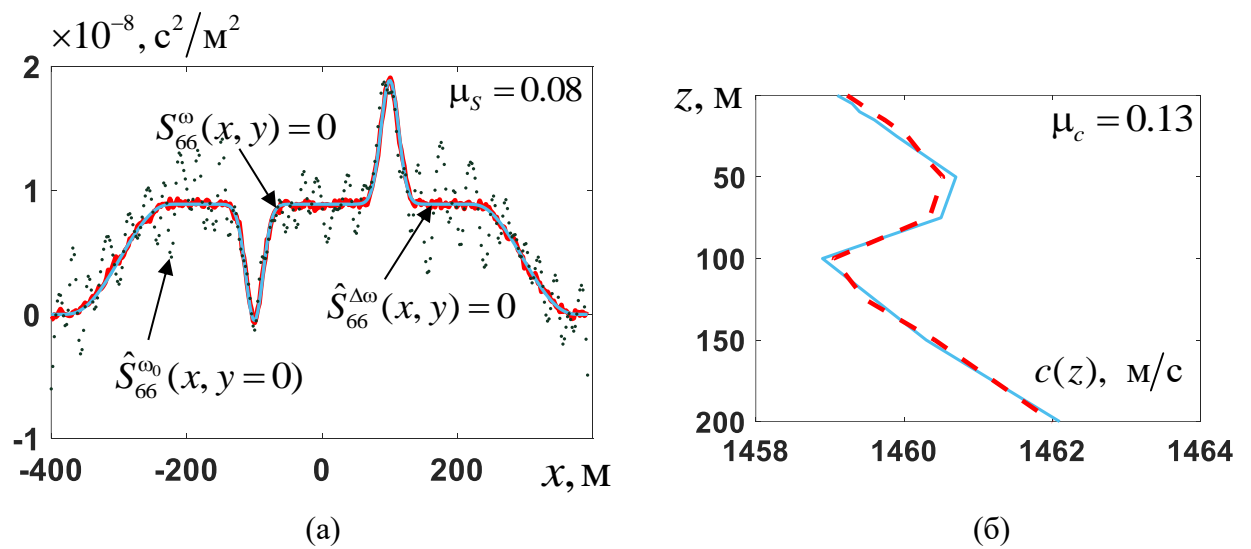


Рис. 9.8. Сечения исходного оператора $S_{66}^{\omega}(x, y=0)$ (синяя линия) и результатов его восстановления в монохроматическом $\hat{S}_{66}^{\omega_0}(x, y=0)$ (линия в виде точек) и многочастотном $\hat{S}_{66}^{\Delta\omega}(x, y=0)$ (красная линия) режимах зондирования (а); истинный профиль скорости звука в центре акватории (синяя сплошная линия) и результат его восстановления (красный пунктир) по данным в виде $\hat{S}_{mn}^{\Delta\omega}$, полученным для шести мод $n = 1, \dots, 6$.

частотам, так и по разным зондирующим импульсам, т.е. по разным измерениям, предполагая, что за время проведения серии излучений параметры исследуемой акватории изменяются незначительно. В итоге, для восстановления нормированной функции рассеивателя используются усредненные в полосе частот значения оператора $S_{mn}^{\Delta\omega}(x, y)$.

На рис. 9.7б, 9.8а представлены результаты численного моделирования полихроматического решения с учетом зашумления данных рассеяния в виде полей $\tilde{\Phi}_n(x, y)$. Результаты получены по набору из 80 частот в полосе с центральной частотой $f_0 = 80$ Гц в диапазоне от 76 Гц до 84 Гц. Как видно, на рис. 9.8, полихроматическая оценка позволяет восстановить с хорошей точностью мелкомасштабную структуру неоднородности $S_{mn}^{\Delta\omega}(x, y)$ по зашумленным данным. Однако при восстановлении вертикальной структуры функции рассеивателя по данным $S_{mn}^{\Delta\omega}(x, y)$, содержащим ошибку $\mu_s = 0.08$, приемлемой точности реконструкции получить не удалось. Это связано с

низкой обусловленностью матрицы системы уравнений (9.12), а также слабо отличающимися друг от друга элементами правой части. Сложившаяся ситуация объясняется практически одинаковым вкладом рассматриваемых мод разных номеров в восстановление вертикальной зависимости, т.е. операторы $S_m^{\Delta\omega}(x, y)$ близки друг к другу для мод разных номеров и не дают существенно новой информации при решении системы (9.12). Полученный результат иллюстрирует ограниченность возможностей восстановления вертикальной структуры неоднородностей по данным в виде $S_m^{\Delta\omega}(x, y)$. Важно, что сами операторы рассеяния $S_m^{\Delta\omega}(x, y)$ восстанавливаются при этом с хорошей точностью, что позволяет локализовать неоднородности в горизонтальной плоскости с приемлемым пространственным разрешением по зашумленным данным рассеяния. В качестве возможного пути улучшения результатов восстановления в вертикальной плоскости может рассматриваться многократное облучение области томографирования в предположении, что за время наблюдений характеристики среды не изменяются существенным образом, а помехи для каждого сеанса излучения независимы. В реальной ситуации, после размещения приемоизлучающих систем, мониторинг проводится регулярно с помощью зондирующих импульсов [120 – 122]. Это позволяет накопить дополнительные исходные данные. Например, при использовании трех сеансов облучения при рассмотрении мод тех же номеров в том же интервале частот, что и ранее, удастся снизить ошибку восстановления профиля скорости звука до величины $\mu_c = 0.13$ (рис. 9.8б).

В итоге, 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

предложено использовать функции Карунэна-Лозва, что позволяет уменьшить количество неизвестных при решении обратной задачи. Показано, что предложенная схема обладает высокой разрешающей способностью в горизонтальной плоскости. Модельные результаты иллюстрируют возможность достижения приемлемой помехоустойчивости разработанной схемы при использовании широкополосного режима зондирования и серии повторяющихся экспериментов.

Дальнейшее увеличение помехоустойчивости решения обратной задачи возможно при восстановлении рассеивателей в многоканальном режиме, когда взаимодействие мод существенно и результат такого взаимодействия регистрируется в эксперименте. В этом случае недиагональные значения операторов межмодового взаимодействия несут в себе дополнительные данные рассеяния, для регистрации которых не требуется ни расширять полосу частот, ни проводить дополнительные сеансы сканирования. Более того, учет многоканального рассеяния позволяет восстанавливать такие неоднородности, которые весьма слабо искажают падающее поле, и могут быть неразличимы на фоне шумов, но при этом вызывают сильное взаимодействие мод. В общем случае, это приводит к задаче восстановления рассеивателей, являющихся борновскими, но при этом вызывающие сильное межмодовое взаимодействие. Подобного рода задачи требуют расширения традиционной классификации рассеивателей на слабые (борновские), средней силы и сильные [154] с учетом эффектов многоканального рассеяния.

Раздел 9.2. Неадиабатическая модовая томография океана.

В данном разделе численно исследуется схема неадиабатической модовой томографии, основанная на многоканальном функционально-аналитическом алгоритме [138], который позволяет восстанавливать недиагональные элементы оператора рассеяния $S_{mn}(x, y)$. После этого, аналогично результатам

Раздела 9.1, по данным в виде $S_{nm}(x, y)$ восстанавливаются пространственные распределения функции рассеивателя и скорости звука. Обсуждаются преимущества многоканального режима зондирования.

Для учета межмодового взаимодействия при решении обратной задачи 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 (9.2) для мод, преобразуется к виду:

$$\nabla^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) + k_0^2 \Phi_n(\mathbf{r}; \omega_j) = V_{nm}(\mathbf{r}, \omega_j) \Phi_m(\mathbf{r}; \omega_j). \quad (9.18)$$

Представление (9.18) 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 [138]. 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} . Решению прямой задачи основано на уравнениях типа Липпмана-Швингера, аналогичных (9.15), (9.16):

$$\begin{aligned} \Phi_n(x, y) = & \Phi_{0n}(x, y) + \int_{\mathbb{R}} G_{0n}(x, y; x', y') S_{nm}(x', y') \Phi_m(x', y') dx' dy' - \\ & - 2i \int_{\mathbb{R}} G_{0n}(x, y; x', y') \mathbf{A}_{nm}(x', y') \nabla \Phi_m(x', y') dx' dy', \end{aligned} \quad (9.19)$$

$$\begin{aligned} \nabla \Phi_n(x, y) = & \nabla \Phi_{0n}(x, y) + \int_{\mathbb{R}} \nabla G_{0n}(x, y; x', y') S_{nm}(x', y') \Phi_m(x', y') dx' dy' - \\ & - 2i \int_{\mathbb{R}} \nabla G_{0n}(x, y; x', y') \mathbf{A}_{nm}(x', y') \nabla \Phi_m(x', y') dx' dy'. \end{aligned}$$

Получаемая после дискретизации интегральных уравнений (9.19) итоговая система линейных уравнений позволяет оценить все неизвестные поля Φ_n (дополнительно и производные этих полей $\nabla \Phi_n$) рассматриваемых мод в волновой постановке с учетом трехмерных эффектов рассеяния, связанные как с распространением мод в неоднородном океане (включая горизонтальную рефракцию), так и с межмодовым взаимодействием.

Следует отметить, что в неадиабатическом случае, при решении прямой задачи необходимо учитывать нераспространяющиеся моды (неоднородные волны), так как возможна ситуация, когда неоднородная волна, перерассеившись на неоднородности среды, передаст энергию распространяющейся моде более низкого номера. Рассматриваемое решение обратной задачи не учитывает неоднородные волны, поэтому при численном моделировании далее рассматривается такой случай разнесения в пространстве приемо-передающих систем и расположение области локализации неоднородностей, когда влиянием неоднородных волн на принимаемое поле можно пренебречь. Другая особенность алгоритма заключается в наличии добавки $[k_0^2 - k_{0n}^2]$ в диагональных членах $V_{nn}(x, y)$ восстанавливаемого оператора. Присутствие этой добавки оказывается критическим для восстановления $V_{nn}(x, y)$, так как относительный набег фазы через такой рассеиватель резко увеличивается с ростом номера моды [109, 114], что приводит к неудовлетворительным результатам восстановления диагональных элементов мод высших номеров (рис. 9.11). В

то же время, в связи с обнулением этой добавки $[k_0^2 - k_{0m}^2] \delta_{mn}$ при $n \neq m$ для недиагональных элементов $V_{nm}(x, y)$, точность их восстановления остается достаточно высокой (рис. 9.11).

Ниже представлены результаты численного моделирования монохроматической обратной задачи в отсутствии шумов в исходных данных для следующих параметров: частота излучения $f = 187.5$ Гц (длина волны $\lambda = 8$ м); невозмущенный волновод выбирался изоскоростным со скоростью звука в водном слое $c_0 = 1500$ м/с, с постоянной глубиной $H = 45$ м и граничными условиями Дирихле на верхней границе и Неймана – на нижней; число распространяющихся мод $N = 11$. Для оценки точности восстановления значений операторов $V_{nm}(x, y)$ дополнительно к введенным ранее невязкам μ_s, μ_v, μ_c , рассчитываются значения

$$\mu_v \equiv \sqrt{\int_{V_s} |\hat{V}_{nm}(\mathbf{r}) - V_{nm}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}} / \sqrt{\int_{V_s} |V_{nm}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad \text{где} \quad \hat{V}_{nm}(\mathbf{r}) \equiv \hat{V}_{nm}(x, y) \quad -$$

восстановленное значение оператора рассеяния в точке (x, y) .

Возмущенная гидрология задается в виде $c(x, y, z) = \Gamma(x, y)c(z)$, где $\Gamma(x, y) = \exp[-(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 / \sigma_{xy}^2]$, $c(z) = c_0 + \Lambda_0 \exp[-(z - z_0)^2 / \sigma_0^2]$, $x_0 = y_0 = 3$ м, $\sigma_{xy} = 8$ м, $\sigma_0 = 2$ м, $\Lambda_0 = 30$ м/с (рис. 9.9). В итоге, функция рассеивателя в горизонтальной плоскости имеет медленно меняющуюся гауссову форму (рис. 9.11), исключаящую неадиабатические эффекты, при этом в вертикальной плоскости присутствует ярко выраженный всплеск (рис. 9.10), который и определяет сильное взаимодействие мод. Рассматриваемый рассеиватель является борновским – для всех рассматриваемых мод дополнительный набег фазы, который он вызывает, не превышает $\approx 0.1\pi$. Выбор такого вида рассеивателя не случаен – демонстрируется важность учета при решении обратной задачи не только силы рассеивателя, как это делается в традиционных акустических

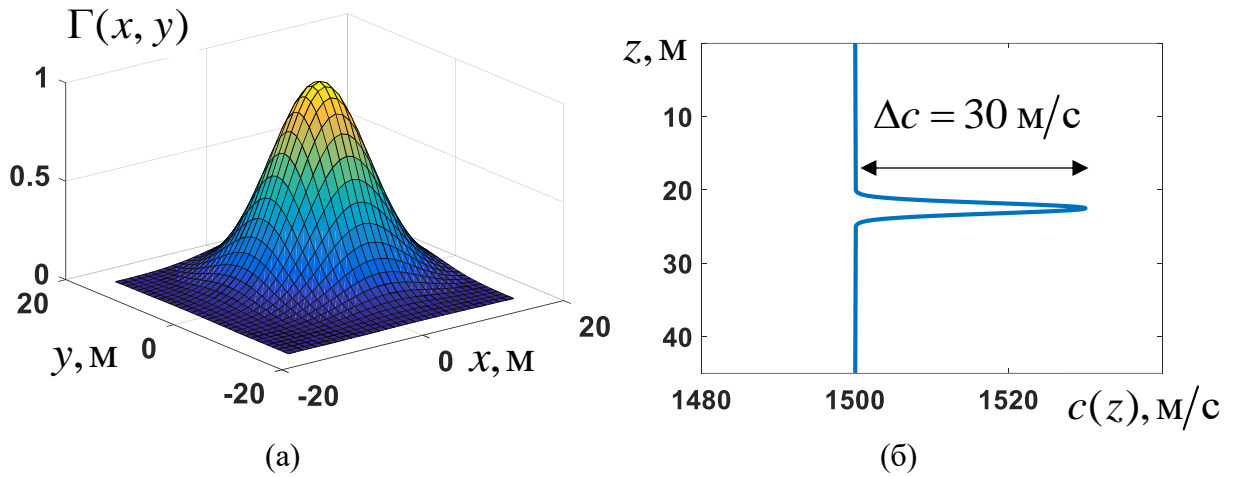


Рис. 9.9. Распределение в горизонтальной плоскости возмущения скорости звука $\Gamma(x, y)$ (а); профиль скорости звука $c(z)$ в центре неоднородности $\Gamma(x, y)$ (б).

подходах [154], но и неадиабатические эффекты, которые восстанавливаемый рассеиватель в общем случае может вызывать.

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.

Основные этапы реализации трехмерного восстановления в многоканальном режиме те же, что и в адиабатическом случае, подробно рассмотренном в *Разделе 9.1*. Функция рассеивателя $v(x, y, z)$ раскладывается

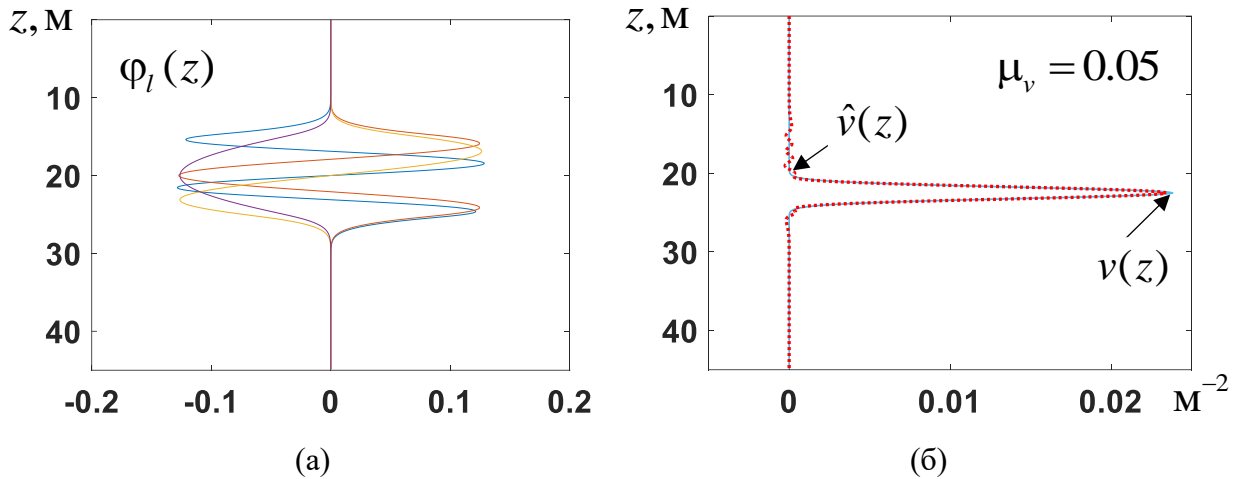


Рис. 9.10. Набор эмпирических ортогональных функций $\varphi_l(z)$ (а) и результат разложения $\hat{v}(z)$ функции рассеивателя $v(z)$ по данному набору (б).

по функциям Карунена-Лоэва [А 1, 199] для построения которых рассматривалось семейство гидрологий вида $c_b(z) = c_0 + \Delta c_b(z)$, $b = 1, \dots, B$, где возмущения скорости задавались в виде $\Delta c_b(z) = \Lambda_b \exp\left[-(z - z_b)^2 / \sigma_b^2\right]$ и вычислялись для различных значения параметров Λ_b , z_b , σ_b из областей их изменений $\Lambda_b \in [-50 \text{ м/с}, 50 \text{ м/с}]$, $z_b \in [20 \text{ м}, 30 \text{ м}]$, $\sigma_b \in [1 \text{ м}, 10 \text{ м}]$. По полученному набору $c_b(z)$ рассчитывались функции рассеивателя $v_b(z)$, которые использовались для построения выборочной корреляционной матрицы $K_{ik} = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B v_b(z_i) v_b(z_k)$. Собственные векторы этой матрицы

являются дискретизованными по глубине функциями Карунэна-Лоэва. В качестве примера, на рис. 9.10а изображены первые 4 функции К.-Л., соответствующие наибольшим собственным значениям матрицы K . В отличие от (9.10) сейчас используется вариант разложением с нулевым средним значением $\bar{v}(z) = 0$: $v(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \alpha_l(x, y) \varphi_l(z)$. Для восстановления

зависимости функции рассеивателя от глубины используются операторы $V_{nm}(x, y)$, оцененные с помощью функционально-аналитического алгоритма

[138]. Для фиксированной точки (x, y) в горизонтальной плоскости рассматривается следующая система уравнений относительно неизвестных коэффициентов α_l , аналогичная (9.11), (9.12):

$$V_{nm} = \sum_{l=1}^L \alpha_l \int_0^H \Psi_{0n}(z) \varphi_l(z) \Psi_{0m}(z) dz + [k_0^2 - k_{0n}^2] \delta_{nm}. \quad (9.20)$$

В матричном виде (9.20) принимает следующий вид:

$$\begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{12} \\ \vdots \\ S_{1N} \\ S_{21} \\ S_{22} \\ \vdots \\ S_{2N} \\ \vdots \\ S_{N1} \\ S_{N2} \\ \vdots \\ S_{NN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_1^{11} & B_2^{11} & \dots & B_L^{11} \\ B_1^{12} & B_2^{12} & \dots & B_L^{12} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ B_1^{1N} & B_2^{1N} & \dots & B_L^{1N} \\ B_1^{21} & B_2^{21} & \dots & B_L^{21} \\ B_1^{22} & B_2^{22} & \dots & B_L^{22} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ B_1^{2N} & B_2^{2N} & \dots & B_L^{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ B_1^{N1} & B_2^{N1} & \dots & B_L^{N1} \\ B_1^{N2} & B_2^{N2} & \dots & B_L^{N2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ B_1^{NN} & B_2^{NN} & \dots & B_L^{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_L \end{pmatrix}, \quad (9.21)$$

где $B_l^{nm} = \int_0^H \Psi_n(z) \varphi_l(z) \Psi_m(z) dz$ и учтено, что $S_{nm} = V_{nm} - [k_0^2 - k_{0n}^2] \delta_{nm}$, δ_{nm} – символ Кронекера.

Решение системы (9.21) 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 $\hat{v}(x, y, z)$:

$$\hat{v}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L \hat{\alpha}_l(x, y) \varphi_l(z). \quad (9.22)$$

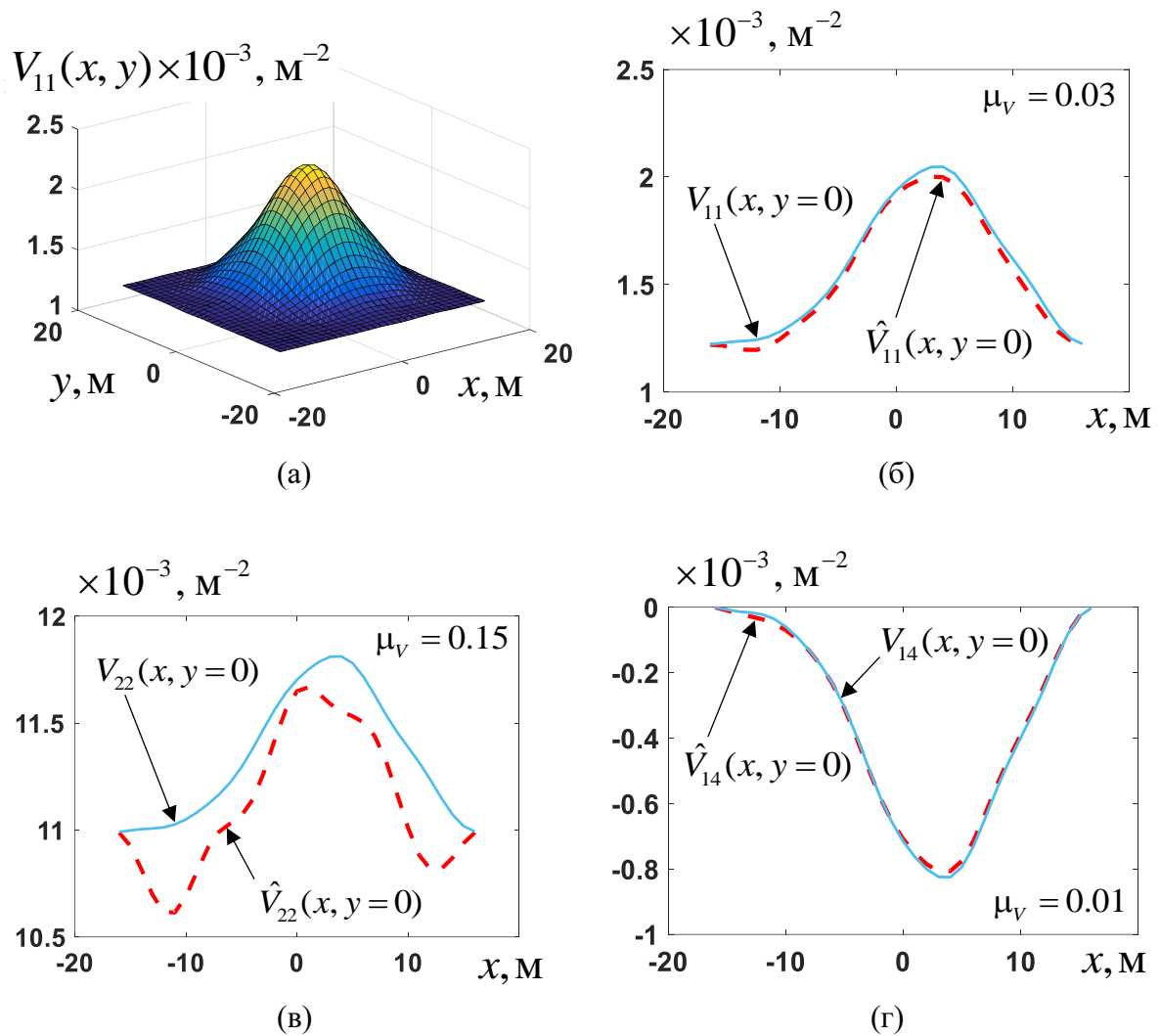


Рис. 9.11. Истинное распределение в горизонтальной плоскости значений оператора $V_{11}(x, y)$ (а) его центральное сечение $V_{11}(x, y=0)$, а также сечение оценки $\hat{V}_{11}(x, y=0)$ (б); аналогичные сечения для V_{22} (в) и V_{14} (г).

Исключив из рассмотрения в (9.21) все строки, соответствующие диагональным элементам S_{mm} , удастся получить обусловленность матрицы решаемой системы уравнений лучше, чем при адиабатическом восстановлении только по диагональным элементам. Например, для случая 11 мод и 10 функций К.-Л., матрица в (9.21), составленная только из строк, соответствующих диагональным элементам S_{mm} (адиабатический случай), имеет размерность 11×10 и обусловленность $\approx 4 \cdot 10^8$; в случае же рассмотрения только недиагональных элементов $S_{nm}, n \neq m$, размерность

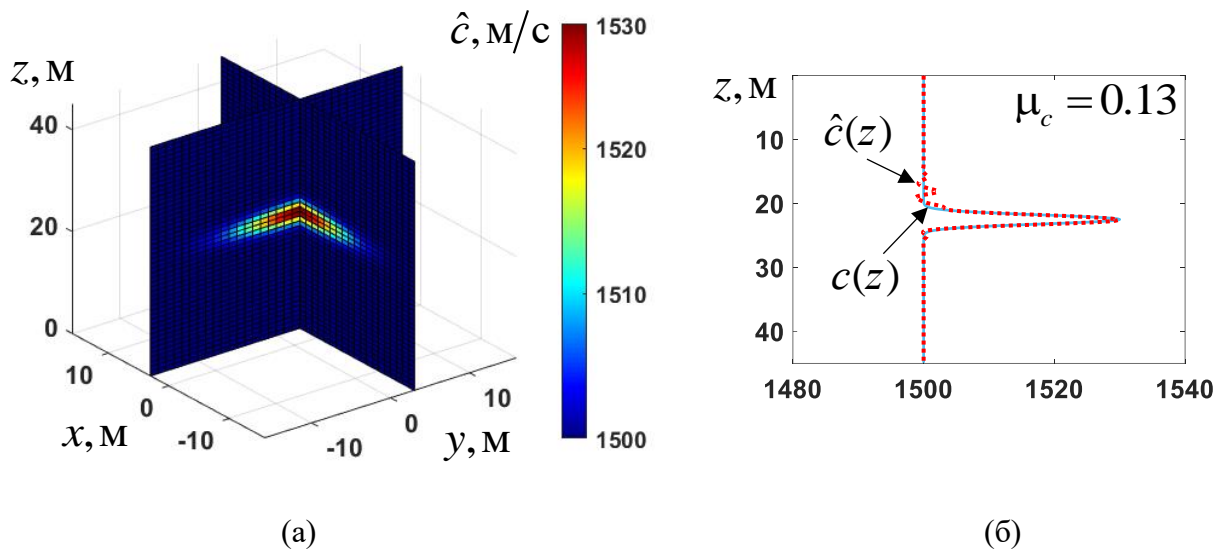


Рис. 9.12. Многочастотная оценка пространственного распределения скорости звука $\hat{c}(x, y, z)$, восстановленная по зашумленным данным (а); истинный $c(x=0, y=0, z)$ и восстановленный $\hat{c}(x=0, y=0, z)$ профили в центре неоднородности (б).

матрицы становится равной 55×10 , а обусловленность $\approx 4 \cdot 10^2$. Это может быть полезным в случае, когда в волноводе распространяется малое число мод, а многоканальное рассеяние проявляется заметно. Тогда учет неadiaбатических эффектов может обеспечить необходимое количество исходных данных для решения системы уравнений (9.21) с последующим восстановлением функции рассеивателя (9.22). На рис. 9.12 представлены результаты численного моделирования восстановления скорости звука по данным, использующим недиагональные элементы оператора V_{nm} , восстановленные с помощью зашумленных полей отдельных мод $\Phi_n(x, y)$, измеренных на границе области томографирования $(x, y) \in Y$. Уровень шума, как и в Разделе 9.2. составлял $\sigma_{ns} = 0.15 \langle \Phi_n(x, y) \rangle$; аналогично проводилось усреднение по 80 частотам, но теперь в диапазоне от 187.5 Гц до 214.3 Гц (длины волн от 7 м до 8 м) без дополнительных сеансов зондирования. На рис. 9.12 видно, что предложенная схема позволяет получить решение обратной задачи с высоким пространственным разрешением по зашумленным

данным при этом не прибегая к использованию диагональных V_{mn} элементов оператора межмодового взаимодействия. Исследования методов, способных учитывать и диагональные члены, представляют большой интерес, так как такие методы позволят расширить класс решаемых задач и дополнительно улучшить помехоустойчивость. Для рассматриваемого рассеивателя восстановление диагональных элементов V_{mn} может быть основано на борновском многоканальном приближении, однако подробное рассмотрение этой возможности выходит за рамки настоящей работы. Следует отметить, что в отсутствие шумов, для восстановления рассматриваемой неоднородности достаточно данных рассеяния на одной частоте $f = 187.5$ Гц (длина волны $\lambda = 8$ м), при этом точность восстановления соответствует разложению по используемым функциям К.-Л. (рис. 9.10).

Следует отметить ограничения применения представленной схемы трехмерной томографии океана в реальном эксперименте, связанные в первую очередь, с техническими сложностями излучения и приема мод заданных номеров. Как правило, для этих целей используются вертикальные антенны, которые искривляются подводными течениями и не перекрывают весь океанический волновод по глубине, что делает задачу получения требуемого количества данных рассеяния в виде полей мод разных номеров Φ_n трудной, но выполнимой, например, на основе разработанных алгоритмических подходов [А 26, А 27]. Кроме этого, требуется сравнительно большое количество излучающих преобразователей на границе томографируемой области. Это ограничение может быть снято при совместном использовании итерационных методов решения обратных задач рассеяния [154, 316] и рассматриваемых функционально-аналитических алгоритмов [А 24].

В итоге, теоретически разработана и численно реализована схема модовой неадиабатической томографии мелкого моря, основанная на многоканальном варианте функционально-аналитического алгоритма.

Проиллюстрированы возможности решения обратной задачи по данным, учитывающим многоканальное рассеяние 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 искажать 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 привлечения дополнительных процедур регуляризации, обладающее при этом приемлемой помехоустойчивостью и высоким пространственным разрешением.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

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

- А 1. Буров В.А., Сергеев С.Н., **Шуруп А.С.** Трехмерная 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 13. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С.* Исследование геогидроакустических 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)**
- A 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)**

- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**

- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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)**
- A 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. *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.
- А 43. *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.

- А 44. *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.
- А 45. *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.
- А 46. *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.
- А 47. *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.
- А 48. *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.
- А 49. *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.
- А 50. *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.

- А 51. *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.
- А 52. *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.
- А 53. *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.
- А 54. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Жостков Р.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С., Лиходеев Д.В., Агафонов В.М.* Геогидроакустический шумовой мониторинг подледных акваторий северных морей // Наука и технологические разработки. 2017. Т. 96. № 3. С. 31-46.
- А 55. *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.

Публикации в сборниках трудов конференций:

- А 56. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Представление и восстановление океанических неоднородностей в нестандартных базисах // Доклады X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XIV сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2004. С. 193 – 196.
- А 57. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Представление и восстановление двумерных океанических течений и вихрей в мозаичном базисе // Доклады

- XVI сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2005. С. 254 – 258.
- A 58. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Acoustical tomography of the nonuniform and moving ocean in non-standard basis // Proc. of 8th European Conference on Underwater Acoustics. Carvoeiro. 2006. P. 669-675.
- A 59. *Буров В.А., Грачева Т.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Томографическое восстановление комбинированных рефракционно-кинетических неоднородностей в океане // Доклады XIX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2007. С. 307-311.
- A 60. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* The basis choice and the reconstruction of combined refractive-kinetic inhomogeneities in the problems of ocean acoustic tomography // Proc. of 9th European Conference on Underwater Acoustics. Paris. 2008. P. 587–592.
- A 61. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* The passive mode tomography of the ocean using data from short vertical arrays bent by the ocean currents // Proc. of 9th European Conference on Underwater Acoustics. Paris. 2008. P. 623–628.
- A 62. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Использование коротких искривленных антенн в пассивной томографии океана // Доклады XX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2008. С. 286-290.
- A 63. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Использование информации об углах прихода сигнала в акустической томографии океана // Доклады XII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XXI сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2009. С. 224 – 227.
- A 64. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Robust and easy to implement ocean acoustic tomography scheme // Proc. of 9th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics. Germany. 2009. P. 385–394.
- A 65. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Численная реализация схемы пассивной акустической томографии океана на основе измерения

- горизонтальной рефракции мод // Доклады XXII сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2010. С. 229-232.
- A 66. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Active and passive horizontal refraction ocean tomography // Proc. of 10th European Conference on Underwater Acoustics. Turkey. 2010. P. 325–333.
- A 67. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* The ocean acoustic tomography scheme with simplified requirements for its practical implementation // Proc. of 10th European Conference on Underwater Acoustics. Turkey. 2010. P. 335–340.
- A 68. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Акустическая томография океана как обратная задача рассеяния с неизвестными параметрами данных рассеяния // Труды 53 научной конференции МФТИ. 2010. Часть VII. Т.1. С. 43 – 45.
- A 69. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Ocean flows visualization // PSFVIP-8: The 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, 2011. Ed. I.A.Znamenskaya. Moscow: Moscow State University, 2011. PSFVIP8-068.
- A 70. *Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Восстановление параметров дна мелкого моря методами акустической томографии // Доклады XIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, совмещённой с XXIII сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС. 2011. С.182-186.
- A 71. *Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Пассивная томография океана при неизвестном расположении антенн // Труды XIII Всероссийской школы-семинара “Физика и применение микроволн”. Звенигород, Московская область, 23-28 мая 2011. Секция 11 “Спектроскопия, диагностика и томография”. М.: ООП физич. ф-та МГУ, 2011. С.14-18.
- A 72. *Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Восстановление океанических потоков методами акустической томографии // Сборник трудов XXIV сессии Российского Акустического Общества. Т.2. М.: ГЕОС,

2011. С.174-177.

- A 73. Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Акустическая томография импеданса и рельефа дна в мелком море // Сборник трудов XXIV сессии Российского Акустического Общества. Т.2. М.: ГЕОС, 2011. С.177-181.
- A 74. Burov V.A., Prudnikova A.V., Sergeev S.N., Shurup A.S. Ocean imaging by acoustic tomography methods // *Acoustical Imaging*. Eds. A.Nowicki, J.Litniewski and T.Kujawska. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer. 2012. V.31. P.425-435.
- A 75. Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Prudnikova A.V. Passive ocean tomography with mode selections // *Proc. of 10th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics (ICTCA)*. Taipei, Taiwan: National Taiwan University. Ed. Chi-Fang Chen. 2011. P.80-90.
- A 76. Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Применение методов акустической томографии океана для оценки характеристик дна мелкого моря // Труды 54-й научной конференции МФТИ. Том 1. М: МФТИ, 2011. С. 20-21.
- A 77. Буров В.А., Прудникова А.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В. Восстановление рельефа жесткого дна и профиля скорости звука в мелком море методами акустической томографии // Труды XIII Всероссийской школы-семинара “Физика и применение микроволн”. Звенигород, Московская область, 21-26 мая 2012. Секция 5 “Спектроскопия, диагностика и томография”. М.: ООП физич. ф-та МГУ, 2012. С.13-16.
- A 78. Буров В.А., Шуруп А.С., Зотов Д.И., Румянцева О.Д. Строгое решение двумерной задачи акустической томографии на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова // Труды XIII Всероссийской школы-семинара “Физика и применение микроволн”. Звенигород, Московская область, 21-26 мая 2012. Секция 5 “Спектроскопия, диагностика и томография”. М.: ООП физич. ф-та МГУ, 2012. С.17-20.

- A 79. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Rumyantseva O.D.* Application of functional-analytical Novikov algorithm for the purposes of ocean tomography // Proc. of 11th European Conference on Underwater Acoustics. Edinburgh. 2012. P. 317–322.
- A 80. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Scherbina A.V.* Tomographic inversion of bottom parameters in shallow water // Proc. of 11th European Conference on Underwater Acoustics. Edinburgh. 2012. P. 1828–1835.
- A 81. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В.* Акустическая томография в условиях влияния дна // Сборник трудов XXV сессии Российского Акустического Общества. Т.2. М.: ГЕОС, 2012. С. 225-228.
- A 82. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Численная модель акустической томографии на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова, использующего данные от точечных преобразователей // Сборник трудов XXV сессии Российского Акустического Общества. Т.2. М.: ГЕОС, 2012. С.229-232.
- A 83. *Буров В.А., Зотов Д.И., Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Решение задачи акустической томографии функционально-аналитическим алгоритмом Новикова по данным от точечных преобразователей // Труды 53-й научной конференции МФТИ. Том 1. М: МФТИ, 2012. С. 37.
- A 84. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Perspectives for Use of Functional-Analytical Novikov's Algorithm in Ocean Tomography // Advances in ocean acoustics. Proceedings of the 3rd international conference on ocean acoustics (OA2012). Eds. Jixun Zhou, Zhenglin Li, Jeffrey Simmen. Melville, New York: AIP, 2012. V.1495. P. 353-359.
- A 85. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Scherbina A.V.* Estimation of bottom parameters in shallow water acoustic tomography // Advances in ocean acoustics. Proceedings of the 3rd international conference on ocean acoustics (OA2012). Eds. Jixun Zhou, Zhenglin Li, Jeffrey Simmen. Melville, New York: AIP, 2012. V.1495. P. 481-485.

- А 86. Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. О возможности томографии океана по данным с одиночных гидрофонов донной антенны // XXVI Сессия РАО, совмещенная с XIV школой-семинаром им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2013. С.162-165.
- А 87. Буров В.А., Шуруп А.С., Зотов Д.И., Румянцева О.Д. Возможности функционального подхода при обработке томографических данных рассеяния // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. Выпуск 6: 6-я Международная конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (ARMIMP-2013). 2013. С. 84 – 88.
- А 88. Преснов Д.А., Разин А.В., Собисевич А.Л., Шуруп А.С. Влияние неоднородных структур нижних слоев атмосферы на условия трансформации сейсмоакустических полей // Труды 1-ой Всероссийской акустической конференции, совмещенной с 28 сессией Российского акустического общества. Москва, 2014. Секция – Геоакустика. С. 21–28.
- А 89. Шуруп А.С., Румянцева О.Д. Численное моделирование функционального подхода для восстановления векторных полей в акустической томографии // Труды 57-й научной конференции МФТИ с международным участием. Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики. Управление и прикладная математика. Москва-Долгопрудный-Жуковский: МФТИ, 2014. Т.1. С. 36–38.
- А 90. Burov V.A., Shurup A.S., Zotov D.I., Rumyantseva O.D. Possibility for application of functional methods in acoustic tomography problems // Acoustical Imaging. Ed. Gan Woon Siong. Singapore: Research Publishing Services, 2015. V. 32. P. 25–30.
- А 91. Sergeev S.N., Shurup A.S., Scherbina A.V., Mukhanov Y.P. Possibility of acoustic noise interferometry applications for passive remote sensing in shallow

- water // Journal of the Acoustical Society of America (ASA meeting). 2015. V. 137. No. 4. P. 2242.
- A 92. *Sergeev S.N., Shurup A.S., Scherbina A.V.* Simulated joint reconstruction of shallow water features using acoustic tomography methods // Journal of the Acoustical Society of America (ASA meeting). 2015. V. 137. No. 4. P. 2440.
- A 93. *Shurup A.S., Sergeev S.N., Goncharov V.V., Vedenev A.I., Godin O.A., Zobotin N.A., Brown M.G.* Retrieval of deterministic normal modes from cross-correlations of acoustic noise in shallow water // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2015. V. 24. N 1. 070007.
- A 94. *Goncharov V.V., Vedenev A.I., Shatravin A.V., Shurup A.S., Sergeev S.N., Godin O.A., Zobotin N.A., Brown M.G.* Tomographic inversion of measured cross-correlations of ambient noise in shallow water using the ray theory // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2015. V. 24. N 1. 070005.
- A 95. *Зотов Д.И. Шуруп А.С., Румянцева О.Д.* Восстановление векторных акустических неоднородностей при численном моделировании и экспериментальной реализации // Труды школы-семинара “Волны-2016”. 2016. С. 67–70.
- A 96. *Преснов Д.А., Жостков Р.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л., Лиходеев Д.В., Белобородов Д.Е., Передерин Ф.В.* Натурные наблюдения сейсмоакустических волн в условиях покрытого льдом водоема // Труды школы-семинара “Волны-2016”. 2016. С. 42–46.
- A 97. *Жостков Р.А., Преснов Д.А., Шуруп А.С., Собисевич А.Л.* Сравнение микросейсмического зондирования и томографического подхода при изучении глубинного строения Земли // Труды школы-семинара “Волны-2016”. 2016. С. 48–51.
- A 98. *Веденев А.И., Шатравин А.В., Кочетов О.Ю., Гончаров В.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Эксперимент по акустическому зондированию мелкого моря с целью реконструкции параметров среды по активной и пассивной томографической схеме // XXIX Сессия РАО, совмещенная с XV школой-

- семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2016. С.180-183.
- A 99. *Веденев А.И., Годин О.А., Гончаров В.В., Заботин Н.А., Сергеев С.Н., Шатравин А.В., Шуруп А.С., Brown M.G.* Восстановление параметров мелкого моря в пассивной томографической схеме по данным эксперимента во Флоридском проливе // XXIX Сессия РАО, совмещенная с XV школой-семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2016. С.175-179.
- A 100. *Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Исследование отношения "сигнал/помеха" в схеме пассивного мониторинга по данным эксперимента в Баренцевом море // XXIX Сессия РАО, совмещенная с XV школой-семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2016. С.170-174.
- A 101. *Shurup A.S., Rummyantseva O.D.* Acoustic tomography of scalar and vector inhomogeneities based on the Novikov-Agaltsov algorithm // Quasilinear equations, inverse problems and their applications. Conference handbook and proceedings. Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny. 12 Sept. 2016 - 15 Sept. 2016.
- A 102. *Shurup A.S., Rummyantseva O.D.* Numerical modeling of functional algorithms for purposes of medical and ocean acoustic tomography problems // Quasilinear equations, inverse problems and their applications. Conference handbook and proceedings. Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny. 5 - 7 Dec. 2017.
- A 103. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Сейсмоакустическая модовая томография осадков, водной толщи и льда мелкого моря // Труды XXXII-ой сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС. 2018. С. 978-985.
- A 104. *Муханов П.Ю., Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Моделирование томографической инверсии функций взаимной корреляции шумов мелкого моря // Акустика океана. Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М.

- Бреховских, совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС. 2018. С. 247-250.
- А 105. *Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Шуруп А.С.* Натурные измерения векторно-фазовой структуры акустического поля в мелком водоеме // Акустика океана. Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС. 2018. С. 297-300.
- А 106. *Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.* Натурные наблюдения отдельных мод сейсмо-гидроакустического поля в условиях покрытого льдом водоема // Акустика океана. Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС. 2018. С. 357-360.
- А 107. *Лиходеев Д.В., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С.* Обзор геоакустических методов и аппаратурных средств двойного назначения, предназначенных для изучения Арктики // Труды XIV Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». ЛЕМА СПб. 2018. С. 315-319.
- А 108. *Зотов Д.И., Румянцева О.Д., Шуруп А.С.* Разделение составляющих акустического рассеивателя в полихроматическом режиме томографирования // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» («Волны-2018»). Секция «Спектроскопия и томография». 2018. С.37-40.
- А 109. *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.
- А 110. *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 // Труды XVI Всероссийской школы-семинара “Волны в неоднородных средах” (“Волны-2018”). Секция “Акустика неоднородных сред”. 2018. С. 18-20.
- А 111. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Жостков Р.А., Шуруп А.С., Груздев П.Д., Мореев А.Ю., Передерин Ф.В.* Экспериментальные исследования структуры низкочастотных геоакустических полей в ледовых условиях // Труды XIV Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». ЛЕМА СПб. 2018. С. 287-290.
- А 112. *Гончаренко Б.И., Медведева Е.В., Шуруп А.С.* Особенности формирования скалярно-векторных характеристик звукового поля в мелком пресном водоеме при прохождении шумового источника // Труды XXXII-ой сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС. 2019. С. 299-306.
- А 113. *Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Разделение мод морского волновода, образующегося на арктическом шельфе, методами шумовой интерферометрии // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2019»). Секция «Акустика и акустооптика». 2019. С. 125-127.
- А 114. *Красулин О.С., Шуруп А.С.* Моделирование функционального решения задачи адиабатической модовой томографии океана // Труды школы-семинара «Волны-2019». Спектроскопия, диагностика и томография. 2019. С. 27-30. С. 18-20.
- А 115. *Дмитриев К.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Пассивная томография океана методом шумовой интерферометрии // Доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества. ИО РАН г. Москва. 2020. С. 91-100.
- А 116. *Красулин О.С., Шуруп А.С.* Применение функционально-аналитического алгоритма для решения трехмерной задачи томографии океана // Доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXXIII сессией Российского

акустического общества. ИО РАН г. Москва. 2020. С. 122-127.

А 117. *Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Медведева Е.В., Шуруп А.С.*

Использование информации о скалярно-векторных характеристиках акустического поля при восстановлении параметров мелкого водоема // Доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества. ИО РАН г. Москва. 2020. С. 85-90.

А 118. *Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Выделение акустических мод

методами шумовой интерферометрии в зависимости от расстояния между приёмными гидрофонами // Доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества. ИО РАН г. Москва. 2020. С. 163-167.

Патент на изобретение:

А 119. *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 ЛИТЕРАТУРЫ

(нумерация литературы продолжает список публикаций автора)

120. *Munk W., Worcester P., Wunsch C.* Ocean Acoustic Tomography. Cambridge University Press, 1995. 433 p.
121. *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.
122. *Kaneko A., Zhu X.H., Lin J.* Coastal acoustic tomography. Elsevier. 2020. 362 p.
123. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
124. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
125. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
126. *Яновская Т.Б.* Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях. СПб.: Наука. 2015. 166 с.
127. *Калинин А.В., Калинин В.В., Пивоваров Б.Л.* Сейсмоакустические исследования на акваториях. М.: Недра, 1983. 204 с.
128. *Гончаров В. В., Куртенов В. М.* Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане. М.: Наука, 1987. С. 15 – 24.
129. *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 // Акуст. журнал. 2012. Т. 58. № 2. С. 227 – 236.
130. *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 // Акуст. журнал. 2019. Т. 65. № 1. С. 10 – 21.

131. Кузькин В.М., Луньков А.А., Пересёлков С.А. Частотные смещения максимумов звукового поля, вызванные интенсивными внутренними волнами // Акуст. журн. 2012. Т.58. №3. С. 342-349.
132. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Восстановление внутренних волн в океанических волноводах // Акуст. журн. 2009. Т.53. №5. С. 395-400.
133. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Восстановление пространственного спектра анизотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2009. Т.55. №2. С. 193-197.
134. Voronovich A. G., Shang E. C. Horizontal refraction modal tomography of the ocean with mode interactions //IEEE Journal of Oceanic Engineering. 1999. V. 24. No. 2. P. 224-231.
135. 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. No. 3. P. 459 – 471.
136. Буров В.А., Румянцева О.Д. Решение двумерной обратной задачи акустического рассеяния на основе функционально-аналитических методов // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 413–420.
137. Буров В.А., Вечерин С.Н., Морозов С.А., Румянцева О.Д. Моделирование точного решения обратной задачи акустического рассеяния функциональными методами // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 4. С.516 –536.
138. 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.
139. 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 // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 254–273.

140. *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.
141. *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.
142. *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.
143. *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.
144. *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.
145. *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.
146. *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.
147. *Алексеевко Н.В., Буров В.А., Румянцева О.Д.* Решение трехмерной обратной задачи акустического рассеяния. Модифицированный алгоритм Новикова // *Акустич. журн.* 2008. Т.54. № 3. С.469–482.
148. *Буров В.А., Алексеевко Н.В., Румянцева О.Д.* Многочастотное обобщение алгоритма Новикова для решения обратной двумерной задачи рассеяния // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 6. С. 784–798.
149. *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.

150. *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.
151. *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.
152. *Rouseff D., Winters K.B.* Two-dimensional vector flow inversion by diffraction tomography // *Inverse Problems*. 1994. V. 10. No. 3. P. 687 – 697.
153. *Norton S.J.* Fluid flow imaging by means of wide-band diffraction tomography // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 105. No. 5. P. 2717 – 2721.
154. *Буров В. А., Румянцева О. Д.* Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. II: Обратные задачи акустического рассеяния. М.: ЛЕНАНД, 2020, 2021. 768 с.
155. *Agaltsov A.D., Hohage T., Novikov R.G.* Monochromatic Identities for the Green Function and Uniqueness Results for Passive Imaging // *SIAM J. Appl. Math.* 2018. V. 78. No. 5. P. 2865–2890.
156. *Claustre H., Johnson K.S., Takeshita Y.* Observing the global ocean with biogeochemical-Argo // *Annual Review of Marine Science*. 2020. V. 12. P. 23 – 48.
157. *Zilberman N.V., Roemmich D.H., Gilson J.* Deep-Ocean Circulation in the Southwest Pacific Ocean Interior: Estimates of the Mean Flow and Variability Using Deep Argo Data // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. № 13. C. e2020GL088342.
158. *Sagen H., Sandven S., Dzieciuch M.* Evolution of Multipurpose Acoustic Observatories in the Arctic // *Conference: Arctic Observing Summit*. November 2018.
159. *Mikhalevsky P.N., Gavrilov A.N., Baggeroer A.B.* The transarctic acoustic propagation experiment and climate monitoring in the Arctic // *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. 1999. V. 24. № 2. P. 183-201.

160. *Ченурин Ю.А.* Эксперименты по подводной акустической томографии // Акуст. журнал. 2007. Т.53. № 3. С. 451-476.
161. Морские экспедиции. Трансарктика 2019. <https://www.aari.ru>
162. MOSAiC. www.mosaic-expedition.org
163. *Munk W.P., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale Monitoring // Deep-Sea Res. 1979. V. 26. P. 123-161.
164. *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.
165. *Roux P., Kuperman W.A., NPAL Group* Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V. 116. P. 1995 – 2003.
166. *Sabra K.G., Roux P., Thode A.M., D'Spain G.L., Hodgkiss W.S., Kuperman W.A.* Using ocean ambient noise for array self-localization and self-synchronization // IEEE J. Oceanic. Eng. 2005. V. 30. P. 338–347.
167. *Brown M.G., Godin O.A., Williams N.J., Zobotin N.A., Zobotina L., Banker G.J.* Acoustic Green's function extraction from ambient noise in a coastal ocean environment // Geophys. Res. Lett. V. 41. № 15. P. 5555–5562.
168. *Evers L.G., Wapenaar K., Heaney K.D., Snellen M.* Deep ocean sound speed characteristics passively derived from the ambient acoustic noise field // Geophys. J. Int. 2017. V. 210. P. 27–33.
169. *Lobkis O.I., Weaver R.L.* On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. P. 3011–3017.
170. *Weaver R.L., Lobkis O.I.* Elastic wave thermal fluctuations, ultrasonic waveforms by correlation of thermal phonons // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. P. 2611–2621.
171. *Snieder R.* Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 046610.

172. *Sabra K.G., Roux P., Kuperman W.A.* Emergence rate of the time-domain Green's function from the ambient noise cross-correlation function // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 118. P. 3524–3531.
173. *Woolfe K.F., Lani S., Sabra K.G., Kuperman W.A.* Monitoring deep-ocean temperatures using acoustic ambient noise // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 2878–2884.
174. *Woolfe K.F., Sabra K.G.* Variability of the coherent arrivals extracted from low-frequency deep-ocean ambient noise correlations // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. P. 521–532.
175. *Godin O.A., Zbotin N.A., Goncharov V.V.* Ocean tomography with acoustic daylight // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. № 13. L13605.
176. *Godin O.A., Brown M.G., Zbotin N.A., Zbotina L., Williams N.J.* Passive acoustic measurement of flow velocity in the Straits of Florida // *Geosci. Lett.* 2014. V. 1. P. 16.
177. *Harrison C.H., Siderius M.* Bottom profiling by correlating beam-steered noise sequences // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 123. № 3. P. 1282–1296.
178. *Li F., Yang X., Zhang Y., Luo W., Gan W.* Passive ocean acoustic tomography in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. V. 145. № 5. P. 2823-2830.
179. *Ball J.S., Godin O.A., Evers L.G., Lv C.* Long-range correlations of microseism-band pressure fluctuations in the ocean // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 206. № 2. P. 825–834.
180. *Tan T.W., Godin O.A., Brown M.G., Zbotin N.A.* Characterizing the seabed in the Straits of Florida by using acoustic noise interferometry and time warping // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. V. 146. № 4. P. 2321-2334.
181. *Воронович А.Г., Гончаров В.В., Никольцев А.Ю., Чепурин Ю.А.* Сравнительный анализ методов разложения акустического поля по нормальным волнам в волноводе: численное моделирование и натурный эксперимент // *Акуст. журнал.* 1992. Т.38. №4. С. 661–670.

182. *Зверев В.А., Стромков А.А., Хилько А.И.* Выделение мод сигнала в мелком море с помощью вертикальной антенной решетки // Акуст. журнал. 2006. Т.52. №6. С. 784–
183. *Гордиенко В.А., Ильичев В.И., Захаров Л.Н.* Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Наука, 1989. С. 223.
184. *Dosso S., Vinnins M., Heard G.* Source bearing estimation using ice-mounted geophones // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 113. № 4. P. 2213-2213.
185. *Годин О.А.* О возможном использовании акустической реверберации для дистанционного зондирования динамики океана // Акуст. журнал. 2012. Т. 58. № 1. С. 145-155.
186. *Буренин А.В., Моргунов Ю.Н., Стробыкин Д.С.* Экспериментальные исследования особенностей применения векторных приемников в задачах томографии океана // Акуст. журнал. 2007. Т. 53. № 6. С. 786-790.
187. *Зверев В.А., Салин Б.М., Стромков А.А.* Определение модового состава акустического поля в мелком море при одноточечном приеме сигнала // Акуст. журнал. 2005. Т. 51. № 2. С. 221-227.
188. *Tan T.W., Godin O.A., Katsnelson B.G., Yarina M.* Passive geoacoustic inversion in the Mid-Atlantic Bight in the presence of strong water column variability // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 6. EL453-EL459.
189. *Brown M.G., Godin O.A., Zang X., Bal J.S. I, Zabotin N.A., Zobotina L.Y., Williams N.J.* Ocean acoustic remote sensing using ambient noise: Results from the Florida Straits // Geophys. J. Int. 2016. V. 206. P. 574–589.
190. *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.
191. *Буров В.А., Румянцева О.Д.* Решение двумерной обратной задачи акустического рассеяния на основе функционально-аналитических методов // Акуст. журнал. 1992. Т. 38. № 3. С. 413-420.

192. *Wapenaar K., Draganov D., Robertsson J.O.A.* Seismic Interferometry: History and Present Status, Geophysics Reprint Series No. 26. Tulsa, Oklahoma: Society of Exploration Geophysics, 2008.
193. Кравчун П.Н., Тонаканов О.С. Влияние подводного течения на направленность линейной гидроакустической антенны // Вестник Московского Университета. Сер.3, Физика, Астрономия. 1991. Т. 32. №3. С. 99–102.
194. *Morley M.G., Dosso S.E., Chapman N.S.* Array element localization using ship noise // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V.125. N 3. P.1403–1409.
195. *Voronovich A.G., Ostashev V.E., et al.* Horizontal refraction of acoustic signals retrieved from the North Pacific Acoustic Laboratory billboard array data // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V.117. N 3. P.1527–1537.
196. *Voronovich A.G., Shang E.C.* Numerical simulation with horizontal-refraction-modal tomography. Part I. Adiabatic propagation // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V.101. N5. P.2636–2643.
197. *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.
198. *Буров В.А., Касаткина Е.Е.* Применение метода максимального правдоподобия к обработке сигналов с градиентного приемника // Акуст. журн. 1997. Т.43. №1. С. 22–25.
199. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шмелев А.А.* Возможность восстановления сезонной изменчивости мирового океана методами акустической томографии // Акуст. журн. 2007. Т.53. №3. С. 302–312.
200. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 208 с.
201. *Гончаров В.В., Иванов В.Н., Кочетов О.Ю., Курьянов Б.Ф., Серебряный А.Н.* Акустическая томография на шельфе черного моря // Акуст. журн. 2012. Т.58. №5. С. 614–622.

202. Акуличев В.А., Безответных В.В., Каменев С.И., Кузьмин Е.В., Моргунов Ю.Н., Нурденко А.В. Акустическая томография динамических процессов в шельфовой зоне моря с использованием сложных сигналов // Акуст. журн. 2002. Т.48. №1. С. 5–11.
203. 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.
204. Weaver R.L., Lobkis O.I. Ultrasonics without a source: Thermal fluctuation correlations at MHz frequencies // Physical Review Letters. 2001. V. 87. № 13. P. 134301.
205. Пескин М., Шредер Д. Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 784 с.
206. 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.
207. 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 акустического общества. М.: ГЕОС, 2006. С. 179-185.
208. 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.
209. Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика. М.: Издательство Московского университета, 1988. 160 с.
210. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Краснописцев Н.В., Некрасов В.Н. Векторно-фазовые методы и создание перспективных акустических систем нового поколения // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2014. № 2. С. 3-11.
211. Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н., Иванов В.Е. О волновых числах и разности

- фаз между компонентами звукового поля в трехслойном волноводе // Акуст. журн. 2002. Т. 25. №5. С. 507-514.
212. *Fried S.E., Walker S.C., Hodgkiss W.S., Kuperman W.A.* Measuring the effect of ambient noise directionality and split-beam processing on the convergence of the cross-correlation function // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. No. 3. P. 1824 – 1832.
213. *Гончаров В.В., Чепурин Ю.А., Годин О.А.* Пассивная акустическая томография океана при использовании антенн неизвестной формы // Акуст. журн. 2013. Т.59. №2. С. 193–201.
214. *Weaver R.L., Lobkis O.I.* Diffuse fields in open systems and the emergence of the greens function // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. N5. P. 2731-2734.
215. *Godin O.A., Zobotin N.A., Sheehan A.F., Collins J.A.* Interferometry of infragravity waves off New Zealand // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2014. V. 118. No. 2. P. 1103–1122.
216. *Bonnel 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.
217. *Godin O.A.* Passive characterization of underwater acoustic waveguides through interferometry of diffuse ambient noise // *Inter-Noise and Noise-Control Congress and Conf. Proc.* 2012. V. 2012. No. 5. P. 6704-6710.
218. *Baraniuk R.G., Jones D.L.* Unitary equivalence: a new twist on signal processing // *IEEE Trans. Signal Processing.* 1995. V. 43. No. 10. P. 2269 – 2282.
219. *Bonnel J., Dosso S.E., Chapman N.R.* Bayesian geoacoustic inversion of single hydrophone light bulb data using warping dispersion analysis // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. No. 1. P. 120–130.
220. *Godin O.A., Ball J.S., Brown M.G., Zobotin N.A., Zobotina L.Y., Zang X.* Application of time-warping to passive acoustic remote sensing // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 137. No. 4. P. 2362.

221. *Krylov A.S., Nasonov A.V.* 3D Image Sharpening by Grid Warping // Lecture Notes in Computer Science. 2015. V. 9242. P. 441-450.
222. *Shang E., Wang Y.* Tomographic inversion of the El Nino profile by using a matched-mode processing (MMP) method // IEEE J. Oceanic Engineering. 1994. V. 19. No. 2. P. 208 – 213.
223. *Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Лазарев В.А., Малеханов А.И., Петухов Ю.В., Романова В.И., Хилько А.И.* Реконструкция параметров осадочных слоев морского дна мелкого моря с использованием широкополосных сейсмоакустических источников // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 354 – 362.
224. *Дынкин А.А.* Международное сотрудничество в Арктике: риски и возможности // Вестник Российской Академии Наук. Т. 85. № 5-6. 2015. С. 404-412.
225. Преодолевая холод. Интересы и политика стран Азиатско-Тихоокеанского региона в Арктике: вызовы и возможности для России / под ред. В.Л. Ларина, С.К. Песцова. Владивосток: ИИАЭ ДВО РАН, 2017. 400 с.
226. *Лаверов Н.П., Лобковский Л.И., Кононов М.В., Добрецов Н.Л., Верниковский В.А., Соколов С.Д., Шипилов Э.В.* Геодинамическая модель развития Арктического бассейна и примыкающих территорий для мезозоя и кайнозоя и внешняя граница континентального шельфа России // Геотектоника. 2013. № 1. С. 3–35
227. *Артюшков Е.В., Чехович П.А.* Хребет Ломоносова и Восточно-Арктический шельф - части единой литосферной плиты. Опыт сравнительного анализа строения сдвиговых зон // Доклады Академии наук. 2017. Т. 474. № 2. С. 196-200
228. *Лаверов Н.П., Богоявленский В.И., Богоявленский И.В.* Фундаментальные аспекты рационального освоения ресурсов нефти и газа Арктики и шельфа России: стратегия, перспективы и проблемы // Арктика: экология и экономика. 2016. Т. 22. №2. С. 4-13

229. *Ампилов Ю.П., Владов М.Л., Токарев М.Ю.* Технологии морской сейсморазведки в широком частотном диапазоне: проблемы и возможности // Сейсмические приборы. 2018. Т. 54. № 4. С.42–65.
230. *Фортвов В.Е.* Научно-технические проблемы освоения Арктики // Вестник Российской Академии Наук. Т. 85. № 5-6. 2015. С. 397-400.
231. *Смирнов В.Н., Ковалев С.М., Ньюбом А.А.* Автоколебания в дрейфующем ледяном покрове Северного Ледовитого океана // Океанологические исследования. 2019. Т. 47. № 3. С. 122-138.
232. *Vihma T. et al.* Towards an advanced observation system for the marine Arctic in the framework of the Pan-Eurasian Experiment (PEEX) // Atmospheric Chemistry and Physics. 2019.
233. *Mikhalevsky P. N. et al.* Multipurpose acoustic networks in the integrated Arctic Ocean observing system // Arctic. 2015. P. 11-27.
234. *Howe B.M., Miksis-Olds J., Rehm E., Sagen H., Worcester P.F., Haralabus G.* Observing the oceans acoustically // Frontiers in Marine Science. 2019. V. 6. P. 426.
235. *Joseph J. E., Reeder D. B., Olson D. R.* Characteristics of the Arctic environment in the southern Beaufort Sea from Ice Exercise data // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 144. № 3. P. 1695-1695.
236. *Chen R., Schmidt H.* Characterization of arctic ambient noise environment // J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 141. № 5. P. 3532-3532.
237. *Писарев С.В.* Опыт применения автоматических дрейфующих устройств для исследования водной толщи и ледового покрова Арктики в начале XXI в // Арктика: экология и экономика. 2012 Т. 8. № 4. С. 66-75.
238. *Rigor I.G.* Research, Coordination, Data Management and Enhancement of the International Arctic Buoy Programme (IABP). US Interagency Arctic Buoy Programme (USIABP). Contribution to the IABP. University of Washington Applied Physics Laboratory. Seattle United States, 2019.

239. *Lee C. et al.* Autonomous platforms in the arctic observing network // Proceedings of Ocean Obs09: Sustained Ocean Observations and Information for Society. 2010. V. 2.
240. *Dushaw B.D., Sagen H.* A comparative study of moored/point and acoustic tomography/integral observations of sound speed in Fram Strait using objective mapping techniques // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2016. V. 33. № 10. P. 2079-2093.
241. *Geyer F., Sagen H., Cornuelle B., Mazloff M.R., Vazquez H.J.* Using a regional ocean model to understand the structure and variability of acoustic arrivals in Fram Strait // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 2. P. 1042-1053.
242. <http://iabp.apl.washington.edu>, <https://iqoe.org>, <http://psc.apl.uw.edu>
243. Морская сейсморазведка / Под ред. А.Н. Телегина. М.: ООО “Геоинформмарк”, 2004. 237 с.
244. *Рогожин Е.А., Антоновская Г.Н., Капустян Н.К.* Современное состояние и перспективы развития системы сейсмического мониторинга Арктики // Вопросы инженерной сейсмологии. 2015. Т. 42. №1. С. 58–69.
245. *Маловичко А.А., Виноградов А.Н., Виноградов Ю.А.* Развитие систем геофизического мониторинга в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2014. № 2. С. 16–23.
246. *Черных Д.В., Юсупов В.И., Саломатин А.С., Космач Д.А., Константинов А.В., Силионов В.И., Мазуров А.К., Салюк А.Н., Шахова Н.Е., Густафсон О., Колюбакин А.А., Гершелис Е.В., Лобковский Л.И., Семилетов И.П.* Новый акустический метод количественной оценки пузырькового потока метана в системе донные отложения – водная толща и его реализация на примере Моря Лаптевых, Северный Ледовитый океан // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2018. Т. 329. № 11. С. 153-167.

247. *Литвак А.Г.* Акустика глубоководной части Северного Ледовитого океана и Арктического шельфа России // Вестник Российской Академии Наук. Т. 85. № 5-6. 2015. С. 449-463.
248. *Wadhams P.* Arctic ice cover, ice thickness and tipping points // *AMBIO*. 2012. V. 41. № 1. P. 23–33.
249. *Мохов И.И.* Современные изменения климата Арктики // Вестник Российской Академии Наук. Т. 85. № 5-6. 2015. С. 478-485.
250. *Конторович А.Э.* Пути освоения ресурсов нефти и газа российского сектора Арктики // Вестник Российской Академии Наук. Т. 85. № 5-6. 2015. С. 420-431.
251. *Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Агафонов В.М., Собисевич Л.Е.* Вмораживаемый автономный геогидроакустический буй нового поколения // Наука и технологические разработки. 2018. Т. 97. № 1. С. 25-34.
252. *Яновская Т.Б., Лыскова Е.Л., Королева Т.Ю.* Радиальная анизотропия верхней мантии Европы по данным поверхностных волн // Физика Земли. 2019. № 2. С. 3-14.
253. *Koulakov I., Jaxybulatov K., Shapiro N.M., Abkadyrov I., Deev E., Jakovlev A., Kuznetsov P., Gordeev E., Chebrov V.* Asymmetric caldera-related structures in the area of the Avacha group of volcanoes in Kamchatka as revealed by ambient noise tomography and deep seismic sounding // *Journal of Volcanology and Geothermal Res.* 2014. V. 285 P. 36–46
254. *Mordret A., Landès M., Shapiro N.M., Singh S.C., Roux P.* Ambient noise surface wave tomography to determine the shallow shear velocity structure at Valhall: depth inversion with a Neighbourhood Algorithm // *Geophys. J. Int.* 2014. V. 198. № 3. P. 1514–1525
255. *Nolet G.* A Breviary of seismic tomography. Cambridge Univ. Press. 2008. 344 p.
256. *Curtis A., Gerstoft P., Sato H., Snieder R., Wapenaar K.* Seismic interferometry –Turning noise into signal // *The Leading Edge*. 2006. V. 25. № 9. P. 1082-1092.

257. *Godin O. A.* Acoustic noise interferometry in a time-dependent coastal ocean // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. № 2. P. 595-604.
258. *Shapiro N.M., Campillo M., Stehly L., Ritzwoller M.H.* High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise // Science. 2005. 307(5715). P. 1615-1618.
259. *Королева Т.Ю., Яновская Т.Б., Патрушева С.С.* Использование сейсмического шума для определения структуры верхней толщи Земли // Физика Земли. 2009. (5), 3-14.
260. *Snieder R., Wapenaar K.* Imaging with ambient noise // Physics Today. 2010. V. 63. № 9. P. 44-49.
261. *Собисевич А.Л., Разин А.В.* Геоакустика слоистых сред. ИФЗ РАН: 2012. 210 с.
262. *Собисевич А.Л.* Избранные задачи математической геофизики, вулканологии и геоэкологии. Т. 1. М.: ИФЗ РАН, 2012. 511 с.
263. *Петухов Ю.В., Разин А.В., Собисевич А.Л., Куликов В.И.* Сейсмоакустические и акустико-гравитационные волны в слоистых средах. ИФЗ РАН, 2013. 280 с.
264. *Marsan D., Weiss J., Larose E., Metaxian J.-P.* Sea-ice thickness measurement based on the dispersion of ice swell // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 131. № 1. P. 80–91.
265. *Груздев П.Д., Дмитриченко В.П., Жостков Р.А., Кочедыков В.Н., Руденко О.В., Собисевич А.Л., Собисевич Л.Е., Сухонаров П.Д.* Патент № 2517780. Способ поиска углеводородов на шельфе северных морей. Патентообладатель: Российская Федерация в лице Министерства промышленности и торговли Российской Федерации (RU). Опубликовано: 27.05.2014
266. <https://nsf.gov>, <https://apl.washington.edu>, <https://arcticobserving.org>, <https://nsidc.org>, <https://arctic.gov>

267. Мотыжев С.В., Лунев Е.Г., Толстошеев А.П. Опыт применения автономных дрейфтеров в системе наблюдений ледовых полей и верхнего слоя океана в Арктике // Морской гидрофизический журнал. 2017. № 2. С. 54-68.
268. Richter-Menge J.A., Perovich D.K., Elder B.C., Claffey K., Rigor I., Ortmeyer M. Ice mass-balance buoys: a tool for measuring and attributing changes in the thickness of the Arctic sea-ice cover // Annals of Glaciology. 2006. V. 44. P. 205 – 210.
269. Planck C.J., Whitlock J., Polashenski C., Perovich D. The evolution of the seasonal ice mass balance buoy // Cold Regions Science and Technology. 2019. V. 165. P. 102792.
270. Timmermans M-L., Toole J., Proshutinsky A., Krishfield R., Plueddemann A. Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers // Journal of Physical Oceanography. 2008. V. 38. № 1. P. 133-145.
271. Toole J., Krishfield R., Timmermans M-L., Proshutinsky A. The ice-tethered profiler: Argo of the Arctic // Oceanography. 2011. V. 24. № 3. P. 126-135.
272. <http://www.whoi.edu>
273. Smith J.N., Ellis K.M., Boyd T. Circulation features in the central Arctic Ocean revealed by nuclear fuel reprocessing tracers from Scientific Ice Expeditions 1995 and 1996 // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1999. V. 104. № 12. P. 29663-29677.
274. Poulsen A. J., Schmidt H. Acoustic noise properties in the rapidly changing Arctic Ocean // Proc. of Meetings on Acoustics. Acoustical Society of America. 2016. V. 28. P. 070005.
275. Mahoney A.R., Richter-Menge J., Basu S., Bhatt U.S., Brettschneider B., Eicken H., Motz E., Shapiro L.H., Tavernia J., Walsh, J.E. Sea ice science decision support during ICEX 2018 // American Geophysical Union, Fall Meeting. 2018. PA23G-1061.

276. *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. Теория и методы. М.: МИР, 1983.
277. *Горбатилов А.В., Степанова М.Ю., Цуканов А.А., Тинакин О.В., Комаров А.Ю., Одинцов С.Л.* Новая технология микросейсмического зондирования в задачах изучения глубинного строения месторождений нефти и газа // Нефтяное хозяйство. 2010. № 6. С. 15 – 17.
278. *Белов А.И., Кузнецов Г.Н.* Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194 – 202.
279. *Гиндлер И.В., Козельский А.Р.* О возможности восстановления геоакустических параметров морского дна на основе экспериментальной информации о функции Грина гидроакустического волновода в широкой полосе частот // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 29 – 33.
280. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я., Стромков А.А.* Измерения разностей времен распространения сигналов вдоль лучей с борта дрейфующего судна // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 473 – 478.
281. *Кудряшов В.М.* Применение шумового сигнала в акустической томографии арктического бассейна // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 2. С. 216 – 223.
282. *Sobisevich A.L., Presnov D.A., Agafonov V.M., Sobisevich L.E.* New-generation autonomous geohydroacoustic ice buoy // Seism. Instr. 2018. V. 54. № 6. P. 677 – 681.
283. *Квасов И.Е., Петров И.Б.* Численное моделирование волновых процессов в геологических средах в задачах сейсморазведки с помощью высокопроизводительных ЭВМ // Журн. вычисл. матем. и матем. физ. 2012. Т. 52. № 2. С. 330 – 341.
284. *Ke G., Dong H., Kristensen, A., Thompson M.* Modified Thomson–Haskell matrix methods for surface-wave dispersion-curve calculation and their

- accelerated root-searching schemes // Bulletin of the Seismological Society of America. 2011. V. 101. No. 4. P. 1692–1703.
285. *Роганов В.Ю.* Моделирование волновых полей для сред с жидкими и анизотропными упругими слоям на основе метода Хаскелла // Технологии сейсморазведки. 2013. №4. С.49.
286. *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. No. 41. P. 362–63.
287. *Laske G., Markee A., Orcutt J. A., Wolfe C. J., Collins et al.* Asymmetric shallow mantle structure beneath the Hawaiian Swell-evidence from Rayleigh waves recorded by the PLUME network // Geophys. J. Int. 2011. V. 187. No. 3. P. 1725 – 1742.
288. *Wapenaar K.* Retrieving the elastodynamic Green’s function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. № 25. P. 254301-1–254301-4.
289. *Викторов И.А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
290. *Левшин А.Л., Яновская Т.Б., Ландер А.В., Букчин Б.Г., Бармин М.П., Ратникова Л.И., Итс Е.Н.* Поверхностные сейсмические волны в горизонтально-неоднородной Земле. М.: Наука, 1986. 278 с.
291. *Лу Л.-Ю., Жанг Б.-К.* Нахождение слоя с малой скоростью сдвиговых волн рэлеевской волной с помощью генетического алгоритма // Акуст. журн. 2006. Т. 52, № 6. С. 811–824.
292. *Шерифф Р., Гелдарт Л.* Сейсморазведка. Том 1: История, теория и получение данных. М.: Мир. 1987. 448 с.
293. *Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терёхина Я.Е.* Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 342-358.
294. *Laske G.* Observations of Earth’s normal modes on broadband ocean bottom

- seismometers // *Frontiers in Earth Science*. 2021. V. 9. P. 679958.
295. *Левченко Д.Г., Леденев В.В., Ильин И.А., Парамонов А.А.* Длительный сейсмологический мониторинг морского дна с использованием автономных донных станций // *Сейсмические приборы*. 2009. Т. 45, № 1. С. 5–22.
296. *Латин А.Д.* Определение параметров грунта по дисперсионной кривой поверхностной волны // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39, № 1. С. 181–183.
297. *Акопова С.С., Бирюков Е.А., Григорьев А.Г., Тихоцкий С.А., Шур Д.Ю.* Экспериментальное исследование возможности использования поверхностной волны Шолте для изучения строения верхней части разреза на акваториях // *Вопросы инженерной сейсмологии*. 2016. Т. 43, № 4. С. 77 – 86.
298. Plume Lithosphere Undersea Melt Experiment. FDSN Network Information. http://www.fdsn.org/networks/detail/YS_2004/
299. *Longuet-Higgins M.S.* A theory of the origin of microseisms // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.* 1950. V. 243. No. 857. P. 1–35.
300. *Клаербоут Д.Ф.* Сейсмическое изображение земных недр. М.: Недра, 1989. 407 с.
301. *Buchen P.W., Ben-Hador R.* Free-mode surface-wave computations // *Geophys. J. Int.* 1996. V. 124. No. 3. P. 869-887
302. *Nishimura C.E., Forsyth D.W.* The anisotropic structure of the upper mantle in the Pacific // *Geophys. J. Int.* 1989. V. 96. No. 2. P. 203–229.
303. *Byrd R.H., Gilbert J.C., Nocedal J.* A Trust Region Method Based on Interior Point Techniques for Nonlinear Programming // *Mathematical Programming*. 2000. V. 89. No. 1. P. 149–185.
304. *Constable S.C., Parker R.L., Constable C.G.* Occam's inversion: a practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data // *Geophysics*. 1987. V. 52. No. 3. P. 289-300.

305. *Ballmer S., Wolfe C.J., Okubo P.G., Haney M.M., Thurber C.H.* Ambient seismic noise interferometry in Hawai'i reveals long-range observability of volcanic tremor // *Geophys. J. Int.* 2013. V. 194. No. 1. P. 512-523.
306. *Крылов В.В.* Основы теории излучения и рассеяния звука. М.: Издательство МГУ, 1988. 118 с.
307. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 208 с.
308. *Bergmann P.G.* The wave equation in a medium with a variable index of refraction // *J. Acoust. Soc. Am.* 1946. V. 17. N 4. P. 329–333.
309. *Agaltsov A.D., Novikov R.G.* Uniqueness and non-uniqueness in acoustic tomography of moving fluid // *Journal of Inverse and Ill-Posed Problems.* 2016. V. 24. N 3. P. 333–340.
310. *Румянцева О.Д., Буров В.А., Конюшкин А.Л., Шаранов Н.А.* Повышение разрешения двумерного томографирования по поперечной координате и раздельное восстановление упругих и вязких характеристик рассеивателя // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 4–5. С. 606–622.
311. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
312. *Kabanikhin S. I., Klyuchinskiy D. V., Novikov N. S., Shishlenin M. A.* Numerics of acoustical 2D tomography based on the conservation laws // *Journal of Inverse and Ill-posed Problems.* 2020. V. 28. No. 2. P. 287-297.
313. *Filatova V., Pestov L., Poddubskaya A.* Detection of velocity and attenuation inclusions in the medical ultrasound tomography // *Journal of Inverse and Ill-posed Problems.* 2021. V. 29. No. 3. P. 459-466.
314. *Goncharsky A. V., Romanov S. Y.* Supercomputer technologies in inverse problems of ultrasound tomography // *Inverse Problems.* 2013. V. 29. No. 7. 075004.
315. *Новиков Р.Г.* Приближенное решение обратной задачи квантовой теории рассеяния при фиксированной энергии в размерности 2 //

- Сб.: Труды Математического института им. В.А.Стеклова. Солитоны, геометрия, топология – на перекрестках. М.: Наука. 1999. Т. 225. С. 301 – 318.
316. *Novikov R.G.* An iterative approach to non-overdetermined inverse scattering at fixed energy // *Sbornik: Mathematics*. 2015. V. 206. N 1. P. 120–134.
317. *Фаддеев Л.Д.* Обратная задача квантовой теории рассеяния II // Сб.: Современные проблемы математики. М.: ВИНТИ. 1974. Т. 3. С. 93 – 180.
318. *Новиков Р.Г.* Многомерная обратная спектральная задача для уравнения // *Функцион. анализ и его прил.* 1988. Т. 22. N 4. С. 11–22.
319. *Nachman A.I.* Reconstruction from boundary measurements // *Annals of Math*. 1988. V. 128. No. 3. P. 531–576.
320. *Berezanskii Y.M.* On the uniqueness theorem in the inverse problem of spectral analysis for the Schrödinger equation // *Am. Math. Soc. Trans*. 1964. V. 35. P. 167–235.
321. *Norton S.J.* Unique tomographic reconstruction of vector fields using boundary data // *IEEE Trans. Image Process*. 1992. V. 1. N 3. P. 406–412.
322. *Manakov S.V.* The inverse scattering transform for the time-dependent Schrodinger equation and Kadomtsev-Petviashvili equation // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1981. V. 3. N 1–2. P. 420–427.
323. *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.
324. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. Изд. 5-е. Пер. с англ. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1984. 832 с.
325. *Ультразвук в медицине. Физические основы применения.* Изд. 2-ое. Под ред. Хилла К., Бембера Дж., тер Хаар Г. Пер. с англ. М.: Физматлит, 2008. 544 с.
326. *Буров В.А., Румянцева О.Д.* Решение двумерной обратной задачи акустического рассеяния на основе функционально-аналитических методов. II. Область эффективного применения // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 5. С. 793–803.

327. Горюнов А.А., Сасковец А.В. Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во МГУ, 1989. 152 с.
328. Гриневич П.Г., Новиков Р.Г. Аналогии многосолитонных потенциалов для двумерного оператора Шредингера и нелокальная задача Римана // ДАН. Математика. 1986. Т. 286. № 1. С. 19–22.
329. Baykov S.V., Burov V.A., Sergeev S.N. Mode tomography of moving ocean // 3rd European conference on Underwater acoustics. 1996. P. 845 – 850.
330. Tolstoy A., Diachok O., Frazer L. Acoustic Tomography via matched field processing // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V.89. No.3. P. 1119–1127.
331. Солодовщиков А. Ю., Платонов А. К. Исследование метода Карунена-Лоэва. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006.
332. Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H. Computational Ocean Acoustics. Springer, 2011. 794 p.
333. Буров В. А., Касаткина Е. Е., Побережская А. Ю., Богатырев В. А., Румянцева О. Д. Особенности расчета процессов рассеяния на контрастных и сильно поглощающих двух- и трехмерных неоднородностях // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 5. С. 665–680.
334. Буров В.А., Рычагов М.Н. Дифракционная томография как обратная задача рассеяния. Интерполяционный подход. Учет многократных рассеяний // Акуст. журн. 1992. Т. 38. С. 844–854.