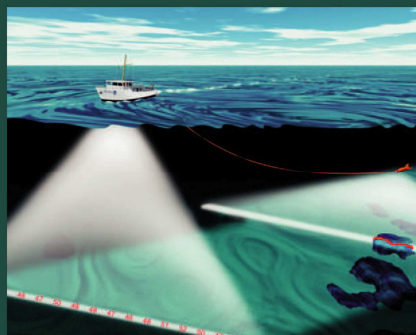


Н.Л. Халаев

**ОБНАРУЖЕНИЕ
АКУСТИЧЕСКИ
МАЛОЗАМЕТНЫХ
МОРСКИХ ОБЪЕКТОВ
В МЕЛКОМ МОРЕ
ЗАКРЫТЫХ БУХТ**



Н.Л. Халаев ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИ МАЛОЗАМЕТНЫХ МОРСКИХ ОБЪЕКТОВ В МЕЛКОМ МОРЕ ЗАКРЫТЫХ БУХТ

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФГБОУ ВО «Владивостокский государственный университет
экономики и сервиса»

Н.Л. ХАЛАЕВ

**ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИ
МАЛОЗАМЕТНЫХ МОРСКИХ
ОБЪЕКТОВ В МЕЛКОМ МОРЕ
ЗАКРЫТЫХ БУХТ**

Монография

Владивосток
Издательство ВГУЭС
2016

УДК 629.127.4
ББК 32.875+22.253.3
Х17

*Рецензент: В.Э. Осуховский, д-р физ.-мат. наук,
профессор, кафедра физики и ОТД
ТОВВМУ им. С.О. Макарова*

Халаев, Н.Л.

Х17 ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИ МАЛОЗАМЕТНЫХ МОРСКИХ ОБЪЕКТОВ В МЕЛКОМ МОРЕ ЗАКРЫТЫХ БУХТ [Текст] : монография / Н.Л. Халаев ; отв. ред. д-р техн. наук, профессор М.В. Мироненко ; Владивостокский государственный университет экономики и сервиса. – Владивосток : Изд-во ВГУЭС, 2016. – 298 с.

ISBN 978-5-9736-0363-2

Изложены теоретические положения гидродинамической акустики применительно к проблемам обнаружения акустически малоаметных антропогенных и биологических объектов в мелком море закрытых бухт, теоретически и экспериментально объясняется возможность применения современных способов гидроакустического мониторинга океанской среды с представлением результатов обнаружения морских неоднородностей в форме фрактально-аттракторных образов. Особенностью данной монографии является то, что впервые изложены процессы формирования акустического поля в турбулентной водной среде мелкого моря, теоретически обоснован упрощенный метод обнаружения морских неоднородностей по изменениям основных информационных параметров их полей.

Предназначена для инженеров и научных работников, занимающихся проблемами обнаружения морских неоднородностей, в том числе и биологических, по их всевозможным физическим полям.

УДК 629.127.4
ББК 32.875+22.253.3

ISBN 978-5-9736-0363-2

© Владивостокский
государственный университет
экономики и сервиса, оформле-
ние, 2016

© Халаев Н.Л., текст, 2016

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

АО – амплитудная огибающая
АЦП – аналого-цифровой преобразователь
АЧХ – амплитудно-частотная характеристика
БПФ – быстрое преобразование Фурье
БПШС – береговая шумопеленгаторная станция
ВВ – внутренние волны
ВИЗ – взрывной источник звука
ВО – возмущенная область
ВЧ – высокие частоты
ГАБЛ – гидроакустическая барьерная линия
ГАС – гидроакустическая станция
ГМ – гидроакустическая модель
ДПМ – двухсторонний просветный метод
ДС – дискретные составляющие
ДИС – динамическая система
ДОП – дискретная обратная проекция
ЗАВТО – задачи акустической волновой томографии океана
ИНЧ – инфранизкие частоты
КВВ – корабельные внутренние волны
КТ – компьютерная томография
ЛЧМ – линейно-частотный модулированный
М – моделирующая функция
МБО – морские биологические объекты
МГЛП – метод гидролокации на просвет
МИП – метод интегральных преобразований
МН – морская неоднородность
МРР – метод разложения в ряды
МСН – метод согласованной невзаимности
МСП – метод согласованного поля
НЧ – низкие частоты
ОВ – область взаимодействия
ОЗР – обратная задача рассеивания
ОМН – ореол морской неоднородности
ПВФ – поверхностная зона водного фронта
ПЗК – подводный звуковой канал
ПКС – приповерхностный кильватерный след
ПСА – поверхностная субарктическая водная масса
ПСТ – поверхностная субтропическая водная масса
МН – морская неоднородность
МОЗ – материково-островная зона
ППРА (РППА) – приемная параметрическая реверберационная антенна

ПУ – параболическое уравнение
ПЭВМ – персональная электронно-вычислительная машина
РГБ – радиогидроакустический буй
СП – сигнал подсветки
ТИ – томографическое изображение
Тр – транспорт
ТСС – турбулентный спутный след
ТСТКС – температурный след течения кильватерного следа
ТТТ – традиционная томография течений
УКВ-ЧМ – ультракоротковолновые частотно-модулированные
ФТА – фототелеграфный аппарат
ХН – характеристика направленности

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее десятилетие XXI века в гидроакустике сформировалось фактически новое самостоятельное направление, получившее название *гидродинамическая акустика*. Направление зародилось на стыке двух наук – гидродинамики и классической гидроакустики. Это направление связано с проблемами формирования звукового акустического поля в движущейся водной среде, с вопросами гидродинамической генерации звука. Помимо внутренней логики развития науки это обусловлено потребностью в создании необходимой научной основы решения важной задачи – мониторинг районов океана, связанных с активной техногенной деятельностью человека. Этот район с географической точки зрения получил название *шельфовой зоны*, а с точки зрения волновой теории – *район мелкого моря*. В этом районе океана длина исследуемой звуковой волны соизмерима с глубиной места. Среди специалистов в этой области родился термин *мелкое море в мелком море*.

Разработка этого направления обусловлена и второй направленностью – снижение шумности самодвижущихся объектов с целью повышения их скрытности.

На этом пути достигнуты значительные успехи, которые получили отражение в большом числе научных публикаций. Часть результатов изложена в ряде обзоров и монографий таких авторов, как В.М. Кузнецов, Д.И. Блохинцев, Л.М. Лямшев, И.Б. Старченко, Г.М. Заславский и многих других.

Фрактально-аттракторный подход к анализу турбулентных явлений впервые рассматривается как дополнение к классическому описанию акустического поля мелкого моря в мелком море. Данный раздел монографии может рассматриваться как способ описания звукового поля в гидродинамической акустике.

Профессор М.В. Мироненко

ВВЕДЕНИЕ

Написание монографии является своеобразным отчетом о проделанной работе в области рассмотрения новых подходов и определений, дополняющих классическую гидроакустику и являющихся базовыми для обоснования процесса применения аттрактно-фрактального анализа акустического поля водной среды, просветного метода, при решении задач обнаружения и распознавания морских неоднородностей, при широкомасштабном мониторинге океанской среды и применении гидроакустической томографии. При этом под морскими неоднородностями понимаются объекты искусственного и природного происхождения, а также явления и процессы, которые им сопутствуют.

Автор обращает внимание на определенную специфику изложения материала при обосновании возможностей применения математического аппарата динамического хаоса, с одной стороны, и томографии, с другой, в вопросах обнаружения и распознавания МН. В результате проведенных исследований существующих систем обнаружения МН в режиме шумопеленгования, гидролокации с использованием высокочастотных и слабозатухающих в среде низкочастотных сигналов был сделан вывод о необходимости более тщательного анализа состояния акустической среды океана [2]. В том числе анализ возможностей возникновения просветных эффектов в районах с известными акустическими характеристиками. Колебание величины отраженного просветного сигнала в зависимости от неоднородности (изменение волнового параметра) определяется техническими трудностями, возникающими при разработке и эксплуатации направленных низкочастотных и высокочастотных приемных (излучающих) антенн; влиянием на результаты обнаружения фактора дальней объемной реверберации; снижением отражающих и увеличением шумопоглощающих свойств техногенных МН; ограниченными возможностями распознавания при отсутствии аппарата анализа состояния среды, а значит, и информативных признаков в принимаемом сигнале. Монография состоит из четырех разделов. Раздел первый «Звуковой динамический хаос, обусловленный турбулентными явлениями в океанической среде». Раздел второй «Томография морской среды». Раздел третий «Возможности применения просветных сигналов в гидроакустической томографии». Раздел четвертый «Эксперименты, исследования, модели низкочастотных просветных сигналов».

Для повышения эффективности обнаружения и достоверности распознавания морских неоднородностей (объектов и явлений) относительно классических способов в настоящее время находят широкое применение фрактально-аттракторные подходы к описанию гидроакустических полей в океанской среде и параметрический метод обнаружения возмущенной области движущейся неоднородности с акустической подсветкой среды [151]. Содержание рассматриваемых подходов к обнаружению морских неоднородностей основано на теории гидродинамики с использованием подсветки характерными низкочастотными

составляющими возмущенной области морской неоднородности с учетом нелинейных процессов водной среды.

Как было отмечено в ряде работ [87, 61, 134], просветный метод имеет отдельные существенные недостатки, связанные с достоверностью представления результатов обнаружения, распознавания морских неоднородностей и не имеет теоретических разработок к внедрению в него процессов «визуализации» обнаруженной информации по принципу «гидроакустической томографии».

Альтернативный метод решения в комплексе задач обнаружения, распознавания и реконструкции образов МН в ограниченных морских акваториях, методу, основанному на закономерностях модуляции низкочастотных сигналов подсветки характерными инфранизкочастотными составляющими возмущенной области морской неоднородностью, является двухсторонний просветный метод «обнаружения малозумных морских неоднородностей с низкой гидролокационной и гидроакустической заметностью». Сущность этого варианта высокочастотного ДПМ метода состоит в создании в исследуемой области двух монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу, и вычислении взаимокорреляционной функции комплексных огибающих откликов, измеренных с противоположных сторон относительно центра области [139]. Применение пространственно-частотной обработки сигналов, близкой по идее к методам визуализации, используемым в рентгеновской томографии, делают его в высокочастотной гидроакустической томографии перспективным инструментом освещения подводной обстановки, но не полностью решающим задачи широкомасштабного мониторинга океанской среды с представлением результатов обнаружения в форме томографических образов.

Возникла объективная сложность, как увязать в единый процесс просветный метод (высокочастотный и низкочастотный), методы реконструкции неоднородностей морской среды и динамические процессы в нерегулярном неоднородном волноводе. В связи с этим для теоретического обоснования процесса формирования томографических образов морских неоднородностей по результатам их обнаружения методом гидролокации на просвет:

- обоснована физико-математическая модель просветного сигнала, оптимизированного для обнаружения морских неоднородностей;
- выработан подход к учету влияния среды распространения на оптимизированный просветный сигнал;
- предложена модель возмущенной области водной среды, движущейся равномерно или хаотически вокруг морской неоднородности;
- теоретически обоснована и определена возможность применения в процессе формирования томографических образов МН высокочастотного двухстороннего метода, алгебраических методов реконструкции неоднородностей с использованием преобразований Радона, сверточных методов, метода совместных невязимностей;
- теоретически обоснована возможность использования просветного метода и его модификаций в низкочастотной гидроакустической томографии;
- найдены теоретические подходы к «Способу фазовых изменений» для реконструкции образов морских неоднородностей на основе анализа изменений спектральных характеристик низкочастотных просветных сигналов;
- произведен анализ степени влияния статистических характеристик шумов моря на прием низкочастотных просветных сигналов томографической системой обнаружения морских неоднородностей;

- созданы теоретические основы и алгоритм распознавания МН по результатам применения просветного метода и предложенных методов реконструкции;
- аргументированы основные направления возможной технической реализации томографической системы широкомасштабного мониторинга океанской среды.

В результате проведенных теоретических исследований были сделаны выводы:

- о возможности применения метода гидролокации на просвет в гидроакустической томографии;
- сформулирована сущность и структурное содержание подхода обнаружения, распознавания и реконструкции образов морских неоднородностей.

По результатам данных выводов были сделаны частные выводы и обоснованы следующие положения.

1. Для реализации принципов гидроакустической томографии, ввиду большей устойчивости к нестабильности каналов распространения зондирующих сигналов «просветной» гидролокации и обработке в ее приемных системах неотраженных сигналов, псевдослучайные фазоманипулированные M-последовательности (псевдослучайные последовательности максимальной длины) определены как основной вид зондирующего сигнала. Они представляют собой непрерывную последовательность прямоугольных импульсов, образованную в результате многократных скачков фазы несущей. Хотя возможно осуществить скачкообразные изменения фазы на любую величину в пределах от нуля до 2π , практическое применение находят такие сигналы, у которых каждый скачок равен π . Это объясняется тем, что два импульса, имеющие одинаковую мощность и отличающиеся только фазой на π , обладают максимально возможной степенью различия. Функция их взаимной корреляции при отсутствии временного сдвига равна -1. Именно поэтому использование таких сигналов при лоцировании водной среды обеспечивает наибольшую помехоустойчивость фазовой (угловой) модуляции низкочастотных сигналов подсветки характерными инфранизкочастотными составляющими возмущенной области движущейся морской неоднородности в нелинейной области водной среды при их совместном распространении. Это весьма существенно, поскольку: во-первых, оптимизирует энергетический потенциал источника сигнала; во-вторых, обеспечивает двойную помехоустойчивость при прохождении сигнала через нерегулярный неоднородный волновод [135].

2. Наибольшее влияние на распространение звука в море оказывают вертикальные градиенты скорости звука, создающие рефракцию. Рефракция, как физическое явление, состоит в искривлении лучей, возникающем в результате их внутренних отражений от областей с различными скоростями звука. При волновой трактовке задачи распространения просветного сигнала, рефракция возникает как результат интерференции различных мод колебаний и имеет форму трасс (лучевых трубок), по которым происходит преимущественное распространение звуковой энергии.

Детерминированная компонента акустического поля допускает модовое (волновое) описание распространения волн в области низких частот, а в области средних и высоких частот – лучевую (оптическую) асимптотику. Для учета реальных условий распространения низкочастотных звуковых волн в океанском волноводе возможно использование зависимостей для коэффициентов межмо-

дового рассеяния, определенных на основании уравнения Гельмгольца. Но ввиду того, что рассеяние высокочастотного просветного сигнала в классическом понимании вопросов гидролокации проявляется только при обнаружении неоднородностей малых размеров, а в остальных случаях реализуется или его отражение или модуляция низкочастотных сигналов подсветки характерными инфранизкочастотными составляющими возмущенной области движущейся морской неоднородностью, то за основу учета условий рассеяния звуковой энергии, при применении просветного метода, лучше использовать метод «плавных возмущений», приближенно обобщающий теорию геометрической оптики и применяемый в случаях слабого рассеяния звука. Хотя данный вывод тоже не является аксиомой и выполним только в определенных условиях.

Это связано с тем, что в возмущенной области среды, созданной движущейся морской неоднородностью, выделяются обычно две характерные части: ореольная область и так называемый «кильватерный след». Ореольная часть возмущенной области представляет собой соколеблющуюся область (*волну сопровождения*). Пространственный объем области, подвергнувшейся такой модуляции, по данным экспериментальных исследований, составляет несколько десятков км. Особенность волны сопровождения состоит в том, что она генерирует *волну – предвестник*. Пространственная протяженность данной волны составляет порядка нескольких км. По своим характеристикам волна сопровождения и волна предвестник похожи. Проявление таких процессов обуславливает пространственно-временную модуляцию сигналов, распространяющихся через ореольную область [140].

3. След от движения МН представляет собой область вырождающихся по времени возмущений гидрофизических полей, расположенную на горизонте движения морской неоднородности и вытянутую вдоль оси её прохода, основной составной частью которого является область ТСС (турбулентный спутный след). В этой области образуется специфическая структура турбулентности и волновых движений за счет изменчивости пограничного слоя на физическом объеме морской неоднородности. Это аттракторно-фрактальная неоднородность.

Исходя из этих данных движущаяся морская неоднородность рассматривается не как точечная, а как объемная, контрастная неоднородность для акустических полей. При этом в гидросфере и на ее поверхности существуют аномальные явления. Для упрощения процесса проведения расчетов гидроакустическая модель в вертикальной плоскости представляется объемным цилиндром, двумя усеченными конусами и характеризуется повышенным затуханием, изменением распределения скорости звука по глубине, модуляцией сигналов подсветки среды инфранизкочастотными составляющими поля возмущенной области морской неоднородности.

Считается, что в низкочастотной волне, соизмеримой с размерами неоднородности, наиболее ее информативной частью являются фазовые изменения спектра просветного сигнала. Целесообразность использования в низкочастотной томографии признаков именно фазовых преобразований просветной волны обуславливается высокой помехоустойчивостью такого вида модуляции в условиях дальнего распространения сигналов в морской среде и ее повышенной информативностью [142].

4. Существующую систему процесса распознавания морских неоднородностей по результатам их обнаружения методом гидролокации на просвет перенести в гидроакустическую томографию было невозможно. Для этого были

применены подходы, охватывающие весь объем информации, получаемый в процессе:

- формирования задачи на процесс обнаружения и исследования морской неоднородности (параметры и форма просветного сигнала, количество приемоизлучающих элементов, техническая система обработки информации, предполагаемый результат обнаружения);
- способа лоцирования водной среды;
- взаимодействия просветных сигналов с ореольной частью (кильватерным следом морской неоднородности);
- влияния волновода на просветный сигнал;
- анализа параметров результатов обнаружения и их визуализации в форме томографических образов [149].

Для решения задач распознавания МН по результатам обнаружения их просветными методами, формирования томографических образов, используя современные подходы к вопросам распознавания, теоретические основы иерархической, фасетной, дескрипторной систем, были созданы блоки данных:

- алфавит классов распознаваемых морских неоднородностей;
- классы объектов в пространстве признаков;
- словарь характерных признаков распознаваемых морских неоднородностей;
- алгоритм распознавания МН [Там же].

Для оценки соответствия полученных различными способами «визуализированных» моделей морских неоднородностей, объективно представляемых, было использовано понятие «функции правдоподобия», основанной на непараметрических критериях. Они не требуют знания типа распределения генеральной совокупности и не сводятся к значениям параметров поверхностей, анализируемых морских неоднородностей.

Было выяснено, что результаты реконструкции образа МН алгебраическими способами или преобразованиями Радона напоминают вырожденную поверхность второго порядка типа полуэллипсоид. При этом реконструкция неоднородности второго вида за счет существующего минимума приводит к появлению на изображениях глубоких его провалов, а при неоднородности третьего вида изображения искажаются максимумами. Наличие глубоких провалов, даже при направлениях проецирования, говорит об обнаружении широкомасштабной морской неоднородности или ее составляющих. Реконструируемый образ способом фазовых изменений напоминает усеченную линейчатую коническую поверхность с элементами перевернутого гиперболического параболоида [Там же].

Взаимозависимость фрактально-аттракторных явлений с томографическим отображением процесса обнаружения и распознавания наиболее ярко отмечается при раздельном рассмотрении. Что и выполнено в данной работе.

Автор выражает глубокую благодарность сотрудникам Сахалинского конструкторского бюро средств автоматизации морских исследований, где были выполнены основные исследования.

Раздел I

ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ ИХ ИСТОЧНИКОВ

Решая основную задачу обнаружения и различения сигналов, рассмотрим коротко традиционные представления об обнаружении сигнала при наличии помехи. Пусть на вход системы обработки информации (СОИ) поступает колебание $\xi(t)$, представляющее собой непрерывный процесс в виде суммы

$$\xi(t) = \theta s(t) + n(t), 0 \leq t \leq T, \quad (1.1)$$

где $n(t)$ – помеха, $s(t)$ – полезный сигнал, полностью расположенный на интервале наблюдения $[0, T]$, θ – сообщение, имеющее два значения: $\theta = a_0 = 0$ (в принятом сообщении полезный сигнал отсутствует) или $\theta = a_1 = 1$ (в принятом сообщении присутствует полезный сигнал). Априорные вероятности отсутствия и присутствия сигнала равны $P(a_0)$ и $P(a_1)$ соответственно.

Если в соответствии с теоремой Котельникова [25] представить процесс обработки выборочными значениями (x_1, x_2, \dots, x_n) , взятыми с интервалом $t = 1/f$, где f – ширина спектра процесса $\xi(t)$, то в результате наблюдения за значениями (x_1, x_2, \dots, x_n) должно быть получено одно из двух взаимоисключающих решений: A_0 – полезного сигнала нет, A_1 – сигнал есть. При этом каждая выборка может быть представлена в многомерном пространстве выборок X одной точкой M . Оптимальная система обработки информации должна разделить пространство выборок на два полупространства: X_0 и X_1 . Если точка M , соответствующая n -ой выборке (x_1, x_2, \dots, x_n) , попадает в подпространство X_0 , то принимается решение A_0 , в противном случае – A_1 .

Известно, что здесь возможны ошибки двух видов: ложная тревога, когда при отсутствии сигнала выборка попадает в подпространство X_1 , и пропуск объекта, когда при наличии сигнала обработка выборки попадает в подпространство X_0 .

Путем изменения границ подпространств X_0 и X_1 можно получить любое соотношение между вероятностями ложной тревоги и пропуска объекта.

Оптимальная система обработки информации должна разделить все пространство выборок X на подпространства X_0 и X_1 по некоторому порогу

оптимальности h . В этом случае речь должна идти о решении задачи статистической проверки гипотез [Тихонов].

В этом случае имеются две гипотезы: H_0 и H_1 . Гипотеза H_0 соответствует отсутствию полезного сигнала ($\theta = 0$), а гипотеза H_1 – присутствию сигнала ($\theta = 1$). По реализации $\xi(t)$, $0 \leq t \leq T$ в конце интервала наблюдения необходимо принять решение, какой из возможных исходов имел место в действительности, то есть какая из гипотез верна.

Так как помеха и полезный сигнал имеют случайный характер, решение не может быть безошибочным. Значит, одинаковые по виду реализации процесса обработки могут порождаться как одной помехой, так и смесью помехи и сигнала.

Правильность выбора того или иного критерия в конечном итоге зависит от того, известны или не известны априорные вероятности [50]: $p_{pr}(H_1)$ и $p_{pr}(H_0) = 1 - p_{pr}(H_1)$ – наличия и отсутствия полезного сигнала в смеси.

Если априорные вероятности неизвестны (h_0), критерии, применяемые при обнаружении сигнала и различении сигналов, определяются после сравнения порога с отношением правдоподобия:

$$l = \frac{F(\xi|H_1)}{F(\xi|H_0)} \underset{H_0}{H_1} h_0, \quad (1.2)$$

где l – отношение правдоподобия. При $l > 0$ принимается решение о наличии сигнала; при $l < 0$ утверждается отсутствие сигнала.

В тех же случаях, когда априорные вероятности наличия и отсутствия сигнала известны (h_1), можно записать отношение опостериорных вероятностей:

$$l = \frac{F(\xi|H_1)}{F(\xi|H_0)} \underset{H_0}{H_1} h_1. \quad (1.3)$$

Равенства (1.2) и (1.3) оказываются эквивалентными, если пороги можно объединить равенством

$$h_1 = h_0 \frac{p_{pr}(H_1)}{p_{pr}(H_0)}. \quad (1.4)$$

В отечественной теории оптимального обнаружения наиболее распространены следующие критерии:

– *критерий Неймана-Пирсона*, применяется для обнаружения сигнала, когда априорные вероятности $p_{pr}(H_1)$ и $p_{pr}(H_0)$ неизвестны;

– *критерий идеального наблюдателя* применяется в случаях, когда априорные вероятности известны;

– *критерий последовательного наблюдателя* применяется в том случае, если интервал времени наблюдения оказывается меньшим T .

Критерии Неймана-Пирсона и идеального наблюдателя достаточно подробно описаны Тихоновым [50]. Критерий последовательного наблюдателя имеет ряд измененных на современном этапе компьютеризации подходов и будет рассмотрен далее.

1.1. Критерий последовательного наблюдателя

1.1.1. Особенности обнаружения и различения полезных сигналов от акустически малозаметных объектов

Не углубляясь в структуру акустического поля мелкого моря, которая подробно описана [160], отметим только в шельфовых бухтах закрытого типа (имеющих береговую черту до трех четвертей общего периметра) важно обнаруживать и различать шумящие объекты с потенциалами излучения ниже уровня помех.

Примечание: в работе исследуются акустические колебания, которые делятся на две группы:

- в подавляющем большинстве шум, излучаемый объектом обнаружения; для автора работы является носителем полезной информации – полезным сигналом;
- шумовые колебания в среде (ламинарные, вихревые и турбулентные), шумы сторонних объектов, ветровые и конвенционные шумы являются мешающими и относятся к помехе.

При соотношении $s(t)/n(t) \ll 1$ смесь «сигнал-помеха» не отвечает принятой в шумопеленговании модели обнаружения. Сигнал развален помехой, имеет многолучевость и нестабилен. Он потерял свое главное свойство – измеримость. В таких условиях очень сложно говорить об эффективности критериев обнаружения Неймана-Пирсона и идеального наблюдателя. В этих традиционных алгоритмах обработки информации имеется ряд существенных недостатков. Прежде всего, в условиях мелководных закрытых бухт теряет смысл допущение о непрерывности сигнала в заданном интервале измерения. Шумы объекта обнаружения не могут так долго находиться в зоне измерения, чтобы, применяя статистический подход, приписать величине свойства вероятностной, случайной величины замкнутого пространства и рассчитать вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги.

Этим же недостатком страдают адаптивные способы и методы подавления помех. Они улучшают помеховую обстановку и повышают потенциал обнаружения за счет подавления мешающих источников, корреляционные свойства излучений которых можно точно оценить в процессе обзора пространства или знать заранее. При обнаружении акустически малозаметных объектов, когда уровни шума доходят до -10 дБ на фоне помехи, говорить о допустимо точной оценке взаимокорреляционных характеристик элементов приемника, улавливающих полезный сигнал, на фоне мешающих источников и сильной помехе, за время прохождения объекта в элементе разрешения, просто невозможно.

Надо помнить, что в реальных условиях идет обработка каких-то категорий возможности, идет обработка данных, вероятность наличия которых равна единице. В этих получаемых данных содержится не вероятность, а достоверная информация. Информация это не статистически определяемая мера возможности, а реально измеряемая величина уменьшения неопределенности.

Такой подход требует изменения концепции процесса приема и обработки информации. По мнению автора, несколько подходов должны быть постулированы. Прежде всего, должен быть изменен подход к понятию «оператор».

Постулат первый. Должен быть создан высококомпьютеризированный комплекс «человек-машина» (ККЧМ), способный оценивать обстановку с уче-

том всех имеющихся в реальности степеней свободы действия обнаруживаемого объекта в условиях полного мониторинга. Под полным мониторингом авторы подразумевают способность машинной части ККЧМ проводить непрерывное измерение параметров среды, последовательного их сравнения и отображения в виде, удобном для человека в ККЧМ. Человек адаптирует работу ККЧМ для повышения эффективности комплекса и принимает окончательное решение по дальнейшему использованию полученных данных.

Постулат второй. Энергия смеси сигнала с помехой всегда больше энергии помехи. В этом случае мерой факта сигнала в смеси с помехой принимается не пороговое множество подобия или традиционных критериев обнаружения, а информация различения этой смеси от помехи. Информация обладает свойством складываемости (аддитивности) и измеримости. Это значит, что ее можно накапливать по степеням свободы смеси сигнала и помехи, где она есть, и не накапливать там, где ее нет, за время нахождения источника или его отклика в элементе разрешения.

Постулат третий. Физический мир не непрерывен, конечен, счетен и дискретен. При обработке данных в процессе обнаружения и различения сигналов должны соблюдаться приоритеты:

- теория информации должна предшествовать теории вероятности;
- вейвлет-анализ с фрактально-аттракторным приложением превалирует над анализом Фурье.

Первому постулату частично посвящена монография [160]. После завершения научно-исследовательской работы в рамках НИР «Всплеск» будет опубликован материал лабораторных и натуральных исследований, проводимых в рамках первого постулата.

1.1.2. Последовательный анализ

В двух ранее рассматриваемых критериях Неймана-Пирсона и идеального наблюдателя предполагалось, что принятие решения осуществляется за фиксированный интервал времени T . Однако может оказаться, что решение можно принять за интервал времени меньший T . Именно этот факт учитывает критерий последовательного наблюдателя.

При последовательном наблюдении производится непрерывный анализ отношения правдоподобия (I) и сравнения его с двумя порогами $\dot{h} = (1 - p_D)/(1 - p_F)$ и $\dot{h} = p_D/p_F$, где p_D – вероятность правильного обнаружения сигнала; p_F – вероятность ложной тревоги.

Если отношение правдоподобия меньше \dot{h} , то принимается решение о наличии только помехи. Если же отношение правдоподобия больше \dot{h} , то принимается решение о наличии сигнала. В том случае, когда отношение правдоподобия находится между нижним уровнем \dot{h} и верхним уровнем \dot{h} , имеющих данных недостаточно для принятия решения, и испытание продолжается. Такая процедура повторяется до тех пор, пока не будет принято определенное решение. Последовательный анализ был разработан профессором Колумбийского университета А. Вальдом.

Преимущество последовательного анализа состоит в том, что можно независимо задавать вероятности P_D и P_F и он дает определенную экономию во времени за счет сравнительно быстрого принятия решения об отсутствии обнаруживаемого объекта. Особенно это ярко проявляется в случае мониторинга пространства.

Концепция динамического хаоса – общенаучная тенденция, с равной степенью важности оцениваемая и в механике, и в статистической физике, и в гидродинамике. Теория колебаний с переходом к исследованию диссипативных систем стала немыслима без исследований хаотических процессов в динамических системах.

В России уже в 20-е годы под руководством Л.И. Мандельштама была создана сильная научная школа, развивающая теорию нелинейных колебаний. Уже тогда Мандельштам понимал, что реальные процессы всегда нелинейны, имеют общие тенденции развития независимо от природы самого процесса, имеют глубокую философскую основу, так как универсально применимы [13].

Ученик Мандельштама А.А. Андронов установил, что автоколебания в физике адекватны предельным циклам, введенным Пуанкаре в его качественной теории дифференциальных уравнений. А.М. Ляпунов создал аппарат теории устойчивости колебаний, который лег в основу исследований момента возникновения автоколебаний при изменении параметров системы. Теперь это явление получило название *бифуркации Андронова-Хопфа*. В настоящее время теория бифуркаций – хорошо развитая математическая дисциплина, краеугольный камень нелинейной динамики [55].

Очень остро на рубеже XIX и XX веков стоял вопрос о ламинарности и турбулентности жидкости. Причины возникновения турбулентности, а с ней и турбулентных шумов, долго оставались загадкой. Около 1920 года англичанин Л. Ричардсон развил качественные представления о том, что в турбулентном течении имеется перенос энергии от крупных ко все более и более мелким завихрениям, пока энергия не диссипирует из-за вязкости в мелких масштабах [13].

В 1941 году была предложена теория турбулентности Колмогорова-Обухова. Она основывалась на предположении, что при больших числах Рейнольдса турбулентное состояние можно считать локально однородным и изотропным в статистическом смысле. В ней говорилось о том, что имеет место каскадная передача энергии от крупных пространственных масштабов к мелким в так называемом «инерционном интервале» – области масштабов, где вязкость не существенна. Простая и глубокая теория подводила к конкретному теоретическому предсказанию – распределение энергии по спектру должно быть пропорционально $k^{-5/3}$, где k – волновое число (закон «пяти третей»). К настоящему времени получены экспериментальные данные, хорошо согласующиеся с этим законом, но осознана также необходимость внесения уточнений в теорию [20].

В 1941 году советский физик Л.Д. Ландау в своей статье «К проблеме турбулентности» предположил, что турбулентность возникает в результате большого числа (каскада) последовательных бифуркаций, каждая из которых состоит в появлении колебаний с новой частотой. Вновь возникающие частоты в типичном случае находятся в иррациональном соотношении с ранее возникшими частотами. Независимо от Ландау немецкий математик Э. Хопф опубликовал работу «Математический пример, демонстрирующий особенности турбулентности».

Данная картина возникновения турбулентности получила название сценарий Ландау-Хопфа [20].

В 1963 году американский метеоролог Э. Лоренц исследовал систему трех обыкновенных дифференциальных уравнений, моделирующих динамику жидкости при конвекции в слое воды, подогреваемом снизу. Сложная динамика процесса на отображаемом фазовом пространстве фиксировалась как раскрытые крылья бабочки. Возникали непериодические движения, имеющие строго обозначенные границы – аттракторы. В СССР А.Н. Ораевский с соавторами провел аналогичную работу. Работы не были своевременно замечены и оценены [55].

В 1971 году Д. Рюэль и Ф. Такенс математическим моделированием фактически предсказали появление масштабного множества, фрактала, внешне напоминающего сплошной шумовой спектр. Бенуа Мандельброт назвал это явление «математическим монстром» с нецелой размерностью Хаусдорфа. Не обладая математической строгостью изложения, Мандельброт выпустил книгу научно-популярного жанра, которая вызвала массовый интерес научного сообщества и стимулировала бурное развитие новой дисциплины – фрактальной геометрии, по многим позициям сопрягающуюся с нелинейной динамикой [20].

Так зарождалась концепция прикладного хаоса. Окружающий нас мир полон нелинейных явлений и процессов, правильное представление о которых невозможно без понимания возможности хаоса и связанных с ним принципиальных ограничений на предсказуемость поведения сложных систем.

Все вышесказанное позволяет оптимистически говорить о возможности использования хаоса в системах формирования звуковых полей различной гидроакустической природы (шумы течений, шумы прибоя и поверхности океана, биологические шумы, техногенные шумы, шумы морских неоднородностей природного и искусственного происхождения и пр.). Использовать для решения конкретных практических задач предсказания тех последствий, к которым могут привести неучтенные процессы сложной океанической динамики [162].

Благодаря динамической природе хаотических режимов и их чувствительности к малым возмущениям они могут быть подвержены управлению и регулировке посредством внешнего контролируемого воздействия. Весьма перспективна идея поддержания упорядоченного хаоса в пределах некоторого фазового пространства с тщательным анализом характеристик управляющих воздействий и реакции хаотической системы. О чем будет вестись речь в последующем материале.

Глава 1.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАКТАЛЬНО-АТТРАКТОРНОГО ПОДХОДА К ОПИСАНИЮ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Абстрагируясь от конкретной физической природы среды, ее можно рассматривать как динамическую систему (ДИС), под которой подразумевается математическая абстракция, характеризуемая набором величин, называемых *динамическими переменными*, получаемыми из исходного набора по определенному правилу – *оператору эволюции системы*. ДИ предназначена для описания и изучения систем, эволюция которых во времени однозначно определяется начальным состоянием. Динамический подход имеет важное прикладное значение

ко всякому фундаментальному исследованию. Он основывается на концепции *лапласовского детерминизма*. Смысл концепции состоит в том, что какой бы сложной не была система, ее поведение можно принципиально предсказать точно, зная начальные условия и силы, действующие между ее составляющими частями [151].

Выделяют два класса динамических систем – *консервативные* (не теряющие ресурса на исследуемом отрезке, например, механические колебания системы в отсутствии трения) и *диссипативные* (динамическая система, в которой механическая энергия непрерывно уменьшается, переходя в другие формы энергий, например в тепло). Как правило, это реальные системы, режим динамики которых не получает энергию извне, предоставленные себе в течение длительного времени. Они могут прекращать свое действие или уменьшать область посещения до некоторого консервативного состояния. Например, колебания с трением в пределе прекращаются и объект, совершавший колебания, занимает одну точку. Объект, совершающий вынужденные колебания, диссипативно меняет свои параметры до тех пор, пока период вынуждающих импульсов и его амплитуда не станут соответствовать некоторым параметрам, всей колеблющейся системы [55].

Известно, что акустические колебания представляют собой продольно распространяющиеся колебательные движения водной среды. Причем, в том месте среды, где отмечается максимальная колебательная скорость, наблюдаются повышенные значения акустического давления, плотности и/или температуры по сравнению со средой без звука (невозмущенной средой с начальными параметрами давления, плотности и температуры).

Другое, не менее известное понятие, говорит о том, что звук – это распространяющиеся сжатия и растяжения. Межмолекулярные силы препятствуют изменению существующего состояния равновесия. Если колебательный процесс начинается с растяжения, то это растяжение занимает больше времени, чем возврат частиц в исходное положение. Если колебания начинаются со сжатия, то процесс растяжения (возврат в исходное положение) занимает меньше времени. Предположим, что в начальный момент времени под действием внешней силы колебание началось с растяжения частиц в среде [13].

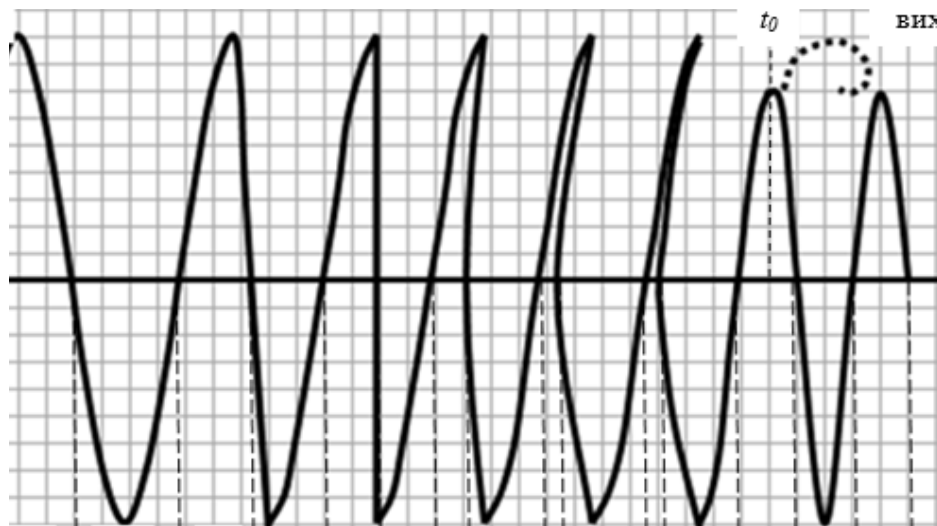


Рис. 1.1.1. Нелинейность состояния и движения

На рисунке 1.1.1 видно, что через полупериод «2», когда начинается обратный процесс «3», колебание становится более коротким (на рисунке умышленно сохранена масштабная сетка, чтобы легче прослеживалось уменьшение периода колебаний). Если нет больше воздействия внешней силы, то следующий период становится еще меньше. Происходит не только уменьшение амплитуды, но и уменьшение периода колебаний, то есть происходит возникновение гармоник из-за нелинейности среды. При этом интенсивность уменьшения периода колебаний превышает интенсивность уменьшения амплитуды. Колебания напоминают пилообразную форму. Продолжающийся процесс в некоторый момент времени t_0 становится таким, что наиболее удалившиеся от положения равновесия частицы, не успев вернуться в исходное положение, отрываются и начинают совершать вихревые движения. Это момент бифуркации, в результате которой рождается звуковой аттрактор. Колебания резко изменяют период сжатия и растяжения, вновь приближаясь к синусоидальным колебаниям, но с другой частотой. В этом феномене суть нелинейности в гидроакустике и суть обратного влияния звуковых колебаний на среду, в которой они происходят. В ходе короткого анализа были употреблены выражения, используемые в гидродинамике (бифуркация и аттрактор). Остановимся подробнее на возникшей стыковке двух наук. Это гидродинамическая акустика [19]. Она включает в себя целый ряд проблем, на части которых будут строиться нижеследующие дополнения. Речь идет о теории динамического хаоса, о теории пограничного слоя, теории гидродинамической неустойчивости и теории турбулентности.

1.1.1. Дополнения гидродинамической акустики

Теория динамического хаоса [13] изучает порядок системы, которая выглядит случайной, беспорядочной. При этом теория помогает построить модель такой системы, не ставя задачу точного предсказания поведения хаотической системы в будущем.

Случайный процесс – это такой процесс, точное предсказание которого принципиально невозможно. Можно лишь ставить вопрос о вероятности того или иного варианта его развития. С другой стороны, детерминированный процесс – это по определению процесс, каждый шаг которого предопределен некоторыми закономерностями, заведомо известными. Иными словами, это означает, что можно со 100-процентной вероятностью предсказать его будущее развитие во времени.

Исследования последних 20 лет показали, что не все так просто и что детерминированная система может вести себя совершенно непредсказуемо. И наоборот, в основе нерегулярного, хаотического поведения часто лежит вполне детерминированное описание.

Какими же инструментами располагает теория хаоса. В первую очередь это аттракторы и фракталы.

Аттрактор (от англ. to attract – притягивать) – геометрическая структура, характеризующая поведение динамической системы в фазовом пространстве по прошествии длительного времени. Аттрактор – это то, к чему стремится прийти система, к чему она притягивается [55].

Некоторые виды аттракторов показаны на рис. 1.1.2.

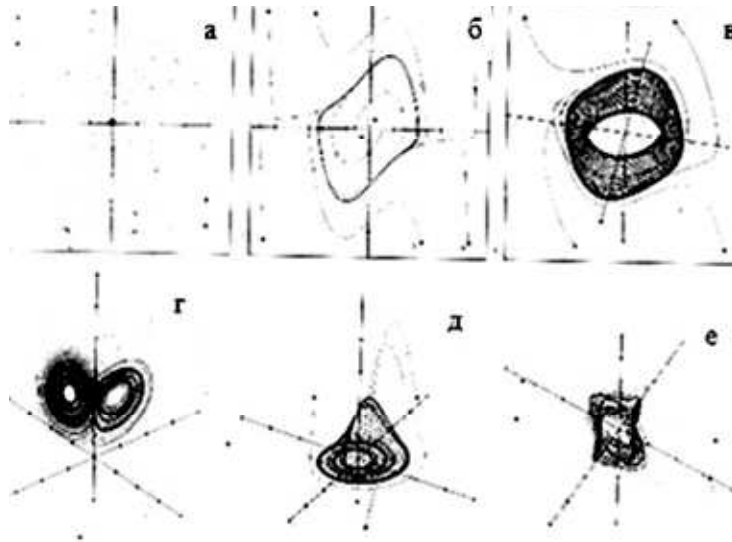


Рис. 1.1.2. Основные типы аттракторов. Вверху показаны три предсказываемых, простых аттрактора. Внизу – три хаотических аттрактора

Самым простым типом аттрактора является точка (а). Такой аттрактор характерен для маятника при наличии трения. Независимо от начальной скорости и положения, такой маятник всегда придет в состояние покоя, т.е. в точку.

Следующим типом аттрактора является предельный цикл (б), который имеет вид замкнутой кривой линии. Примером такого аттрактора является маятник, на который не влияет сила трения. Еще одним примером предельного цикла является биение сердца. Частота биения может снижаться и возрасти, однако она всегда стремится к своему аттрактору, своей замкнутой кривой.

Третий тип аттрактора – тор (в).

Особую категорию составляют хаотические аттракторы, которые называют странными аттракторами (г, д, е).

Знание фазового пространства позволяет представить поведение системы в геометрической форме и соответственно предсказывать его. И хотя нахождение системы в конкретный момент времени в конкретной точке фазового пространства практически невозможно, область нахождения объекта и его стремление к аттрактору предсказуемы.

Первым хаотическим аттрактором стал аттрактора Лоренца. Аттрактор Лоренца рассчитан на основе всего трех степеней свободы – три обыкновенных дифференциальных уравнения, три константы и три начальных условия. Однако, несмотря на свою простоту, система Лоренца ведет себя псевдослучайным (хаотическим) образом.

Смоделировав свою систему на компьютере, Лоренц выявил причину ее хаотического поведения – разницу в начальных условиях. Даже микроскопическое отклонение двух систем в самом начале в процессе эволюции приводило к экспоненциальному накоплению ошибок и соответственно их стохастическому расхождению.

Фрактал – это геометрическая фигура, определенная часть которой повторяется снова и снова, отсюда проявляется одно из свойств фрактала – *самоподобие*. Дробность фрактала является математическим отражением меры неправильности фрактала. Фактически все, что кажется случайным и неправиль-

ным, может быть фракталом, например, облака, деревья, изгибы рек, биения сердца, популяции и миграции животных или языки пламени [55].

Фракталу и его размерности далее посвящен параграф данной главы.

Здесь же возникает необходимость определить понятие фазового пространства. Итак, фазовое пространство – это абстрактное пространство, координатами которого являются степени свободы ДС. Например, у движения маятника две степени свободы. Это движение полностью определено начальной скоростью маятника и положением. Если движению маятника не оказывается сопротивления, то фазовым пространством будет замкнутая кривая. В реальности на Земле на движение маятника влияет сила трения. В этом случае фазовым пространством будет спираль.

Детерминированный хаос – это «нерегулярное или хаотическое движение, порожденное нелинейными системами, для которых динамические законы однозначно определяют эволюцию во времени состояния системы при известной предыстории» [151].

Теория пограничного слоя [162] – асимптотическое приближение решения граничных задач для дифференциальных уравнений с малым параметром при старших производных (сингулярных задач) в подобластях с существенным влиянием членов со старшими производными на решение.

Явление пограничного слоя в жидкостях возникает в узких зонах вблизи частей границы, на которых существует различие между числом граничных условий исходной и вырожденной (при нулевом значении параметра малости) задач, а также вблизи поверхностей разрыва решения вырожденной задачи.

Вязкость оказывает существенное влияние на движение жидкости лишь в тонком ее слое в непосредственной близости от поверхности обтекаемого тела. *Пограничным слоем* называют прилегающий к обтекаемому твердому телу слой жидкости, в котором величины сил внутреннего трения и сил инерции одного порядка.

Действующие в пограничном слое силы вязкости вызывают касательные напряжения, уменьшающие скорость частиц и вызывающие образование вихрей. Теория пограничного слоя создавалась и развивалась многими выдающимися учеными, такими, как Л. Прандтль, Т. Карман, Л.Г. Лойцянский, Н.Е. Кочин, А.А. Дородницын и др.

Толщиной δ пограничного слоя считают расстояние от поверхности тела до точки, в которой скорость v_x отличается от скорости v_∞ внешнего потока менее чем на 1%. Если за исключением прилегающего к поверхности тела весьма тонкого подслоя в пограничном слое движение турбулентное, то пограничный слой считают турбулентным.

Пусть жидкость обтекает криволинейную поверхность малой кривизны. Для расположенного от начала координат на расстоянии x (рис. 1.1.3) элементарного участка $ABDC$ пограничного слоя, имеющего ширину, равную единице длины, и длину dx , применим теорему импульсов.

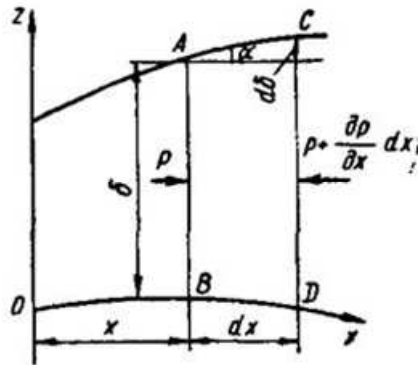


Рис. 1.1.3. Сечение пограничного слоя, обтекающего криволинейную поверхность малой кривизны

В результате для установившегося течения в пограничном слое несжимаемой жидкости получим интегральное соотношение

$$\rho = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} v_x^2 dz - \rho v_0 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} v_x dz = -\tau_0, \quad (1.1.1)$$

где τ_0 – сила трения, отнесенная к единице площади.

В уравнение (1.1.1) входят три неизвестных (v_x , δ и τ_0). Поэтому для его решения необходимо знать зависимости $v_x(z)$ и $\tau_0(\delta)$.

Рассмотрим продольное обтекание плоской пластины. На верхней границе пограничного слоя (при $z = \delta$) скорость $v_x = v_{\infty} = \text{const}$, силы трения $\tau = 0$ и $(\delta v_x / \delta z) = 0$. На нижней границе, у поверхности пластины ($z = 0$) скорость $v_x = 0$. Формула для касательного напряжения потока у стенки может быть получена на основании закона распределения скорости по поперечному сечению пограничного слоя

$$v_x = v_{\infty} \left(2 \frac{z}{\delta} - \frac{z^2}{\delta^2} \right) \quad (1.1.2)$$

и формулы Ньютона

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} \right)_{z=0}, \text{ как } \tau = 2\mu \frac{v_{\infty}}{\delta}.$$

Совместно решив это уравнение с уравнениями (1.1.1) и (1.1.2), получим

$$\frac{1}{2} \delta^3 = 15 \frac{\mu}{\rho v_{\infty}} x + C,$$

где при $x = \delta = 0$ величина $C = 0$. Тогда

$$\delta = \sqrt{\frac{30\mu x}{\rho v_{\infty}}} \approx 5,48 \sqrt{\frac{\mu x}{\rho v_{\infty}}}.$$

Следовательно, толщина пограничного слоя обратно пропорциональна корню квадратному из произведения скорости невозмущенного потока U_{∞} на

плотность ρ и прямо пропорциональна корню квадратному из произведения длины x пластины на коэффициент вязкости μ .

Коэффициент трения плоской пластины для ламинарного пограничного слоя

$$c_{mp} = \frac{1,3}{\sqrt{\Re}}, \quad (1.1.3)$$

где \Re – число Рейнольдса – один из критериев подобия для течений вязких жидкостей и газов, характеризующий соотношение между инерционными силами m силами вязкости:

$$\Re = \frac{rvl}{m},$$

где r – плотность, m – динамический коэффициент вязкости жидкости или газа, v – характерная скорость потока, l – характерный линейный размер. Так, при обтекании тел l – длина или поперечный размер тела, а v – скорость невозмущенного потока, набегающего на тело. От числа Рейнольдса зависит режим течения жидкости, характеризуемый критическим числом – $Re_{кр}$. При $Re < Re_{кр}$ возможно лишь ламинарное течение жидкости, а при $Re > Re_{кр}$ течение может стать турбулентным. Значение $Re_{кр}$ зависит от вида течения. При течении жидкости в русле реки (в морской среде) $Re_{кр} = 2300$.

Выражение (1.1.1) можно применить и к турбулентному пограничному слою. Распределение скорости в турбулентном пограничном слое на основании опытных данных может быть выражено степенным законом

$$v_x = v_\infty \left(\frac{z}{\delta} \right)^n, \quad \text{где } n=7. \quad (1.1.4)$$

Касательное напряжение турбулентного потока у стенки

$$\tau_0 = 0,0225 \rho v_0^2 \left(\frac{1}{\Re_\delta} \right)^{1/4}, \quad \text{где } \Re_\delta = \frac{v_\infty \delta}{\nu}.$$

В действительности передняя часть пластины обтекается ламинарным пограничным слоем, который затем переходит в турбулентный. Переход пограничного слоя от ламинарного к турбулентному зависит от турбулентности набегающего потока и шероховатости поверхности пластины и определяется критическим числом $Re_{кр} = 2 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$.

При значительной шероховатости сила сопротивления трения не зависит от числа Рейнольдса и пропорциональна квадрату скорости.

В случае обтекания криволинейной поверхности продольный градиент давления $(dp/dx) \neq 0$, так как на верхней границе пограничного слоя $v_x = v_{ar}$ и давление, направленное вдоль течения пограничного слоя, изменяется. Тогда

$$v_x dz + \rho \frac{dv_0}{dx} \int_0^\delta v_x dz \quad (1.1.5)$$

$$\rho \frac{d}{dx} \left(v_0 \int_0^\delta v_x dz \right) = \rho v_0 \frac{d}{dx} \int_0^\delta$$

Или

$$\rho v_0 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} v_x dz = \rho \frac{d}{dx} \left(v_0 \int_0^{\delta} v_x dz \right) - \rho v_0' \int_0^{\delta} v_x dz. \quad (1.1.6)$$

С учетом уравнений (1.1.6) и (1.1.4) интегральное соотношение (1.1.1) примет вид

$$\rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} v_x (v_0 - v_x) dz + \rho v_0' \int_0^{\delta} (v_0 - v_x) dz = \tau. \quad (1.1.7)$$

Толщину δ^* вытеснения определяют как частное от деления интеграла во втором слагаемом левой части уравнения (1.1.7) на скорость на внешней границе пограничного слоя, то есть

$$\delta = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{v_x}{v_0} \right) dz.$$

Введем в уравнение (1.1.7) значения δ^* и получим

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{v_x}{v_0} \left(1 - \frac{v_x}{v_0} \right) dz \quad (1.1.8)$$

толщины пограничного слоя потери импульса, получаемой делением на v_0 интеграла, входящего в первое слагаемое левой части уравнения (1.1.7). Тогда

$$\rho v_0^2 \frac{d\delta^{**}}{dx} + 2\rho v_0 v_0' \delta^* + \rho v_0 v_0' \delta^* = \tau_0. \quad (1.1.9)$$

Интегральное соотношение в безразмерном виде (уравнение Кармана) получают делением уравнения (1.1.9) на ρv_0^2 :

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{v_0'}{v_0} (2\delta^{**} + \delta^*) = \frac{\tau_0}{\rho v_0^2}.$$

Обозначив $\frac{\delta^*}{\delta^{**}} = H$ получим

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \delta^{**} \frac{v_0'}{v_0} (2 + H) = \frac{\tau_0}{\rho v_0^2}.$$

Подставив в формулу (1.1.8) значение отношения v_x/v_0 из уравнения (1.1.4) и считая $v_0 = v_\infty$, получим

$$\delta = \int_0^{\delta} \left(1 - 2 \frac{z}{\delta} + \frac{z^2}{\delta^2} \right) dz = \frac{\delta}{3}.$$

При обтекании криволинейной поверхности, например веретенообразного цилиндра, скорость потока в точках, лежащих ниже по направлению его движения, возрастает, достигая максимума в точке m (рис. 1.1.4), тогда как давление в той же точке достигает минимума.

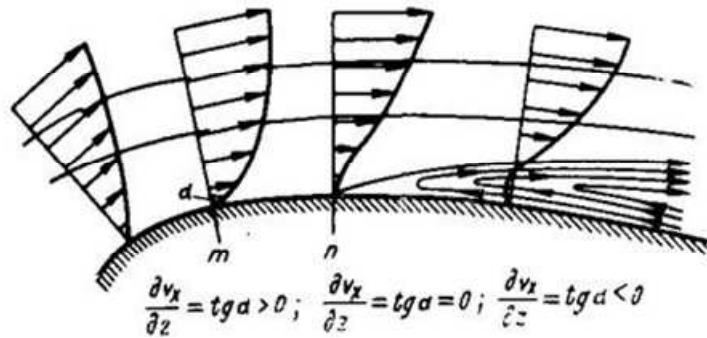


Рис. 1.1.4. Схема отрыва пограничного слоя

В области за точкой m положительный градиент давления сообщает частицам жидкости ускорение, направленное в сторону, противоположную направлению скорости набегающего потока. Это может привести к отрыву пограничного слоя в некоторой точке n . У тел, имеющих плавные очертания и вытянутую по направлению потока форму, основную долю сопротивления составляет сопротивление трения, так как срывы потока будут иметь место лишь на небольших участках поверхности.

С увеличением размеров обтекаемого тела и скорости обтекающего потока (при очень больших числах Re) менее ощутимо влияние вязкости. Коэффициент сопротивления водной среды не зависит от числа Re для тел, имеющих острые грани, которые постоянно являются местами срыва воздушного потока. Наоборот, у тел, имеющих закругленные формы, срыв потока не происходит в строго определенном месте, а имеет тенденцию к смещению в зависимости от изменения турбулентности потока.

Коэффициент сопротивления среды для таких тел может значительно отклоняться, так как изменение места срыва потока определяет и величину поперечного сечения отрыва, а следовательно, и величину вихревой зоны, от которой зависит сопротивление воды. Решающую роль при этом играет пограничный слой. Если он имеет ламинарный характер и, следовательно, находится в диапазоне меньших значений Re , то срыв потока происходит у максимального поперечного сечения тела.

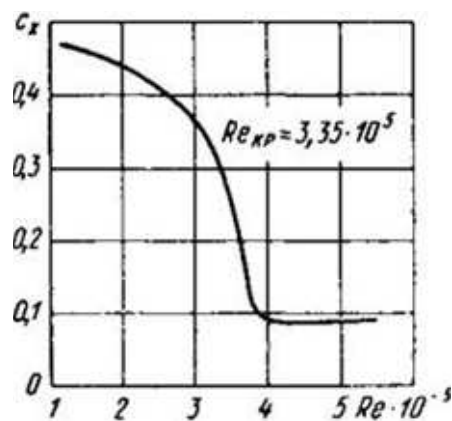


Рис. 1.1.5. Кризисная зона шара

При определенном значении Re , называемом критическим числом Рейнольдса ($Re_{кр}$), пограничный слой становится турбулентным. Такой слой, обладая большей кинетической энергией, более длительно прилегает к телу, поперечное сечение срыва становится меньше, соответственно снижается и сопротивление среды. Для таких тел $c_x(Re)$ имеет две зоны:

– зону больших значений коэффициента c_x сопротивления среды при малых значениях $Re < Re_{кр}$;

– зону малых значений c_x при больших значениях $Re > Re_{кр}$.

Между этими двумя зонами расположена зона значений Re , при которых величина коэффициента сопротивления среды резко изменяется. Эту сравнительно узкую область резкого изменения коэффициента c_x называют кризисной зоной. Очень типично такое явление для шара (рис. 1.1.5), у которого при увеличении Re от $1,5 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^5$ происходит внезапное смещение места срыва потока, сопровождающееся снижением c_x с 0,48 до 0,09–0,11, т.е. почти в 5 раз. Аналогичное явление имеет место при обтекании водяным потоком и других плохо обтекаемых тел.

В закритической зоне коэффициент сопротивления среды почти не изменяется с изменением числа Re , поэтому при испытаниях важно не попасть в критическую зону и провести эксперимент при числе Re , соответствующем закритической зоне.

Измерения, проведенные в воздушной среде, показали, что при имитации движения обтекаемых тел со скоростями 80–120 км/ч их числа Re , отнесенные к габаритной длине, составляют $Re = (7–12) \cdot 10^6$, а при движении со скоростями 20–40 км/ч составляют $Re = (1,5–4) \cdot 10^6$. Для моделей тел, выполненных в масштабе 1:5 и испытываемых при скоростях воздушного потока 10–60 м/с, коэффициенты лобового сопротивления воздуха определяют при числе $Re \approx (0,5–3) \cdot 10^6$. Для моделей нижняя граница чисел Re доходит до критических зон, тогда как значения Re для реальных тел при всех условиях движения расположены в закритической зоне и коэффициент сопротивления воздуха почти не зависит от числа Рейнольдса. Статистики по подобным измерениям в водной среде пока нет в достаточном количестве, чтобы делать серьезные выводы.

Говоря о коэффициенте сопротивления среды, автор имел в виду коэффициент лобового сопротивления. Однако и другие аэро- и гидродинамические коэффициенты изменяются при несимметричном потоке с изменением числа Re : чем больше угол натекания потока, тем ближе явление обтекания к происходящему в критической зоне. Однако в большинстве случаев можно обойтись без исследований зависимостей этих коэффициентов от чисел Re , так как критические зоны для них находятся в пределах, близких к $Re_{кр}$ для коэффициентов лобового сопротивления C_x .

Именно теория пограничного слоя дает аппарат оценки степени влияния вихревых и турбулентных потоков на акустическое поле водной среды океана вообще и шельфовой зоны в частности.

Теория гидродинамической устойчивости

Раздел гидродинамики и теории устойчивости, изучающий условия, при которых теряется устойчивость различных состояний и течений жидкости.

Под *устойчивостью* в гидродинамике понимается затухание начальных возмущений. Возмущения – некоторая добавка к основным физическим величинам (в первую очередь, скорости жидкости и давления, но можно рассматривать также и возмущения других полей – температуры, магнитного поля и т.д.). Если рассматривается эволюция возмущений во времени, то рассматривается задача о

темпоральной (временной) устойчивости, если вдоль некоторого направления в пространстве (например вдоль трубы), то *пространственной устойчивости*.

Если возмущения растут в данной точке жидкости со временем, но течением сносятся так, что в каждой конкретной точке пространства нет растущих возмущений, то говорят, что это *конвективная неустойчивость*, если же и в какой-то точке возмущения растут, то это *абсолютная неустойчивость*.

Обычно течение (или покой) жидкости зависит от какого-то параметра (число Рейнольдса для течения, число Рэлея или Грасгофа для конвекции). Тогда имеет смысл рассматривать критические значения этого параметра (порог устойчивости), выше которого начинается развитие возмущений. При этом возмущения сами описываются некоторыми свойствами – например, формой, амплитудой и пр. Графическое изображение зависимости порога от параметров возмущения (обычно от волнового числа или физических параметров, например, числа Прандтля или числа Соре) называется *нейтральной кривой*. К примеру, в таких задачах, как течение Пуазейля, неустойчивость Рэлея-Гейлора, неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, конвекция Рэлея-Бенара, конвекция в вертикальном слое и др., основной интерес представляет поиск *границы хаотизации*, либо нарушения равновесия в системе. В упомянутых случаях строится зависимость критического значения управляющего параметра (при возмущения становятся незатухающими) от длины волны возмущения.

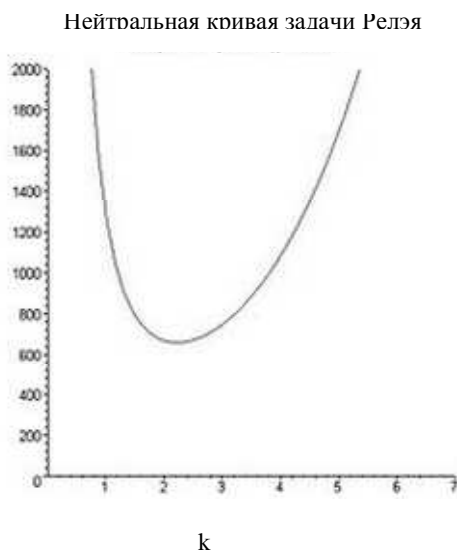


Рис. 1.1.6. Нейтральная кривая задачи Рэлея о конвекции

Теория турбулентности

До 1917 года в российской науке пользовались термином *беспорядочное течение*.

В 1938 году П.Л. Капицей было открыто турбулентное течение в квантовых средах – сверхтекучем гелии. В жидком гелии есть два типа звука – первый и второй, они могут создавать волновую турбулентность на его поверхности.

В 1941 году А.Н. Колмогоровым и А.М. Обуховым создана теория однородной турбулентности для несжимаемых течений при больших числах Re . Затем в 1960-е годы было начато изучение нелинейных волн, солитонов.

В 1970-е годы в СССР Захаровым Владимиром Евгеньевичем была изучена слабая или «волновая» турбулентность волн на поверхности воды (её называют вырожденной). Турбулентность внутри сред называли сильной.

В 1975 году введено понятие *фрактал* математиком Бенуа Мандельбротом. А константа Фейгенбаума, используемая при описании фрактальной среды с детерминированным хаосом, была получена в 1978 г. Тогда же был открыт *сценарий Фейгенбаума* (или субгармонический каскад) – частный вид перехода к турбулентности.

Физикам было непонятно, почему при хаотическом движении, похожем на броуновское, в жидкости или газе вдруг миллиарды молекул сворачиваются в кольцо. В начале 80-х годов Ю.Л. Климонтович, профессор МГУ им. Ломоносова, выдвинул гипотезу о том, что турбулентность – это не хаотичное, а высокоорганизованное, упорядоченное течение. И что энтропия при переходе от ламинарного к турбулентному течению уменьшается. Поэтому спонтанно образуются различные структуры. Он предложил свой критерий, на основе «S-теоремы», по которому можно было рассчитать степень упорядоченности сплошной среды, используя величину производства энтропии. Он не знал, что сценарий Фейгенбаума и другие их виды встречаются в реальных турбулентных средах и считал, что модели сплошной среды недостаточно для появления турбулентности и в уравнении Навье-Стокса нет турбулентности. Поэтому даже для простого движения воды он вводил в уравнения некие искусственные дополнительные флуктуационные члены, что было ошибкой. Аналогично вводил дополнительные члены в уравнения сохранения импульса или движения О. Рейнольдс.

Основа динамического хаоса покоится на нелинейных системах. Понятие нелинейных систем возникло как обобщенное понятие механической системы, движение которой описывается дифференциальными уравнениями Ньютона. Достаточно подробно и доходчиво изложено в плане прикладной гидроакустики и в данной монографии не рассматривается.

Первые элементы теории хаоса появились еще в XIX веке. Подлинное научное развитие эта теория получила во второй половине XX века. Это произошло благодаря работам Эдварда Лоренца (Edward Lorenz) из Массачусетского технологического института и трудам Бенуа Б. Мандельброта (Benoit B. Mandelbrot) – франко-американского математика.

В начале 60-х годов XX века Эдвард Лоренц (его работа опубликована в 1963 году) рассматривал, в чем возникает трудность при прогнозировании погоды. До работы Лоренца в мире науки господствовали два мнения относительно возможности точного прогнозирования погоды на бесконечно длительный срок.

Первый подход сформулировал еще в 1776 году французский математик Пьер Симон Лаплас. Лаплас заявил, что «...если мы представим себе разум, который в данное мгновение постиг все связи между объектами во Вселенной, то он сможет установить соответствующее положение, движения и общие воздействия всех этих объектов в любое время в прошлом или в будущем». Этот его подход был очень похож на известные слова Архимеда: «Дайте мне точку опоры, и я переверну весь мир». Таким образом, Лаплас и его сторонники говорили, что для точного прогнозирования явлений необходимо только собрать больше информации обо всех частицах во Вселенной, их местоположении, скорости, массе, направлении движения, ускорении и т.п. Лаплас думал, чем больше человек будет знать, тем точнее будет его прогноз относительно будущего.

Второй подход к возможности прогнозирования событий раньше всех наиболее четко сформулировал другой французский математик, Жюль Анри Пуанкаре. В 1903 году он сказал: «Если бы мы точно знали законы природы и положение Вселенной в начальный момент, мы могли бы точно предсказать положение той же Вселенной в последующий момент. Но даже если бы законы природы открыли нам все свои тайны, мы и тогда могли бы знать начальное положение только приближенно. Если бы это позволило нам предсказать последующее положение с тем же приближением, это было бы все, что нам требуется, и мы могли бы сказать, что явление было предсказано, что оно управляется законами. Но это не всегда так. Может случиться, что малые различия в начальных условиях вызовут очень большие различия в конечном явлении. Малая ошибка в первых породит огромную ошибку в последнем. Предсказание становится невозможным, и мы имеем дело с явлением, которое развивается по воле случая».

В этих словах Пуанкаре мы находим постулат теории хаоса о зависимости от начальных условий. Последующее развитие науки, особенно квантовой механики, опровергло детерминизм Лапласа. В 1927 году немецкий физик Вернер Гейзенберг открыл и сформулировал *принцип неопределенности*. Этот принцип объясняет, почему некоторые случайные явления не подчиняются лапласовому детерминизму. Гейзенберг показал принцип неопределенности на примере радиоактивного распада ядра. Так, из-за очень малых размеров ядра невозможно знать все процессы, происходящие внутри него. Поэтому, сколько бы информации мы не собирали о ядре, точно предсказать, когда это ядро распадется, невозможно.

Бифуркация (от лат. *bifurcus* – раздвоенный) приобретение нового качества движениями динамической системы при малом изменении ее параметров. Бифуркация соответствует перестройке характера движения реальной системы (физической, химической и пр.) Основы теории бифуркаций заложены А. Пуанкаре и А.М. Ляпуновым в начале XX в., затем эта теория была развита А.А. Андроновым и его учениками. Знание основных бифуркаций позволяет существенно облегчить исследование конкретных физических систем, в частности предсказать параметры новых движений, возникающих в момент перехода, оценить в пространстве параметров области их существования и устойчивости и пр. Это относится как к системам с сосредоточенными параметрами, так и к системам с распределенными параметрами.

Пример перестройки характера движения реальной системы – возникновение конвекции в горизонтальном слое жидкости при положительной рефракции в мелком море: увеличение температуры нижних слоев T_H вплоть до некоторой разности температур $T_H - T_B$ не приводит к появлению макроскопического движения жидкости (тепловой поток между нижней и верхней поверхностями обеспечивается за счет молекулярного теплопереноса); при некотором же значении $T_H - T_B = T_{кр}$ возникает ячеистая конвекция (рис. 1.1.7). В математической модели (в исходных уравнениях гидродинамики или их конечномерных аппроксимациях) возникновению таких ячеек соответствует бифуркация рождения новых состояний равновесия (соответствующих ячеистой структуре). Математически бифуркация – это смена топологической структуры разбиения фазового пространства динамической системы на траектории при малом изменении ее параметров.

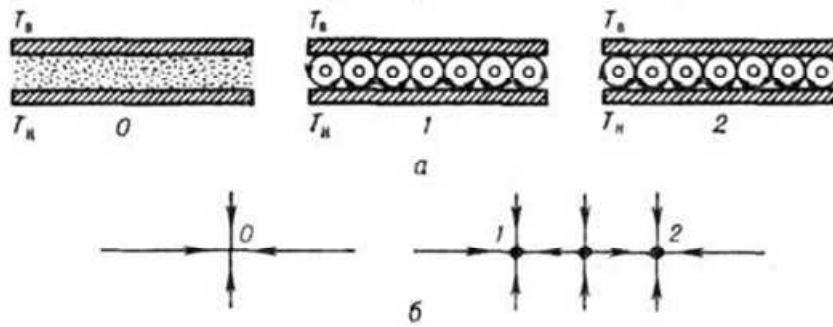


Рис. 1.1.7. Тепловая конвекция в плоском слое жидкости с теплыми более глубокими слоями: *a* – состояние 0 при $(T_H - T_B) < \Delta T_{кр}$ – жидкость покоится; состояния 1 и 2 при $T_H - T_B > \Delta T_{кр}$ зависят от начальных условий, *б* – соответствующие фазовые портреты

Это определение опирается на понятие топологической эквивалентности динамических систем – две системы топологически эквивалентны, то есть имеют одинаковую структуру разбиения фазового пространства на траектории, если движения одной из них могут быть сведены к движениям другой непрерывной заменой координат и времени.

Примером такой эквивалентности служат движения маятника при разных величинах коэффициента трения k : при малом трении траектории на фазовой плоскости имеют вид скручивающихся спиралей, а при большом – парабол (рис. 1.1.8). Эти кажущиеся, на первый взгляд, различными фазовые портреты введением новой системы координат можно свести один к другому. Переход от фазового портрета рис. 1.1.8,*a* к рис. 1.1.8,*б* не представляет собой бифуркации, поскольку бифуркация – это переход от данной системы к топологически неэквивалентной.

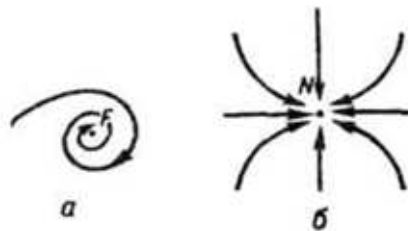


Рис. 1.1.8. Фазовые портреты системы $\ddot{x} + k\dot{x} + x = 0$ при разных k : *a* – при $k < 2$, *б* – при $k > 2$.

Среди различных бифуркаций при анализе моделей физических систем особенно интересны *локальные*. Это бифуркации, при которых происходит перестройка отдельных движений динамической системы. Простейшими и наиболее важными из них являются бифуркации состояний равновесия и периодических движений.

Бифуркации состояний равновесия. Основные бифуркации состояний равновесия:

1) слияние и последующее исчезновение двух состояний равновесия. Примером может служить движение шарика в потенциальной яме с «полочкой» (рис. 1.1.9). При сглаживании полочки BD состояния равновесия седло S и центр S_2 сливаются и исчезают (рис. 1.1.10);

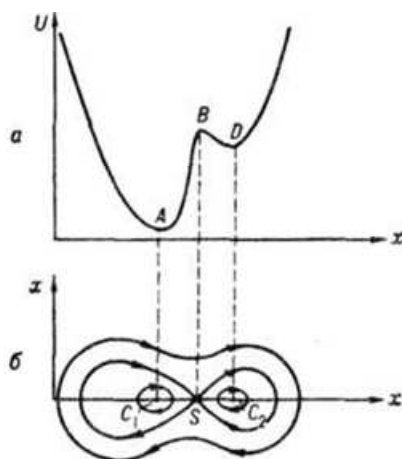


Рис. 1.1.9. Локальные бифуркации:
a – схема движения шарика
 в потенциальной яме с «полочкой»,
б – его фазовый портрет

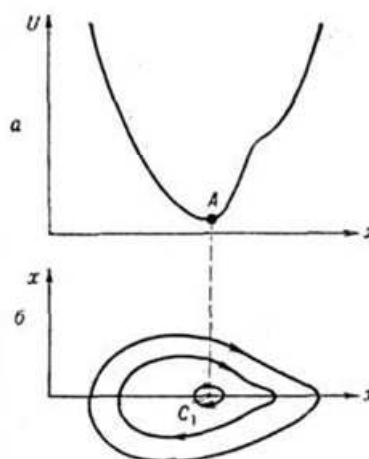


Рис. 1.1.10. Бифуркации со сглаженными
 «полочками»:
a – схема движения шарика после
 бифуркации; *б* – фазовый портрет




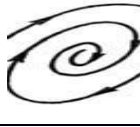






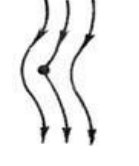

2) рождение предельного цикла из состояния равновесия. Пример такой бифуркации – переход простейшего лампового генератора при соответствующем изменении управляющего напряжения от режима статических колебаний к автоколебательному режиму. В этом случае на фазовой плоскости (x, x) из устойчивого фокуса в начале координат при коэффициенте затухания $\alpha \geq 0$ рождается *предельный цикл* (табл. 1.1.1, строка 4), амплитуда которого при малых α порядок $\sqrt{\alpha}$, а фокус становится неустойчивым;

3) рождение из одного равновесного состояния трёх состояний равновесия (спонтанное нарушение симметрии). Например, изменению движения шарика в жёлобе при появлении на дне жёлоба бугорка соответствует бифуркации, при которой из вырожденного состояния равновесия типа центр (рис. 1.1.11,а) возникают три состояния равновесия – седло S и центры C_1 и C_2 (рис. 1.1.11,б). При этом возможно существование устойчивых несимметричных движений в полностью симметричной системе.

Таблица 1.1.1

Рождение периодических движений

Характер возникновения периодических движений	Фазовый портрет			Математическая модель
	до бифуркации	в момент бифуркации	после бифуркации	
1	2	3	4	5
1. Жёсткое по амплитуде и мягкое по частоте				Уравнение 1.1

1	2	3	4	5
2. Жёсткое по амплитуде и мягкое по частоте				Уравнение 1.2
3. Жёсткое и по амплитуде и по частоте				Уравнение 1.3
4. Мягкое по амплитуде и жёсткое по частоте				Уравнение 1.4
5. Мягкое по амплитуде и мягкое по частоте				

Примечания:

1. Уравнения (1.1): Уравнения для амплитуд генератора Ван дер Поля, находящегося под действием периодической силы:

$$a = a [1 - (a^2 + b^2)] - \omega b - a_{\text{вн}}$$

$$b = b [1 - (a^2 - b^2)] - \omega a,$$

где ω – расстройка частоты.

В исходных (неусредненных) уравнениях $x - \mu(1 - x^2)x + x = A \sin \theta$,

$$\theta = \omega$$

этой бифуркации соответствует рождение тора, что в эксперименте отвечает переходу неавтономного осциллятора из режима синхронизации в режим биений.

2. Уравнение (1.2) Ван дер Поля-Дюффинга:

$$x = \mu(1 - x^2)x + x - x^3.$$

Для стационарных волн в неравновесных средах такой бифуркации соответствует переход от квазигармонической волны к солитону, а затем к кноидальной волне.

3. Уравнение (1.3) автогенератора с жестким возбуждением:

$$x + \mu(1 - x^2 + \alpha x^4)x + x = 0.$$

Одна из наиболее типичных бифуркаций рождения или исчезновения периодических движений.

4. Уравнение (1.4) Ван дер Поля:

$$x - (\infty - x^2)x + x = 0.$$

Бифуркация Андронова-Хопфа встречается в самых различных областях физики.

Такая бифуркация осуществляется при варьировании двух и более параметров. Встречаются в уравнениях гидродинамики.

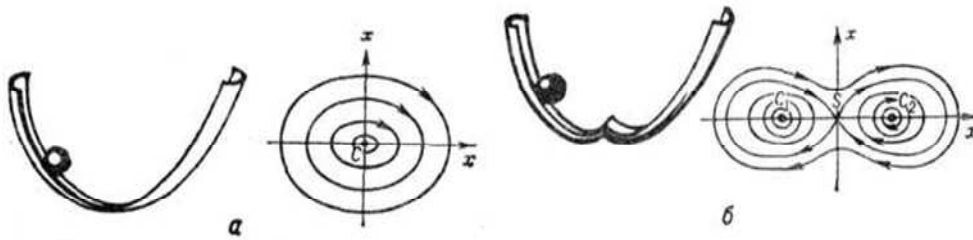


Рис. 1.1.11. Рождение из одного состояния равновесия трёх при малом изменении параметра (формы жёлоба): а – форма жёлоба и соответствующий фазовый портрет с одним состоянием равновесия типа центр, б – форма жёлоба с двумя минимумами и соответствующий фазовый портрет с тремя состояниями равновесия: седло S и два центра C_1 и C_2 .

За локальными бифуркациями можно проследить, наблюдая развитие малых возмущений в системе, которые описываются линеаризованными уравнениями.

При потере особой точки устойчивости рождается небольшой *предельный цикл* (мягкая потеря устойчивости) – замкнутая траектория в фазовом пространстве, в окрестностях которой нет других периодических траекторий.

Однако бывает обратное явление – небольшой неустойчивый предельный цикл в момент бифуркации схлопывается в особую точку, но обладает некоторым бассейном отталкивания, в котором после бифуркации имеет место отличный от нуля размер – жесткая потеря устойчивости.

Термины «мягкая» и «жесткая» связаны с описанием поведения системы с точки зрения «внешнего» наблюдателя, при медленной (в сравнении с динамикой системы) эволюции параметра системы и зашумлении системы малыми случайными возмущениями. В случае мягкой потери устойчивости решение перейдет из положения равновесия (ставшего неустойчивым) в предельный цикл – наблюдатель будет видеть периодическое «дрожание» состояния системы недалеко от положения равновесия, которое будет усиливаться с ростом параметра. Однако в масштабе времени «движения параметра», «отклонения» решения нарастают непрерывно.

Напротив, при жесткой потере устойчивости решение «резко» срывается и уходит за границу бассейна отталкивания исчезнувшего предельного цикла: с точки зрения наблюдателя, живущего в масштабе времени, в котором изменяется параметр, решение скачком поменяло режим.

В динамической системе $x = X(x, \mu)$ [x – вектор физических переменных, μ – параметр, а $x(\mu)$ – состояние равновесия] малые возмущения ξ описываются уравнением $\dot{\xi} = A(\mu)\xi$, где $A(\mu) \equiv \partial X[x_0(\mu), \mu] / \partial x$. Если корни λ_n характеристического уравнения $\det[A(\mu) - \lambda E] = 0$ (где E – единичная матрица) не лежат на мнимой оси комплексной плоскости (рис. 1.1.12), то в окрестности состояния равновесия при малых сдвигах параметров бифуркации не происходит. Она осуществляется лишь тогда, когда при μ , равной критическому значению μ_c , один или несколько корней попадает на мнимую ось комплексной плоскости.

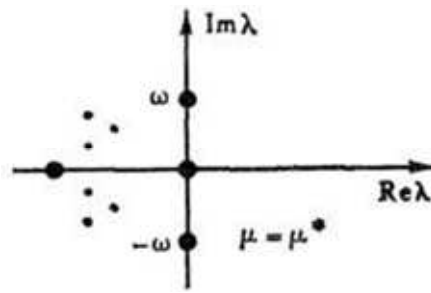


Рис. 1.1.12. Комплексная плоскость с изображением λ_n (точки)

Всем бифуркациям исчезновения или рождения состояний равновесия соответствует прохождение одного или нескольких корней через ноль. Одна из подобных возможностей представлена на рис. 1.1.13, где изображено рождение состояний равновесия типа седла S и узла N . Такая бифуркация встречается, например, в задачах о фрактально-аттракторной природе вихревых потоков подводных течений, когда две численности x_1, x_2 питаются от одного источника (рис. 1.1.14).

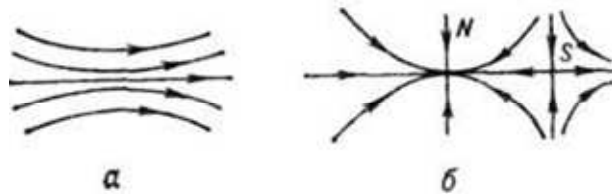


Рис. 1.1.13. Рождение двух состояний равновесия – седла S и узла N :
 a – фазовый портрет до бифуркации, b – фазовый портрет после бифуркации

Соответствующие кинетические уравнения, описывающие изменения численностей, имеют вид: $x_{1,2} = [I - (x_{2,1} + \rho_{1,2}x_{1,2})]$.

При $\rho_1, \rho_2 > 1$ в системе возможно преобладание одного из видов, а при уменьшении одного из параметров ρ_1, ρ_2 до значения, меньшего 1, при произвольных начальных условиях будет преобладать вполне определенный вид численности (рис. 1.1.14б). Аналогичными уравнениями описываются преобладания различных типов колебаний в жидкостях при тепловой конвекции и пр.

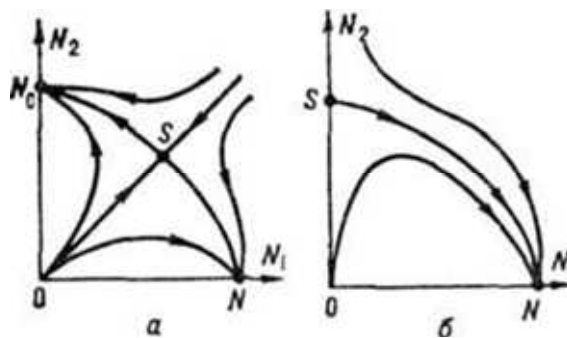


Рис. 1.1.14. Фазовые портреты кинетических уравнений:
 a – при $\rho_1 < 1, \rho_2 > 1$; b – при $\rho_1, \rho_2 > 1$

Когда два корня характеристического уравнения становятся чисто мнимыми, тогда из состояния равновесия рождается или в нём умирает предельный цикл (табл. 1.1.1, строка 4). Это означает, что для всех значений параметра μ , меньших (больших) критического μ^* и достаточно близких к нему, существует периодическое решение, которое при $\mu \rightarrow \mu^*$ стремится к статическому $x_0(\mu)$. Устойчивость предельного цикла определяется устойчивостью состояния равновесия при $\mu = \mu^*$. Эту бифуркацию называют бифуркацией Андронова-Хопфа.

Бифуркации рождения периодического движения. В таблице 1.1.1 приведены основные бифуркации *рождения* (если фазовые портреты просматривать слева направо) или *исчезновения* (если справа налево) периодических движений.

Они разбиты на 3 группы. К 1-й группе (первые 2 строки) относятся такие бифуркации, при которых период периодического движения $T \rightarrow \infty$ (или частота $\omega \rightarrow 0$) при $\mu \rightarrow \mu^* \rightarrow 0$, а амплитуда колебаний около среднего значения – к нулю не стремится. В автоколебательных системах примером такой бифуркации является возникновение модуляции при действии периодической силы на автогенератор. Предельный цикл – образ модулированных колебаний – при этом рождается из петли сепаратрисы «седло – узел» при слиянии и исчезновении двух состояний равновесия: седла и узла (табл. 1.1.1, строка 1). Знание подобной бифуркаций позволяет определить свойства нового режима, возникшего после перехода через критическую точку, – возникшая модуляция будет характеризоваться конечной амплитудой и близкой к нулю частотой модуляции.

Ко 2-й группе относятся бифуркации исчезновения устойчивого периодического движения в момент его слияния с неустойчивым периодическим движением (табл. 1.1.1, строка 3) – *касательная бифуркация*. Такая бифуркация для автогенератора с жёстким возбуждением изображена на рис. 1.1.15 с помощью графика отображения Пуанкаре. Рисунок 1.1.15,а соответствует состоянию системы, в котором устойчивые колебания отсутствуют – предельных циклов нет. Рисунок 1.1.15,б соответствует моменту бифуркации: график функциональной зависимости x_{n+1} от x_n касается биссектрисы первого квадранта – происходит рождение двух периодических движений – устойчивого 1 и неустойчивого 2 (рис. 1.1.15,в).

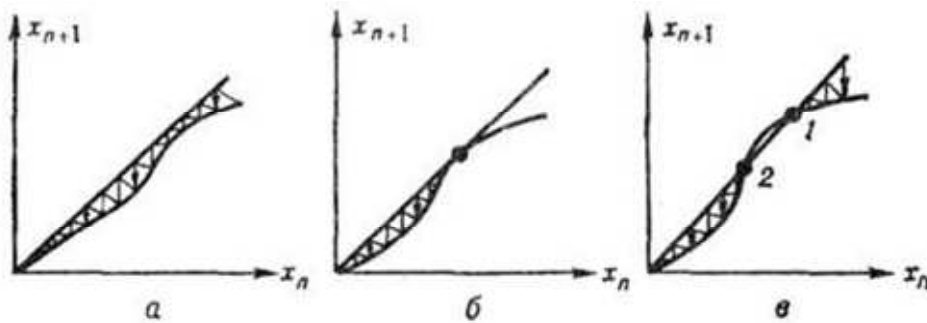



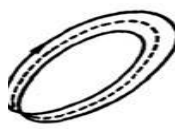
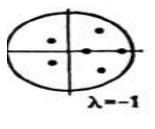

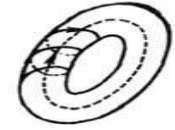
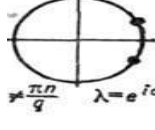
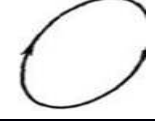

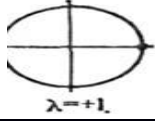
Рис. 1.1.15. График отображения Пуанкаре секущей $x=0$ для автогенератора с жёстким возбуждением

Бифуркации 3-й группы встречаются в системах, зависящих от двух и более параметров (табл. 1.1.1, строка 5).

Бифуркации смены устойчивости периодических движений. Важной характеристикой бифуркации смены устойчивости периодических движений (табл. 1.1.2) являются значения мультипликаторов в критический момент, которые представляют собой коэффициент усиления (затухания) малых возмущений на фоне рассматриваемого периодического движения за период T . Математически мультипликаторы – это собственные значения матрицы $expRT$, характеризующей решение $Z(t) = C(t)expRT$ линеаризованной системы в окрестности исследуемого периодического движения $x = f(t, \mu), f(t + T, \mu) \equiv f(t, \mu)$. Здесь R постоянная, а $C(t)$ – периодическая матрица, $C(t + T) = C(t)$. В автономной системе, описываемой уравнениями, явно независимыми от времени, один из мультипликаторов всегда равен единице, поэтому в дальнейшем говорится только об остальных. Если все остальные мультипликаторы по модулю меньше 1, то исходное периодическое движение устойчиво. Бифуркации, связанные с потерей устойчивости, происходят при значениях параметров системы, при которых один или несколько из них равны по модулю 1 (табл. 1.1.2).

Таблица 1.1.2

Бифуркации смены устойчивости периодических движений

Характер возникновения периодических движений	Фазовый портрет		Мультипликаторы	Математическая модель
	до бифуркации	после бифуркации		
1. Бифуркация удвоения периода			 $\lambda = -1$	Уравнение 2.1
2. Рождение двухчастотных колебаний			 $\lambda = e^{i\alpha}$	Уравнение 2.2
3. Рождение пары устойчивых периодических движений			 $\lambda = +1$	

Примечания:

1. Уравнения (1.1): нелинейный осциллятор, параметрически возбуждаемый периодической силой напряжения $x - kx + (1 + b\cos\theta)x + x^3 = 0$

$$\theta = w.$$

Бесконечная цепочка бифуркации удвоения периода – один из наиболее распространенных путей возникновения стохастического поведения в реальных системах.

2. Генератор Ван дер Поля под действием внешней силы:

$$x - \mu(1 - x^2)x + x = A\sin\theta$$

$$\theta = w.$$

При $\omega = \pi n/q$ (где n, q – целые числа, а $\alpha \neq 0$; $\pi; 2\pi/3; \pi/2$) рождается тор, на котором располагаются устойчивое и неустойчивое периодические движения.

При $\alpha = 0; \pi; 2\pi/3; \pi/2$ рождения гладкого тора не происходит и ситуация более сложна.

3. Вынужденные колебания упругой линейки под действием малой периодической силы. Такая бифуркация характерна для нелинейных систем, для которых зависимость потенциальной энергии от переменной имеет два минимума, находящихся под действием внешней силы.

В случае равенства одного из мультипликаторов – 1 осуществляется бифуркация удвоения периода (табл. 1.1.2, строка 1). Она характеризуется тем, что в бифуркационный момент малое по модулю возмущение через период просто меняет знак, а через следующий оборот в линейном приближении происходит замыкание траектории. В результате этой бифуркации из исходного периодического движения рождается устойчивое периодическое движение приблизительно удвоенного периода, а исходный режим становится неустойчивым. Появлению двухчастотных колебаний в физической системе отвечает бифуркации рождения двумерного тора из периодической траектории (табл. 1.1.2, строка 2).

В системах, зависящих от двух параметров, или в системах с определенным типом симметрии встречается бифуркация, при которой рождается сразу 2 устойчивых предельных цикла (табл. 1.1.2, строка 3).

Бифуркации, в результате которых исчезают статические или периодические режимы (то есть состояния равновесия или предельные циклы), могут приводить к тому, что ДИС переходит в режим стохастических колебаний.

Термин «бифуркация» иногда используют для обозначения перестроек таких объектов, которые не меняются во времени; в этом случае употребляется также термин «катастрофа».

1.1.2. Фракталы и фрактальная размерность

Гидродинамическая акустика, опираясь на дополнения к классическим методам анализа, может дать положительные результаты в анализе гидроакустического поля мелкого моря закрытых бухт. Основу фрактально-аттракторного анализа составляет фрактальная размерность. Еще раз вернемся к фракталам, чтобы принять решение о предпочтениях в выборе фрактальных размерностей.

Фрактал – термин, введенный в 1975 году Бенуа Мандельбротом, до сих пор не имеет строгого математического определения фрактальных множеств. Однако существующая на настоящий момент классификация позволяет устранять недостатки классических подходов к описанию физических явлений.

Прежде всего, фракталы разделяют на природные, техногенные и виртуальные.

Природные фракталы (лист папортника, плод бразильской цветной капусты, поверхность раковины Fusinus, кроны деревьев, контур береговой черты и пр.) и техногенные (Эйфелева башня, фрактальная антенна и пр.) имеют ограничения на область существования – крайние размеры, при которых у объекта наблюдаются фрактальные свойства.

Виртуальные фракталы являются достижением математического разума, дающим возможность по известному закону формирования фракталов воссоз-

дать или представить мысленно объект с фрактальными свойствами в любом масштабе.

В настоящее время фракталы делятся на *геометрические*, *алгебраические* и *стохастические*. При определенных условиях (о чем будет сказано далее) стохастические фракталы называют *мультифракталами*.

Геометрические и алгебраические фракталы называют *детерминированными*, а стохастические – *недетерминированными*.

Геометрические фракталы

История фракталов началась с геометрических, которые исследовались математиками с XIX века.

В двумерном рассмотрении такие фракталы получают, задав некоторую ломаную линию, называемую генератором. За один шаг алгоритма (итерацию) каждый из отрезков ломаной линии заменяется на «ломаную-генератор» соответствующего масштаба. В результате множественного повторения (в пределе – стремящемся к бесконечности) получается фрактальная кривая. При видимой сложности полученной кривой ее общий вид задается простыми начальными условиями первичной формой генератора и логикой последовательного выполнения итераций.

В настоящее время в научном мире известны:

- фрактальные кривые (множество Кантора, кривая дракона, кривая Коха, кривая Леви, кривая Минковского, кривая Пиано);
- фрактальные плоскости (фрактал Мандельброта, треугольник Серпинского, коврик Серпинского);
- фрактальные объемы (губка Менгера-Серпинского, дерево Пифагора).

Алгебраические фракталы

Для построения алгебраических фракталов используются итерации нелинейных отображений, задаваемых простыми алгебраическими формулами.

Наиболее изучен двумерный случай. Нелинейные динамические системы могут обладать несколькими устойчивыми состояниями. Каждое устойчивое состояние (аттрактор) обладает некоторой областью начальных состояний, при которых система обязательно в него перейдет. Таким образом, фазовое пространство разбивается на области притяжения аттракторов.

Если фазовым является двумерное пространство, то можно получить фазовый портрет этой системы (итерационного процесса). Меняя алгоритм действий, можно получить сложные фрактальные картины с причудливыми узорами. Появилась возможность с помощью примитивных алгоритмов порождать очень сложные нетривиальные структуры.

Алгоритм построения достаточно прост и основан на итеративном выражении:

$$z_i + 1 = F(z_i), \quad (1.1.10)$$

где $F(z_i)$ – какая-либо функция комплексной переменной.

Для всех точек прямоугольной или квадратной области на комплексной плоскости вычисляем достаточно большое количество раз (1.1.10), каждый раз находя абсолютное значение z . При этом значения функции для разных точек комплексной плоскости могут иметь разное поведение:

- с течением времени $|z|$ стремится к бесконечности;
- $|z|$ стремится к 0;

– z / принимает несколько фиксированных значений и не выходит за их пределы;

– поведение z / хаотично, без каких-либо тенденций.

Если каждому номеру итерации рассматриваемой области придать оттенок какого-то цвета (скажем черного), то можно получить красочную итерационную картину.

Можно изменить вид фрактала, если контроль значения z вести другим образом, например:

– действительная часть z меньше определённого числа;

– мнимая часть z меньше определённого числа;

– и мнимая и действительная части z меньше какого-либо числа.

Примеры алгебраических фракталов:

– множество Мандельброта;

– множество Жюлиа;

– бассейны Ньютона;

– биоморфы.

Стохастические фракталы

Все природные объекты создаются по капризу природы, в этом процессе всегда есть случайность. Фракталы, при построении которых в итеративной системе случайным образом изменяются какие-либо параметры, называются стохастическими. Эти фракталы наиболее интересны для гидроакустиков, так как находят свое отражение в физических процессах формирования акустического поля динамических сред. Соотношение случайности и закономерности может быть разным.

Мультифрактал – комплексный фрактал, который может детерминироваться не одним единственным алгоритмом построения, а несколькими последовательно сменяющимися друг друга алгоритмами. Каждый из них генерирует паттерн (образец, шаблон) со своей фрактальной размерностью.

Фрактальная размерность

Привычные со школьной скамьи представления о трехмерном пространстве, двухмерной плоскости, одномерной линии и точки имеют весьма поверхностный и упрощенный взгляд на все многообразие, которое скрывает в себе термин *размерность*. Для динамических множеств существуют разные размерности. Как правило, концепции размерности строятся через обнаружение параметров, которые характеризуют рассматриваемые множества.

Размерность решающим образом зависит от того, как ее измерять. Это означает, что кроме формул для определения цифровых показателей размерности необходимо точно задать так называемый операционный набор способа измерения и интерпретации размерности.

Традиционно с размерностью связывают количество независимых параметров, необходимых для того, чтобы задать положение точки в пространстве. Положение точки области плоскости, ограниченной квадратом, можно задать двумя измерениями, и тогда ее размерность будет равна двум. А можно представить себе эту область в виде ломаной с очень сильно прижатыми друг к другу звеньями, сложенными наподобие столярного метра, например кривой Пеано. Тогда для задания положения точки хватит и одного измерения, и размерность будет равна единице.

Если же необходимо дать описание некоторого множества на плоскости, в наибольшей степени участвующего в формировании физических явлений, то,

безусловно, окажется, что это множество занимает только часть всей области, ограничивающей плоскость, где происходят упомянутые явления. Появляется необходимость говорить о дробных размерностях.

Далее приводятся различные размерности и способы их измерений, а также излагается информация об их практическом применении. Изложение строится таким образом, чтобы привести бытовые представления об измерениях тел в некоторую последовательность, дающую возможность понять загадочность дробной размерности фрактала [77].

Последовательность рассуждения: размер – мера – размерность.

Топологическая размерность (размерность Лебега) [dim]

Напомним, что система подмножеств $\{U_i\}$ топологического пространства X называется его покрытием, если каждая точка $x \in X$ ($\forall x \in X$) принадлежит какому-то из множеств (хотя бы одному) U_i , то есть

$$\forall x \in X \exists U_i \in \{U_i\} x \in U_i.$$

Будем рассматривать сейчас лишь конечные покрытия.

Кратностью покрытия $\{U_i\}$ называется *наибольшее* из таких чисел n ($n \in \{0\} \cup \mathbb{N}$) – целое неотрицательное число), что существует n элементов покрытия $\{U_i\}$, имеющих непустое пересечение [то есть всегда существует хотя бы одна точка, принадлежащая n различным элементам покрытия – всем этим $\{U_i\} (j = \overline{1, n})$ одновременно].

В принципе это обычная геометрическая размерность, принимающая исключительно целые значения. Топологическая размерность точки равна 0, линии – 1, прямоугольника – 2, параллелепипеда – 3. Теория топологической размерности является развитой областью математики, строгое математическое описание которой на определениях Лебега, Урисона и Брауэра [55]. Сформулируем понятие топологической размерности, исходя из работ Брауэра, Урисона, Менгера [5].

Рассмотрим для простоты компакт, то есть замкнутое ограниченное множество. Каждый компакт при $\forall \varepsilon > 0$ допускает покрытие, то есть может быть представлен в виде объединения конечного числа замкнутых множеств, каждое из которых имеет диаметр $< \varepsilon$. Или из любого открытого его покрытия всегда можно выбрать конечное подпокрытие (система множеств $\{U_i\}$ называется подпокрытием, если $\forall V_i \in$ хотя бы одному $U_i \in \{U_i\}$).

Топологической размерностью dim компакта X называется наименьшее из таких целых чисел n , что во всякое открытое покрытие пространства X можно вписать замкнутое подпокрытие кратности $\leq n + 1$. Если таких чисел нет, то полагается $dim X + \infty$. Топологическая размерность называется также *брауэровской размерностью* или просто *размерностью*.

Наглядный смысл этого определения довольно прост. Например, при $n = 2$ оно утверждает, что всякая двумерная «площадка» может быть вымощена сколь угодно мелкими камнями (замкнутыми множествами) так, что камни примыкают друг к другу не более чем по три (рис. 1.1.16). В то же время площадка не может быть вымощена сколь угодно мелкими камнями так, чтобы были только примыкания по два. При заполнении некоторого трехмерного объема доста-

точно мелкими камнями (например кирпичной кладкой) необходимо учитывать, что возникают уже примыкания по четыре.

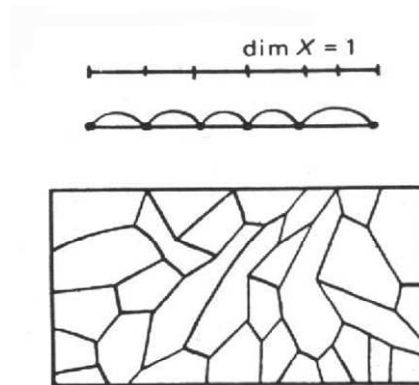


Рис. 1.1.16. Характер примыкания элементов в множестве

В простых явлениях топологическая размерность характеризует количество степеней свободы или количество параметров, необходимых для однозначного задания любой точки множества.

Для компактного метрического пространства X топологическая размерность определяется как наименьшее целое число n , обладающее тем свойством, что при любом $\varepsilon > 0$ существует конечное открытое ε -покрытие X , имеющее кратность $\leq n + 1$. При этом ε -покрытием метрического пространства называется такое, все элементы которого имеют диаметр $< \varepsilon$, а кратностью конечного покрытия пространства X называется наибольшее целое число k , что существует точка пространства X , содержащаяся в k элементах данного покрытия. Более подробно это изложено в [5].

Какова же размерность исследуемых фракталов? Фрактал «кривая Коха» можно растянуть в прямую линию, значит, ее топологическая размерность равна 1. Топологическая размерность коврика Серпинского, как у обычной плоской фигуры, равна 2. Губка Менгера-Серпинского равна 3.

Другим подходом к понятию размерности является идея Хаусдорфа.

Размерность Хаусдорфа-Безиковича $[d_H]$

Как ранее отмечалось, точка имеет размерность равную нулю, отрезок, окружность, вообще любая обычная кривая на плоскости или в пространстве – размерность 1, круг, сфера – двумерны, тела – трехмерны. Во всех перечисленных случаях размерность равна числу независимых переменных, необходимых для того, чтобы задать точку на рассматриваемом объекте. Однако смысл понятия «размерность» шире. Оно характеризует более «тонкие» топологические свойства объектов и совпадает с числом независимых переменных, необходимых для описания объекта, только в частных случаях. С одномерными объектами мы связываем понятие длины, с двумерными – площади и т.д. Но как можно представить себе множество с размерностью $3/2$? По-видимому, для этого требуется нечто промежуточное между длиной и площадью, и если длину условно назвать 1-мерой, а площадь – 2-мерой, то требуется $(3/2)$ -мера. В 1919 году Феликс Хаусдорф действительно определил такую α -меру для любого $\alpha \geq 0, (\alpha \in \mathbb{R})$ и на этой основе каждому множеству в евклидовом пространстве

сопоставил число, названное им метрической размерностью. Идеи Хаусдорфа, не опубликовавшего больше ни одной работы в этом направлении, были развиты А.С. Безиковичем, который длительное время был автором или соавтором практически всех работ по данной тематике. В последующие годы размерность Хаусдорфа-Безиковича получила применение в некоторых узких областях математики, но ничто не предвещало той популярности этого понятия за пределами математики, которая сейчас наблюдается в прикладных научных направлениях и в частности в гидродинамической акустике.

Рассмотрим известные выражения для длины, площади и объема шара в евклидовом пространстве. Диаметр (длина) шара радиуса r в R^1 , составляет $2r$. Площадь шара в R^2 равна πr^2 . Объем в R^3 равен $4/3\pi r^3$. Соответствующие формулы в евклидовом пространстве любого целого числа измерений хорошо известны:

$$V_d = Y(d) r^d, d = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.1.11)$$

где $Y(d) = \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)^d / \Gamma\left(1 + \frac{1}{2}\right)$, а $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера:

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{x-1} dt, x > 0 \quad (1.1.12)$$

Первый шаг в построении теории дробной размерности состоит в определении d -меры шара радиуса r в R^n , где d – любое неотрицательное вещественное число. Это достигается путем распространения формулы (1.1.11) на все вещественные $d > 0$. Например, мера шара в $3/2$ -мерном пространстве определяется как $Y(3/2) \cdot r^{3/2}$.

Следующий шаг заключается в переносе понятия d -меры с шара на произвольное множество $A \subset R^n$. Для этого построим покрытие A множеством шаров $B_\varepsilon(x_i)$ (рис. 1.1.17).

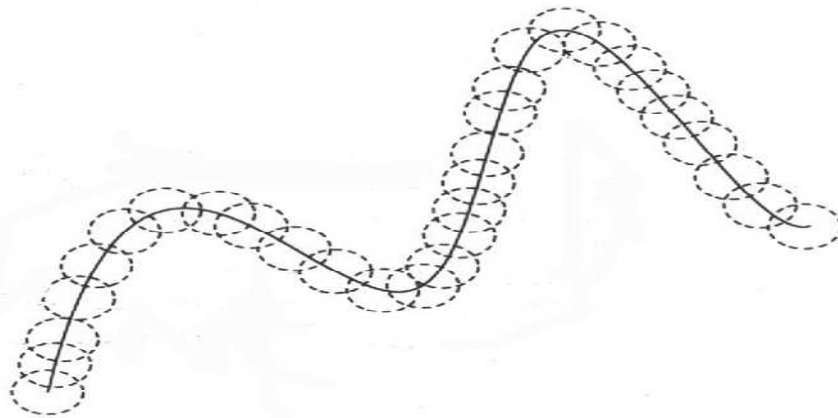


Рис. 1.1.17. Покрытие множеством шаров произвольной кривой

Просуммируем их объемы:

$$\sum_{i=1}^M Y(d) \varepsilon^d. \quad (1.1.13)$$

Определяем: ε -фрактальной d -мерной множества называется число

$$\mu(A, d, \varepsilon) \equiv \min\{M\} \varepsilon^d \equiv N(\varepsilon) \varepsilon^d \quad (1.1.14)$$

Или $\mu(A, d, \varepsilon) = \inf\{\sum Y(d) \mid \varepsilon^d \text{ всевозможным покрытием множества } A\}$

Например, если $A_1 = [0, 1] \in \mathbb{R}^1$, то $N(\varepsilon) = \left\lceil \frac{1}{2\varepsilon} \right\rceil + 1$.

При $\varepsilon \rightarrow 0$ этот \inf может только увеличиваться. Следовательно, всегда существует предел $\mu(A, d, \varepsilon)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Фрактальной d -мерной сферической мерой Хаусдорфа называется число

$$\mu_F(A, d) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sup \mu(A, d, \varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} (\varepsilon^d \cdot N(\varepsilon)) \equiv \mu_F(A, d) \quad (1.1.15)$$

Часто бывает:

$$\mu_F = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \mu(A, d, \varepsilon) \quad (1.1.16)$$

Безикович показал, что для каждого X всегда существует число $d_H \in \mathbb{R}$, что \underline{d} -мерная мера Хаусдорфа компакта X бесконечна при $d < d_H$, и, напротив, равна 0, при $d > d_H$.

Если $A_1 = [0, 1]$, то при $d = 1$ получим

$$\mu_F(A_1, 1) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varepsilon \cdot N(\varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varepsilon \cdot \left(\left\lceil \frac{1}{2\varepsilon} \right\rceil + 1 \right) = \frac{1}{2}.$$

В то же время для $d > 1$

$$\mu_F(A, d) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} \varepsilon \rightarrow 0^+ \varepsilon^d \cdot \left(\left\lceil \frac{1}{2\varepsilon} \right\rceil + 1 \right) = \frac{1}{2}, \text{ а для } d < 1 \mu_F(A_1, d) = +\infty.$$

В общем случае замкнутого ограниченного множества A легко видеть, что если $\mu_F(A, d) < +\infty$, то для любого $d > d'$.

Если же $\mu_F(A, d) > 0$, то для $\forall d < d' \Rightarrow \mu_F(A, d) = +\infty$.

Следовательно, существует такое число $d_H \in [0, +\infty]$, что $\mu_F(A, d) = 0$ при $d > d_H$ и $\mu_F(A, d) = +\infty \forall d < d_H$, в то время как $\mu_F(A, d)$ может быть любым числом из интервала $[0, +\infty]$. Очевидно,

$$d_H = \inf\{d \mid \mu_F(A, d) = 0\} \quad (1.1.17)$$

Число d_H , удовлетворяющее соотношению (1.1.17), называется размерностью Хаусдорфа-Безиковича (метрической или фрактальной размерностью) множества A . Обозначается как d , d_H или d_F .

$$\text{Например, для } A_1 = [0, 1] \mu_F(A_1, d) = \begin{cases} 0, d > 1 \\ +\infty, d < 1. \text{ Значит, } d_H(A_1) = 1. \\ \frac{1}{2}, d = 1 \end{cases}$$

Вернемся теперь к формуле (1.1.14):

$$\mu(A, d, \varepsilon) = N(\varepsilon) \varepsilon^d \Rightarrow N(\varepsilon) = \frac{\mu}{\varepsilon^d} \quad (1.1.18)$$

Прологарифмируем обе части:

$$\log N(\varepsilon) = \log \mu - \log \varepsilon^d \Rightarrow d = \frac{-\ln N(\varepsilon)}{\ln \varepsilon}. \quad (1.1.19)$$

или

$$d = d_H = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln N(\varepsilon)}{\ln \frac{1}{\varepsilon}} \quad (1.1.20)$$

Для большинства «хороших» объектов, пространств, множеств dim и d_H совпадают, однако существуют объекты, для которых $dim < d_H$. Это и есть фракталы.

Остались не рассмотренными размерности: Минковского, клеточная, Реньи, информационная, корреляционная и массовая. Все они имеют ряд особенностей и будут рассматриваться при рассмотрении прикладных ситуаций.

Глава 1.2. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ОКЕАНА НА ФОРМИРОВАНИЕ ЕГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В этой главе речь пойдет о шельфовой зоне западного побережья Японского моря и мелководных бухт (на рис. 1.2.1 показано белой линией), который в дальнейшем будем условно называть материково-островной зоной. В связи с принятыми программами развития Дальнего Востока страны, совершенствованием Вооруженных Сил России безопасность его стала иметь ведущее значение. Если в ходе изложения появляются общие характеристики, охватывающие весь район Японского моря, то изложение будет производиться в обобщающих масштабах (Японское море, Западное побережье и пр.).



Рис. 1.2.1. Побережье Японского моря, рассматриваемое в данной работе

1.2.1. Физико-географические характеристики и гидрометеорологические условия

Японское море, отгороженное от океанической зоны Японскими островами и островом Сахалин, соединено с ней системой проливов: на северо-востоке проливами Невельского и Лаперуза, через Охотское море, на востоке Сунгарским проливом, на юге Корейским проливом через Восточно-Китайское море. Площадь морской поверхности, покрывающей шельф материковой зоны, составляет около 354 тыс. км² [163].

Известно, что Японское море подразделяется на три части: северную – к северу от 44° с.ш., центральную – между 40° и 44° с.ш. и южную – к югу от 40° с.ш. Говоря о шельфовой зоне, прежде всего, следует несколько слов сказать о донной структуре всего рассматриваемого водоема. Поверхность дна северной батиметрической ступени, представляющей собой широкий желоб, плавно повышаясь к северу, сливается на 49°30' с.ш. с поверхностью отмели Татарского пролива.

Особенностью морфологии дна западного побережья является слабо развитый шельф, который тянется вдоль берега полосой от 15 до 70 км на большей части акватории. Наиболее узкая полоса шельфа шириной от 15 до 25 км отмечается вдоль южного побережья Приморья. Большого развития шельф достигает в заливе Петра Великого.

Общая длина береговой линии моря равна 2510 км. Она слабо изрезана (за исключением залива Петра Великого), иногда почти прямолинейна. Немногочисленные острова лежат преимущественно в заливе Петра Великого [Там же].

Исследуемый регион располагается в умеренной климатической зоне, в пределах которой выделяются два сектора с отличающимися климатическими и гидрологическими условиями: суровый холодный, северный (зимой частично покрытый льдом) и умеренно теплый, южный. Основным фактором, формирующим климат региона, является муссонная циркуляция атмосферы.

Главными барическими образованиями, определяющими атмосферную циркуляцию над Японским морем, в общем, и над исследуемым регионом, в частности, являются Алеутская депрессия, Тихоокеанский субтропический максимум и Азиатский центр действия атмосферы, расположенный над материком. Изменения их положения в течение года обуславливает муссонный характер климата на Дальнем Востоке. В распределении атмосферного давления над Японским морем, определяемого главными барическими образованиями, обнаруживаются следующие особенности:

- общее понижение давления с запада на восток;
- повышение давления с севера на юг;
- рост избытка величин зимнего давления над летним в направлении с северо-востока на юго-запад;
- резко выраженная сезонная изменчивость.

В годовом ходе давления для большей части моря характерно существование максимума давления зимой и минимума летом. Амплитуды годового хода давления, как правило, убывают с юга на север. Вдоль материкового побережья амплитуда уменьшается от 15 мб на юге до 6 мб на севере. К юго-востоку она увеличивается до 100 мб. Главной причиной возрастания амплитуд колебаний

давления в юго-восточном направлении является прохождение глубоких циклонов и тайфунов [163].

Вышерассмотренные особенности распределения атмосферного давления определяют общие характеристики ветрового режима над акваторией материковой зоны. У побережья в холодное время года преобладают сильные ветры северо-западного направления со скоростями 12–15 м/с. Повторяемость этих ветров в период с ноября по февраль составляет 60–70%. В январе и феврале повторяемость преобладающих ветров в отдельных пунктах побережья доходит до 75–90%. С севера на юг скорости ветра постепенно убывают от 8 м/с до 2,5 м/с. Ежегодно в конце лета и в начале осени на Японское море выходят тропические циклоны (тайфуны), сопровождающиеся ураганскими ветрами. В течение холодного сезона повторяемость штормовых ветров, вызываемых глубокими циклонами, резко возрастает. В теплый период года над морем преобладают южные и юго-восточные ветры. Повторяемость их составляет 40–60%, а скорости, как и зимой, в среднем убывают с севера на юг. В целом, скорость ветра в теплое время года значительно меньше, чем зимой. В переходные сезоны (весной и осенью) направления и скорости ветра претерпевают значительные изменения.

Для открытых участков северо-западных районов моря зимой преобладающими являются ветры северо-западных и северных направлений. В направлении на юго-запад происходит разворот ветров от северо-западных к западным, а в районах, прилегающих к южному Сахалину, от северо-западных к северным и даже к северо-восточным. В теплый сезон такой закономерной картины общего строения поля ветра установить для всего моря не удастся. Однако обнаруживается, что в северных районах моря преобладают ветры восточных и северо-восточных, а в южных – южных направлений.

Температура воздуха материковой зоны закономерно изменяется как с севера на юг, так и с запада на восток. В северной, более суровой климатической зоне, среднегодовая температура составляет +2°, а на юге, в области субтропиков, +15° С. В сезонном ходе температуры воздуха минимум имеет место в зимние месяцы (январь – февраль), а максимум – в августе. На севере средняя месячная температура января около -19°, а абсолютный минимум равен -32° С. На юге среднемесячная температура в январе составляет 5°, а абсолютный минимум -10°. В августе на севере средняя температура равняется 15°, а абсолютный максимум – +24°; на юге, соответственно, 25° и 39°. Изменения температуры с запада на восток имеют меньшую амплитуду. Западное побережье в течение всего года холоднее, чем восточное, причем различия температур увеличиваются с юга на север. Зимой они больше, чем летом, и в среднем составляют 2°, но на некоторых широтах могут достигать 4 – 5°. Число холодных дней (со средней температурой ниже 0°) уменьшается с севера на юг.

В целом море вдоль береговой зоны имеет отрицательный (порядка 50 Вт/м) годовой радиационный баланс тепла на поверхности, который компенсируется за счет постоянного притока тепла с водами, поступающими через Корейский пролив. Водный баланс моря определяется главным образом его водообменом со смежными бассейнами через три пролива: Корейский (приток), Сангарский и Лаперуза (сток). По сравнению с величиной водообмена через проливы вклад в водный баланс осадков, испарения и материкового стока пренебрежимо мал. Материковый сток в связи с его незначительностью оказывает свое влияние только в прибрежных районах моря [18].

1.2.2. Гидрологическая характеристика

Основными факторами, определяющими гидрологический режим исследуемой зоны Японского моря, являются взаимодействие ее поверхностных вод с атмосферой на фоне изменяющихся климатических условий и водообмен через проливы со смежными водными бассейнами. Первый из этих факторов является решающим. Здесь под действием северо-западных муссонных ветров, приносящих из материковых районов в зимний сезон холодные массы воздуха, поверхностные воды в результате теплообмена с атмосферой значительно охлаждаются. При этом в мелководных районах материкового побережья, залива Петра Великого и Татарского пролива формируется ледяной покров, а в прилегающих к ним открытых областях моря развиваются конвекционные процессы. Конвекция охватывает весь шельфовый участок моря. В течение всего года северная и северо-западная части моря, прилегающие к материково-островной зоне, остаются холоднее южной и юго-восточной частей Японского моря.

Водообмен всего Японского моря осуществляется через проливы и оказывает доминирующее влияние на его гидрологический режим (рис. 1.2.2). Втекающие через Корейский пролив субтропические воды ветви Куро-Сио (Цусимское и Восточно-Корейское течения) в течение всего года отепляют южные районы моря и воды, прилегающие к побережью Японских островов вплоть до пролива Лаперуза, в результате чего воды восточной части моря всегда теплее, чем западной.

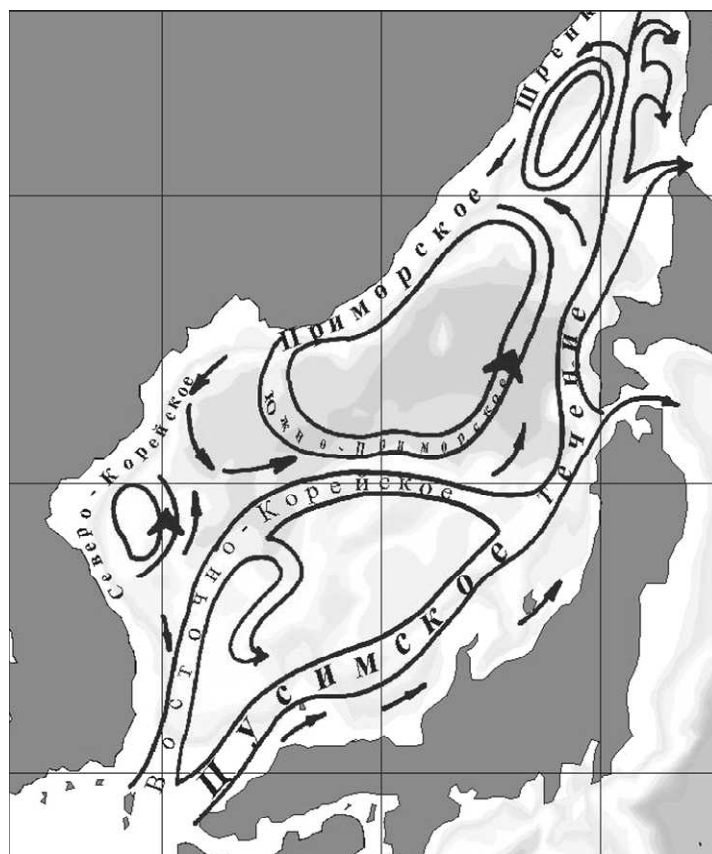


Рис. 1.2.2. Циркуляция водных масс Японского моря

Цусимское течение – поток теплых и соленых субтропических вод от Цусимского пролива на юге до середины Татарского пролива на севере. В формировании его вод принимают участие и теплые воды Желтого моря, но обычно его рассматривают лишь как ветвь Куро-Сио, отделившуюся от основного потока в районе о. Кюсю. Его воды отличаются от окружающих, прежде всего высокой (более 34,3 ‰) соленостью. Ядро течения обычно прослеживается около горизонта 100 м. Это течение – слабое по сравнению с Куро-Сио. Его скорость, в среднем, в 20 раз меньше скорости Куро-Сио. Средний перенос (через Цусимский пролив) составляет около 2 св, но, считается, что в течение года он меняется от минимума (менее 1 св) в феврале до максимума в августе (более 5 св). Из-за небольшой скорости течение сильно меандрирует, отделяет теплые вихри, ветви и струи.

Две основные ветви течения заметны уже в проливе. Соотношение переноса в западной и восточной частях пролива составляет согласно К. Naganuma 3:1 [163]. Несмотря на то, что течение иногда представляют меандрирующим, обычно его представляют состоящим из двух ветвей: вдоль побережья Японии (Цусимское течение), вдоль побережья Кореи (Восточно-Корейское течение). Иногда выделяют еще одну (безымянную) ветвь между ними. Примерно у 38° с.ш. вторая ветвь отрывается от берега. Несмотря на то, что причина отрыва Куро-Сио и Восточно-Корейского течения одинакова (неравномерность вращения Земли на разной широте), широта отрыва Восточно-Корейского течения превышает широту отрыва Куро-Сио на сотни километров. Ветви течения не всегда существуют одновременно. Например, в 1973 году первая ветвь отмечалась только летом (с марта по август), вторая – с июня по август, и лишь третья обычно существует в течение всего года (хотя известны сезоны и годы, когда и она отсутствовала). Первая ветвь проникает в море только через восточную часть Цусимского пролива, а обе другие – через западную. Температура воды, переносимой течением, уменьшается от 28°C летом (14°C зимой) в Цусимском проливе до 17°C (8°C) в районе Хоккайдо. Концентрация растворенного кислорода в субтропических водах течения никогда не превышает 5,0 мл/л, а условная плотность – 27,20.

Восточно-Корейское течение – ветвь Цусимского течения вдоль побережья Кореи. Особенностью течения является отрыв его от берега, которое заметно обычно на 38° с.ш. Эта ветвь Цусимского течения более мощная, чем две другие. Теплые воды, переносимые посредством ее на север, встречаются с холодными и образуют Субарктический фронт. От этой ветви отходят многочисленные вихри и струи, так что взаимодействие холодных субарктических и теплых субтропических происходит не по узкой линии, а в большой фронтальной зоне. 80-90 % ее вод возвращаются на юг в виде противотечения и только небольшая часть их проникает на север и северо-восток (в основном, посредством вихрей и струй). Соленость и концентрация растворенного кислорода в водах, переносимых Восточно-Корейским течением, аналогичны характеристикам вод Цусимского течения (34,10–34,40‰ и менее 5 мл/л, соответственно). Температура как летом, так и зимой никогда не бывает ниже 12°C. Наибольшие значения скорости течения отмечены в зоне, расположенной между изотермами 4–8°C на горизонте 100 м (Тапиока К., 1968) [163]. Средняя скорость течения – 9 см/с, а средняя ширина потока – 30 миль. Но характеристики течения изменчивы: например, объемный перенос течением меняется от 0,3 до 3,2 св. Считается, что скорость течения больше летом (47 см/с), чем зимой (17 см/с), а межгодовая изменчивость больше, чем внутригодовая (Shuto К., 1982). Вместе с этим течением в

Японском море мигрирует сельдь иваси. Появление иваси в заливе Петра Великого сигнализирует о наибольшем влиянии Восточно-Корейского течения [163].

Приморское течение – поток холодных опресненных вод вдоль побережья континента от северной части Татарского пролива до залива Петра Великого. Его происхождение неясно. Характеристики Приморского течения и характеристики вод, переносимых им, специально никогда не исследовались. Характеристики его вод по разным источникам весьма противоречивы. Наиболее достоверны сведения о солености (всегда менее 34,00‰), так как воды Татарского пролива всегда отличались низкой соленостью и высокой концентрацией растворенного кислорода (обычно – более 6.0 мл/л). Отмечалось (Hidaka К.), что «холодные течения Японского моря существенно слабее теплых». Из-за того, что в Японском море и сами теплые течения довольно слабы, Приморское течение наиболее заметно лишь зимой, когда над Приморьем преобладают северные и северо-западные ветры. В это время многочисленные струи отходят от течения [165].

По мнению японских специалистов К. Hidaka и др., Приморское течение формируется Цусимским течением (1), разделяющимся в районе пролива Лаперуза (рис. 1.2.3) на две ветви: охотоморскую (1,а) – течение Соя и япономорскую (1,б), более мощную (за счет сил Кариолиса). Япономорская ветвь в Татарском проливе упирается в выносные слои реки Амур, опресняется его водами и делится на две неравные части. Меньшая, прорвавшись через пролив Невельского и Амурский лиман (с минимальными глубинами до 8 м), выходит в Охотское море скоростным течением (3) и у Курильской гряды вливается в состав Соя [Там же].



Рис. 1.2.3. Водообмен Японского и Охотского морей

Основная масса водного потока оставшейся ветви Цусимского течения, перемешиваясь с пресными речными водами, конвектирует и охлажденный вдоль западного побережья поток устремляется на юг.

Северо-Корейское течение – направленный на юг поток холодных вод от залива Петра Великого, по крайней мере, до 38° с.ш. Из-за того, что это течение искусственно отделено от Приморского, район его образования лишь условно отнесен к заливу Петра Великого. Часто это течение особо не выделяется. Течение расположено в исключительной экономической зоне Северной Кореи, поэтому особые условия океанографических работ обусловили ее крайне низкую океанографическую изученность. По этим причинам об этом течении известно крайне мало. М. Уда заметил, что Северо-Корейское течение сильнее, чем Приморское. Ширина этого течения, по расчетам М. Уды, составляет 100 км, толщина переносимого им слоя – 50 м, а средняя скорость – 25 см/сек [167].

Такой водообмен оказывает существенное влияние на распределение температуры водных слоев.

Горизонтальное распределение температуры. На картах горизонтального распределения температуры воды на поверхности северная и южная части моря отчетливо разделяются термическим фронтом, положение которого в течение всех сезонов года остается примерно постоянными (на рис. 1.2.2 фронт показан пунктиром).

Этот фронт отделяет теплые и соленые воды южного сектора моря от более холодных и опресненных вод северной части моря. Горизонтальный градиент температуры на поверхности поперек фронта на протяжении года изменяется от максимальных значений 16°/100 км в феврале, до минимальных – 8°/100 км в августе. В ноябре-декабре севернее основного фронта параллельно российскому побережью формируется вторичный фронт с градиентом 4°/100 км. Перепад температуры в пределах всей акватории моря во все сезоны остается почти постоянным и равным 13–15°. Наиболее теплым месяцем является август, когда температуры на севере равны 13–14°, а на юге, в Корейском проливе, достигают 27°. Самые низкие температуры (0...-1,5°) характерны для февраля, когда в северных мелководных районах образуется лед, а в Корейском проливе температура понижается до 12–14°. Величины сезонных изменений температуры воды на поверхности в общем возрастают с юго-востока на северо-запад от минимальных значений (12–14°) у Корейского пролива – до максимальных (18–21°) в центральной части моря и у зал. Петра Великого. Относительно среднегодовых значений отрицательные аномалии температуры имеют место в период с декабря по май (во время действия зимнего муссона), а положительные – с июня по ноябрь (летний муссон). Наиболее сильное охлаждение (отрицательные аномалии до -9°) происходит в феврале в области 40–42° с.ш., 135–137° в.д., а наибольший прогрев (положительные аномалии более 11°) наблюдается в августе вблизи залива Петра Великого [Там же].

С увеличением глубины диапазон пространственных изменений температуры и ее сезонных колебаний на различных горизонтах значительно сужается. Уже на горизонте 50 м сезонные колебания температуры не превышают 4–10°. Максимальные амплитуды колебаний температуры на этой глубине отмечаются в юго-западной части моря. На горизонте 200 метров средние месячные значения температуры воды во все сезоны возрастают от 0–1° на севере моря и до 4–7° на юге. Положение основного фронта здесь не изменя-

ется по отношению к поверхностному, но проявляется его меандрирование на участке между 131° и 138° В.Д. В центральной части бассейна к северу от основного фронта температура на этом горизонте равна $1-2^\circ$, а южнее – возрастает скачком до $4-5^\circ$. На глубине 500 м температура в пределах всего моря меняется незначительно. Она составляет $0,3-0,9^\circ$ и практически не испытывает сезонных вариаций. Зона фронтального раздела на этой глубине не проявляется, хотя в области, прилегающей к побережью Японии и Кореи, отмечается некоторое увеличение температуры, обусловленное переносом тепла в глубинные слои вихревыми образованиями, активно формирующимися в этой области моря.

Температура замерзания зависит от солености воды. При значениях солености 33–35 промилле она составляет $(-1,8) - (-1,91^\circ\text{C})$.

Из региональных особенностей горизонтального распределения температуры следует отметить зоны конвекции и апвеллинга, вихревые образования и прибрежные фронты.

Вертикальные течения возникают в результате естественного теплообмена – конвекции – и неестественного – апвеллинга, возникающего в результате аномальных природных явлений. По масштабам пространственно-временной изменчивости делятся на долгопериодные или квазистационарные и сезонные. Апвеллинг (подъем глубинных вод к поверхности) у южных берегов Приморья, являясь сезонным вертикальным течением, интенсивно развит в конце октября – начале ноября, однако отдельные случаи его быстротечного проявления можно идентифицировать в сентябре – начале октября. Диаметр пятна холодной воды в зоне апвеллинга равен 300 км, а перепад температуры между его центром и окружающими водами может достигать 9° . Возникновение апвеллинга обусловлено не только усилением глубоководной циркуляции, но и главным образом муссонной сменой ветров, которая приурочена именно к этому промежутку времени. Сильные северо-западные ветры, дующие с материка, создают благоприятные условия для развития апвеллинга в этом районе. В конце ноября под влиянием охлаждения происходит разрушение стратификации в зоне апвеллинга, и распределение температуры на поверхности становится более однородным.

Физический механизм, приводящий к прибрежному апвеллингу, связан с силой Кориолиса, в результате действия которой ветровые течения имеют тенденцию отклоняться вправо в Северном полушарии [167].

В прибрежной зоне северо-западной части Японского моря (в районе Приморского течения) фронтальный раздел формируется в начале лета на фоне общего повышения температуры поверхностного слоя. Основной фронт проходит параллельно береговой линии. Кроме него существуют вторичные фронты, ориентированные перпендикулярно берегу. Они могут сопровождаться возникновением теплых и холодных рингов (рис. 1.2.5).

В сентябре-октябре основной фронт присутствует только в северной части моря, а южнее наблюдаются отдельные пятна холодной воды, ограниченные фронтами. Возможно, что появление ячеек холодной воды у побережья обусловлено быстрым охлаждением поверхностного слоя в мелководных районах. Эти воды, после окончательного разрушения термоклина, распространяются в направлении открытой части моря в виде непрерывных интрузий (здесь – внедрение и существование холодных масс в среде теплых вод) [163].

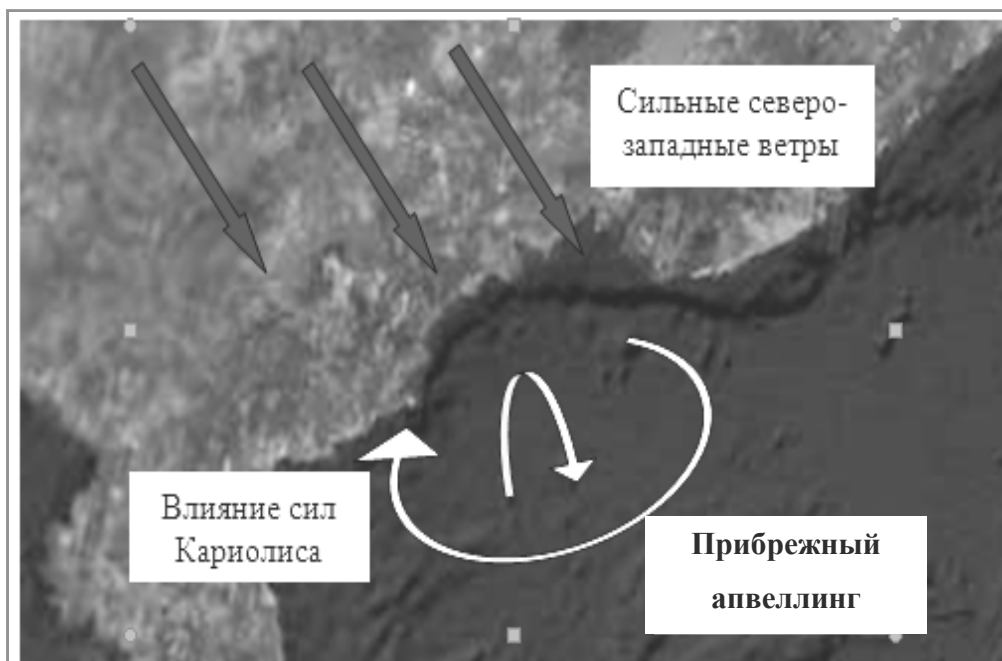


Рис. 1.2.4. Прибрежный апвеллинг у берегов Приморья

Наиболее активно вихревые образования формируются по обе стороны от фронта и, охватывая значительную толщу вод, вносят аномалии в поле горизонтального распределения температуры.

Вертикальное распределение температуры. Отсутствие водообмена Японского моря с соседними бассейнами на глубинах более 200 м, а также активная вентиляция глубинных слоев за счет осенне-зимней конвекции в северных и северо-западных районах приводят к четкому разделению толщи вод на два слоя: *приповерхностный* деятельный слой, характеризующийся сезонной изменчивостью, и *глубинный*, где как сезонная, так и пространственная изменчивость почти не прослеживаются. По существующим оценкам, граница между этими слоями расположена на глубинах 300–500 м. Экстремальные глубины (400–500 м) приурочены к южной части моря. Это связано с наблюдающимся здесь нисходящим движением вод в центре обширного антициклонического меандра Восточно-Корейского течения, а также с вариациями положения фронтальной зоны на его северной и восточной границах. Высокие значения глубины проникновения сезонных колебаний температуры (до 400–500 м) обнаруживаются в Татарском проливе. В основном это связано с конвективными процессами и значительной сезонной изменчивостью параметров поверхностных вод, а также с внутригодовой изменчивостью интенсивности и пространственного положения ветви вод Цусимского течения. У берегов южного Приморья сезонные вариации температуры воды проявляются только в верхнем трехсотметровом слое. Ниже этой границы сезонные колебания температуры почти не прослеживаются.

Как видно на вертикальных разрезах, поля температуры характеристики деятельного слоя претерпевают значительные изменения не только в сезонном ходе, но и от района к району. Воды глубинного слоя, занимающего около 80% объема моря, слабо стратифицированы и имеют температуру от 0,2 до 0,7°.

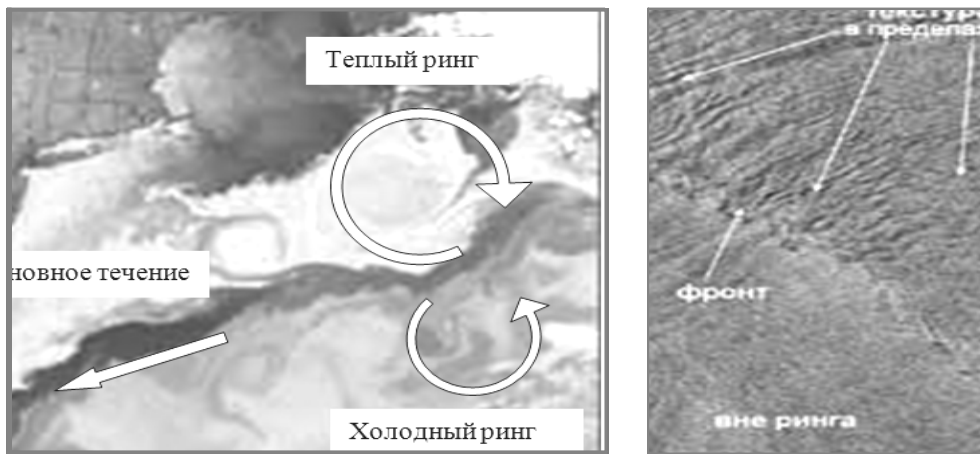


Рис. 1.2.5. Термоконтрастный снимок участка Северо-Корейского течения с образованиями теплых и холодных рингов

Термическая структура вод деятельного слоя складывается из следующих элементов (слоев): верхнего квазиоднородного слоя (ВКС), сезонного слоя скачка температуры и основного термоклина. Характеристики этих слоев в различные сезоны на акватории моря имеют региональные отличия. У берегов Приморья в летнее время года нижняя граница ВКС находится на глубине 5–10 м, а в южных районах моря она заглубляется до 20–25 м. В феврале нижняя граница ВКС в южном секторе находится на глубинах 50–150 м. Сезонный термоклин интенсифицируется от весны к лету. В августе вертикальный градиент в нем достигает максимума – $0,36^{\circ}/\text{м}$. В октябре сезонный термоклин разрушается и сливается с основным, расположенным в течение всего года на глубинах 90–130 м. В центральных районах моря отмеченные закономерности сохраняются на фоне общего уменьшения контрастов. В северной и северо-западной части моря основной термоклин ослаблен, а иногда и вовсе отсутствует. Сезонный термоклин здесь начинает формироваться с началом весеннего прогрева вод и существует до зимнего периода, когда полностью разрушается конвекцией в пределах всей толщи вод деятельного слоя [163–167].

Горизонтальное распределение солености. Крупномасштабные особенности распределения солености на поверхности определяются водообменом моря с соседними морскими бассейнами, балансом осадков и испарения, льдообразованием и таянием льда, а также материковым стоком в прибрежных районах.

В зимний сезон на большей части поверхности моря соленость вод превышает 34‰, что обусловлено главным образом поступлением высокосоленых вод (34,6‰) из Восточно-Китайского моря. Менее соленые воды сосредоточены в прибрежных районах азиатского материка и островов, где их соленость уменьшается до 33,5–33,8‰. В прибрежных районах южной половины моря минимум солености на поверхности наблюдается во второй половине лета и в начале осени, что связано с ливневыми осадками второй половины лета и опреснением вносимых из Восточно-Камчатского моря вод. В северной же части моря, кроме летне-осеннего понижения, формируется второй минимум солености весной в период таяния льдов Татарского пролива и залива Петра Великого. Наиболее высокие значения солености в южной половине моря приходятся на весенне-летний сезон, когда усиливается подток соленых в это время тихоокеанских вод

из Восточно-Китайского моря. Характерно постепенное запаздывание максимумов солёности с юга на север. Если в Корейском проливе максимум наступает в марте-апреле, то у северного побережья о. Хонсю он наблюдается в июне, а у пролива Лаперуза – в августе. Вдоль материкового побережья максимум солёности имеет место в августе. Наиболее солёные воды располагаются у Корейского пролива. Весной эти особенности в основном сохраняются, но область пониженных значений солёности в прибрежных районах в связи с таянием льда и увеличением материкового стока, а также количества осадков увеличивается. Далее к лету, вслед за поступлением в море через Корейский пролив распресненных из-за обилия осадков поверхностных вод Восточно-Китайского моря, общий фон солёности на акватории моря снижается до значений менее 34‰. В августе диапазон изменчивости солёности в пределах всего моря составляет 32,9–33,9‰. В это время на севере Татарского пролива солёность уменьшается до 31,5‰, а на отдельных участках прибрежной зоны – до 25–30‰. Осенью при усилении северных ветров происходит сгон и перемешивание вод верхнего слоя и наблюдается некоторое увеличение солёности. Минимальные сезонные изменения солёности на поверхности (0,5–1,0‰) отмечаются в центральной части моря, а максимальные (2–15‰) – в прибрежных районах северной, северо-западной части и в Корейском проливе. На больших глубинах наряду с общим увеличением значений солёности происходит резкое уменьшение диапазона ее изменчивости как в пространстве, так и во времени. По среднесезонным данным уже на глубине 50 м сезонные изменения солёности в центральной части моря не превышают 0,2–0,4‰, а на севере и юге акватории – 1–3‰. На горизонте 100 м горизонтальные изменения солёности укладываются в диапазон 0,5‰, а на горизонте 200 м (рис. 1.2.6) во все сезоны года они не превышает 0,1‰, т.е. величины характерной для глубинных вод. Несколько большие значения наблюдаются только в юго-западной части моря. Следует отметить, что горизонтальные распределения солёности на глубинах, больших 150–250 м, имеют большое сходство: минимальные солёности приурочены к северным и северо-западным частям моря, а максимальные – к южным и юго-восточным. Вместе с тем слабо выраженный на этих глубинах халинный фронт полностью повторяет очертания термического [167].

Вертикальное распределение солёности. В северо-западной части Японского моря наблюдается монотонное увеличение солёности с глубиной во все сезоны года, за исключением зимнего, когда она во всей толще вод практически постоянна. В южной и юго-восточной части моря в теплый период года ниже опресненных поверхностных вод отчетливо выделяется промежуточный слой повышенной солёности, сформированный высокосолёными водами (34,3–34,5‰), поступающими через Корейский пролив. Ядро его расположено на глубинах 60–100 м на севере и несколько глубже – на юге моря. К северу солёность в ядре этого слоя уменьшается и на периферии достигает значений 34,1‰. В зимний сезон этот слой не выражен. В это время года изменения солёности по вертикали на большей части акватории не превышают 0,6–0,7‰. Сезонные изменения вертикальной структуры поля солёности хорошо заметны только в верхнем 100–250-метровом слое. Максимальная глубина проникновения сезонных колебаний солёности (200–250 м) отмечается в зоне распространения вод Цусимского течения. Это связано с особенностями внутригодового хода солёности в подповерхностных тихоокеанских водах, поступающих в море через Корейский пролив. В вершине Татарского пролива, у берегов Приморья, а также в

районе к югу и юго-западу от зал. Петра Великого сезонные вариации солености проявляются только в верхнем 100–150-метровом слое. Здесь влияние вод Цусимского течения ослаблено, а внутригодовые изменения солености поверхностного слоя вод, связанные с процессами льдообразования и речным стоком, ограничиваются акваториями бухт и заливов. Эта область с минимальными значениями глубины проявления сезонных колебаний солености перемежается зонами с более высокими значениями, происхождение которых связано с проникновением до северо-западных берегов моря ветвей высокосолёных вод Цусимского течения. Общее представление о вертикальной структуре поля солености дают пространственные разрезы распределения этой характеристики и табличные значения, приведенные на рис. 1.2.6 [163].

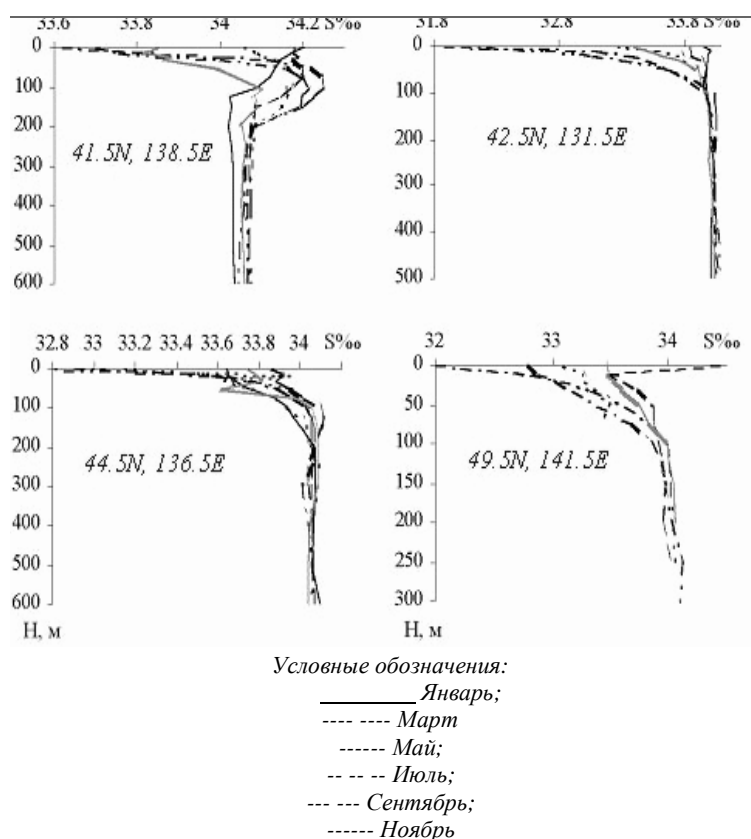


Рис. 1.2.6. Вертикальное распределение солености воды в отдельных квадратах Японского моря [167]

Водные массы. В соответствии с рассмотренными особенностями пространственно-временной изменчивости температуры и солености толща вод материково-островной зоны складывается из различных водных масс, классификация которых производится в основном по экстремальным элементам вертикального распределения солености.

По вертикали водные массы открытой части исследуемой зоны разделяются на поверхностную, промежуточную и глубинную. Поверхностная водная масса (ее разновидности: ПСА – субарктическая, ПВФ – зоны водного фронта, ПСТ – субтропическая) располагается в пределах верхнего перемешенного слоя

и ограничена снизу сезонным термоклином. В южном теплом секторе она (ПСТ) формируется в результате смешения вод, поступающих из Восточно-Китайского моря и прибрежных вод Японских островов, а в холодном северном (ПСА) – смешением распресненных материковым стоком вод прибрежных районов с водами открытых областей прилегающей части моря. Как было показано выше, в течение года температура и соленость поверхностных вод изменяются в большом диапазоне, а их толщина колеблется от 0 до 120 м.

В расположенном ниже промежуточном слое вод на большей части моря в теплый период года выделяется водная масса повышенной солености (ее разновидности: ППСТ – субтропическая, ППСТТ – трансформированная), ядро которой расположено на глубинах 60–100 м, а нижняя граница на глубине 120–200 метров.

Соленость в ее ядре составляет 34,1–34,8‰. В локальном районе к востоку от побережья Корейского полуострова на глубинах 200–400 м иногда выделяется водная масса пониженной (34,0–34,06‰) солености. Глубинная водная масса обычно называется водой собственно Японского моря.

В прибрежных районах северо-западной части моря вследствие значительного опреснения материковым стоком, обострения приливных явлений, ветровых апвеллингов и зимней конвекции формируется специфическая прибрежная структура вод, представленная комбинацией по вертикали поверхностных вод менее соленых, чем воды прилегающих областей открытого моря и имеющих более значительные колебания температуры, а также подповерхностных вод более высокой солености и низкой температуры, формирующихся в ходе зимней конвекции.

В некоторых районах (Татарский пролив, залив Петра Великого) в ходе интенсивного льдообразования зимой формируется высокосоленая (до 34,7‰ и очень холодная (до $-1,9^{\circ}$) водная масса. Распространяясь у дна, она может достигать кромки шельфа и стекать вдоль континентального склона, участвуя в вентилизации глубинных слоев.

На части шельфа, где опреснение материковым стоком невелико, происходит ослабление или даже разрушение стратификации вод приливным перемешиванием. В результате этого образуется слабостратифицированная шельфовая структура, состоящая из относительно холодной опресненной поверхностной шельфовой водной массы и относительно теплой и распресненной шельфовой модификации глубинных вод. При определенных направлениях преобладающих ветров эта структура искажается явлением апвеллинга. Зимой она разрушается более мощным механизмом – конвекцией. Формирующиеся в зонах приливного перемешивания воды вовлекаются в существующую в северо-западной части моря циркуляцию и распространяются за пределы района их образования, обычно рассматриваясь как «воды Приморского течения» [163].

Циркуляция вод и течения. Основными элементами схемы циркуляции вод являются теплые течения южного и восточного и холодные течения северо-западного секторов Японского моря. Теплые течения инициируются притоком субтропических вод, поступающих через Корейский пролив, и представлены двумя потоками: цусимским течением, состоящим из двух ветвей – спокойной – мористой и более турбулентной, движущейся под самым берегом о-ва Хонсю, и Восточно-Корейским течением, распространяющимся единым потоком вдоль побережья Корейского полуострова. На широте $38\text{--}39^{\circ}$ с.ш. Восточно-Корейское течение разделяется на две ветви, одна из которых, огибая с севера возвышен-

ность Ямато, следует в направлении Сангарского пролива, другая, отклоняясь к юго-востоку, частью вод замыкает антициклоническую циркуляцию у южного побережья Кореи, а другой – сливается с мористой ветвью Цусимского течения.

Объединение всех ветвей Цусимского и Восточно-Корейского течений в единый поток происходит у Сангарского пролива, через который происходит вынос основной части (70%) поступающих теплых субтропических вод.

Таблица 1.2.1

Характеристика структур вод и водных масс в северо-западной части Японского моря (числитель – февраль, знаменатель – август)

Структура вод	Водные массы	Глубины залегания, м	Температура, °С	Соленость, ‰
Субтропическая	ПСТ	$\frac{0-200}{0-20}$	$\frac{\geq 8}{> 21}$	$\frac{33,9-34,0}{33,6-33,8}$
	ППСТ	$\frac{\text{отсутст.}}{30-200}$	$\frac{\text{отсутст.}}{10-15}$	$\frac{\text{отсутст.}}{34,1-34,5}$
	Глубинная	$\frac{\geq 200}{> 200}$	$\frac{0-2}{0-6}$	$\frac{33,9-34,1}{34,0-34,1}$
Зоны полярного фронта	ПВФ	$\frac{0-50}{0-30}$	$\frac{3-6}{18-20}$	$\frac{33,9-34,0}{33,5-33,9}$
	ППСТТ	$\frac{\text{отсутст.}}{30-200}$	$\frac{\text{отсутст.}}{4-9}$	$\frac{\text{отсутст.}}{33,8-34,1}$
	Глубинная	$\frac{\geq 50}{> 200}$	$\frac{0-2}{0-6}$	$\frac{33,9-34,1}{33,9-34,1}$
Субарктическая	ПСА	$\frac{0-\text{дно}}{0-20}$	$\frac{0-3}{16-18}$	$\frac{33,6-34,1}{33,1-33,7}$
	Глубинная	$\frac{0-\text{дно}}{> 20}$	$\frac{0-3}{0-5}$	$\frac{33,6-34,1}{33,9-34,1}$
Прибрежная	ПП	$\frac{\text{отсутст.}}{0-20}$	$\frac{\text{отсутст.}}{16-19}$	$\frac{\text{отсутст.}}{> 32,9}$
	ДШ	$\frac{0-\text{дно}}{\text{отсутст.}}$	$\frac{-2-1}{\text{отсутст.}}$	$\frac{> 34,0}{\text{отсутст.}}$
	ППСА	$\frac{\text{отсутст.}}{20-100 (\text{дно})}$	$\frac{\text{отсутст.}}{-1-5}$	$\frac{\text{отсутст.}}{33,2-33,7}$
	Зоны конвекции на шельфе	$\frac{0-\text{дно}}{\text{отсутст.}}$	$\frac{-1-1}{\text{отсутст.}}$	$\frac{33,7-34,0}{\text{отсутст.}}$
Шельфовая	ПШ	$\frac{\text{отсутст.}}{0-20}$	$\frac{\text{отсутст.}}{< 14}$	$\frac{\text{отсутст.}}{33,0-33,5}$
	ГШ	$\frac{\text{отсутст.}}{> 20}$	$\frac{\text{отсутст.}}{4-9}$	$\frac{\text{отсутст.}}{33,4-33,8}$

Примечание: В феврале поверхностные и глубинные водные массы субарктической структуры не различаются по своим термохалинным характеристикам.

Остальная часть этих вод продвигается далее к северу в направлении Татарского пролива. При достижении пролива Лаперуза основная масса этого потока выносится из моря и лишь незначительная его часть, распространяясь в пределах Татарского пролива, дает начало холодному течению, распространяющемуся в южном направлении вдоль материкового побережья Приморья. Зонай дивергенции на $45-46^\circ$ с.ш. это течение разделяется на две части: северную – Лиманное (Шренка) течение и южную – Приморское течение, которое южнее залива Петра Великого разделяется на две ветви, одна из которых дает начало холодному Северо-Корейскому течению, а другая – поворачивает к югу и, соприкасаясь с северным потоком Восточно-Корейского течения, образует крупномасштабный циклонический круговорот с центром на 42° с.ш., 138° в.д. над Япономорской котловиной. Холодное Северо-Корейское течение достигает 37° с.ш., а затем сливается с мощным потоком теплого Восточно-Корейского течения, формируя вместе с южной ветвью Приморского течения зону фронтального раздела.

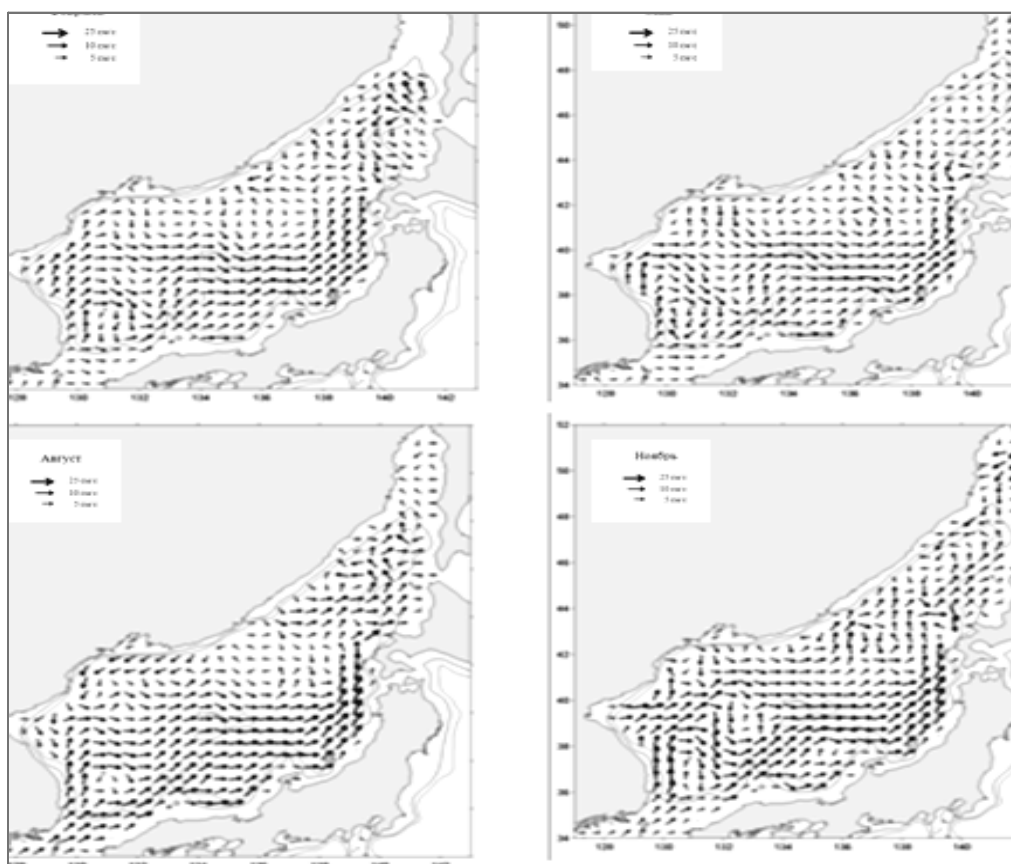


Рис. 1.2.7. Поверхностные течения в Японском море для различных сезонов года

Наименее выраженным элементом общей схемы циркуляции является Западно-Сахалинское течение, следующее в южном направлении от широты 48° с.ш. вдоль южного побережья о. Сахалин и переносящее часть потока вод Цусимского течения, отделившегося от него на акватории Татарского пролива.

В течение года отмеченные особенности циркуляции вод практически сохраняются, но мощности основных течений изменяются. Зимой в связи с уменьшением притока вод скорость обеих ветвей Цусимского течения не превышает 25 см/с, причем большую интенсивность имеет прибрежная ветвь. Общая ширина течения около 200 км сохраняется и летом, но скорости увеличиваются до 45 см/с. Восточно-Корейское течение также интенсифицируется летом, когда его скорости достигают 20 см/с, а ширина – 100 км, и затухает зимой до 15 см/с и сокращается по ширине до 50 км. Скорости холодных течений на протяжении года не превышают 10 см/с, а их ширина ограничивается 50–70 км (с максимумом летом). В переходные сезоны (весна, осень) характеристики течений имеют средние значения между летними и зимними. Скорости течений в слое 0-25 почти постоянны, а с дальнейшим увеличением глубины уменьшаются до половины поверхностного значения на глубине 100 метров. Схемы циркуляции вод на поверхности Японского моря в исследуемом районе в различные сезоны показаны на рис. 1.2.7.

Приливные явления. Приливные движения в Японском море формируются преимущественно полусуточной приливной волной, которая является почти чисто стоячей, с двумя амфидромическими системами, расположенными вблизи границ Корейского и Татарского проливов. Синхронные колебания приливного профиля уровня моря и приливных течений в Татарском и Корейском проливах осуществляются по закону двухузловой сейши, пучность которой охватывает всю центральную глубоководную часть моря, а узловые линии расположены вблизи границ указанных проливов (рис. 1.2.8).

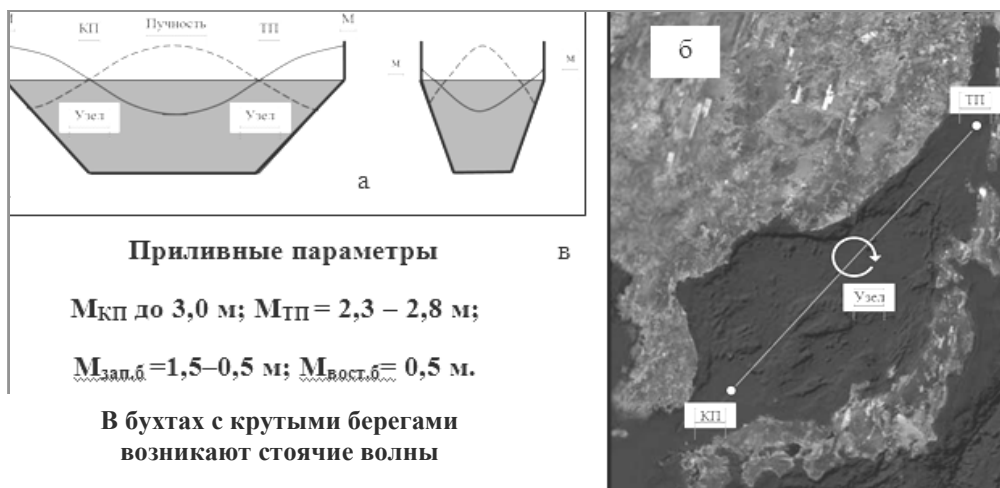


Рис. 1.2.8. Приливы по закону двухузловой сейши

В свою очередь взаимосвязь моря со смежными бассейнами через три основных пролива способствует формированию в нем индуцированного прилива, влияние которого, исходя из морфологических особенностей (мелководность проливов по сравнению с глубиной моря), сказывается в проливах и районах, непосредственно прилегающих к ним. В море наблюдаются полусуточные, суточные и смешанные приливы. Наибольшие колебания уровня отмечаются в крайних южных и северных районах моря. У южного входа в Корейский пролив величина прилива достигает 3 м. По мере продвижения на север она быстро

уменьшается и уже у Пусана не превышает 1,5 м. В средней части моря приливы невелики. Вдоль восточных берегов Кореи и Российского Приморья до входа в Татарский пролив они не больше 0,5 м. Такой же величины приливы у западных берегов Хонсю, Хоккайдо и юго-западного Сахалина. В Татарском проливе величина приливов 2,3–2,8 м. Возрастание величин приливов в северной части Татарского пролива обуславливается его воронкообразной формой.

В открытых районах моря в основном проявляются полусуточные приливные течения со скоростями 10–25 см/с. Более сложны приливные течения в проливах, где они имеют и весьма значительные скорости. Так, в Сангарском проливе скорости приливных течений достигают 100–200 см/с, в проливе Лаперуза – 50–100 см/с, в Корейском – 40–60 см/с.

Поле плотности. Плотность морской воды ρ является функцией температуры T , солёности S и гидростатического давления P . Несмотря на малую сжимаемость морской воды, амплитуда изменения плотности в зависимости от давления выше, чем от температуры и солёности. Для средних значений (среднемесячных и среднесуточных) распределение плотности в исследуемом районе это поле стратифицируется с постоянным увеличением плотности в зависимости от глубины. Показателем устойчивости слоев является частота Вайсяля [16]:

$$N = \left\{ \frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dz} + \frac{g^2}{c^2} \right) \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \right\}^{-1/2}, \quad (1.2.1)$$

где N – частота, при которой элемент жидкости перемещенный вертикально в стратифицированной среде, будет осциллировать в этой среде (частота Брента-Вайсяля); g – ускорение силы тяжести; c – скорость звука в воде; C_p и C_v – удельная теплоемкость воды при постоянных давлении и объеме, соответственно; $d\rho/dz$ – вертикальный градиент плотности; $\rho = \rho(T, P, S)$ – плотность.

Максимальных значений ($10^{-2}, c^{-1}$) частота Вайсяля достигает в слое скачка скорости звука (период колебаний около 10 мин), а вне убывает по закону $N = \omega/z$, где $\omega = 2,2 \cdot 10^{-3} c^{-1}$. Минимальное значение N составляет $10^{-4} c^{-1}$ (период 17 часов).

Взвесь. Характерные для мелкого моря органические и неорганические твердые частицы в виде продуктов размыва суши, фрагментов тел морских организмов и техногенных отходов. Концентрация взвеси в воде колеблется от сотых долей граммов на кубический метр в открытых районах до нескольких килограмм в приустьевых участках моря и в бухтах базирования кораблей и судов. В связи с растущим сбросом в море стоковых вод содержание взвеси в воде повсеместно увеличивается [163].

Воздушные пузырьки. Высокая концентрация воздушных пузырьков наблюдается в поверхностном слое толщиной от единиц до десятков метров. Эта концентрация обусловлена разрушением поверхностных волн, жизнедеятельностью морских организмов и разрывами сплошной среды в кильватерных струях кораблей и судов. Резонансная частота пузырьков оценивается по формуле $f_{\text{пуз}} = 327/R$, где R – радиус пузырька, см; $f_{\text{пуз}}$ – частота, гц. В водной среде присутствуют водные пузырьки от нескольких микрон до нескольких миллиметров. Они оказывают существенное влияние на частоты в диапазоне от 10 кГц до 10 МГц.

Биологические объекты (планктон и нектон) в водной толще распределены неравномерно. В некоторых горизонтах они образуют плотные скопления – звукорассеивающие слои, которые характеризуются горизонтальной протяженностью до нескольких десятков миль. В зависимости от освещенности и температуры верхних слоев биообъекты могут мигрировать по всей глубине шельфовой зоны.

Волнение поверхности. Для мелкого моря в мелком море это понятие становится условным, так как поверхностные волны могут наблюдаться на глубинах до 50-60 метров, что для многих бухт шельфовой зоны соизмеримо с их глубиной. Высота поверхностных волн, как правило, не превышает 5-6 метров. Фазовая скорость c_{ϕ} волн близка к скорости ветра V_e . Длина волны определяется $\lambda_e = 2\pi V_e^2 / g$ (0,1–50 м), где g – ускорение силы тяжести. Период волны $t_e = 2\pi V_e / g$ (0,2–20 с). Высота волн $H_e = 0,2 V_e^2 / g$. Волнение моря будет рассмотрено подробно в следующих главах.

Внутренние волны [108] возникают на поверхности раздела стратифицированных слоев с различной плотностью. Создавая значительные перемещения слоев воды, внутренние волны активно влияют на параметры пространственно-временной изменчивости гидрофизических полей. Короткопериодные (1–10 минут) внутренние волны имеют утолщенные гребни, обостренные ложбины и распространяются группами. Низкочастотные внутренние волны имеют длины до десятков километров, скорости распространения не более нескольких метров в секунду и высоту до нескольких десятков метров. При выходе на поверхность внутренние волны дают горизонтальные полосы и блики, видимые с судов, самолетов и космических аппаратов.

Волны Россби [163]. Мощные гидродинамические образования, формирующие движение вод океана. Океан можно рассматривать как сложную механическую систему, всегда стремящуюся тем или иным способом сохранить равновесное состояние. Если какая-либо сила выводит эту систему из равновесия, то процесс возвращения к исходному состоянию и в основном реализуется в виде волн. Как всякая механическая колебательная система, океан обладает набором собственных колебаний. Одним из наиболее эффективных механизмов энергоснабжения океана от внешних источников является резонансный, когда собственные колебания океана совпадают с колебаниями внешних сил, возбуждающих его волновое движение. Потери энергии волнами крайне малы, что обусловлено их свойством суперпозиции, поэтому волны являются своего рода накопителями большой энергии. Обладая большой массой при малых потерях энергии, они способны сохранять неизменными во времени свои свойства, характерные для свободных волн. Мировой океан аккумулирует энергию, поступающую из атмосферы, которая реализуется в виде движений волн, в основном, Россби.

Сравнительно недавно, в начале 60-х годов, в океанах доказательно были зарегистрированы гидродинамические образования, получившие название планетарных волн Россби. Те же самые волны в близкой берегу зоне или в замкнутых морях получили название континентальных шельфовых. Поэтому в дальнейшем для упрощения изложения их также будем называть волнами Россби. Что они собой представляют, подробно рассмотрим немного позже, а сейчас приведём только некоторые сведения. Эти волны имеют периоды от недели до пяти, фазовые скорости распространения – от нескольких см/с до метра, длину от 100 до 1500 км, а скорости орбитальных движений частиц воды в волне, фак-

тически течений, от десятка см/с до 2,5 м/с. Понятно, что речь идет о волнах, существенно отличных от ветровых волн, которые мы обычно наблюдаем в море или океане. Для сравнения: ветровые волны имеют периоды порядка 10 сек, длину около – 100 м, скорость распространения около 10 м/с. Они создают видимые глазом колебания поверхности воды. Волн Россби мы не видим, поскольку изменения положения поверхности воды, обусловленные волнами, меняются очень медленно и не существенно. Об их присутствии в море исследователи обычно судят по измерениям течений, вектор которых изменяется с периодом волны.

Ледовые условия [168]. По ледовым условиям материково-островную зону можно разделить на три района: Татарский пролив, район вдоль побережья Приморья от мыса Поворотного до мыса Белкина и залив Петра Великого. В зимний период лед постоянно наблюдается только в Татарском проливе и заливе Петра Великого, на остальной акватории, за исключением закрытых бухт и заливов в северо-западной части моря, он формируется не всегда. Самым холодным районом является Татарский пролив, где в зимний сезон формируется и локализуется более 90% всего льда, наблюдаемого в море. По многолетним данным продолжительность периода со льдом в заливе Петра Великого составляет 120 дней, а в Татарском проливе – от 40–80 дней в южной части пролива, до 140–170 дней в его северной части.

Первое появление льда происходит в вершинах бухт и заливов, закрытых от ветра, волнения и имеющих опресненный поверхностный слой. В умеренные зимы в заливе Петра Великого первый лед образуется во второй декаде ноября, а в Татарском проливе, в вершинах заливов Советская Гавань, Чехачева и проливе Невельского первичные формы льда наблюдаются уже в начале ноября. Раннее льдообразование в заливе Петра Великого (Амурский залив) наступает в начале ноября, в Татарском проливе – во второй половине октября. Позднее – в конце ноября. В начале декабря развитие ледяного покрова вдоль побережья острова Сахалин происходит быстрее, чем вблизи материкового берега. Соответственно, в восточной части Татарского пролива в это время льда больше чем в западной. К концу декабря количество льда в восточной и западной частях выравнивается, и после достижения параллели мыса Сюркум направление кромки меняется: смещение ее вдоль сахалинского берега замедляется, а вдоль материкового – активизируется.

В Японском море ледяной покров достигает максимального развития в середине февраля. В среднем льдом покрывается 52% площади Татарского пролива и 56% – залива Петра Великого [163].

Таяние льда начинается в первой половине марта. В середине марта от льда очищаются открытые акватории залива Петра Великого и все приморское побережье до мыса Золотой. Граница ледяного покрова в Татарском проливе отступает на северо-запад, а в восточной части пролива в это время происходит очищение от льда. Раннее очищение моря от льда наступает во второй декаде апреля, позднее – в конце мая – начале июня.

Турбулентность – нерегулярные мелкомасштабные вихревые движения, описываемые статистически (по материалам изданий 80–90-х годов прошлого столетия) [108]. Переход ламинарного потока жидкости в турбулентный осуществляется при определенных критических условиях, когда произведение скорости потока жидкости и линейного размера поверхности, вдоль которого движется поток, превысят коэффициент кинематической вязкости воды этого потока на

некоторую критическую величину, поток меняет свою структуру – из ламинарного превращается в турбулентное. Безразмерное число, получаемое в ходе сравнения вышеперечисленных величин, называется числом Рейнольдса (Re). Под воздействием турбулентности в морской среде формируются анизотропные неоднородности, которые распадаются на более мелкие вихри и занимают определенные поверхности, а потом и трехмерное пространство. Турбулентное движение становится трехмерно изотропным, но лишь для вихрей масштабом $L_{кр}$. При вертикальном градиенте плотности $10^{-9} \text{ г}\cdot\text{см}^{-4}$ критическая длина поверхности $L_{кр}$ составляет несколько десятков метров, при градиенте плотности $10^{-4} \text{ г}\cdot\text{см}^{-4}$ (в слое скачка) – несколько сантиметров [165].

Тонкая структура. Гидрофизические поля исследуемого района характеризуются наличием различных плотностных слоев с толщинами от десятков метров до нескольких сантиметров, которые отделены друг от друга граничными прослойками с резким изменением характеристик (табл. 1.2.2). Вертикальные градиенты физических свойств в этих прослойках могут превышать в 10–100 раз их средние значения. Вертикальный сдвиг скорости на границах между слоями может превышать $5\text{--}10 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. Изменчивость тонкой структуры поля движения во времени характеризуется инерционным и приливным периодами. Различающиеся по свойствам тонкие слои могут перемещаться в различных направлениях. Максимальные вертикальные градиенты температуры и солености в слоях толщиной менее 1 см составили $0,1^\circ\text{C}/\text{см}$ и $0,025^0/_{00}/\text{см}$, а максимальные частоты Вэйсяля – до 25 цикл/час.

Таблица 1.2.2

Характеристика плотностных слоев

Структурный элемент	Характерный вертикальный масштаб (толщина) h , м	Характерный горизонтальный масштаб (поперечник) L , м	Отношение h/L	Примечание
Квазиоднородные слои	30–40	$(180\text{--}250)\cdot 10^3$	$1,6\cdot 10^{-4}$	В слое 300–400 м В слое 100–300 м В слое 50–500 м
	10–20	$(30\text{--}50)\cdot 10^3$	$(0,3\text{--}0,4)\cdot 10^{-3}$	
	10–15	$100\cdot 10^3$	$(1,0\text{--}1,5)\cdot 10^{-4}$	
	2–30	$(2\text{--}20)\cdot 10^3$	$(1,0\text{--}1,5)\cdot 10^{-3}$	Дифференциально-диффузионная конвекция –//–
	15	$13\cdot 10^3$	$1,2\cdot 10^{-3}$	
	1–2	$1,5\cdot 10^3$	$(0,7\text{--}1,3)\cdot 10^{-3}$	
	0,1	$0,2\cdot 10^3$	$0,5\cdot 10^{-3}$	
2,5	$17\cdot 10^3$	$1,5\cdot 10^{-4}$		
Микроскачки температуры	1,0	$0,75\cdot 10^3$	$1,3\cdot 10^{-3}$	В слое 0–100 м В слое глубже 400 м Дифференциально-диффузионная конвекция
	0,1–3,5/	$0,2\cdot 10^3$	$0,5\cdot 10^{-3}$	
	0,1	$(0,05\text{--}0,02)\cdot 10^3$	$1,75\cdot 10^{-2}$	
Инверсии температуры	0,1–3,5	$1,7\cdot 10^3$	$(0,5\text{--}2,0)\cdot 10^{-3}$	Дифференциально-диффузионная конвекция
	10–100	$(5\text{--}10)\cdot 10^3$	$10^{-3}\text{--}10^{-2}$	
	5–20	$(5\text{--}29)\cdot 10^3$	10^{-3}	
Адекватные изоаномалии	5–10	Несколько миль	10^{-3}	Дифференциально-диффузионная конвекция
	10–20	$(10\text{--}16)\cdot 10^3$	10^{-3}	

Часто встречаются участки с обратным знаком градиента – температурные инверсии, которые по величине на 1–2 порядка выше самых больших градиентов, обнаруженных в термоклине. Тонкая структура ступенчатого характера наблюдается до самых больших глубин, однако амплитуды неоднородностей с глубиной убывают пропорционально уменьшению градиентов сглаженных профилей.

Проведенный анализ показывает, что внешние силы (ветры, сейши, силы Кориолиса) и внутренние силы (апвеллинги, даунвеллинги, внутренние волны, сезонные и постоянные течения, придонные медленные и поперечные волны) формируют в мелководных районах шельфовой зоны характерные образования, которые могут быть объяснены с позиций наливной динамики.

Глава 1.3. СПОСОБ ОБНАРУЖЕНИЯ МОРСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ, ОСНОВАННЫЙ НА ФРАКТАЛЬНО-АТТРАКТОРНОМ ПОДХОДЕ

1.3.1. Лабораторные исследования фрактально-аттракторных явлений

Современная отечественная прикладная наука, которой все чаще присваивают не совсем точное, но понятное определение «практическая гидроакустика», с одной стороны, нуждается в резкой интенсификации – создании качественно новых обнаружителей, классификаторов, анализаторов и пр. С другой стороны, груз тяжеловесных фундаментальных математических преобразований (преобразование Фурье, пусть даже и быстрое заставляет суперсовременные компьютеры «толочь» тригонометрические функции, как воду в ступе) и сводить к нулю потуги программистов. Вейвлет-анализ, преобразования Уолша-Хаара в зарубежной бытовой технике повсеместно вытесняют дискретные и быстрые преобразования Фурье.

Подобная картина происходит и в гидроакустике.

Акустика мелкого моря давно открыла глаза разработчикам на то, что необходимо дополнить классическую волновую теорию и фундаментальную трактовку лучевого построения траекторий распространения акустической энергии в водной среде. Нелинейность водной среды мелкого моря подтверждается многочисленными натурными измерениями. Уже давно стало понятным, что «линейность» – это не свойство системы, а допущение человеческого разума, желающего решить прикладную задачу с помощью некоторых приближений. И это успешно удавалось до тех пор, пока не потребовался более глубокий анализ. Изучая акустический мир и познавая его, специалисты все чаще убеждаются, что упрощение реальных систем путем пренебрежения членами высших порядков в уравнениях движения становятся тупиковыми – не дают требуемого результата. Углубление в фундаментальные трактовки раздувает математический аппарат, но не дает возможности реально совершенствоваться и создавать новые устройства.

Требуется совершенствовать аналитические подходы к проблеме – детализующую математику преобразовать в прикладную.

В данной работе предлагается фрактально-аттракторное дополнение к традиционным исследованиям нелинейного взаимодействия акустических волн и механических волн среды, в которой распространяется акустический сигнал.

Морская среда создает особые проблемы при проведении натуральных исследований: бортовая и килевая качка, дрейф, меняющийся курс судна. Трудно повторить измерения, так как излучатель и приемник во время опыта перемещаются. Особенно это чувствительно, когда меняющееся расстояние является определяющим параметром проводимых измерений. Измерительные работы в море требуют точного знания местоположения, что также часто представляется сложной задачей, несмотря на наличие самых современных навигационных приборов. Очень трудно провести измерения в штормовых условиях. Не только потому, что требуется особая сноровка в производстве измерений и слаженность всего экипажа в достижении поставленной цели. Этот вопрос трудно решается потому, что дожидаясь штормовых условий, необходимых для выполнения условий эксперимента, находясь в базе, не сможешь выйти в море «по погоде» в силу ряда ограничений, накладываемых службами, обеспечивающими безопасность плавания.

Всякое натурное измерение, связанное с выходом в море, насыщается максимумом мероприятий. Количество таких выходов весьма ограничено. Поэтому натурные и модельные измерения должны дополнять друг друга. Все, вышеприведенные рассуждения указаны для того, чтобы еще раз подтвердить необходимость и актуальность старого, но испытанного метода исследования.

Лабораторные исследования построены на традиционных методах гидроакустических измерений с учетом особенностей нелинейного взаимодействия выше звуковых волн. Измерительная установка построена на старом приборном парке (Брюль & Кьер, образца 2000) и на современном программном обеспечении.

Лабораторные исследования – это всегда физическое моделирование с сохранением геометрического подобия. При моделировании акустических процессов в водной среде трактовка строгости эксперимента обеспечивается критериями подобия [11]:

$$G = idem, cl/t = idem, p/\rho E\delta = idem, \quad (1.3.1)$$

где G – модуль сдвига, E – модуль упругости, δ – объемное расширение, $idem$ – равенство для природы и модели.

Исходя из того, что измерения будут проводиться в поверхностном слое, необходимо учитывать одно ограничение [13] – при длинах акустических волн менее двух сантиметров на поверхности воды будут преобладать не гравитационные силы, а капиллярные. Значит, водонагнетательный прибор должен формировать поверхностные волны не менее 2 см, а звуковой генератор – работать в диапазоне не выше 75 кГц.

Наличие компьютерного обеспечения со штатными ЦАП/АЦП-устройствами (звуковыми картами) сужает диапазон исследований до 20 кГц и до длин волн не короче 7,5 см.

Была проведена серия предварительных исследований и измерений в учебном бассейне филиале ВУНЦ ВМФ «ВМА» – ТОВМИ им. С.О. Макарова на кафедре физики.

В помещении с бассейном размерами $6,0 \times 3,0 \times 3,0$ м³ была развернута измерительная установка, показанная на рис. 1.3.1.

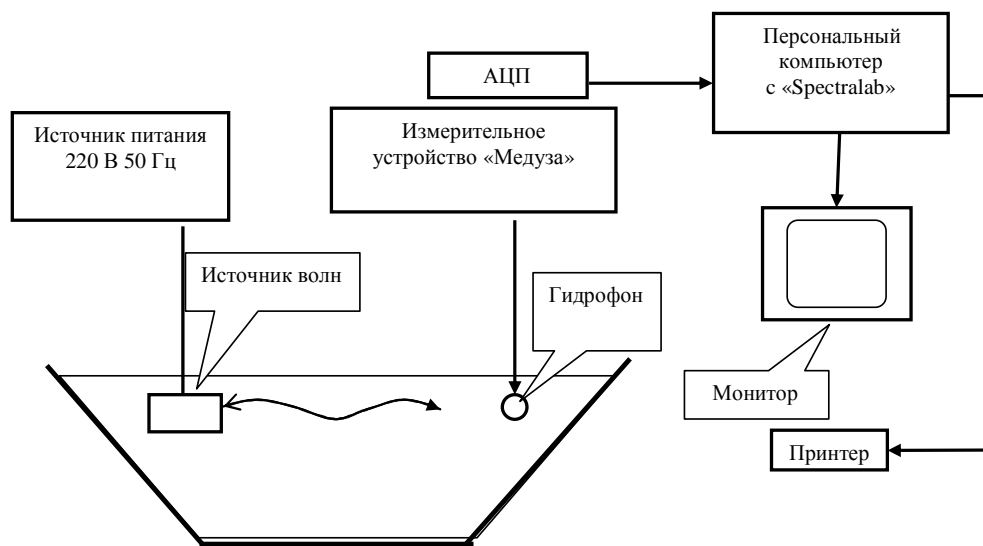


Рис. 1.3.1. Установка для проверки источника волн

Состав лабораторной установки:

- испытываемый источник волн – аквариумный компрессор «Super silent HL-ACO-5504» с характеристиками:

- производительность: 270 л/час (2 канала) с регулятором потока;
- напряжение питания: 220 В 50 Гц;
- потребляемая мощность: 5 Ватт;
- создаваемое давление: до 0,02 МПа;
- габариты: 168 × 87,5 × 74 мм³;
- вес: 680 грамм;

- универсальный гидрофон фирмы «Брюль & Кьер» типа 8103;

- измерительное устройство «Медуза» (разработки и исполнения гидро-акустического полигона);

- персональный компьютер с характеристиками:

- центральный процессор с 80386 DX;
- оперативная память 8 мбайт;
- жесткий диск со свободным пространством 4 МБ;
- звуковая карта АС-97;
- монитор на 256 цветов;
- оптическая мышь Logitech;
- клавиатура MS Natural Microsoft;

- двухканальный анализатор спектра «SectraLAB»;

- принтер «Samsung SCX-3400».

В ходе измерений получены следующие результаты: компрессор «Super silet», находясь на глубине 10–12 см, на удалении 150 см от контрольного гидрофона создает поток течением 0,5 м/с, формирующий в диапазоне частот 15–20 кГц шумовую помеху 20–25 дБ относительно 1 мВ.

Основная цель лабораторных исследований заключалась в оценке влияния турбулентных потоков на формирование акустического поля в водной среде.

В потоках морской воды частицы среды совершают регулярные и нерегулярные (случайные) колебания, которые порождают акустический шум. Акусти-

ческий шум, рожденный в потоках сплошной жидкой среды при малых числах Маха (то есть число Маха существенно меньше единицы), называют гидродинамическим шумом.

Существуют три режима движения жидкости: турбулентный, ламинарный и кавитационный. Качественное различие между режимами заключается в отношении скорости движения молекул жидкости к скорости движения всего объема жидкости. При равенстве этих скоростей – ламинарный режим движения жидкости. При скорости движения молекул, большей скорости движения объема жидкости, – турбулентный режим. При скорости молекул меньшей, чем скорость движения всего объема, жидкости приходится разрывать молекулярные связи, образуются внутриводные полости-разрывы, имеем кавитационный режим движения жидкости [162].

Турбулентность и кавитация в области акустики относятся к типам хаотических процессов, включающих в себя дополнительно нелинейную акустику (параметрику), лучевой хаос, речевую акустику, акустику музыкальных инструментов [2]. Примеры кавитации и колебания пузырьков в жидкости подробно изложены в статье И.Б.Андреевой, Л.М. Бреховских [3]. Вопросы нелинейной акустики (просветные методы и устройства) освящены в работе И.В. Савельева [103]. По мнению авторов, материал должен подтвердить, что явления турбулентности в гидроакустике имеют немаловажное прикладное значение.

Известно, что скорость в турбулентном потоке $v(x)$ является случайной функцией. Все поле скоростей такого потока может быть представлено как совокупность возмущения («вихрей») различных масштабов. Самые крупные вихри определяются размерами всего потока в целом L . Смысл величины L может быть весьма различен. Это может быть толщина слоя воды над поверхностью земли, размер обтекаемого тела, если турбулентность вызывается обтеканием такого тела ламинарным потоком, размером трубы, из которой изливается струя воды и пр.

Эти крупномасштабные возмущения дробятся на более мелкие вихри, и размеры самых малых определяются вязкостью среды, так как очень резкие изменения в движении среды быстро затухают именно благодаря вязкости (энергия потока, превращаемая в тепло, тем больше, чем больше градиент скорости потока).

Такая картина распространения скоростей турбулентного потока по различным масштабам возмущений с последовательным превращением энергии крупных возмущений в энергию мелких и, наконец, в тепло впервые ясно описана Ричардсоном [162].

Общие сведения о вихревом звуке и вихреобразовании. Звук возникает при обтекании неподвижных твердых тел постоянным потоком (или движением тел относительно среды), когда, казалось бы, нет причины для возникновения периодических явлений.

Остановимся подробнее на основных закономерностях вихреобразования при обтекании тел. Как бы ни была мала вязкость среды, обтекающей тело, именно существование обтекающих ее сил трения приводит к образованию вихрей в первоначально потенциальном потоке.

Чтобы пояснить эту сторону дела, обратимся к уравнениям движения вязкой несжимаемой жидкости (уравнения Навье-Стокса). Полагая, что $\vec{v} = 0$, получаем:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v}, \operatorname{div} \vec{v} = 0. \quad (1.3.2)$$

Поток обтекает тело, характерный размер которого есть d , а скорость набегающего потока – v . Введем вместо x, y, z, t безразмерные переменные путем деления на d :

$$x' = \frac{x}{d}, y' = \frac{y}{d}, z' = \frac{z}{d}, \tau' = \frac{tv}{d} \text{ и положим } p = p' \rho v^2, \vec{v} = v \vec{v}',$$

тогда данное уравнение приводится к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial \tau'} + (\vec{v}', \nabla) \vec{v}' = -\nabla' p' + \frac{1}{Re} \Delta' \vec{v}', \quad (1.3.3)$$

где $Re = \frac{vd}{\nu}$ – число Рейнольдса ($\nu = \mu / \rho$ – кинематическая вязкость).

Из безразмерного уравнения гидродинамики видно, что при больших числах Re последний член становится близким к нулю и может быть отброшен, следовательно, в этом случае вязкие напряжения играют исчезающе малую роль в сравнении с эффектами, обусловленными инерцией жидкости. Получили уравнение идеальной жидкости. Уравнение подкреплено рис. 1.3.2. *Если набегающий поток был потенциальным, то он таким должен был и остаться.*

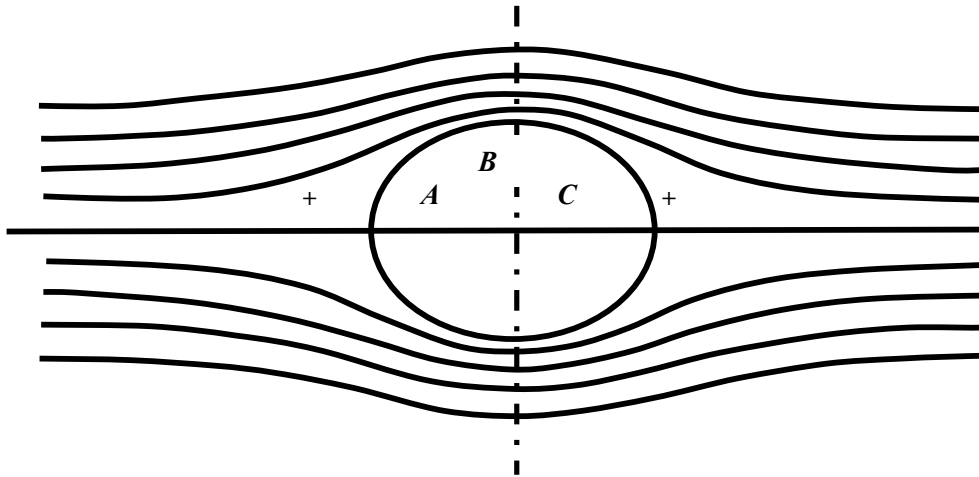


Рис. 1.3.2. Картина линий тока около круглого цилиндра в идеальной жидкости

Однако это утверждение справедливо вдали от тела и неверно в непосредственной близости от него и позади него.

На рисунке 1.3.3 показано – скорость потока на самой поверхности тела в силу смачивания (прилипания) жидкости равно нулю. Чем дальше от поверхности тела, тем ближе относительная скорость набегающего потока к единице ($v' \rightarrow 1$). Это изменение происходит в тонком пограничном слое (выделен мелким пунктиром). Толщину этого слоя δ можно оценить из того соображения, что в этом слое действие вязких напряжений сравнимо со значением эффекта, вызываемого инерцией. А это значит, что в пограничном слое последний член уравнения (1.3.3) сравним с остальными членами. Эти последние имеют порядок 1, как нормированные величины. Так как в пограничном слое скорость потока на

протяжении роста его толщины меняется по некоторому экспоненциальному закону от 0 до 1, то толщина пограничного слоя будет

$$\delta = \frac{l}{\sqrt{\Re}}, \quad (1.3.4)$$

где l – протяженность огибаемого тела (линия ABC на рис. 1.3.2), м.

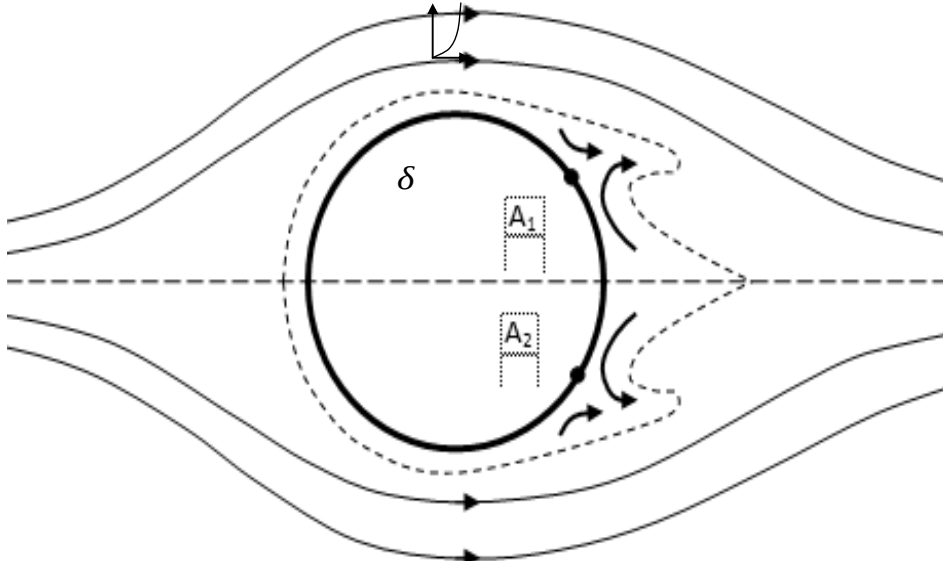


Рис. 1.3.3. Схематическое изображение отрыва пограничного слоя при обтекании круглого цилиндра реальной жидкостью

В точках A_1 и A_2 тонкий пограничный слой становится неустойчивым и отрывается от поверхности тела, порождая аттракторы.

На рисунке 1.3.4,а показаны 4 основные итерации зарождения странного аттрактора. Начало зарождения аттрактора и его завершение подтверждены снимками визуализации 1.3.4,б и 1.3.4,в. Чтобы последовательно перейти от волнового поля среды к акустическому, необходимо подробнее остановиться на процессе формирования аттрактора.

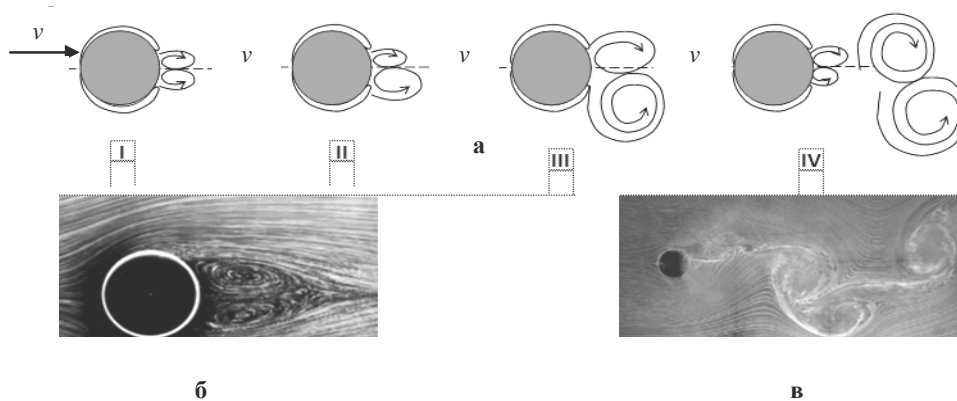


Рис. 1.3.4. Образование шумового аттрактора

Поток набегает на поверхность вертикально стоящего цилиндра диаметром d таким образом, что его основное направление совпадает с диаметральной линией цилиндра. При некотором числе Рейнольдса, превысившем критическую величину, ламинарный поток за счет отрыва пограничного слоя начинает приобретать вихревой характер. При малой шероховатости поверхности цилиндра некоторое время вихри, образовавшиеся на задней стороне цилиндра, растут одинаково с ростом числа Рейнольдса. Но наступает такой момент, когда в силу неравномерности шлифовки, различных царапин или повреждений поверхности цилиндра или просто флуктуаций в потоке жидкости это равновесие нарушится. Один из вихрей начинает расти быстрее другого.

Вихрь, достигший поперечного размера (по отношению к направлению движения водного потока), отрывается от цилиндра в направлении ламинарного среднего течения с небольшим прецессионным отклонением от основного направления. Отрыв сопровождается скачком давления, вызывающим образование звука и увлечением за собой второго вихря, имеющего обратное вращение. Возникает странный аттрактор с несимметричными «крыльями». Два вихря, вращающиеся в противоположных направлениях, создают момент вращения – поток становится турбулентным. При устойчивом значении числа Рейнольдса отрыв первой пары вихрей от поверхности цилиндра дает возможность формирования новой вихревой пары. Как показали лабораторные исследования, новая пара формируется таким образом, что теперь большой вихрь формируется на другой полуповерхности. Наступает новый отрыв странного аттрактора со звуковым сопровождением. Новый аттрактор имеет прецессию в другую сторону. По результатам лабораторных измерений авторы определили, что в устоявшемся режиме телесный угол движения турбулентного потока составляет величину около сорока градусов.

Так как источником звука является водная масса с поперечным сечением d , то можно говорить о длине волны возникающих колебаний, то есть $d = \lambda$. В данном случае имеем источник звука, генерирующий колебания частотой $f = c_{зв}/d$.

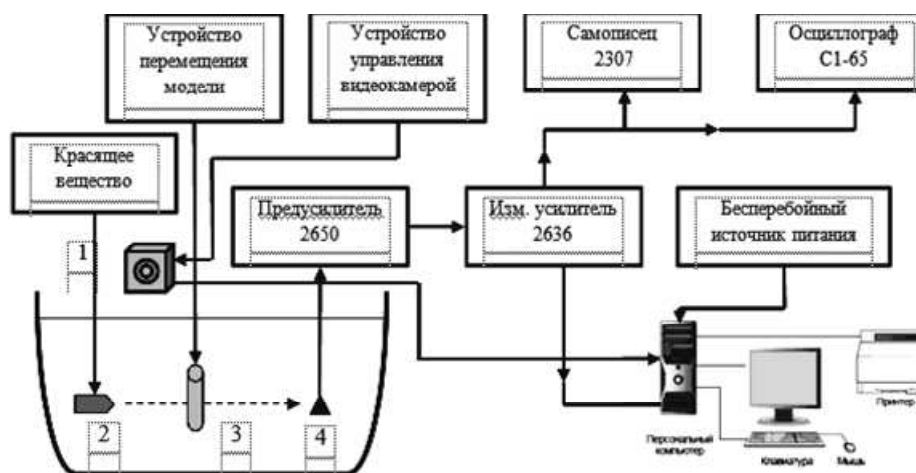


Рис. 1.3.5. Лабораторная установка по измерению акустического поля турбулентных течений

На рисунке 1.3.5 представлена лабораторная установка, с помощью которой были произведены измерения акустического поля, создаваемого водным потоком (2) с красящим веществом (1), идущим на глубине 10 см и омывающего

вертикальный цилиндр (3) диаметром 5 см и длиной 15 см. При нахождении контрольного гидрофона (4) на расстоянии 10 см позади цилиндра был обнаружен шумовой сигнал частотой около 30 кГц с полосой частот около 100 Гц.

С удалением контрольного гидрофона от цилиндра число шумовых сигналов удваивается и на расстоянии 100 см их число составляет 8 (далее амплитуда сигнала сливается с шумовой составляющей). Максимумы частотных составляющих отстоят друг от друга по частотной шкале с коэффициентом масштабности 1,059.

Аттракторы подвергаются бифуркации с коэффициентом удвоения $2^{1/12}$.

Имеет место фрактальная последовательность.

На основании вышесказанного авторы заключают – звуковое поле, формируемое турбулентным потоком, возникающим при огибании вертикального цилиндра, имеет ярковыраженную фрактально-аттракторную структуру. В установившемся режиме имеют место детерминированные характеристики.

Для цилиндра диаметром 0,05 метра под воздействием ламинарного потока скоростью 0,5 м/с при скрытом потоке (источник погружен на 20 см от поверхности) возникает шумовая составляющая около 30 кГц, которая, подвергаясь бифуркации, создает частотный фрактал с масштабом Хаусдорфа $2^{1/12}$.

Акустическое поле распространяется в телесном угле $\approx 40^\circ$.

Подобный турбулентный генератор может быть использован в качестве шумового генератора в практических системах мониторинга пространства с известными характеристиками.

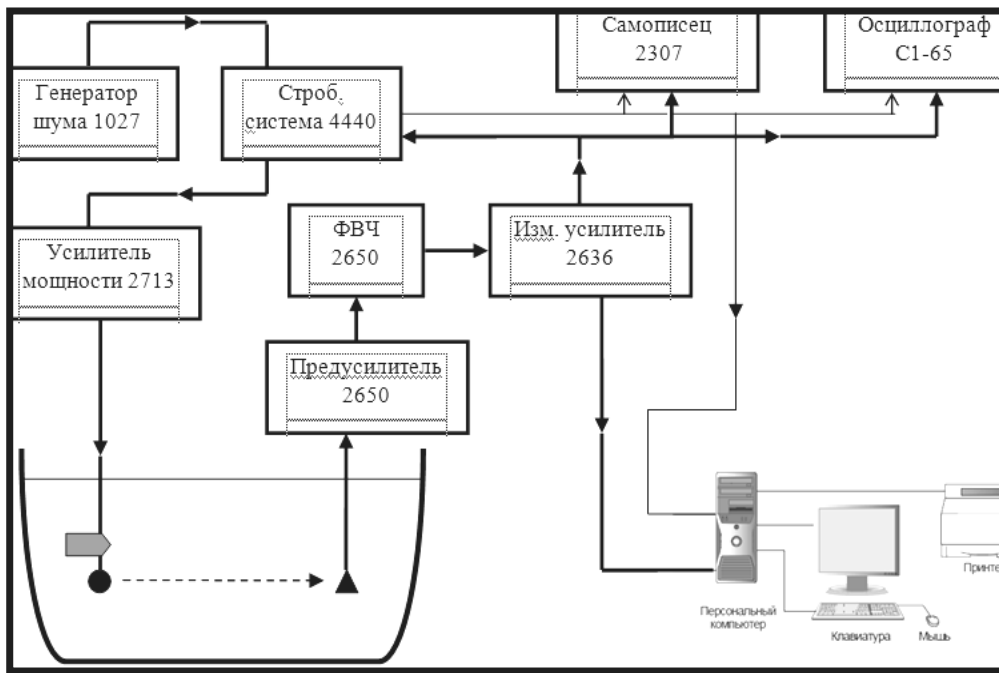


Рис. 1.3.6. Установка для измерения шумов турбулентности в акустическом поле

Состав лабораторной установки:

- измерительная ванна: $1,8 \times 0,9 \times 0,9 \text{ м}^3$;
- тракт излучения: звуковой генератор модели 1027, усилитель мощности модели 2713, излучающий гидрофон модели 8103, погруженный на глубину 5 см;

- тракт синхронизации – стробирующая система модели 4440;
- приемный тракт: приемный гидрофон модели 8103, предварительный усилитель модели 2650 с фильтром верхних частот, измерительный усилитель 2636;
- тракт аналоговой обработки сигнала: осциллограф С1-65, самописец уровня модели 2307;
- тракт цифровой обработки сигнала: аналого-цифровой преобразователь – звуковая карта АС-97, компьютер с использованием стандартного ПО Windows 2007 и специального ПО – Dataplore с графическим редактором NLyser;
- тракт формирования водного потока – компрессор Super silet HL-ACO-5504 с регулятором потока.

Полученные в исследовании данные обрабатывались в аналоговом контексте и в цифровом по методике нелинейной динамики.

Установлено:

- с переходом потока от ламинарного к вихревому в спектре частот акустического сигнала появляются дополнительные гармоники и субгармоники;
- с удалением приемного гидрофона от излучающего число гармоник увеличивается до 8;
- при достижении потоком скорости выше 0,5 м/с поток становится турбулентным, а ширина потока остается в пределах 40 градусов;
- при внесении экрана между приемником и излучателем поток искажается, а спектр частот разваливается (гармоники исчезают, появляются провалы).

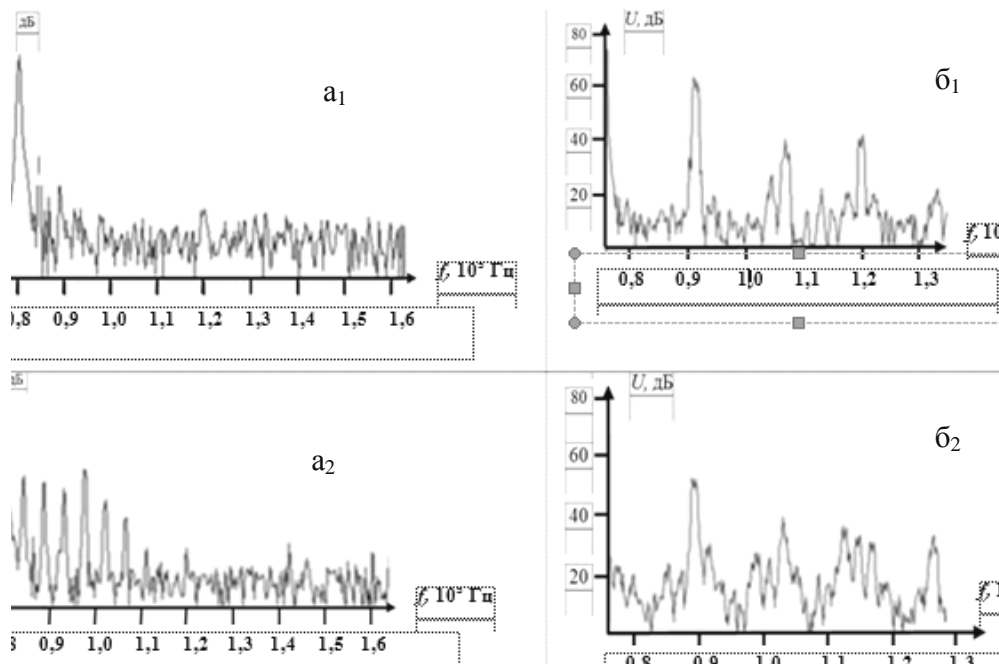


Рис. 1.3.7. Процесс регистрации фрактально-аттракторных образований по мере удаления приемника от источников звука и волн среды:
 а) просветная линия без препятствия; б) просветная линия с плоским экраном;
 1) приемник на дистанции 10 см; 2) приемник на дистанции 50 см.

Цикл проведенных работ следует считать начальным. Продолжение лабораторных исследований необходимо для набора статистики и выявления специ-

фических тенденций формирования акустического поля в водной среде за счет турбулентных явлений.

1.3.2. Натурные исследования фрактально-аттракторных явлений

Проведенный анализ шельфовой зоны Дальневосточного региона (бухт Приморского края, острова Сахалин, полуострова Камчатка) показал (рис. 1.3.8), что эта зона может условно делиться на три района:

- материковый склон с глубинами от 100 до 1000 метров, с интенсивным судоходством, промыслом морепродуктов и техногенными разработками шельфа;

- материковая отмель с глубинами от 50 до 200 метров и протяженностью от 10 до 30 миль с достаточно интенсивным судоходством среднего и маломерного морского транспорта;

- закрытые бухты со специальным режимом судоходства – порты, места базирования боевых единиц флота, прибрежные сооружения стратегического значения.

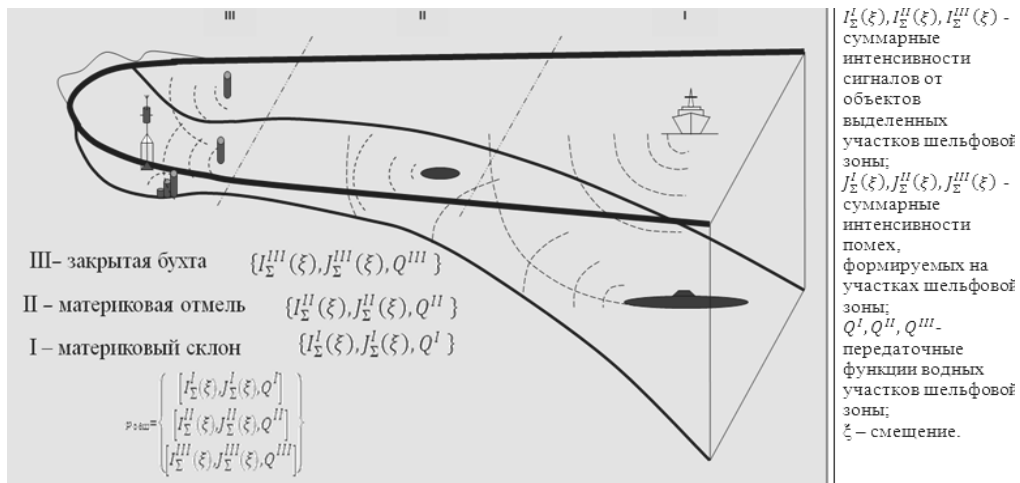


Рис. 1.3.8. Схематическое изображение шельфовой зоны Дальневосточного региона

Известно, что современные средства доставки обладают малой шумностью, достаточной автономностью, чтобы скрытно преодолеть расстояния в несколько десятков миль и скрытно вернуться. Задача сил обороны – установить рубеж гарантированного обнаружения носителей диверсионных сил и не допустить проникновение спецконтингента к охраняемым объектам. Для этого недостаточно иметь сведения о вероятном противнике и о характеристике его сил и средств. Необходимо знать законы формирования акустического поля закрытых бухт и периодичность возможных их изменений.

Например, в отдельных бухтах залива Петра Великого прогнозируемое вертикальное распределение скорости звука имеет вид, указанный на рис. 1.3.9,а, реальные измерения в одной и той же точке залива с разницей в 4 часа показывают картину, отображенную на рис. 1.3.9,б.

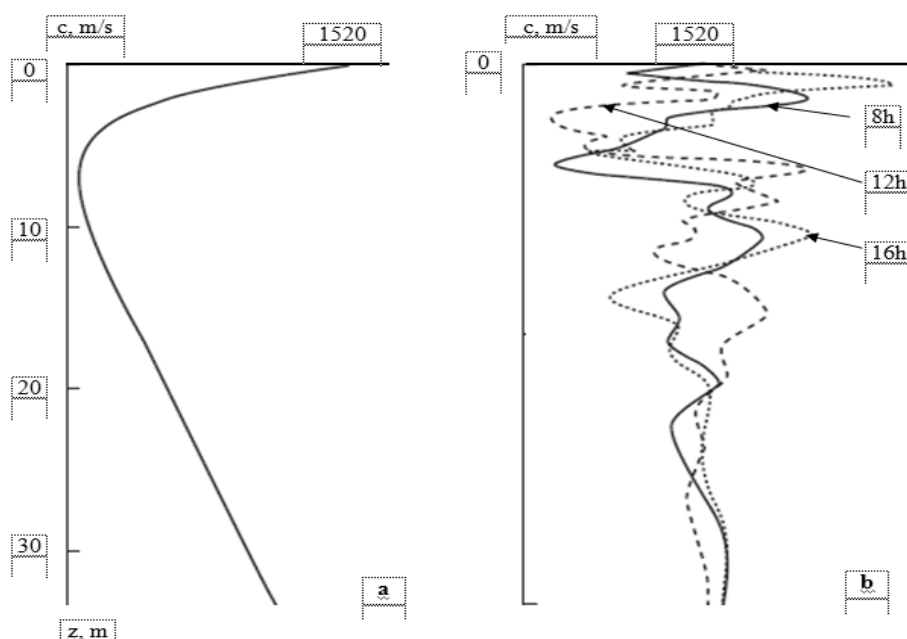


Рис. 1.3.9. Прогнозируемый и измеренные профили скорости звука в заливе Петра Великого

Такая изменчивость профиля говорит о высокой конвекционной способности водной толщи в заливе течениями. Динамичность водной толщи характеризуется:

- присутствием различных видов и типов поверхностных и внутренних волн, определяемых приливным и отливным движением водных масс и силами Кориолиса – $\delta^{II}_{m}, \delta^{II}_{\kappa}$;

- достаточно сложная вертикальная и горизонтальная стратификация водной среды – $\delta^{II}_{\omega c}, \delta^{II}_{z c}$.

Кроме того, большое значение имеет конкретный рельеф дна в конкретном районе (в бухте). Основными элементами, которые характеризуют рельеф, являются следующие:

- котловинная форма – $\delta^{III}_{\delta c}$;
- наличие выступов дна, выходящих на поверхность и создающих переотраженные звуковые волны – $\delta^{III}_{\omega \delta}$;
- достаточно сложный рельеф дна – $\delta^{III}_{p \delta}$;
- наличие на дне осадков, позволяющих формировать поперечные и продольные звуковые волны в них, – $\delta^{III}_{o \delta}$;
- скальная структура дна – $\delta^{III}_{c \delta}$.

Как показала практика дистанционного мониторинга данных бухт в целях обеспечения безопасности строений, находящихся в них, нет единой модели и технологий, позволяющих учесть влияние всех вышеуказанных особенностей на распространение и формирование звукового поля от объектов искусственного и естественного происхождения.

Рассматривая технологию как комплекс организационных мер, операций и приемов, направленных на наблюдение и регистрацию данных о каком-либо объекте, изложен фрактально-аттракторный способ дистанционного мониторинга закрытых бухт, а также результаты натурных исследований использования

шумовых фракций звукового поля с целью обнаружения движущихся объектов в водной среде в условиях мелкого моря.

В физике аттрактором называется множество состояний динамической системы [55]. В водной среде они возникают в ходе конвенционного перемещения частиц, при образовании вихревых и турбулентных потоков. Все эти движения динамических систем могут быть описаны системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla)v &= \frac{-I}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 v + g, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(Tv) &= k \nabla^2 T, \\ \rho &= \rho_0 [1 - \gamma(T - T_0)], \end{aligned} \tag{1.3.5}$$

где $\nabla = \frac{i\partial}{\partial x} + \frac{j\partial}{\partial y} + \frac{k\partial}{\partial z}$ – векторный оператор Гамильтона,

i, j, k – орты прямоугольной системы координат,
 g – ускорение свободного падения,
 $p(x, y, z)$ – поле давлений,
 ν – коэффициент кинематической вязкости,
 k – коэффициент температуропроводности,
 γ – коэффициент теплового расширения.

Для практического применения математического аппарата к явлению возникновения аттракторов в 1963 году Эдвард Лоренс предложил переход к системе нелинейных уравнений первого порядка вида:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \sigma(y - x), \\ \dot{y} &= rx - y - xz, \\ \dot{z} &= -bz + xy, \end{aligned} \tag{1.3.6}$$

где $\sigma = \frac{\nu}{k}$ – число Прандтля,

$r = \frac{R}{R_c}$ – отношение числа Релея ($R = g\gamma^3 T / \nu k$), к критическому значению этого числа, а именно, $R_c = \pi^4 a^{-2} (1 + a^2)^3$,

где a – параметр, определяющийся геометрией конвекционной (вихревой) ячейки, а именно, отношением его вертикального и горизонтального размеров a .

Он показал, что для текучих сред, включая воду, при определенных значениях параметров σ , b , r наступает хаотический автоколебательный режим. Подобные аттракторы Лоренца в зависимости от солености, температуры, давления и устойчивости течений возникают при формировании шумового акустического поля в мелководных районах. Чем выше плотность и вязкость жидкости, тем больше вероятность появления аттракторов, переходящих в автоколебательный хаотический режим.

Аттрактор, форма которого повторяется постоянно, но в различных масштабах, монотонно убывающих или возрастающих (проявляющий «самоподобие»), является фракталом.

Наиболее часто встречающимся аттрактором, как показали проведенные лабораторные и натурные исследования, является аттрактор Лоренца с параметрами динамической системы, принадлежащей к некоторому специальному подпространству.

Сама динамическая система, по мнению автора данной монографии, представляет собой пространство с перемещающимися частицами водной среды (в нашем случае – носителями звуковой энергии).

Проведенные измерения стратификации водной среды в закрытой бухте Стрелок Приморского края по скорости звука представлены на рис. 1.3.10. Но при их формировании не учтены затухания, возникающие при отражении от дна и рассеяние при отражении от поверхности. Для удобства понимания процесса (рис. 1.3.10) выбран один предельный луч, распространяющийся прямолинейно и изменяющий свое направление при отражении от границ с резким изменением градиента скорости.

Пренебрегая потерями на рассеяние при отражении, легко видеть, что траектории напоминают аттрактор, закручивающийся против часовой стрелки, в отличие от аттрактора Лоренца, не имеющего бифуркаций. Такие аттракторы в теории динамического хаоса получили название странных аттракторов. Они при определенных параметрах имеют способность к автогенерации.

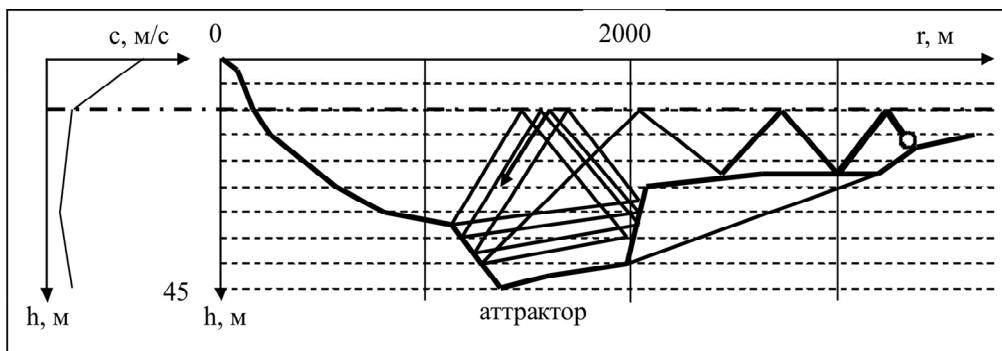


Рис. 1.3.10. Траектория одиночного предельного луча в водной среде с линзовым рельефом дна

Этот фактор дал возможность автору объяснить причину наблюдения шумового поля движущегося объекта без визуального его наблюдения на поверхности и звуковые вариации самого аттрактора.

Наличие выступов дна, которые можно заметить на поверхности и которые находятся в области с высокими скоростями течения водных масс закрытых

бухт (до 0,5 м/с), формируют аттракторы, переходящие во фрактальные области, схожие с видом, указанным на рис. 1.3.11.

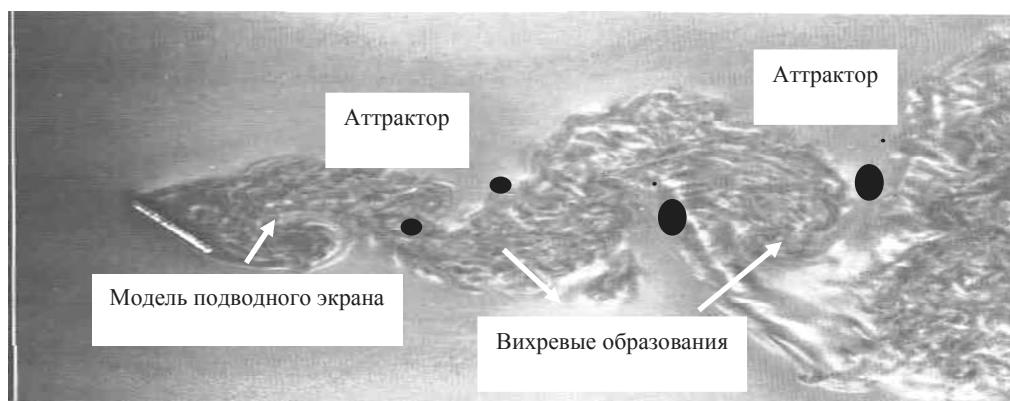


Рис. 1.3.11. Аттракторы, переходящие во фрактальные области

В период проведения натурных измерений в одной из бухт западного побережья Японского моря был обнаружен природный источник шумов в полосе частот от нескольких сотен Гц до нескольких кГц с амплитудой 100-110 милливольт, не меняющий своего тона в диапазоне частот от 400 до 2000 гц и схожий по звучанию и тональной окраске с «пересыпанием крупного песка». Ранее при попутных измерениях этот звук также наблюдался и фиксировался от банки Бонсдорфа (рис. 1.3.12) в бухте Стрелок.

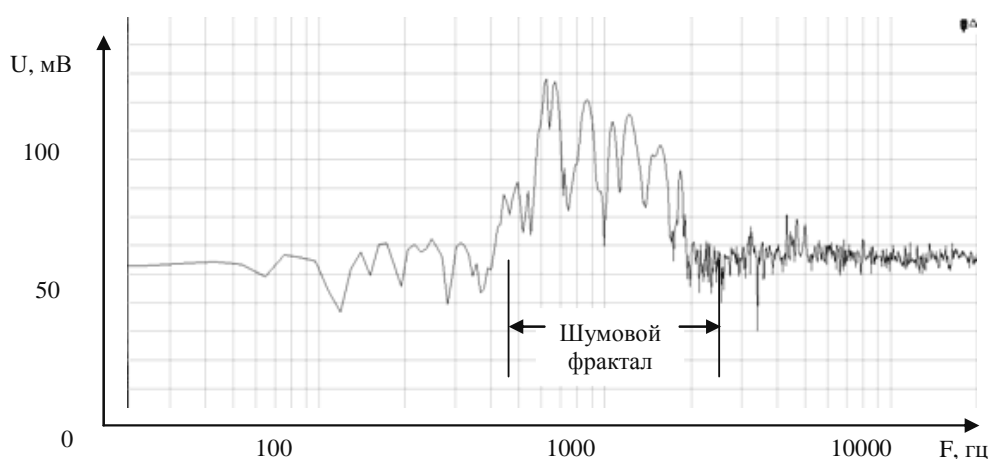


Рис. 1.3.12. Шумы банки Бонсдорфа

Современные способы вейвлет-анализа дают возможность проанализировать такие установившиеся факторы вихревых и турбулентных шумов стационарных природных и искусственных источников и использовать их в качестве подсветки среды при изучении природы формирования звуковых полей в закрытых бухтах (рис. 1.3.13, 1.3.14).

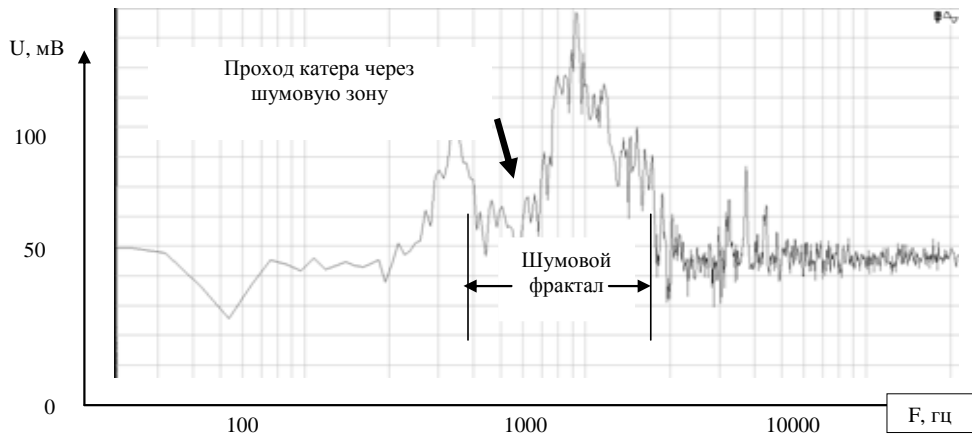


Рис. 1.3.13. Прохождение быстроходным катером шумовой зоны от банки

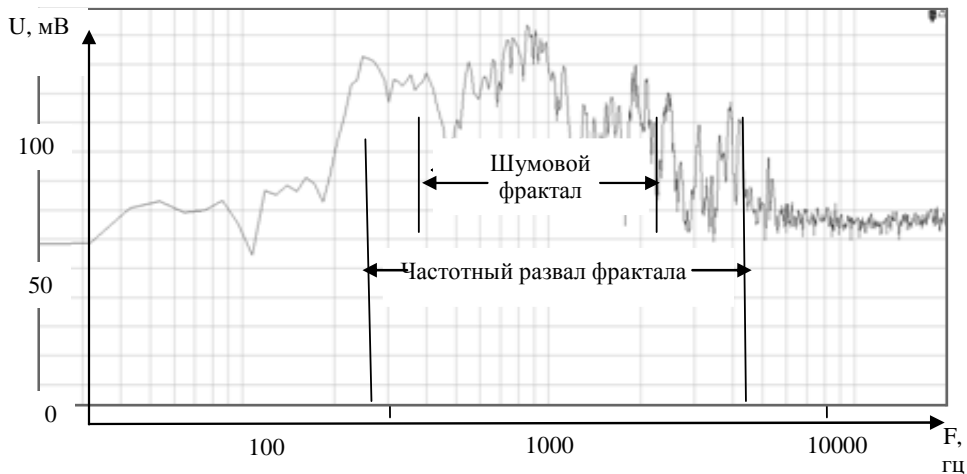


Рис. 1.3.14. Выход быстроходного катера из шумовой зоны от банки

Закрытые бухты имеют достаточно сложную конфигурацию илистого грунта, обладающего в природном донном отложении большой пористостью и влажностью. Грунт вблизи берега преимущественно песок, галька и ракушка, в бухтах и заливах – песок, покрытый небольшим слоем илистых отложений. Местами встречается каменистый грунт. Важным результатом проведенных автором исследований насыщенных пористых осадков на дне замкнутых бухт и звука в них явилось обнаружение продольных волн, называемых иногда быстрой и медленной продольными волнами и поперечной волны (волны сдвига). При этом быстрая продольная и сдвиговая волны по своей природе соответствуют волнам в безграничной упругой среде, а медленная продольная волна (волна Био) является свойственной только пористой среде.

Для естественных пористых сред медленная продольная волна в области высоких частот существует всегда. Пренебрежение медленной продольной волной в условиях мелкого моря приводит к значительным ошибкам при оценке затухания быстрой продольной и поперечной волн.

Теория Био позволяет учитывать неоднородность пористости дна, анизотропию среды, диссипативные эффекты, обуславливающие невозможность формирования аттракторов в придонных слоях. Если дно можно рассматривать как пористую

структуру, наполненную смесью воды и газа. «Дренажное» демпфирование системы «жидкость – газ – скелет» снижает число Рейнольдса и не позволяет появляться стабильным вихревым потокам, лежащим в основе формирования аттракторов.

Наличие донных осадков, которые могут быть промоделированы по теории Био, характерны не для всех участков дна. Особенно, если эти районы находятся в зоне интенсивных течений (например, холодное Тихоокеанское течение, идущее с севера на юг вдоль западного побережья Японского моря). Большое влияние на характер формирования акустического поля в мелком море играет наличие скальных донных структур.

Нормальная звуковая волна, попадая в скальный грунт, удваивает скорость (скорость звука в граните около 3000 м/с) и появляется в точке приема тогда, когда объект не наблюдается визуально. Этот эффект был получен в ходе проведения натурных испытаний в закрытой бухте с течением в зоне приема излучаемого сигнала в пределах 30–50 см/с на акватории в 9 квадратных миль.

Практически вдоль всего шельфа восточного побережья с бухтами, глубоко вдающимися в береговую черту, акватории испытывают влияние стоячих волн, именуемых сейшами (от франц. *seiche* – единственное число). Это результат интерференции волн, возникающих под действием внешней силы:

- резкое изменение атмосферного давления,
- резкое изменение направления или силы ветра,
- сейсмические явления,
- сила Кориолиса.

Волны, отраженные от берегов залива, формируют одноузловую (а) или двухузловую (б) стоячую волну, как указано на рис. 1.3.15. В зависимости от площади акватории и вида внешнего воздействия сейши могут колебаться по амплитуде от нескольких миллиметров до нескольких метров. В реальных морских водоемах сейши имеют самые различные значения периода и амплитуды. Так, амплитуда морских сейш в бухтах Японского моря достигает 60 сантиметров, период составляет от нескольких минут до нескольких часов.

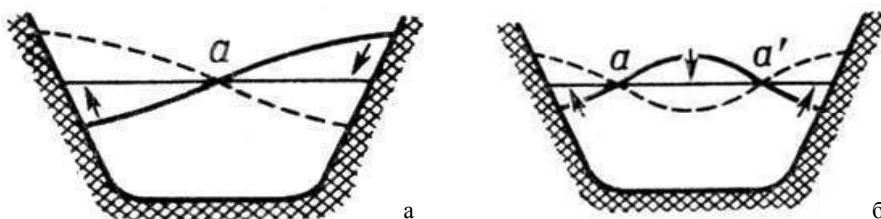


Рис. 1.3.15. Образование стоячих волн в водоемах

При образовании сейш основную роль играет явление резонанса. Период собственных колебаний воды на акватории определяется по известной формуле Мериана

$$T = \frac{2L}{n\sqrt{gH}}, \quad (1.3.7)$$

где L – наибольший размер территории в метрах, n – число узлов, g – ускорение свободного падения в метрах на секунду в квадрате, H – глубина акватории в метрах.

Если период действия вынуждающей силы совпадает с циклом собственных колебаний воды в водоеме, то возникают аномально высокие сейши. Так, циклон или атмосферный фронт, продвигаясь над водной поверхностью со скоростью, близкой к значению VgH , формирует высокие нагоны воды у берегов, переходящие затем в сейши с большой амплитудой колебаний уровня.

Наложение на систему ветрового волнообразования сил Кориолиса вызывает следствие явления сейши – тягун, выражающийся в длительном оттоке воды от побережья и/или длительном подъеме уровня воды в бухте. Эти явления оказывают существенное влияние на формирование акустического поля акватории.

Итак, основным препятствием на пути получения достоверных данных об объектах, погруженных в воду, остаются предсказания пространственной и временной изменчивости свойств морской среды.

Уменьшить остроту этой проблемы можно, если:

- изыскать способы получения базовой и оперативной информации о морской среде;
- правильно решать задачу оценки потерь звука в каждом конкретном случае;
- найти суммарную передаточную функцию среды в виде математической модели, которую можно реализовать в компьютерном программном алгоритме.

В ходе проведения исследовательских работ для создания технического устройства, способного решить задачу обнаружения подводного объекта в условиях мелкого моря, создана аддитивно-мультипликативная модель процесса распространения информационного поля от источника сигнала до приемного устройства системы мониторинга пространства. Общий случай представлен на рис. 1.3.16 [2].

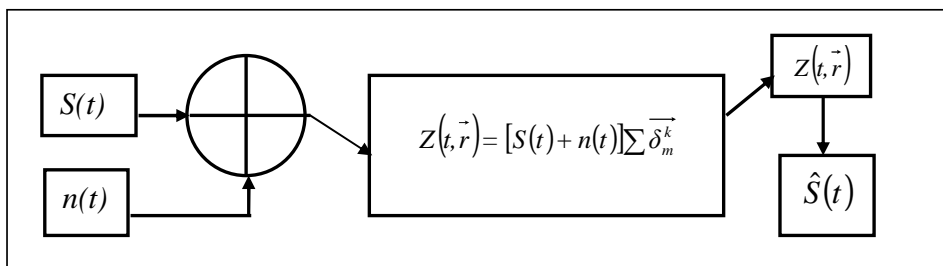


Рис. 1.3.16. Физическая модель процесса прохождения сигнала от источника до приемника

$S(t)$ – временное информационное поле сигнала;

$n(t)$ – временное поле помехи;

$Z(t, \vec{r}) = [S(t) + n(t)] \sum \delta_m^k$ – смесь сигнала и помехи, преобразованная в пространственно-временном информационном поле среды;

$\sum \delta_m^k$ – аддитивная модель передаточных свойств среды мелкого моря;

$Z(t, \vec{r})$ – смесь сигнала и помехи, принятая приемным устройством;

$\hat{S}(t)$ – преобразованное поле сигнала, отделенное от помехи в приемном устройстве;

k – составляющие модели акватории заливов и бухт (I – водная поверхность, II – толщина водной среды, III – донные влияния);

m – факторы, определяющие передаточные свойства среды (например, рельеф дна, влияние ускорения Кориолиса и пр. – всего 14 факторов) [3].

Лабораторные исследования в гидроакустическом бассейне и натурные измерения позволили создать и запатентовать устройство, решающее задачу теневого обнаружения объекта и определения его местоположения путем введения детерминированного сигнала временной привязки.

На основании вышеизложенного, исходя из анализа сделанных записей и материалов натуральных измерений можно заключить, что:

1. Теневое влияние объектов, погруженных в воду, может фиксироваться измерительной аппаратурой, а при соответствующей доработке приемной базы позиционной ГАС может фиксироваться и направление на объект, а также дистанция до него.

2. Структура распространения звуковых волн в закрытых бухтах является фрактально-аттрактивной с наличием множества объемных зон разных размеров, где концентрируется энергия. От правильности их определения, оценки энергетической насыщенности зависит степень выполнения задач охраны и формирования технических решений, позволяющих обнаруживать и измерять уровень сигнала от подводного объекта.

3. Разработана методика технического решения по выделению когерентной составляющей из фрактально-аттракторного слабозатухающего шумового излучения, позволяющего использовать специальное адаптивное приемное устройство, основанное на расчленении принятого суммарного сигнала на детерминированную и случайную составляющие с возможностью получения трехмерного отклика.

Фрактально-аттракторное дополнение является универсальным аппаратом исследования детерминированного хаоса. Примером такой универсальности являются исследования, проведенные в сфере очень далекой от акустики океана – в рыбном промысле.

Глава 1.4. МЕТОД ДАЛЬНЕГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ОБНАРУЖЕНИЯ РЫБНЫХ СКОПЛЕНИЙ, ОСНОВАННЫЙ НА ФРАКТАЛЬНО-АТТРАКТОРНОМ ПОДХОДЕ

1.4.1. Детерминированный хаос в РС и причины его возникновения

Детерминированный хаос – это «нерегулярное, или хаотическое, движение, порожденное нелинейными системами, для которых динамические законы однозначно определяют эволюцию во времени состояния системы при известной предыстории» [39].

При движении рыбы используют, по крайней мере, два способа плавания – волнообразно извиваясь всем телом или двигая только хвостом. Рыбы, имеющие змееобразную форму (например угорь), плавают первым способом, так что изгиб тела движется от головы к хвосту, отталкивая назад воду, в результате чего

рыба движется вперёд. При втором способе воду отталкивает назад только быстро распрямляющийся хвост рыбы (рис. 1.4.1). На рисунке 1.4.1 представлены два способа плавания рыб – с помощью волнообразного движения всего туловища (вверху) и только хвоста (внизу) [40].

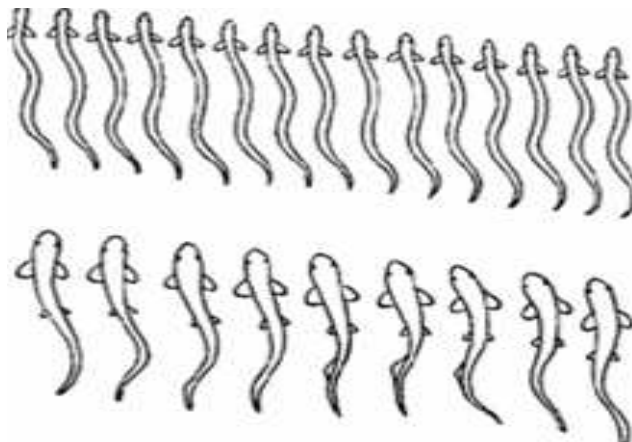


Рис. 1.4.1. Способы плавания рыб

В РК все рыбы движутся в одном направлении друг за другом. При этом количество рыб в РК может быть от нескольких штук до миллионов.

Плыть в нём не только безопаснее, но и энергетически выгоднее, если держаться точно за виляющим впереди хвостом, который оставляет после себя завихрения (рис. 1.4.2), подталкивающие вперёд тех, кто плывёт сзади. Двигаться так, чтобы оказаться точно между двумя завихрениями, оставленными впереди плывущей рыбой, помогают специальные рецепторы боковой линии – высокочувствительные датчики давления.

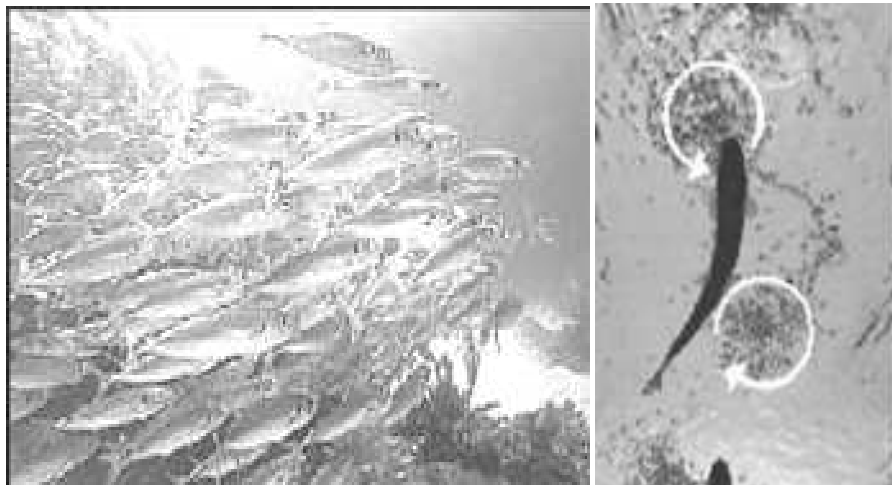


Рис. 1.4.2. Порядок плавания рыб

Кольца завихрений в рыбном косяке облегчают рыбам движение вперёд. При небольшой скорости такое движение является ламинарным (рис. 1.4.3), когда потоки воды, омывая рыбу, перемещаются слоями без перемешивания.

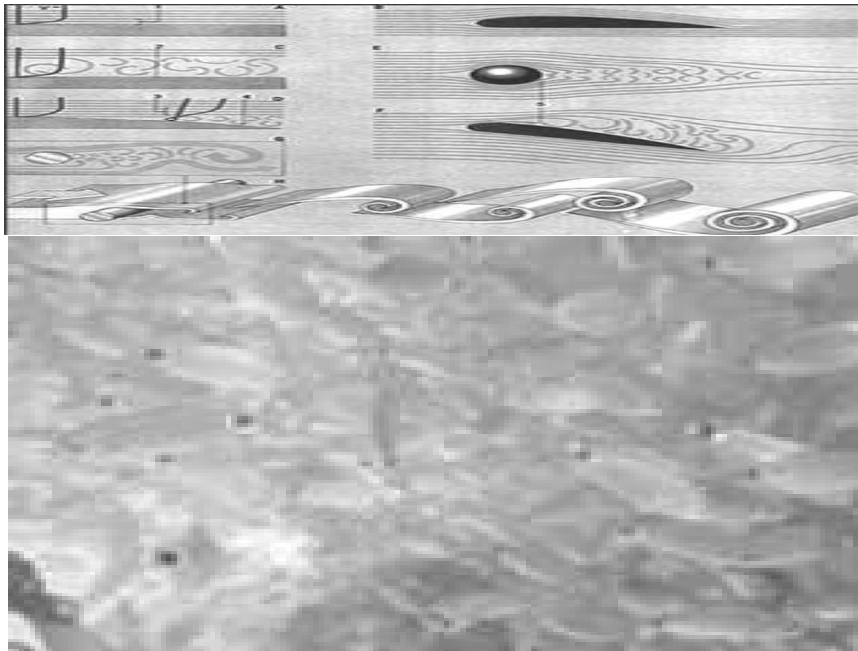


Рис. 1.4.3. Ламинарное движение потока жидкости

При изменении направления или скорости движения рыбы возникает детерминированный хаос. На это тратится много энергии, лобовое сопротивление РС резко возрастает и возникает турбулентность (рис. 1.4.4). Закономерности перехода потока движения из одного состояния в другое описываются числом Рейнольдса $Re = \rho v d / \mu$, где V – скорость течения, d – диаметр рыбы, ρ – плотность жидкости, μ – вязкость жидкости. Если параметры потока таковы, что число Рейнольдса меньше критического ($Re < Re_{кр}$), то режим течения остается ламинарным, если же $Re > Re_{кр}$, то режим – турбулентный. Число Рейнольдса для небольших рыб более 100. Турбулентное движение описывается системой уравнений Навье-Стокса [42]. Система состоит из двух уравнений: уравнения неразрывности, уравнения движения [Там же].

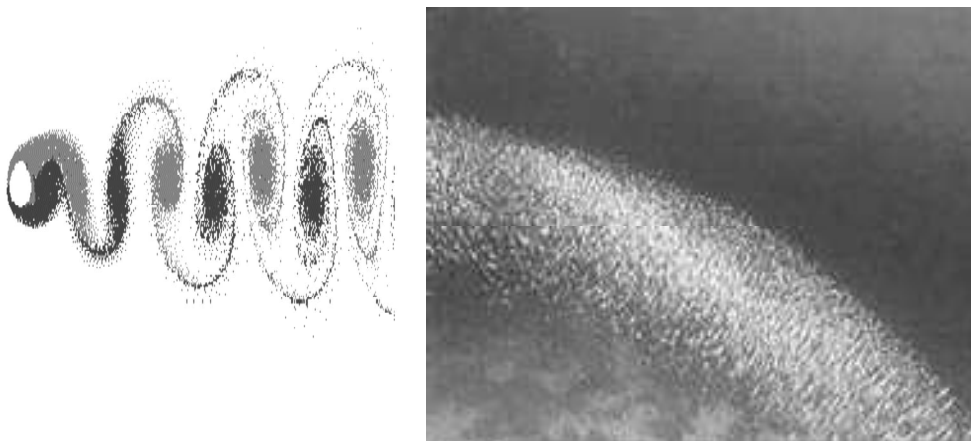


Рис. 1.4.4. Детерминированный хаос как несинхронное движение всего РС в турбулентном потоке жидкости

В векторном виде для несжимаемой жидкости они записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \nu \Delta \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \vec{f},$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0,$$
(1.4.1)

где ∇ – оператор Гамильтона, Δ – оператор Лапласа, \vec{V} – вектор скорости, t – время, ν – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность, P – давление, \vec{f} – вектор плотности массовых сил [42].

Из анализа этих уравнений следует, что изменения в среде, описанные в них, неизбежно приведут к изменению уравнения состояния водной среды (рис. 1.4.4) и возникновению детерминированного хаоса как несинхронного движения всего РС в турбулентном потоке жидкости [Там же].

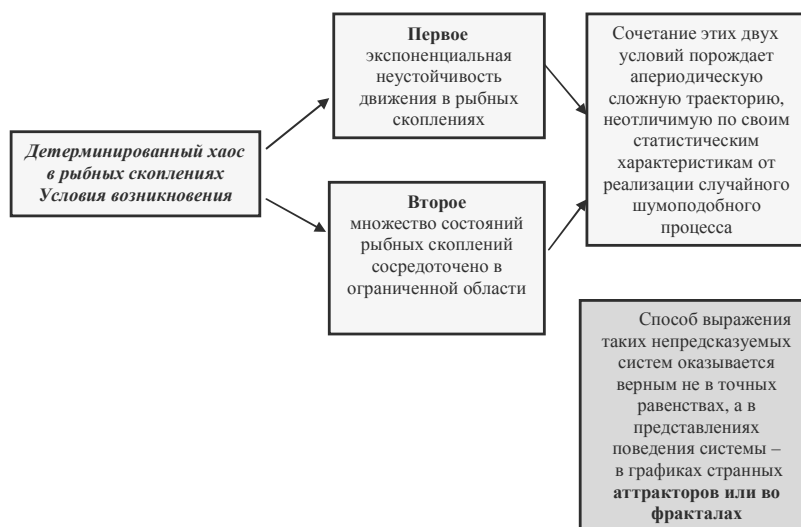


Рис. 1.4.5. Детерминированный хаос в рыбных скоплениях

Таким образом, каждый следующий шаг эволюции, каждое следующее состояние РС однозначно детерминируются предыдущим состоянием и соответствующим законом динамики, выраженным дифференциальным или разностным уравнением [43]. Тем не менее, динамическое поведение РС при определенных условиях может иметь сложный, шумоподобный характер с непрерывным Фурье-спектром [44]. Необходимо отметить, что такого рода хаотическое поведение РС возникает не вследствие случайного внешнего шумового воздействия или внутренней механической неопределенности, не из-за большого числа степеней свободы, требующего вероятностного описания. Хаос в детерминированных, динамических системах (РС), возникает при выполнении двух условий. Первое из них – экспоненциальная неустойчивость движения (эволюции) РС, когда малое отклонение от исходной траектории экспоненциально растет со временем [45].

Другими словами, две траектории, выходящие из близко расположенных в начальный момент точек, с течением времени экспоненциально разбегаются,

становясь все более непохожими друг на друга. Второе условие состоит в том, что множество состояний РС должно быть сосредоточено в ограниченной области, поэтому траектория ее движение не должна выходить за границы этой области и обязана иметь квазиосцилляторный характер. Сочетание этих двух условий порождает аperiodическую сложную траекторию, неотличимую по своим статистическим характеристикам (например по автокорреляционной функции) от реализации случайного шумоподобного процесса.

Точки такой траектории, перемешиваясь, плотно заполняют некоторую область в фазовом пространстве. Выявлено, что подобным поведением могут обладать только нелинейные системы, а также РС [46].

В основе нерегулярного, хаотического поведения часто лежит вполне детерминированное описание. Оно, однако, вовсе не означает практическую возможность долгосрочного прогноза эволюции процесса.

В природе и в повседневной практике много таких процессов, которые, на первый взгляд, выглядят совершенно случайными, хаотическими. Простейший пример такого рода – это турбулентное движение РС. Хаотические вариации со временем претерпевают численности популяций отдельных видов рыб [47]. Несмотря на сложность поведения этих систем, демонстрирующих хаос, в основе многих из них лежат, как было отмечено выше, достаточно простые уравнения Навье-Стокса.

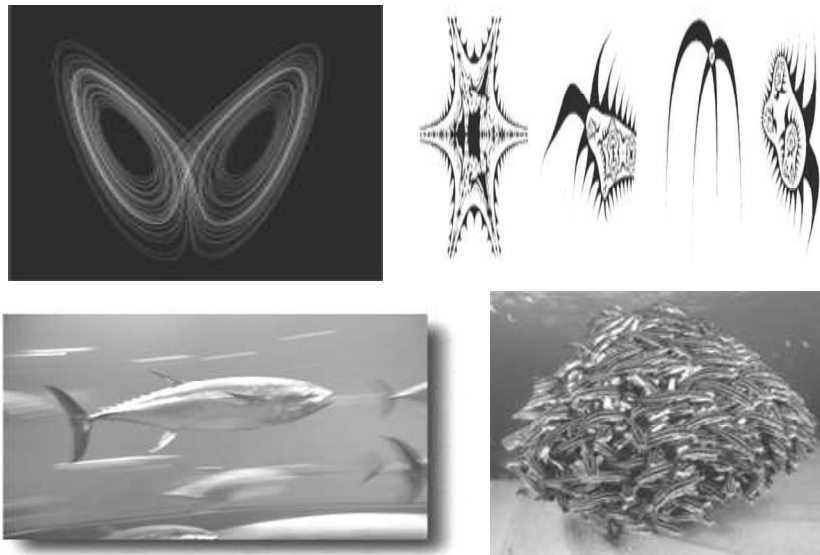


Рис. 1.4.6. Графики РС в форме странных аттракторов Лоренца (слева) и фракталов (справа)

Когда было осознано, что во многих случаях система, обнаруживающая на практике хаотическое, непредсказуемое поведение РС, допускает вполне детерминированное математическое описание. Было трудно поверить в то, что «случайный» процесс может быть решением одного или нескольких, часто с виду простых, дифференциальных уравнений. Одним из самых неожиданных результатов был вывод о практической непредсказуемости долгосрочного поведения детерминированных хаотических систем и необходимости использования стати-

стического описания. Обычно считалось, что проявление статистических закономерностей у динамических систем (РС) связано с большим числом степеней свободы последних и возможности усреднения по ним. В физике такие системы принято называть макроскопическими [47], где регулярное, предсказуемое поведение РС является скорее исключением, чем правилом (рис. 1.4.6). В результате такого усреднения равновесное поведение РС определяется лишь небольшим числом параметров – интегралов движения отдельных особей (рыб). Аналогом может служить распределение Гибса в классической статистике:

$$\rho(p, q) = A \exp\left(-\frac{E(p, q)}{T}\right), \quad (1.4.2)$$

где $E(p, q)$ – энергия системы как функция ее импульсов и координат, T – температура [48].

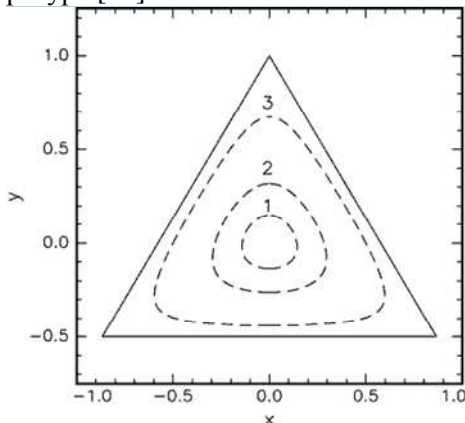


Рис. 1.4.7. Область финитного движения для модели Хенона-Хейлеса.

Пунктирные линии представляют собой эквипотенциальные кривые $U = \text{const}$. 1 – $U = 0,01$, 2 – $U = 0,04$, 3 – $U = 0,125$ [48]

Одним из классических примеров для объяснения поведения РС является система Хенона-Хейлеса (Hénon, Heiles, 1964) (рис. 1.4.7). Она представляет собой частицу массы $m = 1$, которая движется в двумерном потенциале

$$U(x, y) = \frac{x^2 + y^2}{2} + x^2 y - \frac{1}{3} y^3. \quad (1.4.3)$$

По сути, это два одинаковых гармонических осциллятора с нелинейным взаимодействием между ними. Если полная энергия этой механической системы (РС) $0 < E < 1/6$, то его движение финитно и происходит внутри треугольной области (потенциальной ямы) на плоскости x, y , показанной на рис. 1.4.8.

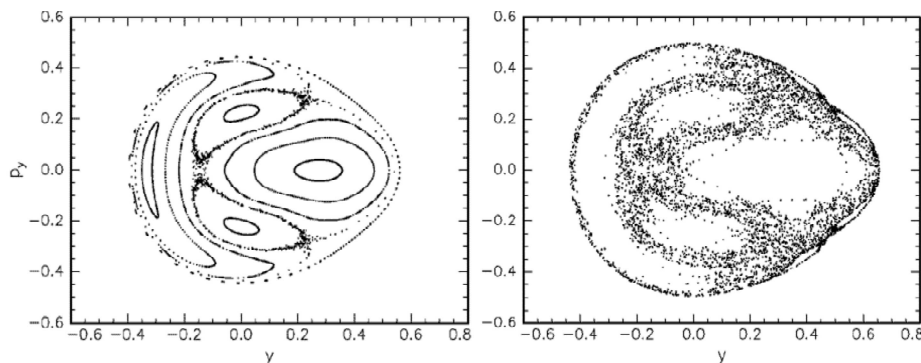


Рис. 1.4.8. Сечение Пуанкаре (y, p_y) модели Хенона-Хейлеса при энергии частицы $E = 1/10$ (слева) и $E = 1/8$ (справа)

При энергиях E , близких к нулю, система (РС) совершает обычные гармонические колебания [48], однако, если величина E не очень мала, то большая часть траекторий этой системы (РС) (с двумя степенями свободы) блуждает по изоэнергетической гиперповерхности в 4-мерном фазовом пространстве (x, y, p_x, p_y) крайне

нерегулярным образом (рис. 1.4.8). Так, если взять только те моменты времени, когда траектория пересекает плоскость $x = 0$, то значение координаты y и импульса p_y изображены в эти моменты точками на рис. 1.4.8 (так называемое сечение Пуанкаре) [48]. Причем для энергии $E = 1/10$ показано несколько траекторий (с разными начальными условиями), а для $E = 1/8$ всего одна – хаотическая. Классическим примером поведения РС как неинтегрируемой системы может быть известная задача трех тел (для нас рыб). Частным случаем последней является движение «пробной» рыбы в гравитационном поле двух неподвижных рыб.

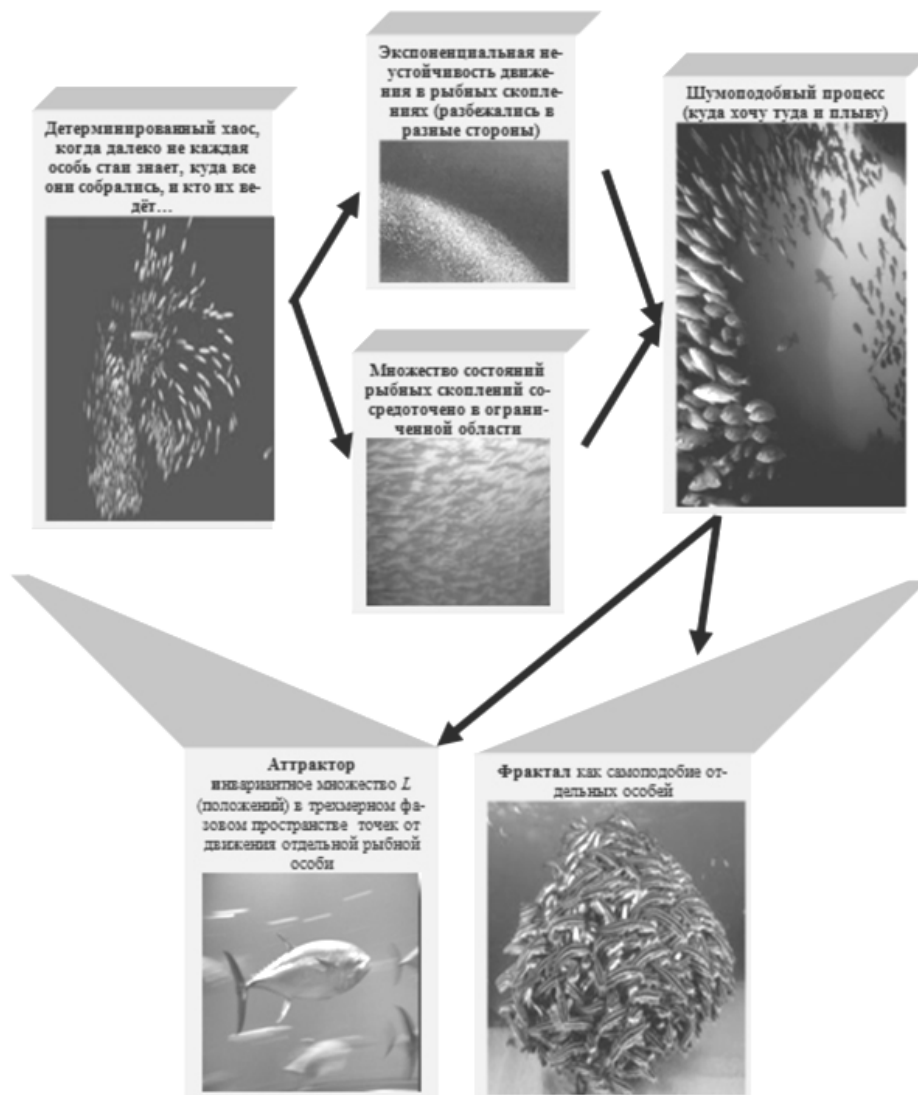


Рис. 1.4.9. Детерминированный хаос в рыбных скоплениях

Даже если движение происходит в одной плоскости, траектория «пробной» рыбы (рис. 1.4.10) выглядит чрезвычайно сложной и запутанной. Она то обвивается вокруг одной из рыб, то неожиданно перескакивает к другой. Первоначально близкие траектории очень быстро расходятся [Там же].

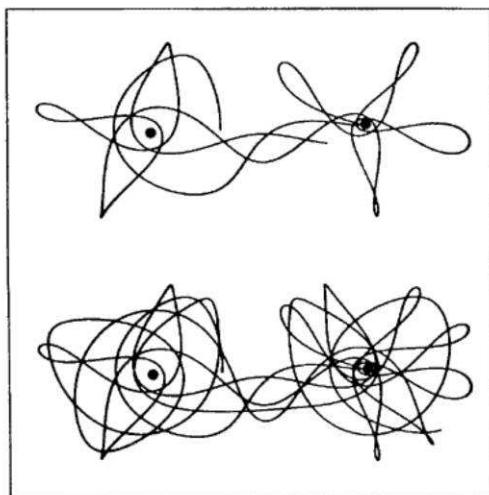


Рис. 1.4.10. Движение «пробной» рыбы вблизи двух одинаковых неподвижных рыб. Вверху показана начальная часть траектории, а внизу – ее продолжение

Максимально упрощая уравнения Навье-Стокса, описывающие это явление, Лоренц случайно наткнулся на то, что даже сравнительно простая система из трех связанных нелинейных дифференциальных уравнений 1-го порядка может иметь решением совершенно хаотические траектории. Эта система уравнений, ставшая теперь классической, имеет вид [48]:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= -\sigma X + \sigma Y \\ \dot{Y} &= rX - Y - XZ \\ \dot{Z} &= XY - bZ, \end{aligned}$$

где точка обозначает дифференцирование по времени t . Переменная X пропорциональна скорости конвективного потока, Y – описывает разность температур для потоков вверх и вниз, а Z – характеризует отклонение профиля температуры от линейного в продольном направлении, вдоль приложенного градиента температуры.

Величина последнего характеризуется управляющим параметром r , а σ и b – некоторые безразмерные константы, характеризующие систему. Решение этих уравнений – функции $X(t)$, $Y(t)$ и $Z(t)$ – определяют в параметрическом виде траекторию системы в трехмерном «фазовом» пространстве X, Y, Z . Ввиду однозначности функций, стоящих в правых частях этих уравнений, траектория себя никогда не пересекает. Лоренц исследовал вид этих траекторий при разных начальных условиях и значениях параметров $r = 28$, $\sigma = 10$ и $b = 8/3$. Он обнаружил, что при этом траектория хаотическим образом блуждает из полупространства $x > 0$ в полупространство $x < 0$, формируя две почти плоские, перепутанные сложным образом спирали.

На рисунке 1.4.11 показана проекция этих спиралей на плоскость XZ для некоторого начального условия. Траектория сначала делает 1 оборот справа, затем 20 слева, затем опять 1 справа, затем 4 – слева и так далее. Похожее поведение было найдено и при других значениях параметров. Хаотичность решения означает, что если мы заранее выберем каким угодно способом цепочку перехо-

дов РС из одного полупространства в другое, то у системы Лоренца найдется решение [48], которое в точности эту цепочку воспроизведет.

Причина непредсказуемости поведения РС заключается не в правильности математической теоремы о существовании и единственности решения при заданных начальных условиях, а в необычайной чувствительности решения к этим начальным условиям. Близкие начальные условия поведения отдельных рыб со временем приводят к совершенно различному конечному состоянию системы. Причем часто различие нарастает со временем экспоненциально, то есть чрезвычайно быстро (рис. 1.4.12).

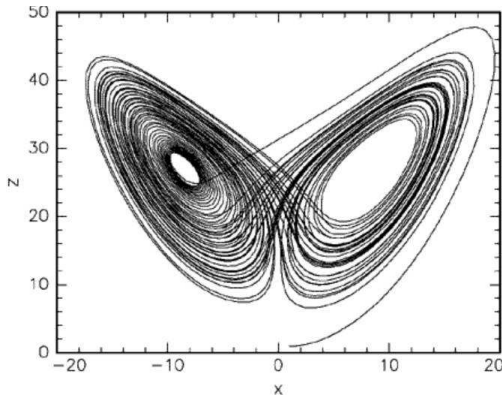


Рис. 1.4.11. Траектория, отвечающая хаотическому решению уравнений Лоренца, с параметрами, приведенными в тексте, и начальными условиями $X(0) = Y(0) = Z(0) = 1$

$$D(t) = D(0)e^{ht}, \quad (1.4.4)$$

где инкремент неустойчивости h является функцией точки в фазовом пространстве. Причина очевидна – она заключается в неустойчивости начального состояния РС, с которого оно стартует. Малое изменение от первоначального состояния даже отдельной рыбы сильно меняет его последующее движение и, как следствие, конечное состояние.

Иными словами, сколь угодно малые возмущения начальных условий приводят с течением времени к сильному отклонению траектории от своего невозмущенного положения. Если фазовое пространство системы является конечным, то фазовые траектории не могут разойтись из-за неустойчивости более чем на характерный размер области движения, и начинается их запутывание. Предсказать поведение такой системы (РС) тогда оказывается практически невозможным (рис. 1.4.13). Одной из основных характерных особенностей всех систем, в которых наблюдается детерминированный хаос, является то, что они описываются нелинейными дифференциальными уравнениями или системами уравнений.

Значит, хаос в РС – это есть сущность предсказуемого порядка, а критериями хаотичности и качества являются сплошной спектр решения (означающий присутствие в нем бесконечного числа различных периодических составляющих); однородность спектра решения (т.е. отсутствие выделенных частот); быстрое затухание корреляций (т.е. «забывание» системой своей предыстории).

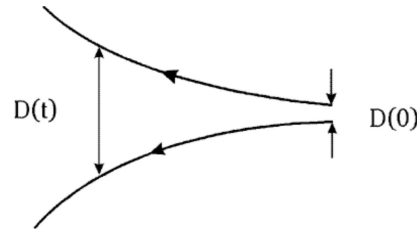


Рис. 1.4.12. Две первоначально близкие траектории в фазовом пространстве расходятся со временем в результате локальной неустойчивости

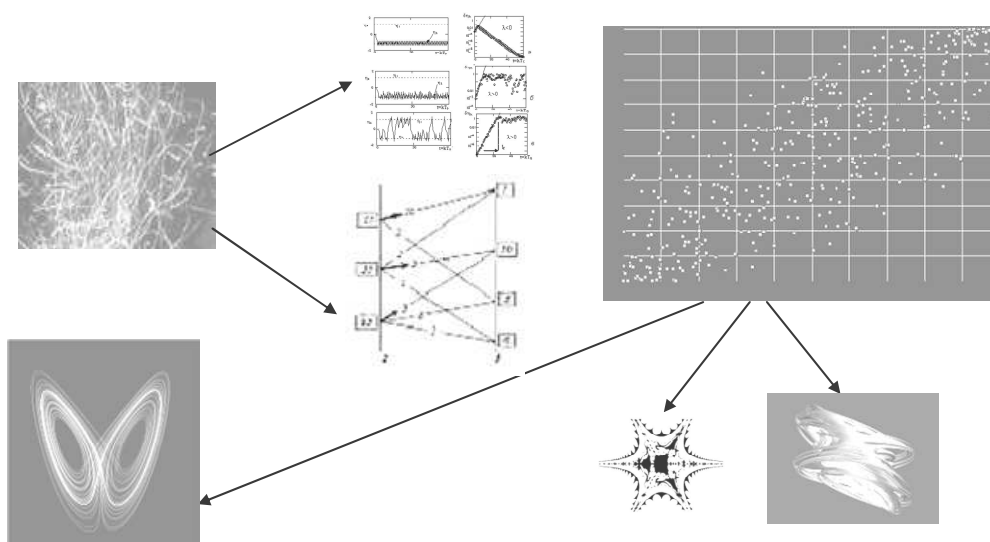


Рис. 1.4.13. Детерминированный хаос в графиках

Фрактальные модели, как форма представления РС в статическом объеме водного пространства.

Понятие «фрактал» приходит на помощь, например, когда требуется с помощью нескольких коэффициентов [49] задать линии и поверхности очень сложной формы, например РС. Фактически найден способ легкого представления сложных неевклидовых объектов, образы которых весьма похожи на природные. Как уже отмечалось ранее, одним из основных свойств фракталов является самоподобие.

В самом простом случае небольшая часть фрактала (исследуемой области) содержит информацию обо всем фрактале (области) [Там же].

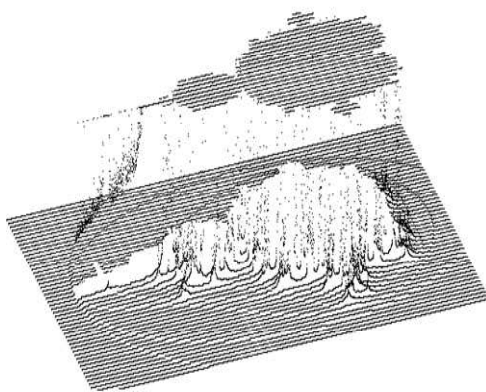


Рис. 1.4.14. Это тоже «фрактал»

Для удобного представления всего многообразия фрактальных образований ученые их свели в три основные группы: геометрические, алгебраические и стохастические фракталы. Геометрические фракталы самые наглядные. В двухмерном случае их получают с помощью некоторой ломаной (или поверхности в трехмерном случае), называемой генератором. За один шаг алгоритма каждый из отрезков, составляющих ломаную, заменяется на «ломаную-генератор», в соответствующем масштабе. В результате бесконечного

повторения этой процедуры получается геометрический фрактал.

Ранее говорилось о фрактальном объекте – триадная кривая Коха. Процесс построения ломаной кривой (рис. 1.4.15) позволит понять природу построения РС. Одно звено (в нулевом поколении один отрезок) заменяется на образующий элемент, обозначенный на рис. 1.4.15 через $n=1$. В результате такой замены получается следующее поколение кривой Коха. В 1-м поколении – это кривая из

четырёх прямолинейных звеньев, каждое длиной по $1/3$ общей длины отрезка. Для получения 3-го поколения проделываются те же действия – каждое звено заменяется на уменьшенный образующий элемент. И так, для получения каждого последующего поколения все звенья предыдущего поколения необходимо заменить уменьшенным образующим элементом. Кривая n -го поколения при любом конечном n называется предфракталом. На рисунке 1.4.15 представлены пять поколений кривой. При n , стремящемся к бесконечности, кривая Коха становится фрактальным объектом [49]. Для получения другого фрактального объекта нужно изменить правила построения. Пусть образующим элементом будут два равных отрезка [Там же], соединённых под прямым углом. В нулевом поколении заменим единичный отрезок на этот образующий элемент так, чтобы угол был сверху. Можно сказать, что при такой замене происходит смещение середины звена. При построении следующих поколений выполняется правило: самое первое слева звено заменяется на образующий элемент так, чтобы середина звена смещалась влево от направления движения, а при замене следующих звеньев – направления смещения середин отрезков должны чередоваться.

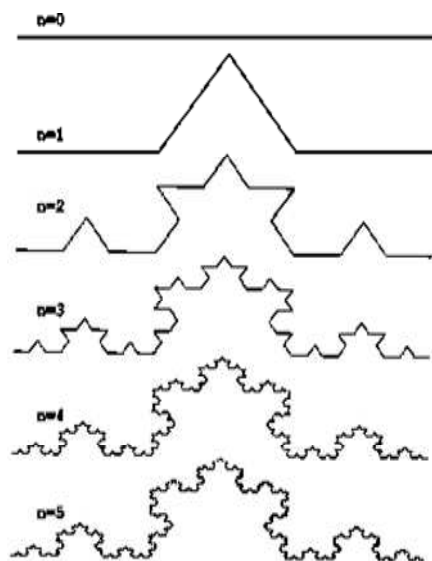


Рис. 1.4.15. Построение триадной кривой Коха



Рис. 1.4.16. PS – фрактальная структура, состоящая из конечного числа самоподобных элементов [Там же]

В случае исследования законов построения PS наиболее интересными являются геометрические фракталы. Сами рыбы и сформированные ими PS являются геометрическими телами, поэтому с точки зрения фрактальной геометрии его можно представить как фрактальную структуру, состоящую из конечного числа самоподобных элементов.

Данное представление PS вполне укладывается в определение фрактала, данное Мандельбротом, как структуры, состоящей из частей [50], которые в каком-то смысле подобны целому. PS всегда можно разложить на отдельные составляющие, которые в свою очередь являются прообразом всего PS.

1.4.2. Детерминированный хаос и волны плотности

Детерминированный хаос в РС приводит к возникновению разных форм возмущений водной среды: волн плотности и квазидвумерных возмущений в дальнем следе от несинхронного движения всего РС в турбулентном потоке жидкости (рис. 1.4.17). Волна плотности представляет собой круговые, вертикальные, упругие, инфразвуковые волны по технологии возникновения аналогичные внутренней волне. Причиной их появления является гидродинамическое воздействие на водную среду хаоса в РС как сущности предсказуемого порядка (рис. 1.4.17).

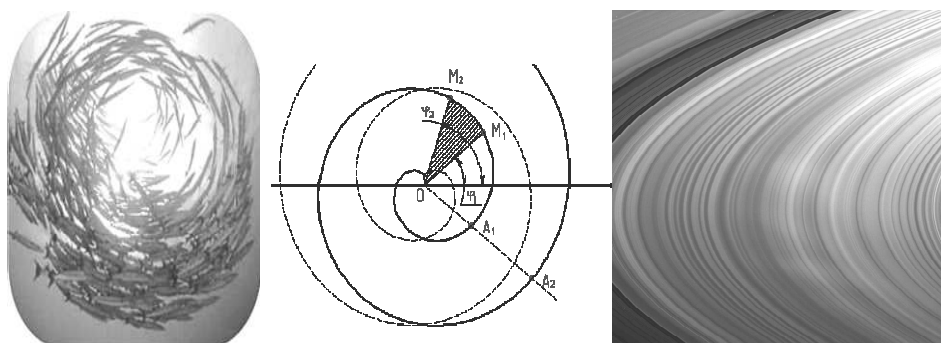


Рис. 1.4.17. Хаос в РС, золотая спираль Архимеда (предсказуемый порядок), волна плотности (слева – направо)

На рисунке 1.4.18 показана физика возникновения горизонтальных волн плотности и очень слабых низкочастотных квазидвумерных возмущений в дальнем следе от рыбы. Квазидвумерные возмущения интересны тем, что процесс их эволюции происходит в горизонтальной плоскости и по ходу движения отдельной рыбы.

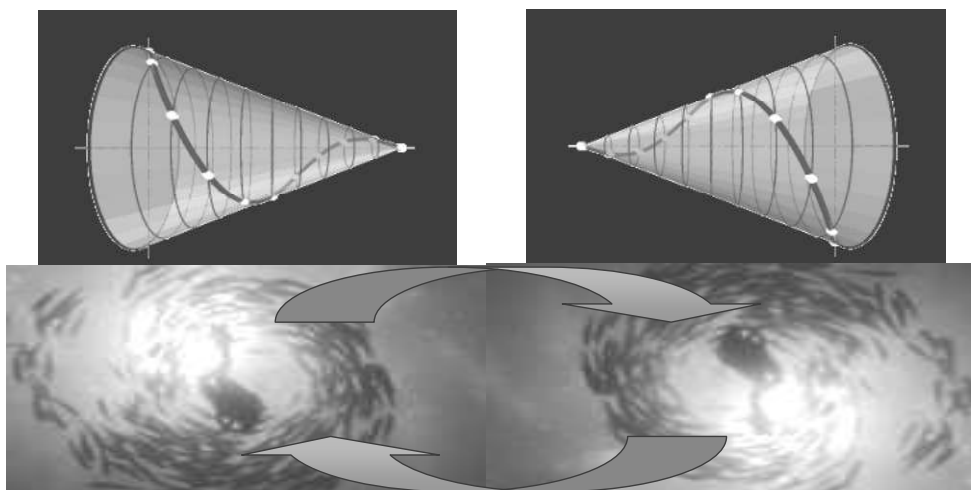


Рис. 1.4.18. Спираль Архимеда: образование малой интенсивности круговых горизонтальных волн плотности

Физической основой появления внутренней волны является смещение некоторого объема воды от вертикали из положения равновесия так, что его глубина изменилась на x . Тогда плотность воды в смещающемся объеме можно считать неизменной. В то же время плотность окружающей воды изменилась на $\Delta\rho = \frac{d\rho}{dh} x$, где $\frac{d\rho}{dh}$ – градиент плотности в рассматриваемом месте. Значит, на сместившийся объем воды действует сила, равная изменению силы Архимеда:

$$F = \Delta\rho V_q = - \frac{d\rho}{dh} x V_q \quad (1.4.5)$$



Рис. 1.4.19. Вертикальные внутренние волны

Простейшая схематическая модель возникновения вертикальных внутренних волн выглядит следующим образом (рис. 1.4.19).

Для волн в двухслойной системе существуют модели, в которых получаются уравнения Кортевега де Вриза [54]. Одним из существенных недостатков этих уравнений является то, что они не учитывают вязкости и, как следствие, диссипативных потерь, приводящих к уменьшению амплитуды волн по мере их распространения.

В плоском канале, ограниченном горизонтальными жесткими крышкой и дном, находятся два слоя жидкости различных по плотности, вязкости и глубине [55–56].

Жидкость с меньшей плотностью располагается над более тяжелой жидкостью (стратификация устойчивая). Предполагается, что жидкости являются несжимаемыми и не перемешиваются.

Обе жидкости двигаются под действием стационарного продольного градиента давления. В такой системе поперечная компонента скорости отсутствует, а вертикальный профиль горизонтальной скорости состоит из участков парабол, т.е. имеет место двухслойное ламинарное течение Пуазейля (рис. 1.4.20) [57]:

$$U_2(z) = \frac{C_0}{2\mu_2} z^2 + a_1 z + a_2, \quad U_1(z) = \frac{C_0}{2\mu_1} + c_1 z + c_2, \quad (1.4.6)$$

$$C_0 = \frac{\partial P}{\partial x} = -2 \frac{(\mu_1 H_2 + \mu_2 H_1) U_i}{H_1 H_2 H}.$$

$$H = H_1 + H_2, \quad a_1 = \frac{(\mu_2 H_1^2 - \mu_1 H_2^2) U_i}{\mu_2 H_1 H_2 H}, \quad c_1 = \frac{(\mu_2 H_1^2 - \mu_1 H_2^2)}{\mu_1 H_1 H_2 H} U_i, \quad a_2 = c_2 = U_i,$$

где U_i – скорость на границе раздела, μ_1, μ_2 – вязкости, H_1, H_2 – толщины жидкостей соответственно. Обозначим для определенности характеристики верхней жидкости индексом 1, а нижней – 2. Таким образом, видно, что профиль гори-

зонтальной скорости зависит только от отношений вязкостей μ_1/μ_2 и H_1/H_2 глубин жидкостей.

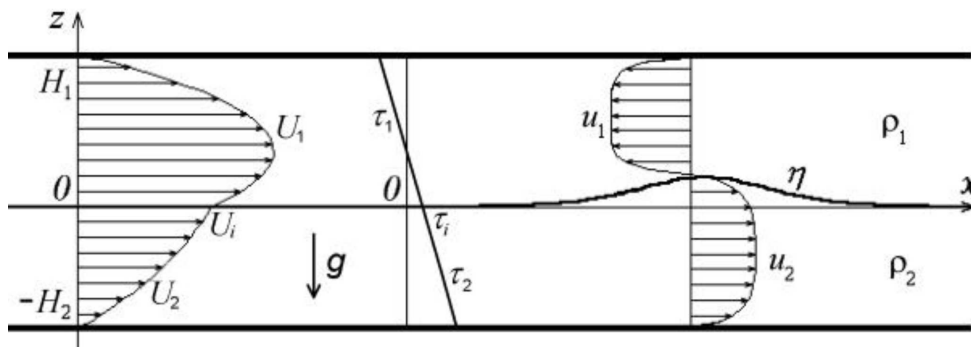


Рис. 1.4.20. Схема стационарных течения и трения, а также волнового процесса

Наложим возмущение на границу раздела жидкостей, используя ряд предположений:

1) амплитуда возмущений существенно меньше глубины каждой из жидкостей $\eta_a/H_1 \sim \epsilon$ (ϵ – малый параметр);

2) возмущения являются длинноволновыми, т.е. характерный продольный размер волны заметно больше глубин жидкостей $H_1/l_w \sim \epsilon^{1/2}$;

3) толщины вязких пограничных слоев для возмущения у крышки, дна и границы раздела значительно меньше глубин жидкостей $Ho_v = vt/H_1^2 \sim \epsilon^2$.

Кроме того, будем рассматривать только такие скорости потока, при которых течение является ламинарным. При этом система уравнений Навье-Стокса заметно упрощается и приводится к следующему виду [57–60]:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + u_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial U_1}{\partial z} + w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = \nu_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial x}, \quad (1.4.7)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial z} - g, \quad (1.4.8)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0, \quad (1.4.9)$$

где t – время, u_1, w_1 – возмущения горизонтальной и вертикальной составляющих скоростей жидкостей, ν_l – кинематические вязкости, ρ_l – плотности жидкостей, а p_l – возмущения давлений в слоях. Полная горизонтальная скорость представляет сумму потоковой скорости и скорости для возмущения: $U_{total} = U_1 + u_1$.

Пренебрегая поверхностным натяжением, поставим обычные краевые условия на границе раздела, крышке и дне [Там же]:

$$w_i = \eta_i + U_i \eta_x + u_i \eta_x, \quad p_i = p_1 = p_2, \quad \tau_i = \mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = \mu_2 \frac{\partial u_2}{\partial z}, \quad \text{при } z = \eta;$$

$$u_1 = 0, w_1 = 0 \text{ при } z = H_1, u_2 = 0, w_2 = 0 \text{ при } z = -H_2,$$

где η – возмущение границы раздела, τ – трение жидкости, а индексом i помечены значения величин на границе раздела.

В случае волн на поверхности однородной жидкости аналогичная постановка задачи была использована в статье [57–60]. Для нахождения вертикального профиля давления необходимо знать зависимости $w_i(z)$. Сначала рассмотрим задачу в первом приближении: а) возмущения имеют бесконечно малую амплитуду; б) волны настолько длинны, что давление обуславливается лишь гидростатикой, т.е. отсутствует дисперсия возмущений; в) вязкий член пренебрежимо мал [60].

В этих предположениях можно выбрать выражение для основных характеристик течения в виде $w_i = w_{i0}(z) \exp(ikx - i\omega t)$, $p_i = p_{i0}(z) \exp(ikx - i\omega t)$, $\eta = \eta_0 \exp(ikx - i\omega t)$ (здесь i – мнимая единица, k – волновое число, ω – круговая частота).

В отсутствие потока получаем длинные линейные волны, бегущие со скоростью $c_0 = \sqrt{(\rho_2 - \rho_1)gH_1H_2 / (\rho_1H_2 + \rho_2H_1)}$. При наличии стационарного течения из уравнения (2.7), используя уравнение неразрывности, получаем линейное неоднородное обыкновенное дифференциальное уравнение на профиль вертикальной скорости [57–60]:

$$[c - U_1(z)] \frac{dw_{i0}}{dz} + w_{i0} \frac{dU_1}{dz} = - \frac{ik}{\rho_1} (p_{i0} + \rho_1 g \eta_0),$$

где $c = \omega/k$ – фазовая скорость бесконечно длинных линейных волн.

Краевые условия в первом приближении имеют следующий простой вид: на границе раздела $w_i = \eta_i + U_i \eta_i$, а на крышке и дне $w_i = 0$. Необходимо отметить, что четыре граничных условия для двух уравнений первого порядка нужны для нахождения двух констант интегрирования и собственных значений величин c и P_i . Таким образом, мы имеем четыре условия и столько же неизвестных. Это уравнение было решено и профиль вертикальной скорости определяется следующим соотношением:

$$w_i^*(z) = [c - U_1(z)] \left(F_i(z) - F_i(0) + \frac{1}{c} \right) \quad (1.4.10)$$

$$F_i(z) = - \frac{ik}{\rho_1 B_i} (p_{i0} + \rho_1 g \eta_0) \left(\frac{A_{i1} + 2A_{i0}z}{U_1(z) - c} + \frac{4A_{i0} \arctan[(A_{i1} + 2A_{i0}z) / \sqrt{B_i}]}{\sqrt{B_i}} \right),$$

$$U_1(z) = A_{i0}z^2 + A_{i1}z + A_{i2}, \quad B_i = 4A_{i0}(A_{i2} - c) - A_{i1}^2,$$

где $w_i^*(z)$ – нормированная на $\partial\eta/\partial t$ вертикальная скорость, коэффициенты A_0, A_1, A_2 – коэффициенты при степенях z в профиле потока каждого из слоев. Значения c и p_{i0} были найдены из условий непротекания жидкостей на крышке и дне. Графики $w_i(z)$ при различных скоростях потока представлены на рис. 1.4.21.

Видно, что при данных параметрах профиль с увеличением скорости потока начинает становиться все более нелинейным. Из решения (1.4.10) следует, что при условии $U_1(z_c) = c$ функция $w_i^*(z)$ оказывается равной нулю на критиче-

ском уровне $z = z_c$. Таким образом, возмущения не проникают в область за критический уровень.

При дальнейшем увеличении скорости потока в рамках данного подхода анализ становится невозможным, так как неоднородное решение уравнения стремится к бесконечности при $z \rightarrow z_c$. Поэтому при отличной от нуля правой части уравнения, решение теряет смысл [57–60].

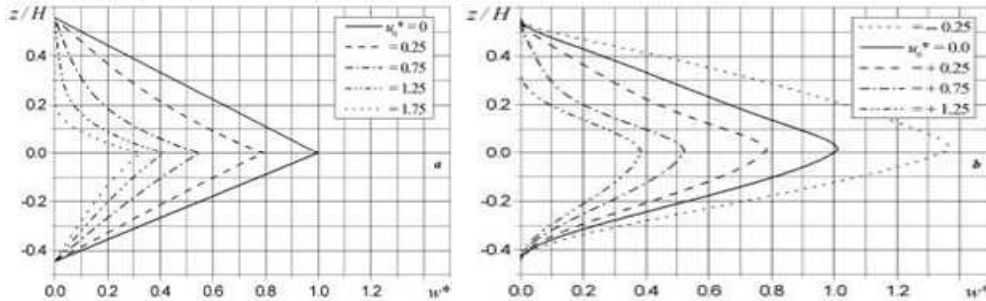


Рис. 1.4.21. Зависимости безразмерной поперечной составляющей скорости ($w^* = w_0 / \omega \eta_0$) от безразмерной вертикальной координаты z/H ,

при $\rho_1 / \rho_2 = 0,98$, $H_1 = 15$ мм, $H_2 = 12$ мм, $v_1 = 1$ мм²/с, $v_2 = 4,35$ мм²/с и различных значениях скорости потока ($u_0^* = U_i / c_0$)% слева – рассчитанные по формуле (1.4.10), справа – вычисленные с учетом диссипации ($\bar{\omega} = 1,5 \tilde{A}_0$)

В случае же, когда правая часть равна нулю, граничные условия оказываются несовместными. С точки зрения математики это означает, что в такой системе пренебрегать членом со старшей производной (диссипативный член) недопустимо, хотя в отсутствие потока влияние вязкости сказывается лишь в тонких пограничных слоях (рис. 1.4.21). Уравнение на профиль вертикальной скорости с учетом вязкости имеет следующую форму [Там же]:

$$[c - U_i(z)] \frac{dw_1}{dz} + w_1 \frac{dU_i}{dz} + i v_1 \frac{c}{\omega} \frac{d^2 w_1}{dz^2} = - \frac{ik}{\rho_1} (\nu_{10} + \rho_1 g \eta_0) \quad (1.4.11)$$

В отличие от случая идеальной жидкости неизвестные w_1 , c и P_{10} теперь являются комплексными величинами. Существенно изменяются, конечно же, и краевые условия на границе раздела, крышке и дне [57–60]:

$$w_1 = w_2 = \eta_i + U_i \eta_x, \quad \frac{dw_1}{dz} = \frac{dw_2}{dz}, \quad \mu_1 \frac{d^2 w_1}{dz^2} = \mu_2 \frac{d^2 w_2}{dz^2}, \quad \text{при } z = \eta;$$

$$w_1 = 0, \quad \frac{dw_1}{dz} = c \quad \text{при } z = H_1; \quad w_2 = 0, \quad \frac{dw_2}{dz} = 0, \quad \text{при } z = -H_2.$$

К сожалению, аналитического решения для этой задачи нет, поэтому был разработан численный алгоритм, который позволяет достаточно быстро находить решения с такими граничными условиями. При решении этого уравнения «методом стрельбы» со дна и крышки параметров, которые необходимо перебирать, оказывается восемь: это комплексные w_1 , w_2 , C и P_{10} , т. е. их действительные и мнимые части. Перебирать по такому количеству параметров до тех пор

пока все граничные условия не будут выполнены, было бы весьма затруднительным, но благодаря линейности системы перебор можно существенно облегчить. Суть используемого метода состоит в том, что уравнение разделяется на однородное с граничными условиями:

$$w_{10} = 0, \quad \frac{dw_m}{dz} = 0, \quad \frac{d^2 w_{10}}{dz^2} = 1,$$

и неоднородное с граничными условиями [57–60]:

$$w_n = 0, \quad \frac{dw_n}{dz} = 0, \quad \frac{d^2 w_n}{dz^2} = 0.$$

После этого решения складываются с коэффициентами C_{11} и C_{12} , необходимыми для удовлетворения граничным условиям: $w_I = C_{11} w_{10} + C_{12} w_n$. Таким образом, вместо восьми параметров остаётся лишь два – действительная и мнимая части фазовой скорости C . Последние краевые условия на границе раздела $\mu_1 \frac{d^2 w_{1R}}{dz^2} = \mu_2 \frac{d^2 w_{2R}}{dz^2}$, $\mu_1 \frac{d^2 w_{1I}}{dz^2} = \mu_2 \frac{d^2 w_{2I}}{dz^2}$,

где индексы R и I – обозначают действительную и мнимую части, соответственно, выполняются путем перебора по C_R и C_I . Вместо того, чтобы отслеживать выполнение двух граничных условий, проверяется выполнение одного составного [Там же]:

$$\left(\mu_1 \frac{d^2 w_{1R}}{dz^2} - \mu_2 \frac{d^2 w_{2R}}{dz^2} \right)^2 + \left(\mu_1 \frac{d^2 w_{1I}}{dz^2} - \mu_2 \frac{d^2 w_{2I}}{dz^2} \right)^2 = 0$$

Таким образом, C на каждом следующем шаге выбирается так, чтобы уменьшить левую часть данного равенства. Благодаря этому существенно ускоряется поиск собственного значения. Кроме того, были проведены вычисления с учетом дисперсии возмущений для kH , меняющегося в промежутке от 0 до 2. Однако существенного изменения профиля скорости, как и предполагалось, не происходит. Учет нелинейных членов также вряд ли приведет к заметным отклонениям. Поэтому для дальнейших расчетов будем использовать приближенные линейных профилей:

$$w_l(z) = \frac{\eta_l + {}^l J_l \eta_x + u_l \eta_x}{\Pi_l + (-1)^l \eta} (H_l + (-1)^l z)$$

Проинтегрировав по координате z уравнение движения (1.4.10) при $l = 2$,

получим:
$$p_2(z) = p_i + \rho_2 g \eta + \rho_2 g z + \rho_2 \int_0^z \frac{\partial w_2}{\partial t} dz + \rho_2 \int_0^z U_2(z) \frac{\partial w_2}{\partial x} dz$$

Зависимость для давления в верхнем слое находится аналогично. Теперь проинтегрируем уравнения (1.4.9) и (1.4.10) по глубинам обоих слоев. Для начала не будем рассматривать члены второго порядка малости, к ним мы вернемся ниже. Продифференцировав первые из этих уравнений по координате x , а вторые по времени, получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + U_i \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} - \frac{C_0 H_1^2}{6 \mu_1} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial x} + U_i \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) = - \frac{H_1}{\rho} \left(\frac{\partial^2 p_i}{\partial x^2} + \rho_2 g \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right), \quad (1.4.12)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + U_i \frac{\partial^2 \eta}{\alpha \alpha} - \frac{C_0 H_2^2}{6 \mu_2} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\alpha \alpha} + U_i \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} \right) = \frac{H_2}{\rho_2} \left(\frac{\partial^2 p_i}{\alpha^2} + \rho_2 g \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} \right), \quad (1.4.13)$$

Давление на границе раздела исключается путем умножения уравнения (1.4.12) на H_1 / ρ , а уравнения (1.4.13) на H_2 / ρ , и последующего их сложения. Таким способом, получаем эволюционное уравнение для очень длинных линейных возмущений при наличии установившегося течения [57-60]:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + (U_i - \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha \alpha} - U_i \alpha \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} - \left(\frac{H_1 H_2 (\rho_2 - \rho_1)}{\chi} \right) g \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2}, \quad (1.4.14)$$

где введены обозначения:

$$\chi = \rho_1 H_2 + \rho_2 H_1, \quad \bar{\kappa}_1 = \frac{C_0 H_1^2}{6 \mu_1}, \quad E_2 = \frac{C_0 H_2^2}{6 \mu_2}, \quad \alpha = \frac{\rho_1 E_2 H_1 + \rho_2 E_1 H_2}{\chi}.$$

Будем искать решение уравнения (1.4.14) в виде бегущей волны: $\eta(x,t) = \eta(x - ct)$.

В итоге, получим простое квадратное уравнение на C :

$$c^2 + c(\alpha - U_i) - U_i \alpha - c_0^2 = 0.$$

Здесь использована формула $c_0^2 = (\rho_2 - \rho_1) g H_1 H_2 / \chi$. Решения этого уравнения можно записать в виде: $c = (U_i - \alpha) / 2 \pm \sqrt{(c_0^2 + U_i \alpha) + [(U_i - \alpha) / 2]^2}$. Из этого равенства видно, что в отсутствие потока, как и следовало ожидать, получаем $c = \pm c_0$. Найдем также градиент давления на границе раздела, который понадобится ниже. Вычитая уравнение (1.4.13) из уравнения (1.4.12), получим [60]

$$\frac{\partial p_i}{\alpha} = - \frac{\rho_1 \rho_2 g H}{\rho_1 H_2 + \rho_2 H_1} \frac{\partial \eta}{\alpha} - \frac{\rho_1 \rho_2 (E_1 - E_2)}{\rho_1 H_2 + \rho_2 H_1} \left(\frac{\partial \eta}{\alpha} + U_i \frac{\partial \eta}{\alpha} \right), \quad (1.4.15)$$

Таким образом, мы полностью рассчитали задачу для случая длинных линейных волн при отсутствии диссипативных потерь. Рассмотрим сперва линеаризованные уравнения (1.4.7) в окрестности уровня $z = 0$. Кроме того, будем считать, что в исследуемых нестационарных пограничных слоях практически не меняются скорость потока U_i и ее производные вблизи границы раздела: $\partial U_i / \partial z (z = 0) = K_i = \text{const}$. Тогда [Там же]

$$\left(1 - \frac{U_i}{c} \right) \frac{\partial u_i}{\alpha} - \nu_i \frac{\partial^2 u_i}{\alpha^2} = -w_i K_i - \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial p_i}{\alpha} - \rho_i g \frac{\partial \eta}{\alpha} \right), \quad (1.4.16)$$

Здесь мы воспользовались тем, что для линейных волн, бегущих в направлении роста координаты x со скоростью C , справедливо равенство: $\partial / \alpha = -c \partial / \alpha$. Сделаем преобразование Лапласа по времени и получим уравнение на функцию $V_i = V_i(p, z)$, являющуюся образом $u_i = u_i(t, z)$:

$$\frac{\partial^2 V_i}{\alpha^2} - \frac{(c - U_i)}{\nu_i c} (p V_i - u_{i0}) = G_i,$$

где G_i – образ правой (неоднородной) части уравнения (1.4.16), а u_{i0} – возмущенные скорости жидкости в начальный момент времени, не зависящие от вер-

тикальной координаты. Это позволяет перенести член, содержащий u_{i0} в правую часть: $N_i = G_i - u_{i0}(c - U_i)/\nu_i c$. В результате получаем линейные дифференциальные уравнения второго порядка:

$$\frac{\partial^2 V_i}{\partial z^2} - \frac{(c - U_i)}{\nu_i c} \rho V_i = N_i$$

Полагая пограничные слои тонкими, перенесем граничные условия $\partial V_i / \partial z = 0$ на $z = \infty$ (для верхней жидкости) и на $z = -\infty$ (для нижней). Тогда искомые решения будут иметь следующий вид:

$$V_i = C_i \exp \left[(-1)^i \sqrt{\frac{\rho(c - U_i)}{\nu_i c}} z \right] - \frac{\nu_i N_i c}{\rho(c - U_i)}, \quad (1.4.17)$$

Поставив теперь условия сшивки на границе раздела

$V_1 = V_2, \mu_1 \partial V_1 / \partial z = \mu_2 \partial V_2 / \partial z$, находим константы C_i и получаем образ скорости на границе раздела [60]

$$V_i = -c \frac{\sqrt{\nu_1 \rho_1} \nu_1 N_1 + \sqrt{\nu_2 \rho_2} \nu_2 N_2}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2})(c - U_i) \rho}$$

и образ касательного напряжения на границе раздела [60]

$$T_i = \mu_2 \frac{\partial V_2}{\partial z} (z=0) = \sqrt{c} \frac{\sqrt{\nu_1 \nu_2} \rho_1 \rho_2 [\nu_2 N_2 - \nu_1 N_1]}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2}) \rho (c - U_i)}$$

Для нахождения этих величин в зависимости от времени сделаем обратное преобразование Лапласа и подставим формулу (1.4.15) для возмущения градиента давления на границе раздела. Тогда имеем следующие формулы [60]:

$$\begin{aligned} \tau_i &= \frac{\sqrt{\nu_1 \nu_2} \rho_1 \rho_2 (u_{01} - u_{02})}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2}) \sqrt{\pi t}} \sqrt{1 - \frac{U_i}{c}} + \frac{\sqrt{\nu_1 \nu_2} \rho_1 \rho_2}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2}) \sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{d t'}{\sqrt{t-t'}} \times \\ &\times \left[\sqrt{c^2 - U_i c} (K_1 - K_2) + \frac{c_0^2 H \sqrt{c}}{H_1 H_2 \sqrt{c - U_i}} + \frac{(\rho_2 - \rho_1)(E_1 - E_2) \sqrt{c^2 - U_i c}}{\chi} \right], \quad (1.4.18) \\ u_i &= \frac{\sqrt{\nu_1 \rho_1} u_{01} + \sqrt{\nu_2 \rho_2} u_{02}}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2})} + \frac{c}{(\sqrt{\nu_1 \rho_1} + \sqrt{\nu_2 \rho_2})_0} \int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial x} dt' \times \\ &\times \left[\sqrt{\nu_2 \rho_2} K_2 + \sqrt{\nu_1 \rho_1} K_1 + \frac{c_0^2 (\sqrt{\nu_1 \rho_1} H_2 - \sqrt{\nu_2 \rho_2} H_1)}{(c - U_i) H_1 H_2} + \frac{\rho_1 \rho_2 \sqrt{\nu_1 + \nu_2} (E_1 - E_2)}{\chi} \right] \end{aligned}$$

Проведем аналогичную процедуру в пограничных слоях у крышки и дна, где скорость потока близка к нулю. Полагая пограничные слои тонкими, перенесем граничные условия $\partial V_i / \partial z = 0$ на $z = \infty$ (для нижней жидкости) и на $z = -\infty$ (для верхней). Кроме того, используем условия прилипания. В итоге получаем следующие формулы для трений о дно и крышку:

$$\tau(-H_2) = \frac{\sqrt{\nu_2 \rho_2}}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{u_{02}}{\sqrt{t}} - \left[\frac{c_0^2}{H_2} + \frac{\rho_1 (E_1 - E_2)(c - U_i)}{\chi} \right] \int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{d t'}{\sqrt{t-t'}} \right]$$

$$\tau(H_1) = -\frac{\sqrt{\nu_1} \rho_1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{u_{01}}{\sqrt{t}} + \left[\frac{c_0^2}{H_1} + \frac{\rho_2(E_1 - E_2)(c - U_i)}{\chi} \right] \int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{d t'}{\sqrt{t - t'}} \right]$$

Применим процедуру, которая была использована для получения эволюционного уравнения в первом приближении, но в этот раз проинтегрируем также нелинейные и диссипативные члены уравнения (1.4.18) и будем сохранять величины второго порядка малости. При этом воспользуемся соотношением из линейной теории [57–60]:

$$u_i^2 = \frac{(c - U_i)^2 \eta^2}{H_i^2},$$

которое получается путем непосредственного интегрирования уравнения неразрывности и подстановки граничных условий на поверхности раздела. Использовать эту формулу можно при условии, что волны двигаются в одном направлении, т.е. мы не рассматриваем встречного взаимодействия нелинейных возмущений. Исключим градиент давления на границе раздела в линейных членах, как это было сделано выше [59]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + (U_i - \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha \partial \alpha} - U_i \alpha \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + \frac{(c - U_i)^2 (\rho_1 H_2^2 - \rho_2 H_1^2)}{H_1 H_2 \chi} \frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha^2} + \\ & + \beta \left(\frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha \partial \alpha} + U_i \frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha^2} \right) - (U_i + \alpha) \left(u_i \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \left(\frac{H_1 H_2 (\rho_2 - \rho_1)}{\chi} \right) g \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + \\ & + \frac{H}{\chi} \left(\eta \frac{\partial p_i}{\partial x} \right) + \frac{g}{2} \frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha^2} + H_1 H_2 \frac{\rho_2 H_2 + \rho_1 H_1}{3 \chi} \left(\frac{\partial^4 \eta}{\alpha^2 \partial \alpha^2} + U_i \frac{\partial^4 \eta}{\alpha^3 \partial \alpha} \right) - \\ & - \gamma \left(\frac{\partial^4 \eta}{\alpha^3 \partial \alpha} + U_i \frac{\partial^4 \eta}{\alpha^4} \right) - \frac{H_1}{\chi} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\tau(-H_2) - \tau(0)) + \frac{H_2}{\chi} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\tau(H_1) - \tau(0)) \end{aligned} \quad (1.4.19)$$

где введены обозначения [57]

$$\beta = \frac{\rho_1 E_1 H_2^2 - \rho_2 E_2 H_1^2}{H_1 H_2 \chi}, \quad \gamma = \frac{\rho_2 H_1 H_2^2}{\chi} \left(\frac{3E_2}{20} - \frac{U_i}{4} \right) + \frac{\rho_1 H_2 H_1^2}{\chi} \left(\frac{3E_1}{20} - \frac{U_i}{4} \right)$$

Трения на всех границах и скорость на поверхности раздела были определены выше. Градиент давления на границе раздела был найден в первом приближении и может быть использован в нелинейном члене $\eta \partial p_i / \partial x$. Таким образом, все члены уравнения могут быть выражены через возмущение границы раздела. В формуле, определяющей скорость жидкости на поверхности раздела слоев, сделаем простую замену

$$\int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial x} dt = -\frac{1}{c} \int_0^t \frac{\partial \eta}{\partial t} dt = -\frac{1}{c} (\eta - \eta_0)$$

и подставим начальные скорости через начальное возмущение границы:

$$u_{i0} = (-1)^i \frac{(c - U_i) \eta_0}{H_i}$$

Итак, мы получаем нелинейное интегро-дифференциальное эволюционное уравнение для возмущения границы раздела жидкостей [60]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + (U_i - \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha \partial x} - (c_0^2 + U_i \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} - C_N \frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha^2} - C_D \frac{\partial^4 \eta}{\alpha^2 \alpha^2} = \\ = C_B \int_0^x \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} + \frac{C_{B0}}{\sqrt{t}} \frac{\partial \eta_0}{\partial x} + C_{M0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (1.4.20)$$

Здесь введены следующие обозначения [57]:

$$\begin{aligned} C_N &= N_1 + N_2 + N_3 \\ N_1 &= \frac{U_i + \alpha}{2(\sqrt{v_1} \rho_1 + \sqrt{v_2} \rho_2)} \left[\frac{c_0^2 (\sqrt{v_2} \rho_2 H_1 - \sqrt{v_1} \rho_1 H_2)}{(c - U_i) H_1 H_2} + \frac{\rho_1 \rho_2 \sqrt{v_1 + v_2} (E_2 - E_1)}{\chi} + \right. \\ &\quad \left. + (\sqrt{v_2} \rho_2 a_1 + \sqrt{v_1} \rho_1 c_1) \right] \\ N_2 &= \beta(c - U_i), \\ N_3 &= \frac{(c - U_i)^2 (\rho_2 H_1^2 - \rho_1 H_2^2)}{H_1 H_2 \chi} + \frac{g}{2} - \frac{H}{\chi} \left(\frac{\rho_1 \rho_2 g H}{2\chi} - \frac{\rho_1 \rho_2 (E_2 - E_1)(c - U_i)}{2\chi} \right) \\ C_{M0} &= 2N_1 + \frac{(c - U_i)(U_i + \alpha)(\sqrt{v_2} \rho_2 H_1 + \sqrt{v_1} \rho_1 H_2)}{(\sqrt{v_1} \rho_1 + \sqrt{v_2} \rho_2) H_1 H_2} \\ C_D &= H_1 H_2 \frac{\rho_1 H_1 + \rho_2 H_2}{3\chi} (c - U_i) + \frac{\chi}{c^2} (c - U_i) \\ C_B &= -\frac{c_0^2}{\sqrt{\pi}} \frac{\psi_2 H_1^2 + \psi_1 H_2^2}{H_1 H_2 \chi} + \frac{\rho_1 \rho_2 (E_1 - E_2)(c - U_i)}{2\chi^2 \sqrt{\pi}} + \\ &\quad + \frac{\psi H \sqrt{c}}{\chi \sqrt{\pi}} \left(\left(\frac{(E_2 - E_1)(\rho_2 - \rho_1)}{\chi} + (a_1 - c_1) \right) \sqrt{c - U_i} - \frac{c_0^2 H}{H_1 H_2 \sqrt{c - U_i}} \right) \\ C_{B0} &= \frac{c - U_i}{\chi \sqrt{\pi} H_1 H_2} \left(\psi_2 H_1^2 + \psi_1 H_2^2 + \psi H^2 \sqrt{1 - \frac{U_i}{c}} \right), \\ \psi_i &= \sqrt{v_i} \rho_i, \quad \psi = \frac{\psi_1 \psi_2}{\psi_1 + \psi_2}. \end{aligned}$$

Уравнение (1.4.20) можно существенно упростить, если рассматривать трансформацию возмущений вне области их возникновения. В этом случае оба члена уравнения (1.4.20), которые содержат начальное возмущение η_0 , окажутся равными нулю. Однако интегро-дифференциальное уравнение, получающееся в итоге, все еще остается достаточно сложным для поиска аналитических решений. Поэтому будем искать решения этого уравнения, считая диссипацию возмущений малой, тем самым мы пренебрегаем интегральным членом и получаем дифференциальное уравнение [59]:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} + (U_i - \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha \partial x} - (c_0^2 + U_i \alpha) \frac{\partial^2 \eta}{\alpha^2} - C_N \frac{\partial^2 \eta^2}{\alpha^2} - C_D \frac{\partial^4 \eta}{\alpha^2 \alpha^2} = 0 \quad (1.4.21)$$

Такое уравнение допускает решение в виде так называемых кноидальных волн, т.е. периодических волн, не меняющих своей формы и бегущих с постоянной скоростью. Обыкновенное дифференциальное уравнение для стационарно-бегущих волн получается путем перехода в систему координат,двигающуюся со скоростью распространения волны U (координата $\xi = x - Ut$). В этих переменных уравнение имеет следующий простой вид:

$$C_D \Gamma \eta^2 \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} - [\Gamma \eta^2 - c_0^2 - \alpha \Gamma \eta - \Gamma \Gamma (\Gamma \eta - \alpha)] \eta + C_N \eta^2 = C_1 \quad (1.4.22)$$

Здесь C_1 – константа интегрирования. Решения его хорошо известны и выражаются через эллиптические функции Якоби: $\eta = \eta_0 \operatorname{cn}^2(\xi/L, s)$, где s – параметр, определяющий меру нелинейности волны, L – длина кноидальной волны, зависящая от амплитуды возмущения и параметра s :

$$L = sU \sqrt{\frac{6C_D}{\eta_0 C_N}}, \text{ а для скорости таких волн находим следующее соотношение:}$$

$$U = \frac{U_i - \alpha}{2} + \sqrt{\frac{(U_i + \alpha)^2}{4} + c_0^2 + \frac{2}{3} \eta_0 C_N \left(2 - \frac{1}{s^2}\right)}$$

В пределе, когда параметр s стремится к единице, длина волны растет и получаем уединенное возмущение типа солитона: $\eta = \eta_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{\xi}{L}\right)$.

Скорость солитона, соответственно, определяется равенством:

$$U = \frac{(U_i - \alpha)}{2} + \sqrt{\frac{(U_i + \alpha)^2}{4} + c_0^2 + \frac{2}{3} \eta_0 C_N}$$

Значит, волны плотности – это внутренние волны, это кноидальные волны, это солитон.

1.4.3. Детерминированный хаос и квазидвумерные возмущения

Можно вполне объективно утверждать, что поле воздействия от геометрических фрактальных моделей РС в ближней зоне сильно зависит от деталей обтекания отдельной рыбы как элемента фрактала, или от формы фрактальной модели. Сопротивление формы, как и сопротивление трения, обусловлено вязкостью воды и зависит от конфигурации движущегося в ней геометрических фрактальных моделей от РС.

Для примера рассмотрим две отдельные рыбы РС, у одной из которых форма удлинённая с плавными обводами, а у другой – с полными обводами (сельдь) и притупленными концами (кета) [61]. При движении первой пограничный слой простирается вдоль ее с плавным переходом в попутный поток, а у второй частицы воды, находящиеся в слоях, ближайших к ее поверхности, движутся по отношению к нему с очень малой скоростью и, следовательно, приобретают небольшую кинетическую энергию [62–63].

Двигаясь от носа к хвосту отдельной особи, где давление больше, чем в средней части, частицы из-за вязкости воды теряют часть своей кинетической энергии. Израсходовав всю энергию на преодоление повышенного давления в районе хвоста рыбы, они останавливаются, а затем под воздействием повышенного встречного давления начинают двигаться назад, навстречу потоку, как бы отрывая пограничный слой от поверхности корпуса. За точкой отрыва зарождаются и образуются вихри – добавочное сопротивление.

Наиболее подробно ближнее поле от фрактальной модели исследовано для случая сферы (для нашего случая рыбы, РС или геометрических фрактальных

моделей РС), буксируемой с постоянной скоростью. Так, на основе наблюдений оптическими способами была введена классификация типичных течений по числам Фруда $F_r = 2U_i/NL$ и Рейнольдса $Re = U_i D/\nu$, где D – диаметр сферы, U_i – скорость буксировки, ν – коэффициент вязкости [64]. В дальнем следе за сферой (рыбой), движущейся в стратифицированной жидкости, можно наблюдать два типа движений: внутреннюю волну и вихревую квазидвумерную моду (течение). Процесс возникновения внутренних волн рассмотрен достаточно хорошо и они не будут являться предметом наших дальнейших рассуждений [Там же]. В свою очередь, общая теория квазидвумерных течений в стратифицированной жидкости развита в [65].

Для внутренних волн принципиальную роль играют вертикальные смещения частиц в стратифицированной жидкости [Там же], поэтому при их измерении используют методы, реагирующие на такие смещения и связанные с ним изменения показателя преломления жидкости, ее температуры и т.п. Поскольку скачок плотности внутри океана мал (по сравнению с морской поверхностью), то мала и архимедова сила,двигающая частицы воды в волне. В результате, амплитуды волн могут достигать очень больших значений.

Течения в дальнем следе определяются в основном движениями вихревой моды. Такой след за сферой (рыбой), движущейся в жидкости, стратифицированной с постоянной частотой плавучести, был изучен в [64–65]. Была исследована временная эволюция параметров следа при различных числах Фруда и Рейнольдса. В частности, были измерены зависимости средней скорости на оси следа $U_0(t)$, полуширины следа $\delta(t)$, средней кинетической энергии, средней энтропии $W(t)$, средней диссипации кинетической энергии $S(t)$ и других величин, а позднее была исследована вертикальная структура пульсаций скорости [Там же]. В данных работах полученные эмпирические зависимости аппроксимировались степенными функциями. Например, в зависимостях $U_0(t)$ было выделено три временных интервала: 1) трехмерный ближний след, в котором $U_0(t)$ пропорционально $t^{-2.3}$; 2) переходный след, в котором зависимость $U_0(t)$ более медленная (по данным [64] $U_0 \sim t^{-0.38}$); 3) дальний след, в котором по данным [65] $U_0 \sim t^{-0.76}$, а по данным [66] $U_0 \sim t^{-0.9}$.

В последнее время предприняты попытки прямого численного моделирования эволюции следа от сферы (рыбы) в стратифицированной жидкости [64–66], которые дают близкие к экспериментальным степенные зависимости скорости на оси и ширины следа от времени. В то же время для понимания процессов, происходящих в следе, требуется построение теоретической модели, описывающей его эволюцию. Заметим, что на основе наблюдений за картиной линий тока в следе высказано предположение о важной роли гидродинамической неустойчивости при его эволюции [64]. В [66] построена упрощенная теоретическая модель эволюции следа за сферой (рыбой) на интервалах 2 (переходный след) и 3 (дальний след), обусловленной развитием гидродинамической неустойчивости квазидвумерного струйного течения в следе. Развита в [64] модель позволяет в основном объяснить полученные в [65] и [64–65] экспериментальные зависимости. В [66] представлена также качественная картина эволюции следа в стратифицированной жидкости, на основе которой была построена количественная модель. Экспериментально установлено [64], что при больших числах Рейнольдса и Фруда эволюция следа за сферой (рыбой), движущейся в страти-

фицированной жидкости, близка к поведению трехмерного турбулентного следа в однородной жидкости. Как показывают эксперименты [66], и в однородной, и в стратифицированной жидкости средняя скорость в следе приблизительно представляет собой гауссову функцию

$$U(x, y, z) = U_0(x) e^{-\frac{y^2 + z^2}{\delta^2(x)}}. \quad (1.4.23)$$

При этом, как показано в работах [64] и [67], в системе отсчета, движущейся вместе с телом,

$$\frac{U_0(x)}{U_t} = 0.6 \left(\frac{x}{D}\right)^{2/3}, \quad (1.4.24)$$

$$\frac{\delta(x)}{D} = C_0 \left(\frac{x}{D}\right)^{1/3}, \quad (1.4.25)$$

где x – расстояние от сферы (рыбы) в продольном направлении. В системе отсчета, в которой жидкость на бесконечности покоится (лабораторной системе отсчета), U_0 и δ зависят от t (времени, прошедшем от момента прохода тела), которое связано с x выражением $x = Ut$. Такие автомодельные законы следуют из анализа, основанного на рассмотрении баланса импульса в следе [64].

На больших расстояниях от сферы (для нас рыбы) существенным становится влияние стратификации: возникают внутренние волны (BB), генерируемые в основном спиральной модой ближнего следа, изменяется закон эволюции [Там же]. Можно предположить, что параметром, определяющим переход к этому режиму, является градиентное число Ричардсона $Ri = N^2/U_z$.

Действительно, хорошо известно, что стратификация оказывает на сдвиговое течение стабилизирующее действие. При этом достаточное условие устойчивости стратифицированного сдвигового потока по отношению к малым возмущениям в вертикальном направлении определяется критерием Майлса-Ховарда [21] $Ri > 1/4$. Исходя из этого предположим, что возрастание размеров следа в вертикальном направлении за счет турбулентного вовлечения прекращается, когда Ri становится больше некоторой величины $Ri_0 \sim 1$. Этот момент времени t_0 (или расстояние до тела x_0) примем условно за начало «квазидвумерного» этапа эволюции следа. Для него справедливы следующие оценки. Число Ричардсона в следе можно оценить как $Ri \sim N^2 b^2(x)/U_0^2(x)$. Используя (1.4.23), (1.4.24), легко увидеть, что условие $Ri > 1$ выполняется при $x > x_0 = U_t/N$. Расстоянию x_0 в лабораторной системе отсчета соответствует время $t_0 = 1/N$. При этом характерная толщина следа в вертикальном направлении

$$\delta_z = \delta(x_0) = DC_0(F_r)^{1/3}, \quad (1.4.26)$$

а средняя скорость на оси следа

$$U_0(x_0) = U_t C_1(F_r)^{-2/3}, \quad (1.4.27)$$

Следует заметить, что трехмерный след имеет одинаковые масштабы в вертикальном δ_z и поперечном δ горизонтальном направлениях [Там же], поэтому оценка $\delta(x_0)$ относится к обоим этим масштабам. Однако при Ri порядка

единицы след может стать анизотропным, поскольку в горизонтальном направлении, в отличие от вертикального, он продолжает расширяться. Кроме того, при больших числах Фруда происходит перемешивание жидкости в следе и последующий его коллапс. При этом оценка (1.4.26) будет относиться к вертикальному масштабу следа и можно ожидать, что поперечный горизонтальный масштаб будет в несколько раз больше, т.е. $\delta = \alpha \delta_z$, где $\alpha > 1$. При x существенно большем x_0 число Ричардсона в сдвиговом течении становится много больше единицы, и тогда след ведет себя как квазидвумерный, поскольку вертикальная скорость в нем мала по сравнению с горизонтальной [64]. В этом течении могут существовать внутренние волны и медленные квазидвумерные движения (вихревая мода).

Для построения теоретической модели эволюции следа за сферой (рыбой) необходимы упрощающие предположения. В рамках настоящей модели [64–67] будем пренебрегать влиянием ВВ на течение в следе. Это можно качественно обосновать следующим образом. Мы хотим построить модель, объясняющую убывание скорости в следе, иными словами, нас интересует вопрос передачи импульса от следа к возмущениям и формирования горизонтальных волн плотности. Интегральный импульс струи не меняется, но плотность импульса меняется, перераспределяясь между средним течением и возмущением. При $Ri > 1/4$ течение устойчиво по отношению к возмущениям типа внутренние волны (ВВ), т.е. ВВ не могут возбуждаться на таком течении за счет неустойчивости, отбирая у течения импульс. В то же время струйное течение в следе неустойчиво по отношению к квазидвумерным возмущениям. Они могут отбирать импульс у среднего течения, приводя к уменьшению скорости в струе. Исходя из этого была выдвинута гипотеза о том, что эволюцию дальнего следа можно объяснить развитием гидродинамической неустойчивости квазидвумерного течения по отношению к квазидвумерным возмущениям [64]. Ниже представлена количественная модель, основанная на этой гипотезе, и приведено сопоставление ее выводов с данными проведенных в ИПФ РАН экспериментов. Целью дальнейших рассуждений является построение количественной модели эволюции следа, упрощенной настолько, что не потребовалось и численного моделирования. Упрощение касалось того, что в ней пренебрегли внутренними волнами и рассматривали только квазидвумерную моду. Дальнейшие упрощения делаются в рамках двумерной модели – это квазилинейное приближение [65].

В работах [64] и [65] было показано, что при больших числах Ричардсона в стратифицированной жидкости существует мода квазигоризонтальных медленных движений неволновой природы (вихревая мода или волна плотности), поле горизонтальной скорости, в котором $u(x, y, z, t) = (u, v)$ и удовлетворяет системе уравнений квазидвумерной гидродинамики [64]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u, \nabla)u + \frac{1}{\rho} \nabla p = \nu(\Delta u + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}), \quad (1.4.28)$$

$$\operatorname{div} u = 0. \quad (1.4.29)$$

Здесь операторы $\nabla, \Delta, \operatorname{div}$ двумерные, они вычисляются по горизонтальным координатам (x, y) . Рассмотрим простое обобщение системы (1.4.23) [Там же], позволяющее учесть турбулентный перенос импульса. Поле скорости представим в виде суммы средних компонент $\langle u \rangle$ и мелкомасштабных турбулент-

ных флуктуации u' , считая, что среднее поле двумерно, а его мелкомасштабная компонента имеет три компоненты. Усредняя горизонтальную проекцию уравнений гидродинамики по турбулентным флуктуациям, получим [64]:

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + (\langle u \rangle, \nabla) \langle u \rangle + \frac{1}{\rho} \nabla \langle p \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i u'_i \rangle = \nu \left(\Delta \langle u \rangle + \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} \right), \quad (1.4.30)$$

$$\operatorname{div} \langle u \rangle = 0. \quad (1.4.31)$$

В системе (1.4.30), (1.4.31) $\langle u \rangle$ – двумерный вектор, а суммирование производится по трем повторяющимся индексам $i = 1, 2, 3$. Для замыкания уравнения (см. 1.4.23) воспользуемся простейшей градиентной гипотезой:

$$\langle u'_i u'_j \rangle = K_T \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right), \quad \text{при } i, j = 1, 2 \quad (1.4.32)$$

$$\langle u'_i u'_j \rangle = K_{T_z} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial z} \right). \quad (1.4.33)$$

Здесь K_T и K_{T_z} – горизонтальный и вертикальный коэффициенты турбулентной вязкости, равные $K_T \sim \delta u'$, $K_{T_z} \sim \delta_z w$, где δ и δ_z – горизонтальный и вертикальный масштабы следа, а u' и w – масштабы пульсаций скорости. При этом очевидно $K_T \gg K_{T_z}$. Дальнейшее решение задачи удобно проводить в переменных завихренности (ω) функции тока (ψ), где (ψ) определяется по формулам:

$$\langle u \rangle = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \langle v \rangle = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (1.4.34)$$

Тогда система уравнений движения примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) K_T \omega + \\ + 2 \left(2 \frac{\partial^2 K_T}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 K_T}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 y} - \frac{\partial^2 K_T}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) + & \quad (1.4.35) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{T_z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega. \quad (1.4.36)$$

Таким образом, на временах $t > t_0 = 1/N$ течение жидкости в следе можно описывать системой (1.4.35), (1.4.36). Поскольку след представляет собой турбулизованную область, вытянутую вдоль оси x , и расширяется достаточно медленно (не быстрее, чем $x^{1/2}$), то на достаточно больших расстояниях от рыбы (или больших временах от момента прохода) [65] можно пренебрегать зависимостью средней скорости от продольной координаты и считать, что она зависит только от x , y и t . Как показывают эксперименты [64], толщина следа по верти-

кали зависит от времени достаточно слабо, а пульсации вертикальной скорости малы по сравнению с горизонтальными пульсациями и быстро убывают во времени. Приведенные выше оценки коэффициентов турбулентной вязкости K_T и $K_{Tя}$ показывают, что вертикальный турбулентный перенос со временем ослабевает. На основании этого им можно пренебрегать по сравнению с горизонтальным переносом. Зависимость толщины следа в таком случае от z является параметрической, а именно: действительно, если нет обмена импульсом между слоями жидкости в вертикальном направлении, то эволюция течения в каждом слое происходит независимо, поэтому зависимость от z полей скорости не влияет на результат. Дополнительно необходимо считать, что горизонтальный коэффициент турбулентной вязкости не зависит от продольной координаты. Итак, след представляет собой квазидвумерный турбулизованный сдвиговый поток. На таком потоке из-за сдвиговой неустойчивости могут нарастать квазидвумерные возмущения, имеющие более низкие характерные частоты, чем трехмерные возмущения в ближнем следе, что дает возможность объяснить причину возникновения волн плотности от всей геометрической фрактальной модели от РС. Для описания этого процесса необходимо найти решение системы (1.4.35), (1.4.36) в виде суммы среднего течения, не зависящего от продольной координаты x и его возмущений, которые представим в виде суперпозиции неоднородных гармонических волн [64]:

$$\begin{aligned}\Psi(x, y, t) &= \Psi_0(y, t) + \Psi_1(x, y, t), \\ \Psi_1 &= \operatorname{Re} \sum_k a(k, t) \psi_1(y, t, k) e^{ikx + i\Phi_k}, \\ \omega_1 &= \operatorname{Re} \sum_k a(k, t) \Omega_1(y, t, k) e^{ikx + i\Phi_k}.\end{aligned}\quad (1.4.37)$$

Здесь k – волновое число k -й гармоники возмущения. Примем гипотезу случайных фаз возмущений, т.е. будем считать фазу Φ_k случайной функцией k . Тогда статистическое усреднение приведет к системе уравнений квазилинейного приближения, аналогичного тому, которое используется в физике плазмы [Там же]. Применимость этого приближения обсуждается ниже [65]. Уравнения для средних полей можно получить осреднением системы (1.4.35), (1.4.36) по x , которое в этом случае эквивалентно статистическому осреднению. С учетом разложения возмущений функции тока и завихренности в ряды Фурье и связи комплексных амплитуд функции тока и завихренности после стандартных преобразований можно привести уравнение для ω_0 к виду:

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{1}{2} \sum_k k |a(k, t)|^2 \operatorname{Im} \left(\psi_1^*(y, t, k) \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} (K_T \omega_0), \quad (1.4.38)$$

Здесь символ * означает комплексное сопряжение. Отсюда легко получить уравнение для средней скорости $U = \frac{\partial \Psi_0}{\partial y}$:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{2} \sum_k k |a(k, t)|^2 \operatorname{Im} \left(\psi_1^*(y, t, k) \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(K_T \frac{\partial U}{\partial y} \right), \quad (1.4.39)$$

$\Psi_1(y, t, k)$ и $\Omega_1(y, t, k)$ удовлетворяют уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Omega_1 a) + ik \left(\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} \Omega_1 a - \frac{\partial \omega_0}{\partial y} \Psi_1 a \right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k^2 \right) K_T \Omega_1 a - 2a \Psi_1 k^2 K_T = \\ = \sum_k iq \left(\frac{\partial \Psi_1(e, t, k - q)}{\partial y} \right) \Omega_1(y, t, k) - \left(\frac{\partial \Omega_1(y, t, k - q)}{\partial y} \Psi_1(y, t, k) \right) \times \\ \times f(k - q, t) a(q, t) e^{-i(\Phi_{k-q} + \Phi_q)} \end{aligned} \quad (1.4.40)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} - k^2 \Psi_1 = \Omega_1. \quad (1.4.41)$$

В приближении случайных фаз после осреднения правая часть оказывается равной нулю, т.е. комплексные амплитуды возмущений удовлетворяют линейным уравнениям. В действительности за счет генерации гармоник происходит синхронизация фаз, при этом вынужденные гармоники дают вклад в правую часть уравнения (1.4.41) для возмущений, т.е. оно становится нелинейным. Однако, как показывает ряд численных и асимптотических исследований, основным нелинейным эффектом при развитии неустойчивости сдвиговых потоков является возникновение среднего течения, а не гармоник [68].

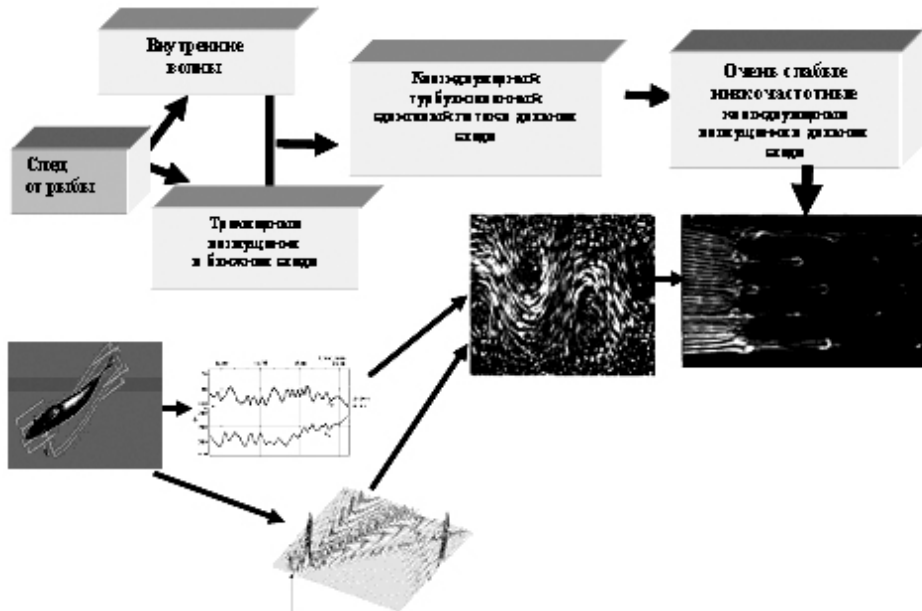


Рис. 1.4.21. Эволюция развития следа от рыбы

Значит, след от рыбы представляет собой очень слабые низкочастотные квазидвумерные возмущения.

По результатам теоретических и практических исследований, представленных в данном разделе, можно отметить следующее:

1. Хаос – это сущность предсказуемого порядка, где странный аттрактор Лоренца представляет собой инвариантное множество L (положений) в трехмерном фазовом пространстве точек от движения отдельной точки пространства, а фрактал для динамической системы – это часть множества от синхронного дви-

жения всего множества точек, полученный в результате сечения четырехмерного пространства трехмерной гиперплоскостью.

2. Условиями возникновения хаоса в ДИС являются экспоненциальная неустойчивость движения в среде; множество состояний точек, сосредоточенных в ограниченной области.

3. Сочетание этих двух условий порождает аperiodическую сложную траекторию, неотличимую по своим статистическим характеристикам от реализации случайного шумоподобного процесса.

4. Способ выражения таких непредсказуемых систем оказывается верным не в точных равенствах, а в представлениях поведения системы – в графиках странных аттракторов или во фракталах.

5. Критерии хаотичности и качества «хаоса» в ДИС определены следующими особенностями:

- сплошной спектр решений, означающий присутствие в нем бесконечно-го числа различных периодических составляющих;

- однородность спектра (т.е. отсутствие выделенных частот); быстрое затухание корреляций (то есть «забывание» системой своей предыстории).

6. Физическими основами возникновения волны плотности в среде являются следующие обстоятельства:

- распределение отдельных МН по плоскости колец механически неустойчиво;

- интервал значений хаотических скоростей (дисперсия скоростей) у крупных МН значительно больше, чем у небольших;

- крупные МН более чувствительны к флуктуациям гравитационного притяжения Земли и радиальной скорости.

7. В результате турбулентного воздействия на водную среду формируются круговые, вертикальные, упругие, инфразвуковые волны плотности, аналогичные внутренней волне ($F = 16\text{--}25$ Гц, $T = n \bullet$ десятков сек). Решение эволюционного уравнения для внутренних волн в двухслойной системе с учетом вязкости в отсутствие установившегося течения приводит к возможности формирования одиночной волны – солитона.

8. Волны плотности – это внутренние волны – это кноидальные волны – это солитон.

9. В результате мощного гидродинамического воздействия турбулентностей (механической и акустической природы) на водную среду происходит изменение ее стратификации, и внутри ДИС формируются «волны плотности» и квазидвумерные возмущения, которые ввиду своей низкочастотности способны распространяться на сотни километров за короткое время.

Фрактально-аттрактивный способ мониторинга среды универсален и пригоден для многих физических явлений, независимо от его сущности. Структура алгоритма авторам видится как нижеследующая последовательность: «определение границ динамической системы – уяснение степени хаотичности (детерминированности) ДИС – выявление аттракторных явлений и уточнение их фазового портрета – формирование фрактала и определение его размерности – определение математической модели фрактала – выявление по фракталу всех свойств системы – модификация системы по математической модели».

Раздел II

ТОМОГРАФИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Голография – это способ записи и восстановления изображения, основанный на полной регистрации в запоминающей среде пространственной структуры волн различной природы с использованием явления интерференции опорной и записываемой волн. Записанную таким способом картину распределения интенсивностей называют голограммой [168].

Методы голографии позволяют регистрировать амплитуду и фазу исследуемой волны относительно опорной. Голография является мощным методом тонких физических исследований и прецизионных измерений, метод синтеза изображений несуществующих предметов, метод превращения звуковых волн в изображение.

Большая информационная емкость голограмм, высокая помехоустойчивость, двух- и трехмерная форма записи сделали голографию перспективным способом построения больших систем хранения и обработки информации. Малые размеры голограмм открывают широкие возможности создания акустических систем с большой емкостью записи (более 10^{12} бит/см²).

Методы голографии в гидроакустике помогают при создании систем распознавания образов высокой надежности и достоверности [24].

Глава 2.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Применение принципов голографии в акустике вызвало значительный рост активности в разработке методов получения акустических изображений, где уже и ранее имелись большие достижения. Методы, применяемые в когерентной оптике и при цифровой обработке информации, открыли новый подход к визуализации акустических полей. Голография внесла в область создания акустических изображений новые плодотворные идеи и стимулировала развитие ультразвуковых камер и локаторов [51].

Остановимся кратко на основных принципах голографии с тем, чтобы иметь определенное понимание ее роли в разработке методов формирования акустических изображений, а также для дальнейшего обсуждения. В оптике хорошо известно, что свет, прошедший через какую-либо апертуру, полностью характеризуется распределением амплитуды и фазы на этой апертуре. Согласно принципу Гюйгенса, описание такого распределения оказывается вполне достаточным для того, чтобы восстановить световую волну в любой точке, находящейся за апертурой. Если предположить, что амплитуда и фаза волны в плоскости апертуры $z = 0$ описывается комплексной функцией $F(x, y)$, то в соответствии

с принципом Гюйгенса для волны $f(x,y,z)$, распространяющейся за апертурой, будем иметь

$$f(x, y, z) = F(x, y) * G(x, y, z). \quad (2.1.1)$$

Здесь * обозначает операцию свертки, а G – сферическую волну, возникающую в плоскости апертуры. Отсюда $G = e^{i2\pi r/\lambda} / r$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, что в приближении Френеля принимает вид $r = z + (x^2 + y^2) / 2z$. Таким образом, фаза и амплитуда волны $f(x,y,z)$ за апертурой будут полностью определены, если известно распределение $F(x,y)$ этих величин для падающей волны в плоскости апертуры. В акустике, где существуют линейные детекторы типа микрофонов и гидрофонов, не представляет труда определить фазу и амплитуду.

В оптике же, где располагают лишь приемниками, чувствительными к интенсивности, приходится прибегать к интерферограммам, т.е. регистрировать картины, возникающие при интерференции исследуемой волны с хорошо известной простой опорной волной (например с плоской волной $e^{ik \cdot r}$).

Распределение интенсивности в такой интерференционной картине можно представить в следующем виде:

$$I(x, y) = \left| F(x, y) + e^{i(k_1 x + k_2 y)} \right|^2 = 1 + |F|^2 + F e^{-i(k_1 x + k_2 y)} + F^* e^{i(k_1 x + k_2 y)} \quad (2.1.2)$$

при условии, что исследуемая и опорная волны когерентны по всей плоскости апертуры. До появления лазеров для того, чтобы получить когерентность на большой площади при использовании имеющихся источников света, требовалось высокое мастерство экспериментатора. Однако эта задача существенно упростилась с разработкой высококогерентных лазерных источников.

В этом случае на фотопластинке регистрируется изображение, плотность которого при надлежащей экспозиции пропорциональна распределению интенсивности в соответствии с формулой (2.1.2). Таким образом, в принципе мы имеем возможность определить амплитуду и фазу световой волны на апертуре, размер которой ограничивается когерентностью света. Однако сами по себе амплитуда и фаза не представляют интереса, так как мы рассматриваем проблему записи и воспроизведения изображения.

Габор указал способ, с помощью которого можно в чрезвычайно удобной форме извлечь информацию, содержащуюся в интерферограмме. Рассмотрим оптический транспарант, у которого амплитудное пропускание пропорционально интенсивности картины интерференции опорного и предметного пучков (2.1.2). Если такой транспарант (который Габор назвал голограммой) осветить опорным пучком, то распределение амплитуды и фазы $H(x,y)$ в плоскости, лежащей за транспарантом, содержит наряду с другими член, описывающий распределение фазы и амплитуды предметной волны $F(x,y)$:

$$H(x, y) = (1 + |F|^2) e^{i(k_1 x + k_2 y)} + F(x, y) + F^*(x, y) e^{i2(k_1 x + k_2 y)}. \quad (2.1.3)$$

Поэтому в соответствии с принципом Гюйгенса за голограммой возникает волна, которая, как показывает второй член в правой части формулы (2.1.3), содержит точную копию предметной волны и создает у зрителя впечатление, что он видит предмет через окно, а не освещенную голограмму. Наблюдаемый эф-

фект чрезвычайно выразителен и подробно описан в литературе. Таковы основные подходы к вопросам современной теории голографии. Знание их будет необходимо для понимания вопросов теоретического обоснования широкомасштабной низкочастотной акустической томографии. И, как будет видно далее, в этих теориях будет очень много общего.

Необходимо отметить, что в последние 10–15 лет большое распространение и научное развитие получили задачи акустической волновой (вычислительной) томографии океана.

Конечной целью решения ее задач является получение изображения лоцируемых неоднородностей, где термин «изображение» подразумевает визуализацию физических характеристик рассеивателя, находящегося в морской среде. Ясно, что ЗАВТО является родственной обратным задачам рассеивания, которые состоят в определении характеристик рассеивания на основании измерения рассеянного им поля. Первичное облучающее поле считается при этом известным.

Физический смысл определяемых характеристик рассеивателя может быть самым различным. В одном случае реконструируемые параметры несут информацию в форме рассеивающей неоднородности, в другом – об ориентации, местоположении или размерах рассеивателя, форма которого известна априорно. В третьем случае определяемые параметры могут описывать физические (акустические) свойства лоцируемого неоднородного включения (плотность, упругость, затухание и т.д.). В частности, если на основании дистанционного лоцирования решается обычная задача обнаружения известного рассеивателя, она может трактоваться как ОЗР, решаемая с целью нахождения оценки единственного числа, одно из двух возможных значений которого означает присутствие рассеивателя в зоне поиска, другое – его отсутствие.

Типичной ОЗР акустики океана является задача определения фазовой скорости звука в океане – функции, тесно связанной с другими физическими характеристиками (температурой, соленостью) и являющейся в силу этого основной для изучения многих физических процессов, определяющих поведение океана.

Акустические ОЗР океана – задачи математики (если в рассмотрение не включается распространение звука в толще упругого дна и рассеивание на движущихся водных массах), в этом смысле они просты. Однако эта простота исключается набором особых трудностей, присущих ОЗР звука в океане.

Первая из них состоит в том, что лоцируемый регион имеет, как правило, большие размеры по сравнению с длиной лоцируемой волны, что приводит в конечном результате к необходимости обработки огромных массивов данных.

Вторая специфическая трудность состоит в присутствии шумов, уровень которых в гидроакустических ОЗР несравнимо выше, чем, например, в ОЗ радиолокации, и уже тем более выше, чем в оптических и рентгеновских ОЗ. Таким образом, вопросы, связанные с фильтрацией шумов, или эквивалентно вопросы регуляризации найденных решений играют в ОЗР акустики океана значительную и вполне самостоятельную роль. Третий тип затруднений, возникающих при решении ОЗР акустики океана, состоит в его нестационарности, когда речь идет о лоцировании на больших расстояниях. Действительно, дистанцию в 150 км звук проходит за 1 мин 40 с, и если объектом исследования является кольцевая крупномасштабная турбулентность (ринг) с линейной скоростью движения воды порядка 3–8 км/час, то за время распространения зондирующего сигнала массы воды на периферии ринга успевают переместиться на 150–300 м.

Таким образом, в акустике океана приходится реально сталкиваться с ОЗР на рассеивателях, существенно видоизменяющихся за время рассеивания на них лоцируемого поля.

И, наконец, четвертая особенность ОЗР в акустике океана состоит в том, что ряд процессов, сопровождающих распространение звука, имеют сугубо статистический характер. Статистический характер приобретает обратная задача определения характеристик распределения, описывающих волнения моря, мелкомасштабные неоднородности и т.д.

Таким образом, можно считать, что процесс использования ОЗР в целом и ОЗР акустики океана в частности для практических задач находится где-то на первой четверти пути своего становления. Не вызывает сомнения тот факт, что объем предстоящей работы в этом направлении и нестандартность (новизна) подхода к решению задач широкомасштабного мониторинга океана существенно превзойдет объем уже сделанного.

Решение задач классической томографии океана возможно только при использовании больших вычислительных мощностей современных ПЭВМ.

Основным специфическим свойством прикладных ОЗР является жесткая зависимость количества и уровня сложности решаемых задач от возможностей существующей вычислительной техники. Действительно, при употреблении термина «решение ОЗР» обычно подразумевается тот или иной алгоритм обработки результатов измерений рассеянного поля, дающий в итоге оценку интересующих параметров рассеивателя. Как правило, такой алгоритм представляет собой итерационный процесс. Реконструкция двумерного распределения коэффициента преломления среды и получение соответствующего изображения, сравнимого по качеству с газетной фотографией, требует $10^4 \dots 10^5$ ячеек памяти только для хранения изображения – результата работы алгоритма.

Понятно поэтому, что решения ОЗР для случаев сложных и протяженных рассеивателей – решения точные, выполняемые с учетом эффектов многократного перерассеяния лоцируемого поля, только в последние годы начали изучаться и продолжают считаться пока делом недалекого будущего. Вместе с тем современный уровень развития универсальных вычислительных систем и спец-процессоров позволяет датировать решения линеаризованных ОЗР (приближение Берна, Рытова) вчерашним днем.

Дальнейшее усовершенствование подобных систем, бурное развитие которых пришлось на конец 70-х – начало 80-х годов, является в настоящее время более делом техники, чем математики или физики.

Таким образом, решение ОЗР непосредственным образом связано с понятием реконструктивной вычислительной техники или компьютерной томографии, которое вошло в употребление после изобретения Г. Хаунсфилдом рентгеновской томографии.

Теперь кратко рассмотрим основные научные достижения КТ за последние 10–15 лет, включая и 2003 год, результаты которых обобщены в [94].

Статистическому анализу информации, получаемой в КТ, и применению методов теории статистических решений для синтеза оптимальных алгоритмов КТ посвящено много работ [Там же]. В них приводятся статистические модели проекционных данных, позволяющих учесть сопутствующие томографическому процессу различные флуктуационные эффекты. Анализируется качество томографических изображений, восстанавливаемых по проекционным данным со

случайными искажениями. Рассматривается структура томографического изображения и приводится ее спектр-структура когерентных оптических изображений. Исследуются точности, потенциально достигаемые в томографическом эксперименте. Синтезируются алгоритмы распознавания, определяется структура оптимальных оценок неизвестных параметров и возможные виды винеровских фильтров для томографических изображений. С единых позиций теории статистических решений обсуждаются вопросы эффективности распознавания, проводимого либо непосредственно по проекционным данным, либо по восстанавливаемым по их томографическим изображениям.

Во многих случаях результаты, полученные с помощью компьютерной томографии, не могут быть получены никакими другими методами. Особенность томографических методов состоит в том, что их информативность в большей степени зависит от глубины и точности применяемой математической теории.

Работа одного из крупнейших специалистов в области КТ Ф. Наттерера посвящена главным образом современному математическому аппарату [173]. В ней собраны воедино математические результаты, которые могут заинтересовать и математиков, изучающих теорию, методы КТ и применяющих КТ для решения прикладных задач. Дано представление о современном состоянии математической теории КТ, о пути, пройденном ею с 1970 года. Приведены типичные примеры использования КТ. Рассмотрены некоторые интегральные преобразования (Радона, лучевые, веерные).

Все задачи КТ в той или иной степени математически не корректны, поэтому их исследование должно опираться на основные положения теории некорректно поставленных задач.

В работе дано краткое введение в эту теорию, найдена предполагаемая точность решения задач КТ при заданной точности измерения исходных данных и фиксированном числе проекций. Получено сингулярное разложение преобразования Радона. Подробно описаны некоторые хорошо известные алгоритмы восстановления. Найдено решение, которое обеспечивает широко распространенный алгоритм свертки и обратной проекции. Рассмотрен Фурье-алгоритм и проведен анализ ошибок, который позволил построить усовершенствованный алгоритм, сравнимый по точности с алгоритмом свертки и обратной проекции. Проанализирована сходимость итерационного метода Калмана, решение недо- и переопределенных линейных систем и построено с помощью этого метода несколько алгебраических алгоритмов восстановления.

Рассмотрен прямой алгебраический алгоритм, который применяется для вращательно-инвариантных схем сканирования и использует быстрое преобразование Фурье (БПФ) для решения больших линейных систем, получающихся в результате дискретизации интегральных преобразований. Показано, что для восстановления однородных объектов достаточно очень малого объема исходных данных. Сформулирован ряд хорошо известных теоретических результатов, на которые есть ссылки на протяжении всей книги.

Математические основы трансмиссионной томографии рассмотрены в работе [94], где использованы алгоритмы реконструкции изображения вдоль прямоугольных траекторий. Проанализированы методы Борна и Рытова. Для метода Рытова получена формула обращения, приведены некоторые расчетные результаты, затронуты проблемы ее практического применения. Рассмотрены используемые в сейсмологии методы реконструкции посредством обращения волн,

обсуждаются их достоинства и недостатки применительно к задаче визуализации некоторого объема.

Отмечено, что отдельные исследователи предпринимали попытки ввести коррекцию в алгоритм реконструкции по прямолинейным лучевым приближениям [94], однако методы томографии, основанные на дифракционном переходе (особенно приближении Рытова), дают изображение более высокого качества.

Приближение Рытова позволяет получить хорошие изображения при сильных дифракционных эффектах, а модификация, предложенная Бейтсом с соавторами [Там же], позволяет лучше учитывать рефракцию в рамках модели Рытова.

Описание общих принципов, лежащих в основе КТ (подробное рассмотрение алгоритмов и их математических основ), можно найти в работе Бейтса, Гармана, Петерса [Там же]. В ней указаны недостатки аппаратуры и программ реконструкции изображений, а также возможные пути устранения наиболее серьезных из них. Намечены перспективные направления дальнейших научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в области компьютерной техники и томографии.

Дано строгое определение терминам: экспериментатор, тело, воздействие (эманация), преобразователь, система, плотность, окрестность, истинное изображение. А также самого метода КТ – это метод реконструкции истинного изображения (распределение плотности) с помощью вычислительных операций над данными, полученными в результате прохождения воздействия через тело. Различные недостатки реальных систем КТ и их влияние на качество реконструкции изображений анализируется в работе Маковски [Там же].

Во многих случаях результаты реальных измерений не позволяют точно определить полный набор линейных интегралов, что приводит к погрешностям и искажениям в реконструируемом изображении. Результаты измерений могут оказаться неадекватными по самым различным причинам, в том числе из-за наличия нелинейностей, воздействия шума и дефицита данных. Нелинейности возникают из-за нелинейной характеристики детектора, из-за невозможности точного выделения информации, содержащейся в экспоненциальном множителе при взятии логарифма. Шум приводит к некоторой неопределенности результатов измерений или же проявляется в виде помехи полезному сигналу. Регистрируемые данные могут оказаться недостаточными по целому ряду причин, включая неадекватность процесса дискретизации и лоцирования областей, по которым получены данные.

Кроме того, измерения распределения источников могут быть искажены из-за незнания функции поглощения, что, естественно, также приводит к погрешностям реконструкции. Для получения томографических изображений необходимо обработать данные непосредственных измерений, выполняемых в рамках методов реконструктивной КТ. Процесс такой обработки основан на решении следующей математической проблемы. Данные проводимых измерений связаны с искомыми распределениями, эту связь можно описать с помощью соответствующего интегрального преобразования. Работа Луис и Наттерера [173] посвящена описанию интегральных преобразователей, пригодных для моделирования различных вариантов метода КТ. В числе прочих рассматриваются вопросы, возникающие в процессе обращения интегральных преобразователей. Как зависит точность реконструкции изображения от точности данных, получаемых в результате непосредственных измерений?

В какой мере искомое распределение определяется данными конечного числа измерений и можно ли достаточно надежно воспроизвести распределение, если данные неполные?

Методы интегральных преобразований, предназначенные для реконструкции изображений по проекциям, основаны на применении аналитических формул обращения.

В работе Луйтт [94], носящей методический характер, рассмотрены различные способы использования формулы обращения, позволяющие в двумерном случае реконструировать изображение по линейным интегралам. Показано, что в результате дискретизации эти способы приводят к различным алгоритмам реконструкции по выборочным данным. При описании алгоритма свертки и обратного проецирования и алгоритма Фурье основное внимание уделено связи используемых в них дискретных операций с операциями над функциями, выраженными в формуле обращения. Небольшое число дополнительных вычислений позволяет улучшить результаты применения алгоритма Фурье, если на промежуточной стадии ввести две полярные системы дискретизации в области преобразования Фурье.

Описаны модифицированные алгоритмы свертки и обратного проецирования для расходящегося (или веерного) пучка и другие методы реконструкции, в частности, методы фильтрации осциллограммы и разложения по угловым гармоникам.

С помощью стандартных математических процедур выведена формула интеграционной реконструкции по проекциям для некоторого конечного числа углов. На основе этой формулы и в результате введения одно- и двумерной интерполяционной функции, соответственно, для выборочных проекций и изображений построен интеграционный алгоритм реконструкции. Эти функции найдены благодаря преобразованию Фурье, которое способствовало развитию и пониманию более традиционных методов КТ. Другой способ реконструкции изображений принципиально отличается от метода интегральных преобразований. Он основан на реконструкции изображений по их проекциям при помощи метода разложения в ряды. Согласно МРР задача с самого начала решается в дискретной форме, в то время как при использовании метода интегральных преобразований решение доводится до конца в непрерывном виде и лишь конечные формулы дискретизируются с целью реализации алгоритма на ПЭВМ. Впервые методы реконструкции изображений на основе разложения в ряды были описаны в научной литературе примерно в 1970 году. Тогда же они нашли применение в промышленных установках КТ. Хотя с тех пор на исследование этих методов были затрачены значительные усилия, некоторые вопросы до сих пор ожидают своего решения.

Методы разложения в ряды, также называемые алгебраическими (методами реконструкции, итерационными алгоритмами и методами, основанными на теории оптимизации), предлагают дискретизацию изображения до начала его обработки и, следовательно, относятся совершенно к другой области математики, нежели методы интегральных преобразований [51].

В этой работе содержится методическое изложение МРР. Рассматривается методология применения данного класса алгоритмов и даются краткие описания некоторых способов реконструкции изображения. Описывается дискретная модель задачи реконструкции изображений, причем рассматривается ее простейший вариант, в котором изображение трансмиссионной томографии представля-

ется в виде матрицы элементарных изображений квадратной формы. Обсуждается применение соответственно методов оптимизации, экстрологии и квадратичной оптимизации поля реконструкции изображения. Рассматривается как установленные достоинства МРР, так и их потенциальные возможности.

Многие из алгоритмов реконструкции, основанные на МРР, входят в методы последовательного учета столбцов, основное внимание которым уделяется в обзорной работе [51].

Рассматриваются только итерационные алгоритмы реконструкции, а материал о прямых МРР можно найти в указанной работе [Там же]. Все разновидности метода КТ, такие, как рентгеновская, акустическая, а также основанная на использовании ядерного магнитного резонанса, дают последовательность изображения сечений плотности элементарных объектов в пространстве.

Эффективные методы отображения трехмерной информации, содержащейся в таких сечениях, оказываются весьма полезными. Существует два принципиально разных подхода к решению задачи отображения трехмерных сцен. В первом из них трехмерная информация отображается в виде пространственного распределения плотности, а во втором подходе из каждого плоского изображения в сечении извлекается информация о поверхностях, ограничивающих объект, которая и отображается на двумерном экране.

В данной работе рассматриваются оба подхода, причем особое внимание уделяется обработке информации с помощью второго метода. Дано описание способов обработки информации на ПЭВМ, основанных на втором подходе к проблеме отображения трехмерных сцен. Ключевым является вопрос о том, как извлечь такого рода информацию из дискретных трехмерных сцен и в каком виде представить ее оператору.

В последнее время наметилась тенденция использовать монографические методы для исследования внутренней структуры океана. Этому способствовали два обстоятельства.

С одной стороны, углубленные знания о пространственно-временной изменчивости океана всех масштабов и недостаточная эффективность классических методов измерения этой изменчивости привели к поиску новых подходов к изучению океана. С другой стороны, впечатляющие достижения в области медицинской и компьютерной томографии, а также достаточно развитой аппаратной теории обратных задач позволили подняться до успешного применения аналогичных методов и в акустике океана [Там же].

В данной работе обсуждаются перспективы применения метода акустической томографии для реконструкции флуктуаций поля скорости звука синоптических масштабов. Излагаются основные предпосылки метода, а также теоретические и технические проблемы, с которыми связано его использование.

Известная схема акустической томографии океана, предложенная в работе [6], основана на измерении времени задержек зондирующих импульсов, распространяющихся по различным лучам. В этих условиях наиболее наглядным и эффективным является алгоритм томографического обращения, основанный на лучевом представлении поля и использующий влияние на акустическое поле неоднородностей, пересекаемых каждой лучевой траекторией. В мелком море и узких приповерхностных волноводах для звука с частотой $f = 100 - 1000$ Гц лучевое описание теряет смысл уже на расстояниях 20–200 км.

В работе отмечается, что при этом более адекватным оказывается модовое описание поля. Рассматривается методика трехмерного восстановления поля скорости звука, основанная на выделении нормальных мод волновода [6].

Проведенный краткий обзор теоретических изысканий показывает высокую заинтересованность широкого круга специалистов к проблеме высокочастотной акустической томографии океана и позволяет прогнозировать большие возможности существующих методов для выявления пространственной структуры неоднородностей в океане, в том числе и биологического характера.

Необходимо отметить, что вопросы самого простого и наиболее перспективного направления акустической томографии – широкомасштабной низкочастотной акустической томографии, реализующей просветный метод и основанной на анализе изменений пространственно-временных амплитудно-фазовых характеристик спектра принимаемых сигналов – не рассмотрен, что говорит о научной значимости дальнейших теоретических и экспериментальных исследований и разработок.

Глава 2.2. ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ МЕТОДА НИЗКОЧАСТОТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ МОРСКОЙ СРЕДЫ И НЕТРАДИЦИОННЫЕ ПУТИ ИХ РЕШЕНИЯ

В отличие от голографии и трехмерного «звуквидения» акустическая томография (применительно к задачам гидроакустики, как было указано выше) означает съем и запись структуры (характеристик) морской среды по горизонтам (срезам). Своим появлением эта отрасль науки и техники в большей степени обязана, конечно, практическим потребностям освоения океанской среды, но своими первыми успехами (решениями) – достижениям акустической голографии.

Применение методов и технических путей ультразвуковой акустической голографии в океанологии, морском промысле и морской геологии, а также в морском флоте имеет большие перспективы, однако пространственная широкомасштабность решения океанских задач имеет свои специфические трудности.

Специфичность низкочастотной акустической томографии [98] не исключает необходимость соблюдения основных условий реализации как оптической, так и ультразвуковой голографий, где строго когерентная падающая на исследуемый объект волна формирует объектную рассеянную (дифрагированную или отраженную) волну, которая затем записывается на определенном носителе вместе с когерентной опорной волной. В результате наложения объектной и опорной волн формируется голографическая или томографическая информация. Затем при восстановлении образа МН из суммарной картины вычитается наложенная опорная волна, а оставшаяся объектная волна определенным образом регистрируется.

Применительно к методу низкочастотной акустической томографии можно считать, что опорная волна есть просветная зондирующая волна стабильной частоты. Но в отличие от акустической голографии, в которой информация об образе объекта может быть получена по признакам амплитудной и фазовой модуляции объектной волны, в низкочастотной волне, соизмеримой с размерами

объекта, наиболее информативной являются фазовые изменения спектра сигнала. Целесообразность использования в низкочастотной томографии признаков именно фазовых преобразований просветной волны обуславливается также помехоустойчивостью такого вида модуляции в условиях дальнего распространения сигналов в морской среде [105], а также ее повышенной информативностью [138].

Трудноразрешимая проблема возникает при использовании сложных технических решений ультразвуковой голографии в низкочастотных томографических системах.

Техническая сложность голографических систем связана с пространственной многоканальностью просветных линий или с необходимостью (в отдельных случаях) использования длительного сканирования приемно-излучающими системами относительно исследуемого объекта. При разработке широкомасштабных томографических систем такие проблемы практически не разрешимы. В этом случае необходима разработка нетрадиционных путей получения образов протяженных морских объектов, обеспечивающих возможность использования более простых измерительных систем.

Следует отметить, что выбор оптимальной структуры и параметров зондирующего сигнала, а также алгоритмов его обработки требуют достаточно сложных исследований для развития методов акустической диагностики морской среды, особенно в процессе исследований динамики отклика нерегулярного и нестационарного волновода.

Методически обнаружение и распознавание МН в процессе низкочастотного акустического зондирования морской среды сводится к задаче выделения нестационарности в месте ее нахождения на фоне естественных динамических процессов в нерегулярном неоднородном волноводе. Механизмы воздействия на сигналы, распространяющиеся в неоднородных средах, в значительной мере ясны, хотя и плохо прогнозируемы. Так, основные спектральные изменения в сигналах связаны с различием в степени затухания высокочастотных и низкочастотных составляющих, наличием доплеровских смещений из-за движения среды и корреспондирующих точек, а также с интерференцией компонент сигнала, пришедших в точку приема различными путями, т.е. по разным лучам.

Основной интерес представляют, однако, не столько общие закономерности, сколько конкретные данные для оперативно-важных районов в типичных гидролого-акустических условиях и оценки возможности диагностики гидроакустического канала распространения звука по наблюдаемым деформациям спектрально-корреляционных характеристик различных порядков для простых и сложных сигналов.

Экспериментальные работы в этом направлении необходимы как для накопления и систематизации данных, так и для разработки процедур правильной интерпретации измерительной информации в каждом конкретном случае. Это связано с чрезвычайной сложностью задач диагностики в строгой математической формулировке. Данный класс обратных задач сводится к решению операторных уравнений первого рода и относится к классу некорректно поставленных задач [Там же]. В классической постановке эти задачи могут не иметь решений и для построения устойчивых приближенных решений требуют использования методов регуляризации, позволяющих учитывать дополнительную (априорную) информацию об исследуемой МН. Возможное разнообразие такой информации

в свою очередь порождает многочисленные алгоритмы решения основных математических задач вычислительной диагностики.

На практике одна из главных проблем – выбрать среди допустимого множества алгоритмов наиболее оптимальный, отвечающий решаемой задаче. Для низкочастотной акустической томографии критерием такого рода отбора алгоритмов может быть вероятность обнаружения локальной неоднородности в процессе ее возникновения; параметры ее локализации в пространстве гидроакустического канала; фазовая скорость или фазовые изменения спектра принимаемого низкочастотного сигнала.

Анализ воздействия гидроакустического канала на распространяющиеся в нем сигналы в процессе локации имеет два аспекта. С одной стороны, путем анализа выявляются характерные изменения в параметрах сигналов, что дает полезную информацию для адаптации средств их обработки. С другой стороны, выявленные закономерности воздействия неоднородного волновода на сигналы могут быть использованы для диагностики канала по результатам наблюдений. Особенности гидроакустического канала можно изучать с помощью довольно широкого спектра средств по многим направлениям путем анализа:

- флуктуаций пространственного положения фронта распространяющихся звуковых волн (угловых флуктуаций);
- пространственной неоднородности и временной нестационарности гидроакустического канала;
- особенностей волновода с использованием его импульсной характеристики;
- изменений в спектрально-корреляционных характеристиках сигналов, дающих представление о динамике и свойствах передаточной функции канала и других.

Каждое направление удобно разрабатывать, используя для этих целей различные просветные сигналы и аппаратные средства. В одних случаях предпочтительнее применение тональных сигналов, в других – сложных с частотной и фазовой модуляцией.

Наибольшее распространение при проведении акустических измерений получили в настоящее время излучатели тональных сигналов, выпуск которых осуществлялся промышленностью небольшими сериями. Низкочастотные излучатели других типов изготавливаются в единичных экземплярах. Приемные системы представляются в основном антеннами с малой апертурой или одиночными гидрофонами. В качестве зондирующих сигналов, в основном, используются непрерывные тональные сигналы на стационарных (квазистационарных) трассах, протяженностью от единиц до нескольких десятков миль. При этом исследуются дифракционные методы обнаружения МН и эффекты, вызванные как естественными динамическими процессами в морской среде, так и нестационарностью, образовавшейся при движении МН. При приеме сигналов анализируются, в основном, вариации (флуктуации) амплитуды и фазы тональных сигналов, вызванные интерференционными эффектами.

Более информативными являются методы, основанные на разрешении отдельных лучей с последующим анализом динамики изменения их параметров. Это требует применения импульсных сигналов, в том числе сложных с так называемой кнопочной функцией неопределенности, обеспечивающей высокое разрешение как по времени (дальности), так и по частоте (доплеровским сдвигам). Работы в данном направлении проводятся, но объем накопленной инфор-

мации недостаточен и относится к ограниченному числу районов. В основу стратегии разработки аппаратного комплекса может быть положен принцип автономности работы макетов как излучающих, так и приемных систем. Это позволит обеспечить возможность проведения исследований и испытаний в возможно большем числе оперативно важных районах на стационарных трассах без привязки к конкретным береговым сооружениям и базам.

Итак, проблема разработки основ метода низкочастотной акустической томографии и принципов построения широкомасштабной гидроакустической системы предполагает решение следующих основных задач:

1. Разработку физико-математической модели метода.
2. Разработку нетрадиционных принципов представления образов протяженных морских неоднородностей (путем представления пространственно-временных характеристик их физической полей).
3. Разработку оптимальной структуры зондирующих сигналов, методов облучения среды, приема и обработки сигналов и представления информации, обеспечивающих получение устойчивых информационных признаков исследуемых МН в условиях помех и флюктуации амплитудно-фазовых характеристик сигналов при распространении в среде.
4. Обоснование возможности снижения частоты зондирующих (просветных) сигналов в зависимости от решаемой задачи до значений единиц кГц – десятков Гц.
5. Упрощение морских блоков измерительной системы (сокращение количества излучающих и приемных элементов примерно до 2–3 элементов).
6. Разработку практических путей реализации томографических систем на основе модернизации существующих мобильных и стационарных гидроакустических станций.
7. Разработку координатной задачи на основе использования информации просветных сигналов. В случае дальнего обнаружения движущейся МН – это определение координат и элементов движения объекта.

Возможность и необходимость разработки указанных направлений основывается на результатах теоретических исследований и технических разработок нетрадиционного низкочастотного метода гидролокации на просвет, который по своей физической природе и технической реализации является упрощенным и самым перспективным вариантом низкочастотной гидроакустической томографии.

Глава 2.3. ВЫБОР ТИПА И ПАРАМЕТРОВ ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ

Результаты проведенных исследований показывают, что для задач классической акустической томографии разрешающая способность является одной из важнейших характеристик системы обнаружения. При этом с учетом нестационарности и неоднородности морской среды как волновода наибольший интерес представляют разрешающая способность по временному положению (из-за многолучевости), сдвигу несущей частоты (из-за доплеровских деформаций спектра) и углу прихода акустической волны (из-за вариаций структуры акустического поля).

Эти положения в большей степени присущи высокочастотной акустической томографии, для которой лучевое распространение сигнала является определяющим при формировании срезовой структуры томографических образов обнаруженных МН. Условия распространения низкочастотных сигналов несколько иные, чем высокочастотных, но процесс формирования томографического образа в широкомасштабной низкочастотной томографии, основанной на параметрическом взаимодействии акустических волн [144], в некотором приближении такой же, как и в высокочастотной, и производится по конкретным значениям одного параметра. За основной информационный параметр разового фронтального «среза» пространственно-временного амплитудно-фазового поля МН принимаются фазовые изменения или фаза просветного сигнала. Такие «срезы» из-за большого объема пространственного положения различных составляющих поля МН получаются при одном и том же низкочастотном зондирующем сигнале, с некоторыми временными задержками. Для их дальнейшего интегрирования на горизонтальных и вертикальных приемных элементах системы наблюдения, обоснования оптимальных параметров просветных сигналов необходимо иметь качественный показатель, объективно оценивающий их различимость, например разрешающая способность по временному положению.

Поэтому дальнейшие теоретические рассуждения, для простоты понимания, будут схожи с элементами лучевой теории распространения акустических сигналов и высокочастотной локации водного пространства, с аннотациями их применимости для низкочастотной акустической томографии [21]. Количественно разрешающая способность по некоторому параметру η сигнала характеризуется минимальной разностью $\delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ двух разрешаемых по этому параметру сигналов, имеющих одинаковые прочие параметры. Чтобы два сигнала $v_1(t) = v(t, \eta_1)$ и $v_2(t) = v(t, \eta_2)$ с различными параметрами (или совокупностью параметров) η_1 и η_2 были различимы в устройстве обработки сигналов, необходимо, чтобы они как можно больше отличались друг от друга по своим параметрам. Оценим это различие интегральной мерой – средним квадратом их разности [30]:

$$\Delta_{\eta}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} [v_1(t) - v_2(t)]^2 dt . \quad (2.3.1)$$

Очевидно, что

$$\Delta_{\eta}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} v_1^2(t) dt + \int_{-\infty}^{+\infty} v_2^2(t) dt - 2 \int_{-\infty}^{+\infty} v_1(t) v_2(t) dt = E_1 + E_2 - 2R_{12} , \quad (2.3.2)$$

где E_1 и E_2 – энергии сигналов;

R_{12} – функция их взаимной корреляции.

Поскольку сигналы различаются только параметром η , который считается неэнергетическим (т.е. его изменение не влияет на энергию), то энергии сигналов одинаковы, а функция их взаимной корреляции R_{12} является автокорреляционной функцией

$$R_{\epsilon}(\eta_1, \eta_2) = R_{\epsilon}(\Delta\eta), \quad (2.3.3)$$

зависящей от разности параметров $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$.

Для обеспечения высокого разрешения сигналов по параметру η необходимо выбрать эти сигналы так, чтобы их автокорреляционная функция была

максимально компактна. Другими словами, уменьшалась при возможно меньшем изменении этого параметра.

Реально, с учетом резонансных свойств акустических систем (особенно в области низких частот), не представляется возможным генерировать сигналы по полосе шире, чем описываемые представлением Гильберта [69]:

$$\begin{aligned} v_1(t) &= V_1(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_1(t)] = \frac{1}{2} [\bar{V}_1(t) e^{j\omega_0 t} + \bar{V}_1^*(t) e^{-j\omega_0 t}], \\ v_2(t) &= V_2(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_2(t)] = \frac{1}{2} [\bar{V}_2(t) e^{j\omega_0 t} + \bar{V}_2^*(t) e^{-j\omega_0 t}], \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

где $\bar{V}_1(t) = V_1(t) e^{-j\varphi_1(t)}$; $\bar{V}_2(t) = V_2(t) e^{-j\varphi_2(t)}$ – комплексные амплитуды сигналов, а $\bar{V}_1^*(t) = V_1(t) e^{j\varphi_1(t)}$; $\bar{V}_2^*(t) = V_2(t) e^{j\varphi_2(t)}$ – комплексно-сопряженные функции. Поэтому

$$R_{12} \approx \frac{1}{4} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}_1(t) \bar{V}_2^*(t) dt + \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}_1^*(t) \bar{V}_2(t) dt \right]. \quad (2.3.5)$$

Легко убедиться, что подинтегральные выражения являются комплексно сопряженными функциями. Поэтому их сумма является действительной функцией и равна:

$$R_{12} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}_1(t) \bar{V}_2^*(t) dt. \quad (2.3.6)$$

Пусть сигналы для любой пары мод различаются смещением как по времени на величину τ , из-за дисперсии скорости звука, так и по частоте на величину F , из-за доплеровских деформаций, т.е.

$$\bar{V}_1(t) = \bar{V}(t); \bar{V}_2(t) = \bar{V}(t - \tau) e^{-j2\pi F(t - \tau)}. \quad (2.3.7)$$

Тогда их разрешающую способность по « τ » и « F » будет характеризовать интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} V_1(t) V_2^*(t) dt = e^{-j2\pi Ft} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}(t) \bar{V}^*(t - \tau) e^{j2\pi Ft} dt, \quad (2.3.8)$$

а выражение $\Psi(t, F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}(x) \bar{V}^*(x - t) e^{j2\pi Fx} dx$ может трактоваться как совместная корреляционная функция модуляции. И по существу является обобщением автокорреляционной функции комплексной огибающей (амплитуды) сигнала двух переменных t и F .

Например, при $F = 0$

$$\Psi(t, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}(x) \bar{V}^*(x - t) dx \quad (2.3.9)$$

имеем обычную автокорреляционную функцию комплексной огибающей сигнала. Из изложенного следует, что совместная корреляционная функция модуляции характеризует разрешающую способность системы обнаружения

по временному сдвигу и смещению частоты. Выражение (2.3.9) из временной формы записи легко может быть преобразовано к частотному виду [70]:

$$\bar{V}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}(2\pi f) e^{j2\pi ft} df, \quad (2.3.10)$$

где $\bar{S}(2\pi f)$ – частотный спектр комплексной амплитуды сигнала $\bar{V}(t)$.

Тогда имеем

$$\bar{V}(x) e^{j2\pi Fx} = \int_{-\infty}^{+\infty} S[2\pi(v-F)] e^{j2\pi vx} dv,$$

$$\bar{V}^*(x-t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}^*(2\pi f) e^{-j2\pi f(x-t)} df,$$

а выражение (2.3.9) будет иметь вид

$$\Psi(t, F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}[2\pi(v-F)] dv \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}^*(2\pi f) e^{j2\pi ft} df \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi(v-f)x} dx. \quad (2.3.11)$$

Так как внутренний интеграл представляет собой дельта функцию $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi(v-f)x} dx = \delta(v-f)$, то используя ее фильтрующие свойства, получаем частотную форму записи функции (2.3.9)

$$\Psi(t, F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}^*(2\pi f) \bar{S}[2\pi(f-F)] e^{j2\pi ft} df.$$

Из теории оптимальной фильтрации известно, что $\bar{S}^*(2\pi f)$ с точностью до постоянного множителя представляет собой передаточную функцию оптимального фильтра для сигнала $\bar{V}(t) S[2\pi(f-F)]$, где $S[2\pi(f-F)]$ – спектр сигнала, сдвинутого по частоте на F , а произведение – спектр отклика оптимального фильтра на сдвинутый по частоте сигнал.

Поэтому совместная корреляционная функция, будучи преобразованием Фурье от этого произведения, и является указанным откликом. Эта функция в литературе имеет название время – частотной функции рассогласования [159].

Обычно используется нормированная совместная корреляционная функция модуляции

$$\Psi_0(t, F) = \frac{1}{2} E \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}x \bar{V}^*(x-t) e^{j2\pi Fx} dx, \quad (2.3.12)$$

где $E = \frac{1}{2} \Psi(0,0) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{V}(x) \bar{V}^*(x) dx$ – энергия сигнала.

Физически эта функция показывает относительную величину отклика оптимального фильтра на сигнал, сдвинутый по времени на t и по частоте на F относительно сигнала, оптимального этому фильтру. Иными словами, она характеризует степень различия откликов фильтра на два указанных выше сигнала и тем самым количественно описывает разрешающую способность по времени и частоте. Поэтому, анализируя совместную корреляционную функцию модуляции (функцию рассогласования) различных сигналов, можно подобрать подхо-

дающие сигналы для решения конкретных задач обнаружения и тем самым оптимизировать приемно-излучающий комплекс.

При использовании тонального сигнала (в случае прямоугольного импульса длительностью τ_1) его комплексная амплитуда может быть определена как

$$\begin{cases} \bar{V}(t) = V \text{ при } -\frac{\tau_1}{2} \leq t \leq \frac{\tau_1}{2} \\ \bar{V}(t) = 0 \text{ при } |t| > \frac{\tau_1}{2}. \end{cases} \quad (2.3.13)$$

Соответственно энергия сигнала $E = 0,5V^2\tau_1$.

Искомая функция $\Psi_0(t, F)$ равна:

$$\begin{aligned} \Psi_0(t, F) &= 0 \text{ при } |t| > \tau_1; \\ |\Psi_0(t, F)| &= \left| \frac{\sin F(\tau_1 - |t|)}{\pi F \tau_1} \right| \text{ при } -\tau_1 < t < \tau_1. \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

В частности при $F = 0$ получаем автокорреляционную функцию огибающей $\Psi_0(t, 0) = 1 - \frac{|t|}{\tau_1}$ при $-\tau_1 < t < \tau_1$ и $\Psi_0(0, F) = \frac{\sin \pi F \tau_1}{\pi F \tau_1}$ при $t = 0$. Таким образом, сечение этой функции вертикальной плоскостью $F = 0$ является треугольным, а сечение $t = 0$ и $t = \text{const}$ имеют вид функции $\frac{\sin x}{x}$ с шириной центрального максимума по оси частот $\frac{2}{\tau_1}$ и последующим уширением по мере увеличения t .

Нормированная функция рассогласования дает исчерпывающую характеристику разрешающей способности по времени и частоте, но ее анализ обычно затруднен вследствие трехмерности. С целью упрощения, вместо всей функции анализируют ее область корреляции, которая объединяет все значения переменных t и F для которых выполняется условие $0,5 \leq \Psi_0(t, F) \leq 1$.

Согласно классическому критерию разрешения Рэлея два сигнала, сдвинутые относительно опорного по времени на t и по частоте на F , которые соответствуют на плоскости переменных t, F точкам, лежащим в пределах этой области, разрешить невозможно. Поэтому область высокой корреляции в литературе называют диаграммой неопределенности. Чем она меньше, тем выше разрешение сигнала по времени и частоте. Эту область можно определить как проекцию на плоскости t, F сечения нормированной совместной корреляционной функции модуляции горизонтальной плоскости $\Psi_0(t, F) = 0,5$.

Диаграмма неопределенности для тонального сигнала представляет собой фигуру, подобную усеченному овалу, с шириной по оси времени, равной длительности τ_1 импульса, по оси частот $-1, 2/\tau_1$ и площадью порядка единицы. Ширина области высокой корреляции по времени и частоте является количественной мерой разрешающей способности сигнала по этим параметрам: $\delta t = \tau_1, \delta E = 1,2/\tau_1$.

Из полученных характеристик следует вывод, что увеличение длительности излучения тонального сигнала ухудшает разрешающую способность по времени. Приводит к невозможности разрешения разовых фронтальных срезов пространственно-временного, амплитудно-фазового поля обнаруживаемого объекта и потери объективности при проведении классификации, улучшает разрешение

по частоте. Кроме того, при анализе необходимо учитывать характерное время нестационарности среды и время существования объемной локальной неоднородности, вызванное прохождением объекта (или время нахождения цели в канале распространения звука). Исходя из изложенного следует признать данный класс сигналов малоподходящим для локации водного пространства. С точки зрения диагностики среды использование тональных сигналов представляет собой наихудший вариант, поскольку для него, при любых соотношениях параметров зондирующего сигнала, база равна $\Delta ft_1 \approx 1$.

При использовании режима излучения непрерывного тонального сигнала в точке приема суммируются сигналы, прошедшие по всем путям, в том числе и через области пространства «не затронутые» локальной неоднородностью, вызванной присутствием объекта. В данном случае эти сигналы выступают в качестве помехи, маскируя наряду с классической помехой полезные изменения отклика.

В случае значительной протяженности трасс потребуется и значительный энергетический потенциал источника. Так как для тонального непрерывного и для импульсного сигналов невозможно улучшение отношения сигнал/помеха методами временной компрессии, то лучше использовать сложные сигналы.

Практические возможности генерирования сложных сигналов ограничены двумя основными случаями. Это использование либо частотно-модулированных импульсов с большой девиацией, либо фазоманипулированных сигналов, т.е. импульсов с многократными скачками фазы несущей [145], например, линейно частотно модулированных (ЛЧМ). Применение сигналов с внутриимпульсной частотной модуляцией вполне возможно. Первичные исследования с ними в направлении диагностики среды проводились в [59, 120] и дали обнадеживающие результаты, но их использование сомнительно с точки зрения наличия оказанных источников сигналов этого типа, хотя сами сигналы широко используются в современных средствах наблюдения. При обработке сигналов данного класса огибающая отклика на выходе оптимального фильтра, представляющего собой дисперсионную линию задержки и осуществляющего временную компрессию спектральных компонент сигнала, наряду с основным выбросом имеет достаточно интенсивные боковые (дополнительные) пики, которые могут маскировать соседние, более слабые сигналы от совокупности мод и тем самым ухудшать разрешающую способность системы по времени. Необходимо отметить, что несущая частота таких сигналов составляет несколько кГц, что говорит о необъективности полученных результатов для низкочастотной акустической томографии океанской среды.

Для разрешения сигналов и локальных неоднородностей необходимо, чтобы область высокой корреляции была единственной. Это требование принципиально невыполнимо в случае периодического или квазипериодического сигналов. Поэтому приходится ограничиваться требованием, чтобы различные области высокой корреляции были достаточно удалены друг от друга.

Для получения высокой разрешающей способности необходимо использовать такие формы сигналов, время – частотная функция рассогласования которых удовлетворяет двум требованиям:

- она близка к единице только в небольшой, максимально компактной окрестности точки $t = F = 0$;
- во всех других областях плоскости t, F модуль этой функции значительно меньше единицы.

К сожалению, невозможно добиться одновременного сосредоточения области высокой корреляции в неограниченно малой окрестности начала координат и равенства нулю совместной корреляционной функции во всех других областях плоскости t, F . Причина в том, что эта функция удовлетворяет условию

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dF \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_0(t, F)|^2 dt = 1, \quad (2.3.15)$$

описывающему принцип неопределенности, согласно которому всякое сужение центральной области высокой корреляции с неизбежностью ведет к увеличению значений совместной корреляционной функции в других областях и может вызвать появление новых областей высокой корреляции, что является причиной неоднозначности измерений.

Указанным выше требованиям в наибольшей степени удовлетворяет совместная корреляционная функция шумового сигнала. При этом ширина главного максимума этой функции имеет порядок $1/\Delta f$, а по частоте – $1/\tau_1$. Общая протяженность функции по осям:

времени – $2\tau_1$,
частоте – $2\Delta f$,

где Δf – ширина спектра, а τ_1 – длительность сигнала.

В случае $\Delta f\tau_1 \gg 1$, при постоянстве значений квадрата модуля функции в указанном участке плоскости t, F из принципа неопределенности (2.3.14) следует

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dF \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_0(t, F)|^2 dt \approx |\Psi_0(t, F)|^2 4\Delta f\tau_1 = 1,$$

откуда $|\Psi_0(t, F)| = \frac{1}{2\sqrt{\Delta f\tau_1}}$, для зоны вне области главного максимума. В действительности же указанная функция не постоянна, а колеблется около нулевого значения.

Поэтому боковые максимумы этой функции, по крайней мере, в два раза выше проведенной оценки и для шумового сигнала в качестве основы может быть взято соотношение

$$|\Psi_0(t, F)| \leq 1/\sqrt{\Delta f\tau_1}, \quad (2.3.16)$$

из которого следует, что по мере увеличения базы шумового сигнала превышение главного максимума над боковыми может быть очень большим. Однако применение шумовых сигналов связано с большими техническими трудностями при осуществлении оптимальной фильтрации, но обеспечивает оптимальность подсветки водного пространства при параметрическом взаимодействии низкочастотных акустических сигналов.

В связи с этим рассмотрим основные характеристики еще одного вида сигналов, манипулированных по фазе псевдослучайными кодами и обладающими, по меньшей мере, двумя свойствами:

– каждый из сигналов данного множества легко отличим от своей сдвинутой по времени копии;

– каждый из сигналов данного множества легко отличим от любого другого (возможно сдвинутого по времени) сигнала этого множества.

Этот вид сигналов достаточно подробно рассмотрен в существующей литературе [48], но его применимость в низкочастотной акустической томографии океанской среды нигде не обоснована.

Оба свойства определяют разрешающую способность системы и в процессе отбора сигналов, обладающих наилучшей структурой в этом смысле, особое внимание специалистов было привлечено к псевдослучайным и родственным им последовательностям, изучение которых ведется уже свыше 25 лет.

В большинстве работ по периодическим последовательностям термины бинарные псевдослучайные последовательности максимальной длины, генерируемые линейными сдвиговыми регистрами, и М-последовательности используются как синонимы. Такое внимание обусловлено целым рядом уникальных свойств, которыми они обладают и, прежде всего, их превосходными периодическими автокорреляционными свойствами.

В научной литературе наибольшее внимание уделяется двоичным последовательностям максимальной длины, порождаемым линейными сдвиговыми регистрами (М-последовательностям). В полном соответствии с названием эти последовательности представляют собой последовательности максимально возможного периода (равного $N = 2^n - 1$), генерируемые n -каскадным двоичным сдвиговым регистром с линейной обратной связью. Наиболее важная особенность М-последовательности состоит в том, что ее автокорреляционная функция равна N при отсутствии сдвига, или -1 для всех остальных значений сдвига ($1 \leq l < N$), т.е. оптимальна в классе возможных автокорреляционных функций двоичных последовательностей периода $N = 2^n - 1$. Оптимальность здесь понимается в смысле минимальности пикового значения боковых лепестков в функции автокорреляции.

Основные свойства двоичных последовательностей можно получить из рассмотрения механизма их генерации.

Пусть $h(x) = h_0x^n + h_1x^{n-1} + \dots + h_{n-1}x + h_n$ – двоичный полином степени n . Здесь $h_0 = h_n = 1$, а другие h_i принимают значения 0 или 1. Говорят, что двоичная последовательность $\{u_j\}$ порождается полиномом $h(x)$, если при всех j

$$h_0u_j \oplus h_1u_{j-1} \oplus h_2u_{j-2} \oplus \dots \oplus h_nu_{j-n} = 0. \quad (2.3.17)$$

Здесь \oplus – знак операции сложения по модулю 2 (т.е. логическая операция «Исключающее Или»). Производя в (2.3.17) замену индекса j на $j+n$ и учитывая, что $u_0 = 1$, получим

$$u_{j+n} = h_nu_j \oplus h_{n-1}u_{j+1} \oplus \dots \oplus h_1u_{j+n-1}. \quad (2.3.18)$$

Отсюда следует, что последовательность $\{u_j\}$ можно получить с помощью n -каскадного сдвигового регистра с линейной цепью обратной связи, к которой подключены отводы от каскадов с теми номерами $0 < i \leq n$, для которых $h_i = 1$. Поскольку $h_n = 1$, отвод от n -го каскада используется всегда.

Любой сдвиговый регистр может генерировать множество различных последовательностей, в том числе и тривиальную нулевую. Поскольку нулевая последовательность практического интереса не представляет, то ее специальными мерами исключают из механизма генерации сдвиговым регистром – нулевое состояние является запрещенным. В связи с этим период последовательности максимальной длины не превосходит величины $2^n - 1$, где n – число разрядов регистра или, что эквивалентно, степень порождающего полинома $h(x)$.

В отношении самого полинома $h(x)$ и М-последовательностей, ими порождаемых, следует сделать несколько замечаний, описывающих их основные свойства.

Во-первых, период истинной М-последовательности в точности равен $N = 2^n - 1$ и получить ее можно лишь в единственном случае, если порождающий полином $\bar{h}(x)$ примитивен, т.е. неприводим и первичен на поле Галуа.

При выполнении этого условия появляется возможность для генерирования детерминированного процесса, значения которого в точности известны наперед, и обладающего в то же время статистическими свойствами идеального процесса бросания симметричной монеты. Причем достаточно несложное устройство в принципе позволяет сформировать последовательность, которая будет идти века без повторения. Например, при $n = 100$ период повторения последовательности, генерируемой с тактовой частотой 10 МГц, в миллионы раз превышает возраст Вселенной.

Подобные свойства обусловили широкое использование М-последовательностей в криптографии, при линейном шифровании сообщений, кодировании речи, обнаружении ошибок, поэтому стимулировали их углубленное изучение, поскольку подбор и численная проверка результатов в свете сделанной оценки представляется абсолютно бесперспективным делом. Во-вторых, существует в точности N различных последовательностей, порождаемых полиномом $h(x)$. Все они являются N различными сдвигами М-последовательности $\{u\}$ и имеют вид $\{u\}$, $\{T_u\}$, $\{T_u^2\}$.

В-третьих, для произвольных i и j $0 \leq i, j < N$ существует единичное K , $0 \leq K \leq N$, отличное от i и j и такое, что

$$T_u^i \oplus T_u^j = T_u^K. \quad (2.3.19)$$

Последовательность периода N является М-последовательностью тогда и только тогда, когда она обладает свойством (2.3.19), которое обычно называют свойством сдвига и сложения.

В-четвертых, если М-последовательность $\{u\}$ как двоичный N -фактор, то вес Хэмминга этого вектора (число входящих в него единиц) в точности равен $2^{n-1} = \frac{N+1}{2}$.

В-пятых, если окно ширины n перемещается вдоль М-последовательности, то каждый из $2^n - 1$ ненулевых двоичных наборов из n чисел будет виден точно один раз. Это свойство окна следует из примитивности полинома $h(x)$. Чтобы избежать затруднений на концах последовательности, ее следует записать в виде замкнутой окружности.

Последние два свойства фактически означают, что в каждом цикле генерации М-последовательности (N периодов тактовой частоты) половину всех единиц составляют «одиночные», четвертую часть – двойные (то есть две следующие подряд), восьмую часть – тройные и т.д. То же самое относится и к последовательно идущим нулям, за исключением, разумеется, пропущенного при состоянии «все разряды регистра – ноль». Это свидетельствует о том, что вероятность появления начала и конца единичного состояния не зависит от результата последнего переброса и, следовательно, вероятность завершения цепочки по-

следовательно возникших единиц или нулей для каждого переброса составляет одну вторую.

В-шестых, если последовательность полного цикла (N периодов тактовой частоты) сравнить с этой же последовательностью по сдвинутой на любое число тактов n (где $n \neq 0$ и не кратно N), то число несовпадений будет превышать число совпадений на единицу. Иными словами, автокорреляционная функция M -последовательности при нулевой задержке равняется N , а во всех остальных точках: -1 . Иногда говорят о нормированной автокорреляционной функции:

$$\rho(i) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (-1)^{u_j + u_{i+j}} . \quad (2.3.20)$$

В этом случае

$$\rho(0)=1,$$

$$\rho(i)=-1/N \quad 1 \leq i \leq 2^n-2$$

и существует доказательство, что в смысле минимизации величины $\rho(i)$ эта функция является возможной наилучшей автокорреляционной функцией любой двоичной последовательности длины 2^n-1 .

Следует отметить, что в большинстве практических приложений алфавит двоичной последовательности сдвигового регистра, т.е. ноль и единица замещаются на бинарную последовательность бинарных импульсов с амплитудами ± 1 , при этом свойства M -последовательностей не изменяются, за исключением некоторых численных оценок.

До сих пор рассматривались свойства модулирующей функции, между тем и выбор типа модуляции имеет существенное значение. Как уже указывалось, практические возможности генерирования сложных сигналов, по существу, ограничены двумя основными случаями:

- частотно-модулированные импульсы с большой девиацией;
- фазоманипулированные сигналы.

Первые – кратко уже рассматривались, а последние – представляют собой непрерывную последовательность прямоугольных радиоимпульсов, образованную в результате многократных скачков фазы несущей. Хотя возможно осуществить скачкообразные изменения фазы на любую величину, в пределах от нуля до 2π , практическое применение нашли главным образом такие сигналы, у которых каждый скачок равен π . Это объясняется тем, что два импульса, имеющие одинаковую мощность и отличающиеся только фазой на π , обладают максимально возможной степенью различия.

Функция их взаимной корреляции при отсутствии временного сдвига равна -1 . Именно поэтому использование таких сигналов при передаче дискретных сообщений обеспечивает наибольшую помехоустойчивость [76]. Последнее весьма существенно, поскольку оптимизирует энергетический потенциал источника сигнала.

Кроме того, сигналы такого рода сравнительно просто формировать, коммутируя «полярность» в нужные моменты времени, хотя получение любой другой дискретности по фазе не вызывает особых схемотехнических проблем.

Особенностью фазоманипулированного сигнала является то, что он состоит из прямоугольных импульсов фиксированной длительности (дискретов) и моменты скачков фазы кратны этой длительности ввиду детерминированности тактового интервала у модулирующей M -последовательности. Может показать-

ся, что такое положение дел неоправданно сужает класс рассматриваемого сигнала, поскольку скачки фазы можно расположить произвольно. В действительности это ограничение несущественно, так как, увеличивая число дискретов N , всегда можно выбрать интервал дискрета достаточно малым.

Рассмотрим возможности использования фазоманипулированного бинарной M -последовательностью $\{d_i\}$ гармонического сигнала в низкочастотной акустической томографии океанской среды, основанной на дифракционном способе обнаружения и параметрическом взаимодействии звуковых волн.

Аналитически данный вид сигнала может быть представлен в виде

$$v(t) = V \sin [\omega_0 t + \theta(t)], \quad (2.3.21)$$

где $\theta(t)$ – функция, описывающая закон манипуляции фазы с дискретностью π в моменты времени $t = i\tau_0$.

Изменение начальной фазы в моменты времени $t = i\tau_0$ составляет $\theta(i\tau_0) = \theta_i = \arccos d_i = \pi$, что соответствует $d_i = -1$. В остальные дискретные моменты времени $t = i\tau_0$ начальная фаза не меняется, поскольку для них $d_i = +1$ и $\theta(i\tau_0) = \theta_i = \arccos d_i = 0$; τ_0 – длительность одного дискрета. Полученный в результате фазоманипулированный сигнал имеет период $T = N\tau_0 = (2^n - 1)\tau_0$ и комплексную амплитуду

$$\bar{V}(f) = V \sum_{i=-\infty}^{+\infty} d_i \{1[t - (i-1)\tau_0 - 1(t - i\tau_0)]\}, \quad (2.3.22)$$

где $1(f)$ – единичная функция.

Нормированная корреляционная функция комплексной амплитуды этого сигнала при временном сдвиге $t = k\tau_0 + \varepsilon$, где k – целое неотрицательное число, $0 < \varepsilon < \tau_0$, имеет вид

$$\begin{aligned} r(k\tau_0 + \varepsilon) &= \frac{1}{V^2 N \tau_0} \int_0^{N\tau_0} \bar{V}(x) \bar{V}(x - k\tau_0 - \varepsilon) dx = \\ &= \frac{1}{N} \left[\left(1 - \frac{\varepsilon}{\tau_0}\right) \sum_{i=1}^N d_i d_{i+k} + \frac{\varepsilon}{\tau_0} \sum_{i=1}^N d_i d_{i+k+1} \right]. \end{aligned} \quad (2.3.23)$$

Поскольку рассматриваемый сигнал является непрерывным и периодическим, то корреляционная функция вычисляется путем интегрирования по времени на интервале длительности периода $T = N\tau_0$ сигнала. Используя свойство M -последовательностей, $\sum_{i=1}^N d_i d_{i+k} = -1$ предыдущее выражение может быть приведено к виду

$$r(\varepsilon) = 1 - \left(\frac{\varepsilon}{\tau_0}\right) \left(1 - \frac{1}{N}\right), \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon < \tau_0$$

$$r(k\tau_0 + \varepsilon) = -\frac{1}{N}, \quad \text{при } 1 \leq k < N-2$$

или, что – то же

$$r(t) = 1 - \left(1 + \frac{1}{N}\right) |t|/\tau_0, \quad \text{при } |t| < \tau_0$$

$$r(t) = -\frac{1}{N} \quad \text{при } \tau_0 \leq t \leq (N-1)\tau_0.$$

Кроме того, поскольку сигнал периодический, то его корреляционная функция имеет тот же период:

$$r(t + \rho N \tau_0) = r(t),$$

где ρ – любое целое число.

Таким образом, корреляционная функция имеет за период $T = N\epsilon_0$ один максимум шириной порядка τ_0 , в течение большей части периода длительностью $(1 - \frac{2}{N})T$; ее абсолютная величина в N раз меньше максимума. Поскольку N можно выбрать сколь угодно большим, то корреляционная функция таких сигналов может быть получена весьма близкой к идеальной.

Дополнительные максимумы нормированной совместной корреляционной функции модуляции $\Psi_0(t, F)$ на плоскости t, F имеют высоту порядка $\frac{1}{\sqrt{N}}$, т.е. могут быть достаточно малыми.

Для оценки потенциальных возможностей использования фазоманипулированных сигналов в интересах обнаружения и уточнения технических требований к аппаратуре излучения, приема и обработки необходимо определиться со спектральными характеристиками М-последовательностей.

Прежде всего, следует отметить, что рассматриваемый сигнал является периодическим, с периодом $T = N\tau_0$, поэтому имеет дискретный спектр. Модуляционный сигнал в бинарном представлении относится к классу последовательности прямоугольных импульсов со случайным периодом, кратным детерминированному тактовому интервалу τ_0 . Поэтому наиболее целесообразным путем расчета энергетического спектра является определение его по автокорреляционной функции, которая ввиду периодического характера последовательности также является периодической.

Амплитуда k -й гармоники автокорреляционной функции последовательности может быть представлена

$$B\left(\frac{2\pi k}{N\tau_0}\right) = \frac{2}{N\tau_0} \int_0^{N\tau_0} r(t) \cos\left(\frac{2\pi k}{N\tau_0} t\right) dt = \frac{2V^2(N+1)}{\pi^2 k^2} \sin^2 \frac{\pi k}{N}, \quad (2.3.24)$$

а постоянная составляющая этой функции

$$B(0) = \frac{1}{N\tau_0} \int_0^{N\tau_0} r(t) dt = \frac{V^2}{N^2}.$$

Вследствие этого постоянная составляющая двоичной псевдослучайной последовательности

$$\rho(0) = |e(0)|^{1/2} = \frac{V}{N}, \quad (2.3.25)$$

а амплитуда ее k -й гармоники

$$\rho\left(\frac{2\pi k}{N\tau_0}\right) = \left| \left[2B\left(\frac{2\pi k}{N\tau_0}\right) \right]^{1/2} \right| = \frac{2V}{\pi k} \left| (N+1)^{1/2} \sin \frac{\pi k}{N} \right|. \quad (2.3.26)$$

Если рассмотреть периодическую последовательность, период которой имеет ту же длительность, что и период двоичной М-последовательности, но включающей один прямоугольный импульс той же амплитуды, и длительностью τ_0 , равной детерминированному тактовому интервалу, как и у псевдослучайной последовательности, то тогда имеем:

– для постоянной составляющей

$$\rho_1(0) = \frac{V}{N}, \quad (2.3.27)$$

– для амплитуды k -й гармоники

$$\rho_1\left(\frac{2\pi k}{N\tau_0}\right) = \frac{2V}{\pi k} \left| \sin \frac{\pi k}{N} \right|. \quad (2.3.28)$$

Из попарного сопоставления четырех последних выражений (2.3.25–2.3.28) следует, что кодирование прямоугольных импульсов по закону бинарной М-последовательности не изменяет постоянной составляющей, что объясняется специфической структурой этой последовательности, но увеличивает в $(N+1)^{1/2} = 2^{n/2}$ раз амплитуды всех гармонических составляющих сигнала (функциональная зависимость от частоты огибающей спектра с точностью до постоянного множителя сохраняется).

Таким образом, фазовая манипуляция М-последовательностью несущей с частотой f_0 сводится к сдвигу спектра модулирующей функции из области низких частот в область с центральной частотой f_0 .

Видим, что спектральные характеристики зондирующего сигнала полностью определяются модулирующей М-последовательностью, огибающая спектральной плотности мощности которой может быть описана следующей функциональной зависимостью

$$G_i(f) = 2\sigma^2\tau_0 \left[\frac{\sin \pi f \tau_0}{\pi f \tau_0} \right]^2, \quad (2.3.29)$$

где σ^2 – дисперсия процесса.

Фактически имеем линейчатый спектр, но это проявляется только в случае анализа за время, много большее периода последовательности $T = N\tau_0$. Степень неравномерности спектральной плотности можно оценить путем разложения в ряд частотно зависимого члена выражения (2.3.29)

$$\left[\frac{\sin \pi f \tau_0}{\pi f \tau_0} \right]^2 = \left[1 - \frac{1}{3!}(\pi f \tau_0)^2 + \dots \right]^2 \approx 1 - \frac{1}{3}(\pi f \tau_0)^2. \quad (2.3.30)$$

Так, в полосе частот, равной 26% от тактовой частоты сдвигающего регистра, неравномерность спектра составляет -1дБ, а первый ноль спектра размещается на частоте, равной тактовой, как и у обычного прямоугольного импульса. В заключение рассмотрения свойств и параметров фазоманипулированных псевдослучайными последовательностями зондирующих сигналов можно отметить, что ширина их спектра равна ширине спектра элементарных импульсов длительности τ_0 (дискретов), из которых составлены эти сигналы, т.е. $\Delta f \cong 1/\tau_0$. Поэтому база сигнала, характеризующая его информативность, определяющая размеры диаграм-

мы неопределенности и численно равная произведению ширины спектра Δf на длительность периода $T = N\tau_0$, определяется как $B = \Delta f T = N = 2^n - 1$ и обычно много больше единицы. Системы, использующие такой сигнал, позволяют получать высокую разрешающую способность как по пространственным структурам (времени), так и по радиальной скорости перемещения неоднородностей (частоте).

Указанные характеристики достигаются при сравнительно больших значениях N (порядка тысячи). Это требует выбора n (разрядность регистра) порядка десяти. Следует обратить также внимание на энергетический аспект. При одинаковой пиковой мощности, сохранении той же разрешающей способности по пространственной координате (времени), применение систем со сложным сигналом, по сравнению с простейшей, применяемой в настоящее время, импульсной системой позволяет увеличить энергию сигнала в N раз. При этом энергетическая дальность действия возрастет в \sqrt{N} раз (или $\sqrt[4]{N}$ для гидролокационных систем), что при $N = 1023$ дает рост этого параметра ~ 32 раза (или 5,66 раз для сонара).

Как было сказано ранее, все предшествующие теоретические рассуждения были основаны на принципах высокочастотной гидролокации водного пространства.

Ввиду большей устойчивости к нестабильности каналов распространения зондирующих сигналов «просветной» гидролокации и обработке в ее приемных системах неотраженных, а более когерентных сигналов, для реализации принципов низкочастотной томографии наиболее оптимально применение бинарных М-последовательностей.

2.3.1. Модель импульсного сигнала и методы его временной обработки

Лучевая модель импульсного сигнала

Поскольку все предыдущие рассуждения были связаны с высокочастотной гидролокацией, соответственно, при теоретическом анализе временной структуры сигнала и интерпретации данных численного моделирования естественно будет использоваться лучевой подход.

Прежде всего отметим, что в силу линейности решаемой задачи принятый сигнал после сжатия (путем корреляции с репликой первоначально излученного импульса) в точности должен совпадать с тем, который был бы принят после излучения импульса, повторяющего функцию автокорреляции исходного сигнала [77]. Эту функцию обозначим через $S(t)$.

Характерная длительность $S(t)$ примерно совпадает с длительностью единицы, модулирующей фазу М-последовательности. Таким образом, временное разрешение после сжатия улучшается в несколько сотен раз. Через $S(\omega)$ обозначим спектр $S(t)$ [78]:

$$S(t) = \int S(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.3.31)$$

В приближении геометрической оптики комплексная амплитуда монохроматического сигнала на несущей частоте Ω выражается соотношением

$$u(\vec{r}, \omega) = \sum_n A_n(\vec{r}) \cdot e^{i\omega \psi_n(\vec{r}) - i\omega t}, \quad \vec{r} = (x, y, z), \quad (2.3.32)$$

где каждое слагаемое описывает вклад собственного луча, попадающего в точку наблюдения с координатами (x, y, z) . Величины A_n и ψ_n обозначают амплитуду и эйконал луча, соответственно. Приведенная формула задает поле в точке (x, y, z) при условии, что излучается тональный сигнал единичной амплитуды. Умножив обе части на $S(\omega)$ и проинтегрировав по C_o , получаем форму импульса в точке приема

$$u(\vec{r}, t) = \sum_n A_n(\vec{r}) \cdot s(t - t_n(\vec{r})), t_n(\vec{r}) = \psi_n(\vec{r}) / C_o, \quad (2.3.33)$$

где t_n – время пробега звукового импульса вдоль n -й лучевой траектории, которая обычно называется временем прихода n -го луча. Разность времен приходов первого и последнего лучей определяет суммарное время затягивания сигнала, которое обозначается через τ .

В задачах акустического мониторинга, основанных на анализе времен приходов лучей, длительность функции корреляции излучаемого импульса должна быть много меньше τ , потому что величина τ целиком определяется свойствами среды. Как будет показано далее, это условие при проведении численного моделирования и эксперимента было выполнено.

Выражение (2.3.33) получено в предположении, что среда распространения неподвижна. Однако, если параметры волновода меняются столь медленно, что за время прохождения просветным сигналом типичной неоднородности последняя не успевает заметно измениться, описание поля можно проводить в «квазистатическом» приближении, т.е. пользоваться соотношением (2.3.33). И фигурирующие там величины A_n , ψ_n и t_n считать «медленными» функциями времени t , которые остаются практически постоянными на временных масштабах порядка времени затягивания сигнала τ . Величину τ можно оценить по формуле

$$\tau = \frac{R \cdot \Delta C}{C^2},$$

где R – длина трассы, то есть дистанция между излучателем и приемником, C – средняя скорость звука в волноводе, ΔC – типичная разность между максимальной и минимальной скоростями звука в вертикальном сечении волновода. Подставляя сюда реальные значения $R = 344$ км, $C = 1460$ м/с и $\Delta C = 1,2 - 2$ м/с, получаем $\tau = 2 - 3$ с, что хорошо согласуется с предварительными результатами обработки (рис. 2.3.1–2.3.4). Полученная оценка τ меньше всех временных масштабов изменения объемных неоднородностей среды. Однако характерные времена вариации наиболее быстрых компонент взволнованной морской поверхности уже сопоставимы с τ . Тем не менее, описанная выше модель импульсного сигнала, по-видимому, все же может быть использована при интерпретации наших экспериментальных данных. Остановимся на этом подробнее.

Хорошо известно, что при падении плоской монохроматической волны на взволнованную морскую поверхность отраженное поле представляет собой сумму двух компонент: зеркально отраженной и рассеянной [79]. Первая из них имеет нулевой доплеровский сдвиг частотами, следовательно, сигнал, формируемый этой компонентой, остается монохроматическим. Спектр сигнала, фор-

мируемого рассеянной компонентой, имеет конечную ширину, определяемую параметрами поверхностного волнения. С точки зрения лучевого подхода звуковой сигнал, приходящий в точку приема вдоль каждого луча, также можно представить в виде суммы двух компонент. Одна из них формируется зеркально отраженными волнами. В случае тонального сигнала, о котором шла речь в предыдущих параграфах данной главы, эта компонента может быть названа низкочастотной. После каждого отражения луча от взволнованной морской поверхности ее энергия уменьшается за счет перекачки в другую компоненту.

В опытах с тональными сигналами вклады двух компонент разрешаются в спектре: низкочастотная компонента формирует узкий высокий пик на несущей частоте, а другая – остальную часть спектра. Экспериментально это будет объяснено в последующих главах монографии. Ширина последней по порядку величины совпадает с шириной спектра поверхностного волнения и составляет несколько десятых долей герца. Ширина центрального пика определяется характерными временными масштабами изменения объемных неоднородностей среды и составляет несколько мГц. Результаты наших экспериментов показывают, что низкочастотная компонента переносит существенную часть энергии принимаемого сигнала иногда более 70%.

Все сказанное выше о лучевом представлении импульсного сигнала относится только к компоненте, формируемой волнами, зеркально отраженными от поверхности, так как только по отношению к ней влияние среды мы можем описывать в квазистатическом приближении. Вклад второй компоненты при этом мы рассматриваем как некую шумовую добавку. Важный момент заключается в том, что эта «шумовая» компонента импульсного сигнала не будет сжиматься при корреляции с репликой и, следовательно, окажется «размазанной» по всей длительности исходного импульса, которую мы обозначаем через T [80]. Тем самым сжатие уменьшит относительную долю энергии этой компоненты сигнала в T/τ раз.

Временная структура сжатого импульса

Решение задач гидроакустического мониторинга МН в форме температурных вариаций среды [81] обычно предполагает наличие стабильных и хорошо разрешаемых пиков в сжатом импульсном сигнале, которые можно отождествить с вкладами отдельных лучей (групп лучей) или мод (групп мод). По изменениям времен приходов этих пиков можно, например, судить о вариациях средней температуры вдоль акустической трассы. Если разрешаемых лучей или мод достаточно много, можно пытаться восстановить и более детальные характеристики температурного поля. Необходимо отметить, что приведенные рассуждения в большей степени являются теоретическими, а используемые численные данные и графики – осреднены по результатам многих экспериментов, проведенных в разные годы на акваториях Охотского и Японского морей.

Ниже приведены графики, иллюстрирующие временную изменчивость импульсных сигналов. Каждое вертикальное сечение представляет временную структуру одного импульса. Эти графики были построены для сигналов двух типов: с шириной полосы 10 Гц и 20 Гц. Те же данные использованы при построении всех остальных графиков, приведенных в этом параграфе. К сожалению, имеющиеся в нашем распоряжении непрерывные записи сигналов слишком коротки, чтобы судить о долговременной стабильности отдельных пиков в сжатых импульсах.

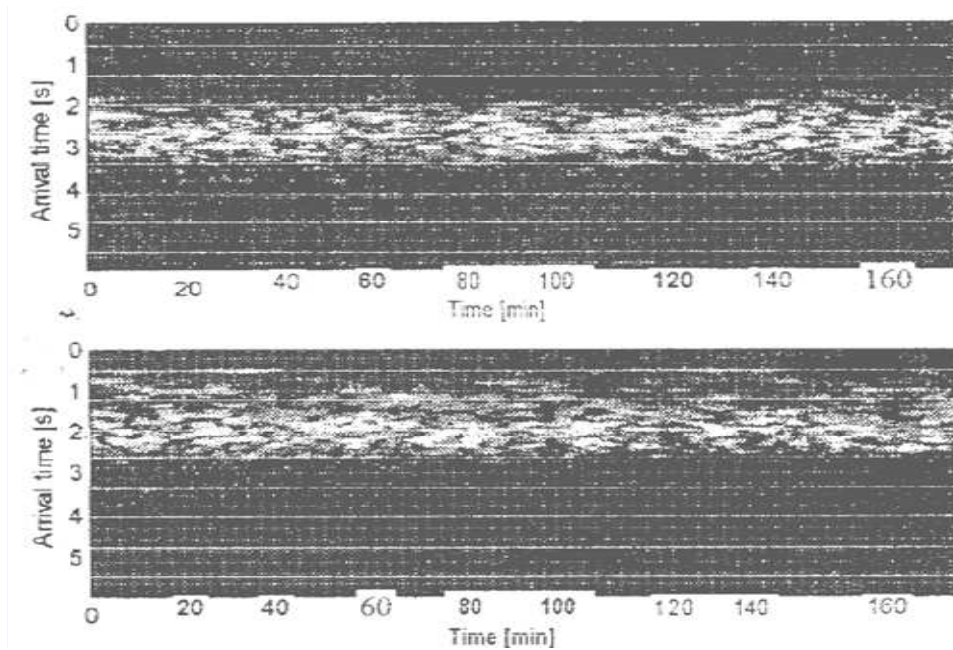


Рис. 2.3.1. Временная структура сжатых импульсов сигналов с шириной полосы 10Гц и манипуляции фазы на π

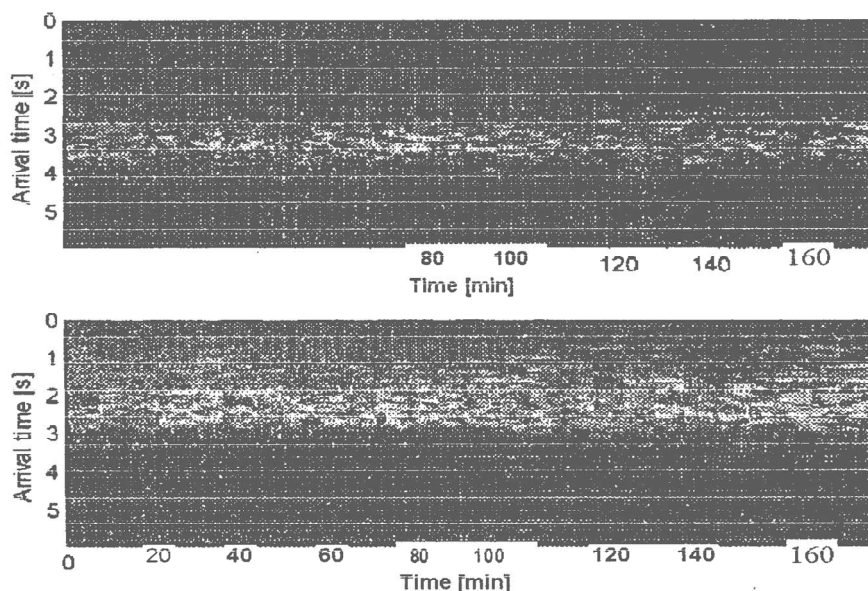


Рис. 2.3.2. Временная структура сжатых импульсов сигналов с шириной полосы 20Гц и манипуляции фазы на π

Тем не менее, проведенное на рис. 2.3.1 сопоставление сжатых импульсов свидетельствует об устойчивом разрешении нескольких приходов в начальной части импульса. Временная структура принятого сигнала весьма сложна и одиночный сжатый импульс представляет собой набор многочисленных максимумов. Приведенные графики получены усреднением огибающих интенсивности

сжатых импульсов за несколько часов (по тем же самым данным, которые использованы при построении рис. 2.3.2).

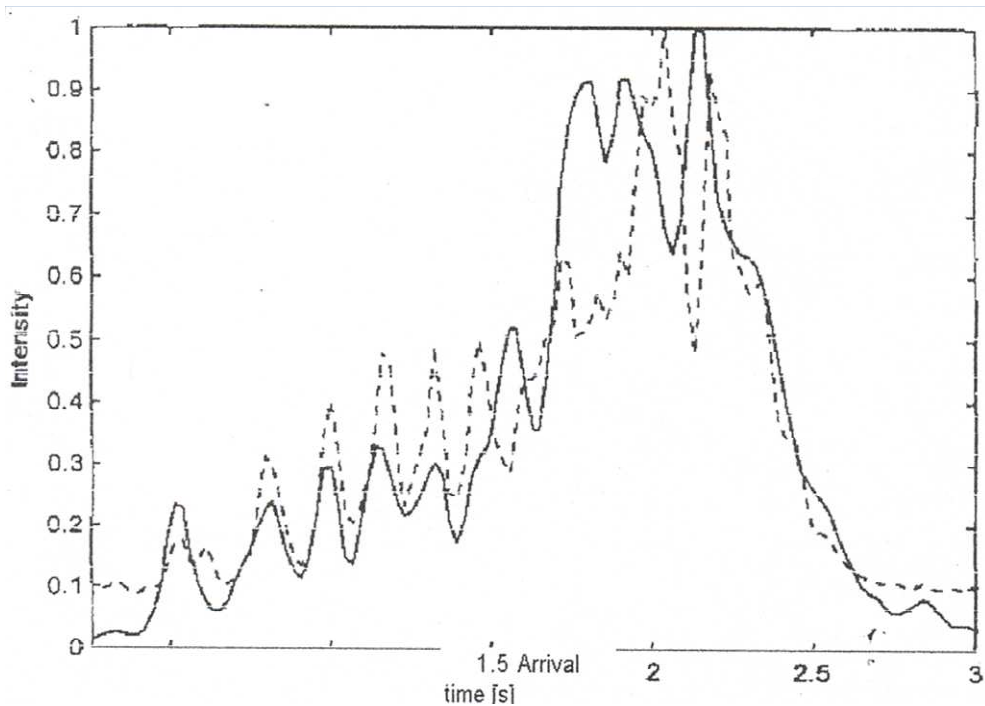


Рис. 2.3.3. Сжатые импульсы, зарегистрированные на глубоком гидрофоне и некогерентно усредненные по нескольким часовому интервалу. Сплошная линия – импульсы с шириной полосы 10 Гц, пунктирная – импульсы с шириной полосы 20 Гц

При сопоставлении сигналов, представленных на рис. 2.3.1 и 2.3.2, совмещались их крутые задние фронты. Величина задержки (по оси абсцисс) для обоих гидрофонов отсчитывалась от одного момента времени. Поэтому из сопоставления данных графиков можно сделать вывод о том, что сигнал на верхний гидрофон приходит с некоторым запаздыванием относительно принятого на глубокий гидрофон. Временной сдвиг между приходами крутых задних фронтов составляет величину порядка 0,5 сек. Главной причиной этого сдвига является различие расстояний от гидрофонов до источника. С учетом кривизны Земли на основании географических координат трех данных точек находим эти расстояния: 344.3584 км до глубокого гидрофона и 344.9812 км до верхнего. Разделив разность этих дистанций (0.623 км) на среднюю скорость звука на трассе (1.46 км/с), получаем оценку временной задержки 0,43 сек.

Из-за сложного и к тому же недостаточно хорошо известного рельефа дна вблизи расположенных в шельфовой зоне источника и приемников численные расчеты лучевых траекторий представляли определенные сложности [82]. По этой причине не всегда удается отождествить разрешаемые максимумы в сжатом сигнале с приходами отдельных лучей или групп лучей. Опыт аналогичных расчетов в других волноводах, в которых скорость звука ниже оси звукового канала растет с глубиной по линейному закону, показывает, что максимумы в начальной части принятого сигнала обычно формируются вкладами крутых лучей, точки заворота которых находятся далеко от оси канала. Максимум в конце сиг-

нала, наоборот, обычно формируется приосевыми лучами. Необходимо отметить, что в сигнале, принятом на верхний гидрофон, устойчивых максимумов в начальной части сигнала не наблюдается и общая длительность этого сигнала меньше, чем на глубоком гидрофоне (рис. 2.3.3 и 2.3.4).

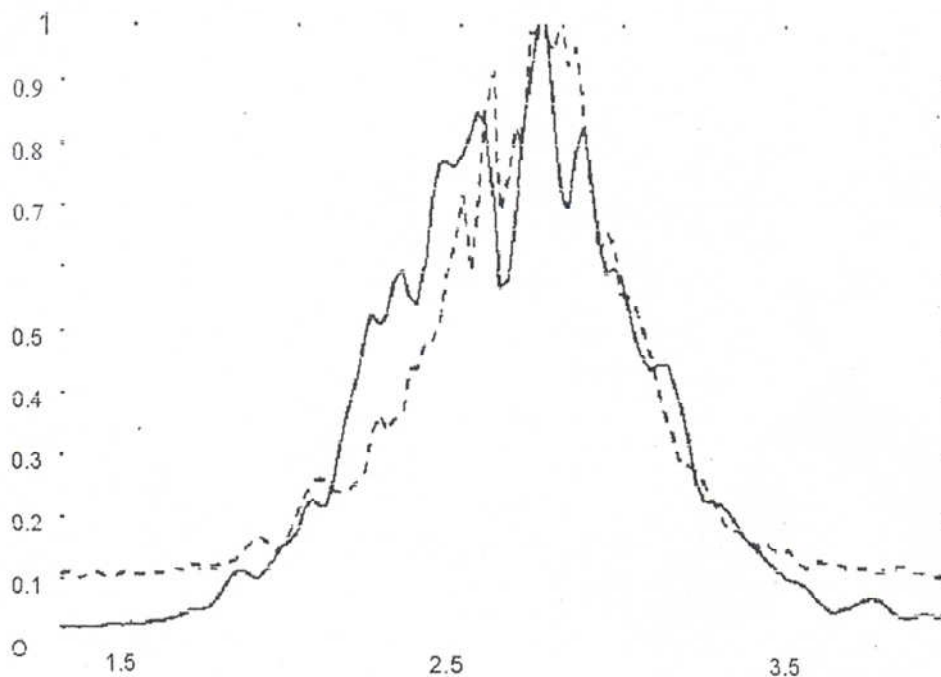


Рис. 2.3.4. Сжатые импульсы, зарегистрированные на мелком гидрофоне и некогерентно усредненные по несколько часовому интервалу. Сплошная линия – импульсы с шириной полосы 10 Гц, пунктирная – импульсы с шириной полосы 20 Гц

Судя по данному графику, можно предположить, что крутые лучи просто не проникают в ту область шельфа, где этот гидрофон был расположен. На этом основании можно считать, что при проведении акустических экспериментов на такой трассе приемные гидрофоны следует выносить из области шельфа или, по крайней мере, устанавливать на большой глубине.

С точки зрения обработки сигналов значительный интерес представляет вопрос о корреляции последовательных импульсов. На рисунке 2.3.5 показана зависимость коэффициента взаимной корреляции импульсов как функция их разнесения во времени (сплошная линия). Эта кривая рассчитана по несколько часовой записи сигналов шириной полосы 10 Гц и модуляцией фазы на π .

Для сравнения на том же графике приведены функции корреляции низкочастотной компоненты тонального сигнала. Как видим, в качестве оценки времени корреляции импульсного сигнала можно принять 200 с, то есть считать, что каждый импульс коррелирует примерно с десятью соседними импульсами. Этим обстоятельством можно воспользоваться при обработке для повышения отношения сигнал/шум.

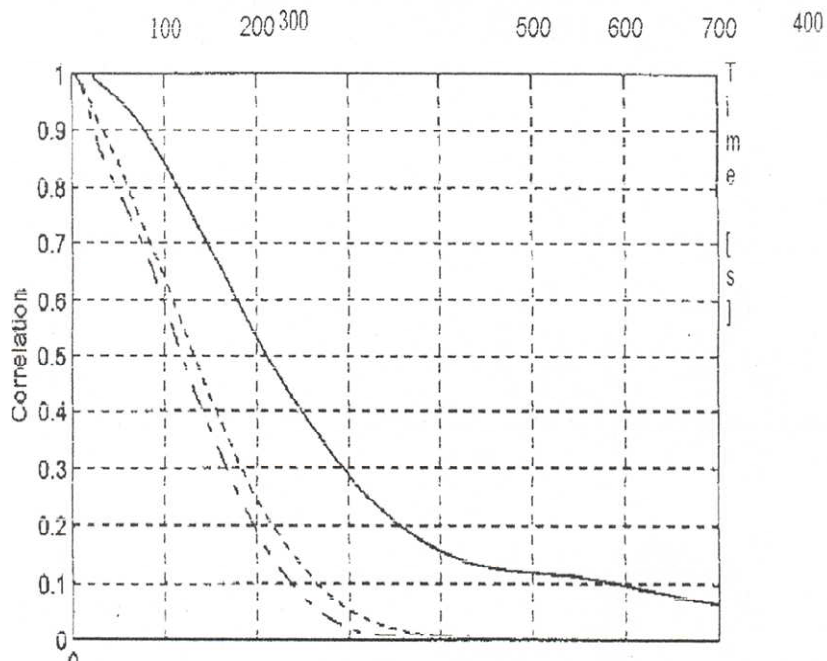


Рис. 2.3.5. Коэффициент взаимной корреляции сжатых импульсов (сплошная кривая) и функции корреляции тонального сигнала: пунктирная линия – по данным, полученным с глубокого гидрофона, штрихпунктирная линия – по данным с того же гидрофона, полученным через несколько месяцев в том же месте

Для иллюстрации данного утверждения на рис. 2.3.6 сравниваются результаты некогерентного усреднения импульсов за несколько часов (пунктирная линия) и комбинированного усреднения, в рамках которого сначала выполняется когерентное сложение каждого импульса с 10 ближайшими импульсами, а затем уже полученные новые импульсы суммируются некогерентно (сплошная линия).

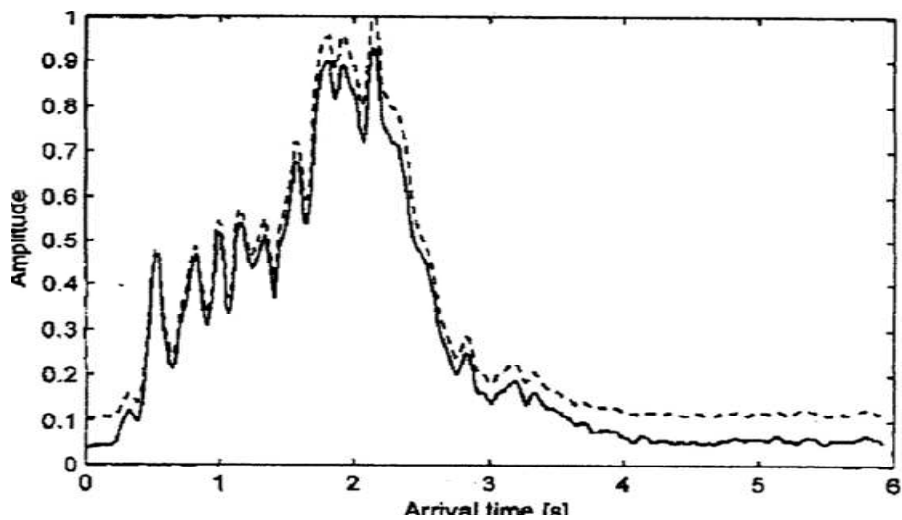


Рис. 2.3.6. Результат некогерентного сложения сжатых импульсов, зарегистрированных глубоким гидрофоном (пунктирная кривая), и результат аналогичного сложения с предварительным когерентным усреднением по 10 импульсам (сплошная линия)

Обе кривые построены по тем же данным с глубокого гидрофона, которые были использованы при расчете коэффициента корреляции. Как и следовало ожидать, дополнительное когерентное усреднение, приводя к уменьшению уровня шума, практически не влияет на форму устойчивых пиков.

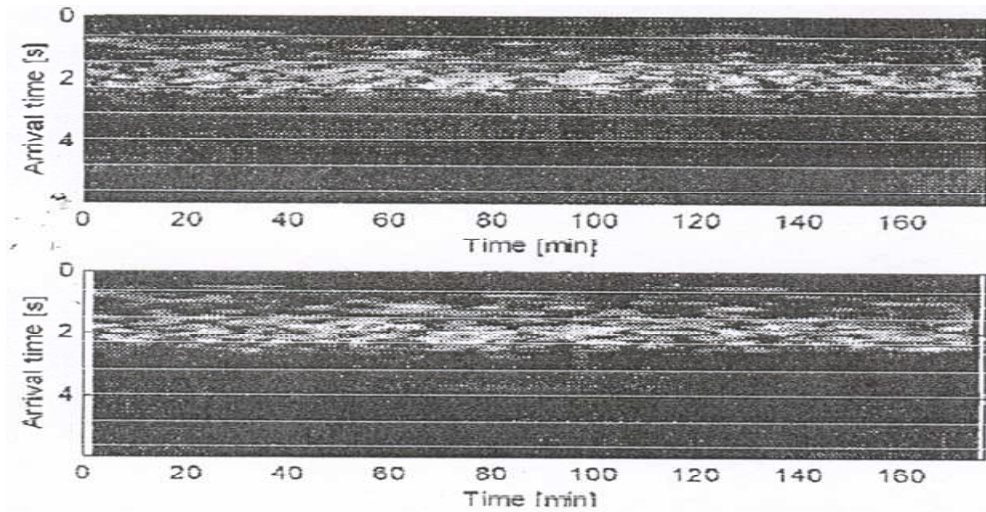


Рис. 2.3.7. Сравнение изменчивости временной структуры в течение нескольких часов без использования дополнительного когерентного усреднения (верхняя панель, это тот же самый график, что и на нижней панели рис. 2.3.1), с когерентным усреднением по 10 импульсам

Измерение вариаций средней фазы импульсного сигнала

Неоднородности, пространственные масштабы которых столь велики, что по вертикали охватывают всю толщу воды, а по горизонтали превышают типичную длину цикла луча, приводят к синхронным вариациям фаз (а значит, к времен приходов) всех лучей, попадающих в приемник. Данный эффект маскируется влиянием неоднородности с более мелкими пространственными масштабами: такие неоднородности по-разному воздействуют на разные лучи.

В работах [83, 84] предложен метод, который позволяет выделить те вариации фаз, которые являются общими для всех лучей и, следовательно, могут быть использованы для получения информации о крупномасштабных неоднородностях температурного поля. Важное достоинство данного метода заключается в том, что для его реализации не требуется разрешения вкладов ни отдельных лучей, ни отдельных мод.

Через $d_r(m)$ обозначим комплексное число, представляющее собой m -й отсчет r -го сжатого импульса, и рассмотрим функцию корреляции двух последовательных импульсов r -го и $(r-1)$ -го, определенную соотношением

$$A \cdot e^{j\psi_r} = \sum_{m=1}^N d_{r-1}(m) \cdot d_r^*(m), \quad (2.3.34)$$

где N – число отсчетов в выбранном участке реализации сжатого импульса, а символ * означает комплексное сопряжение. Суммирование (2.3.34) следует проводить по тем участкам сигнала, на которых отношение сигнал/шум дос-

точно велико. Рассматривая величину $d_r(m)$ как комплексную амплитуды сигнала, пришедшего в точку приема по одному из лучей, представим ее в виде

$$d_r(m) = a_r(m) e^{-i\omega t_r + i\psi_r(m)}, \quad (2.3.35)$$

где ω – несущая частота, $a_r(m)$ – амплитуда луча, t_r – время прихода, определяемое параметрами невозмущенного волновода и крупномасштабными неоднородностями, о которых шла речь выше (эта величина одинакова для всех участков частей сигнала, то есть она не зависит от τ), $\psi_r(m)$ – дополнительный сдвиг фазы, обусловленный вкладами мелкомасштабных неоднородностей. Последние по-разному влияют на разные лучи и, следовательно, величины $\psi_r(m)$ будут существенно разными для разных m . Длительность излученного сигнала лучше выбирать заметно меньше времени корреляции неоднородностей среды.

Поэтому комплексные огибающие $d_r(m)$ и $d_{r-1}(m)$ не сильно отличаются друг от друга. При этом имеют место неравенства

$$|\delta\psi_r(m)| \ll 1, |\delta t_r| \ll 1, \quad (2.3.36)$$

где $\delta\psi_r(m) = \psi_r(m) - \psi_{r-1}(m)$, $\delta t_r = t_r - t_{r-1}$.

Отсюда следует $|\phi_r| \ll 1$.

При этом явное выражение для ϕ_r можно представить в виде

$$\phi_r = \omega \delta t_r - \frac{\sum_{m=1}^N a_r(m) a_{r-1}(m) \delta\psi_r(m)}{\sum_{m=1}^N a_r(m) a_{r-1}(m)}. \quad (2.3.37)$$

Эта формула показывает, что вклады мелкомасштабных неоднородностей в величину ϕ_r взаимно ослабляют друг друга. В силу отмеченной выше малой длины импульса по сравнению со временем корреляции неоднородностей можно ожидать, что $a_r(m)$ и $a_{r-1}(m)$ будут мало отличаться друг от друга. Для получения грубой оценки пренебрежем зависимостью $a_r(m)$ от m и будем считать все $\psi_r(m)$ статистически независимыми. При этом очевидно, что дисперсия второго слагаемого в (2.3.37) в N раз меньше дисперсии $\psi_r(m)$, где $N \gg 1$.

Таким образом, процедура обработки сигнала, выраженная соотношением (2.3.34), позволяет измерить усредненные по вкладам отдельных лучей вариации времени прихода сигнала, определяемые влиянием крупномасштабных температурных неоднородностей.

В приведенных выше выражениях не принималось во внимание влияния шумов моря, которые следовало бы учесть в виде дополнительного слагаемого в выражении для $d_r(m)$.

Отметим, что выражение (2.3.34) может быть представлено в другой форме [85]. Введем дискретное Фурье-преобразование массива $d_r(m)$:

$$D_r(q) = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N d_r(m) \exp\left\{i \frac{2\pi(q-1)(m-1)}{N}\right\}. \quad (2.3.38)$$

В терминах Фурье-компонент $D_r(q)$ выражение (2.3.34) принимает вид

$$A \cdot e^{i\psi_r} = N \sum_{q=1}^N D_{r-1}(q) \cdot D_r^*(q). \quad (2.3.39)$$

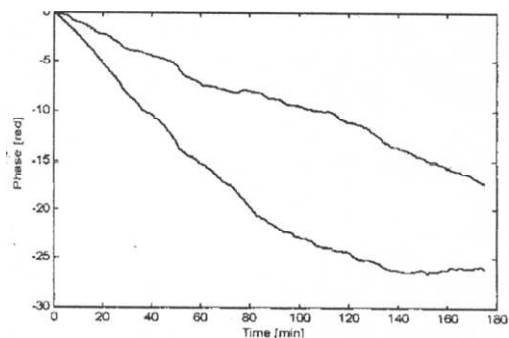


Рис. 2.3.8. Зависимости средней фазы импульса от времени (пунктирная линия – верхний гидрофон, сплошная линия – глубокий гидрофон)

Таким образом, усреднение по временным отсчетам может быть заменено усреднением по дискретным частотам. Путем суммирования разностей фаз Δf может быть найдена зависимость от времени средней фазы импульсного сигнала. На рисунке 2.3.8 показаны зависимости от времени средних фаз для верхнего (сплошная линия) и глубокого (пунктирная линия) гидрофонов.

Кривые построены по данным экспериментов, выполненных с сигналами шириной полосы 10 Гц и модуляцией фазы на k .

Для проверки гипотезы о том, что приведенные вариации фазы одинаковы для всех лучей, был выполнен расчет аналогичных зависимостей, построенных для первых и вторых половин импульсов. Соответствующие результаты представлены на рис. 2.3.9 и 2.3.10.

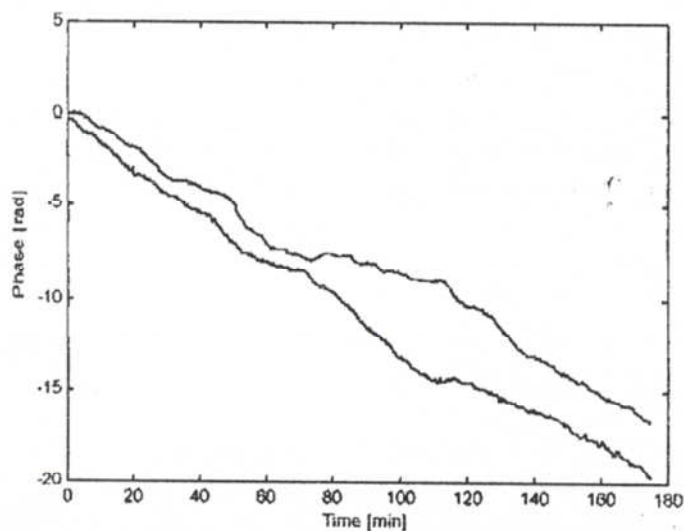


Рис. 2.3.9. Зависимости средней фазы от времени для глубокого гидрофона, вычисленные по первым (сплошная линия) и вторым (пунктирная линия) половинам принятых импульсов

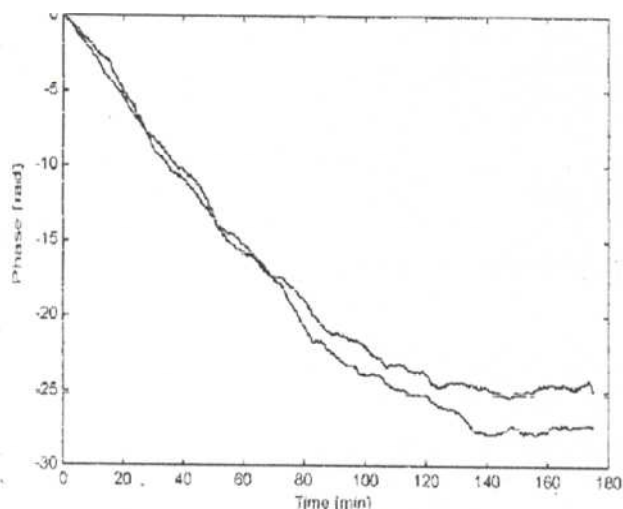


Рис. 2.3.10. Зависимости средней фазы от времени для мелкого гидрофона, вычисленные по первым (сплошная линия) и вторым (пунктирная линия) половинам принятых импульсов

Как видим, средние фазы обеих половин импульсов действительно меняются от времени одинаковым образом, хотя различия их абсолютных величин за три несколько часов достигают нескольких радиан. Обратим внимание на другой способ оценки усредненной фазы импульсного сигнала, который может быть реализован без сжатия импульсов. В качестве оценки разности средних фаз двух последовательных импульсов примем фазу основного максимума функции их взаимной корреляции. На рисунке 2.3.11 пунктирной линией показана зависимость от времени фазы, вычисленной по найденным таким образом разностям фаз для зарегистрированных на глубокий гидрофон импульсов с шириной полосы 10 Гц.

Для сравнения сплошной линией показана та же самая кривая, что и на рис. 2.3.8 полученная обсуждавшимся выше способом, основанным на соотношении (см. формулу 2.3.34).

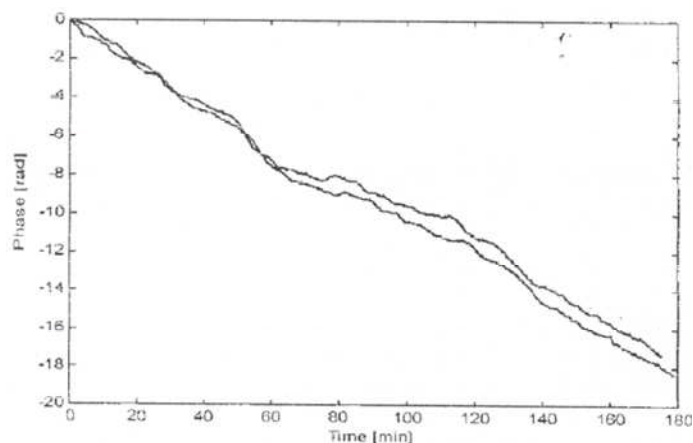


Рис. 2.3.11. Сопоставление зависимостей средней фазы импульса от времени, полученных двумя способами: сплошная линия – методом, основанным на соотношении (2.3.34), пунктирная линия – путем измерения фазы максимума взаимной корреляции последовательных импульсов

Метод сверхразрешения во времен

Рассмотрим метод повышения временного разрешения вкладов лучей, заимствованный из радиоастрономии [28] и предназначенный для обработки сигнала $z(t)$, который может быть представлен в виде

$$z(t) = \sum_n z_n s(t - t_n), \quad (2.3.40)$$

где $s(t)$ известная функция, имеющая единственный хорошо выраженный максимум. В данном случае $z(t)$ – это зависимость от времени комплексной амплитуды сжатого импульса, а $s(t)$ – функция автокорреляции первоначально излученного сигнала. Принципиальным моментом здесь является то, что в рамках лучевой модели сигнал распространяется вдоль луча без искажения своей формы. Именно этот факт позволяет использовать представление сигнала в форме (2.3.40). Нашей задачей является определение неизвестных амплитуд z_n и времен приходов лучей t_n . Соответствующая процедура представляет собой итерационный алгоритм.

На k -м шаге мы находим глобальный максимум $z^{(k)}(t)$ и значение аргумента t_k , при котором этот максимум достигается:

$t_k = \arg \max |z^{(k)}(t)|$. После этого выполняется операция

$$z^{(k+1)}(t) = z^{(k)}(t) - \gamma z^{(k)}(t_k) s(t - t_k),$$

где γ – вещественное положительное число, $0 < \gamma < 1$. На нулевом шаге мы принимаем $z^{(0)}(t) = z(t)$. Процедура прекращается, когда норма $z^{(k)}(t)$, определенная, например, соотношением

$$\|z^{(k)}(t)\| = \sqrt{\sum |z^{(k)}(t)|^2}$$

или каким-либо другим способом, становится меньше наперед заданного малого числа ε :

$$\|z^{(k)}(t)\| < \varepsilon,$$

где значение ε выбирается исходя из величины отношения сигнал/шум.

В результате обработки получаем совокупность величин $\{t_k, z_k = \gamma z^{(k)}(t_k)\}$, то есть набор временных задержек и комплексных амплитуд, содержащихся в исходном сигнале. На основании этих данных выходной сигнал может быть построен в форме, где в качестве $\delta(t)$ может быть взята либо функция $s(t)$, либо некоторая другая функция с еще более острым максимумом.

В качестве примера использования данного подхода на рис. 2.3.12 и 2.3.13 показаны сжатые одиночные импульсы (пунктирные кривые) и те же импульсы, обработанные в соответствии с описанной выше процедурой (сплошные кривые).

$$z_r = \sum_k z_k \delta(t - t_k), \quad (2.3.41)$$

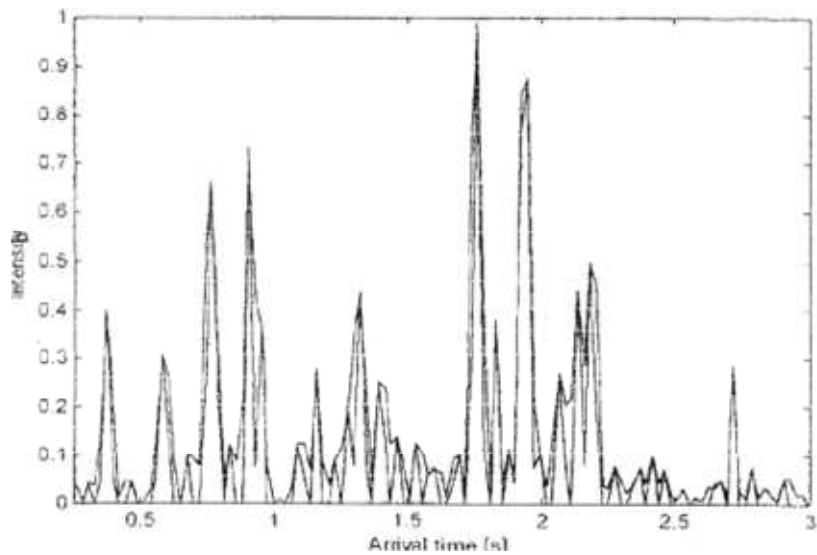


Рис. 2.3.12. Одиночная реализация сжатого импульса шириной полосы 10Гц с модуляцией фазы π (пунктирная линия) и результат использования процедуры сверхразрешения (сплошная линия)

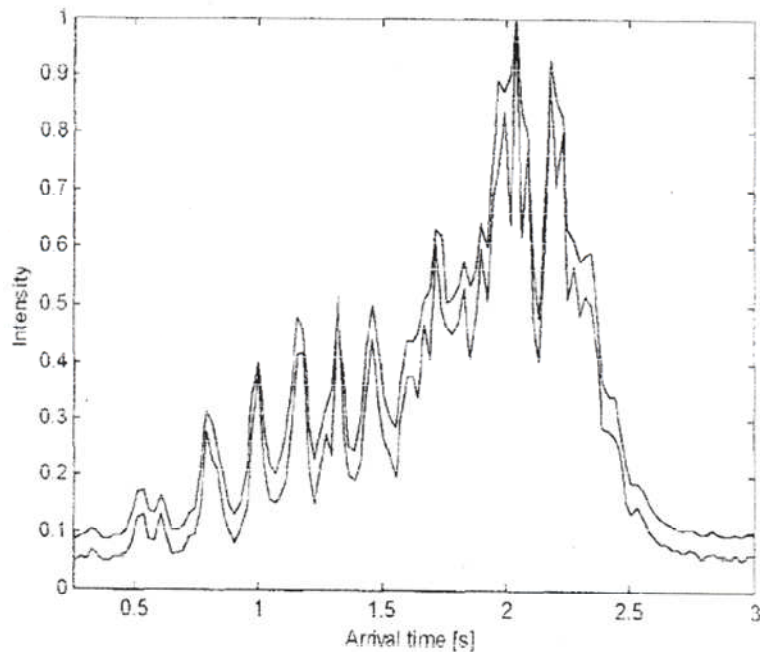


Рис. 2.3.13. Одиночная реализация сжатого импульса шириной полосы 20Гц с модуляцией фазы π (пунктирная линия) и результат использования процедуры сверхразрешения (сплошная линия)

Как видим, процедура сверхразрешения приводит к расщеплению исходных максимумов на два или даже больше новых (более узких) максимумов. На рисунке 2.3.14 показаны аналогичные зависимости, усредненные за несколько часов.

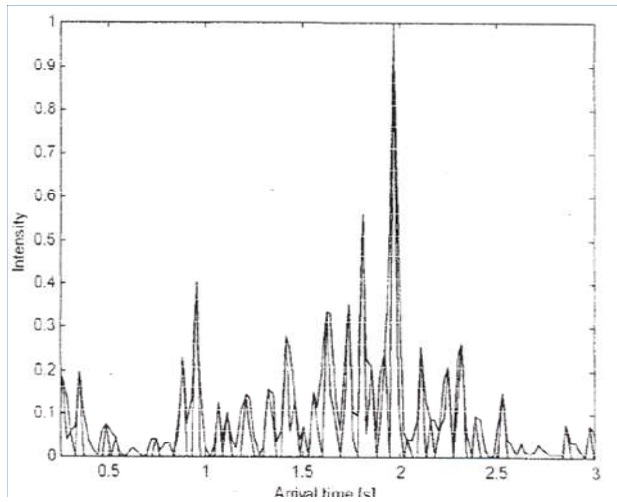


Рис. 2.3.14. Усредненные за несколько часов огибающие импульсов с шириной полосы 10 Гц и модуляцией фазы π , зарегистрированные на глубокий гидрофон до (сплошная линия) и после (пунктирная линия) выполнения процедуры сверхразрешения

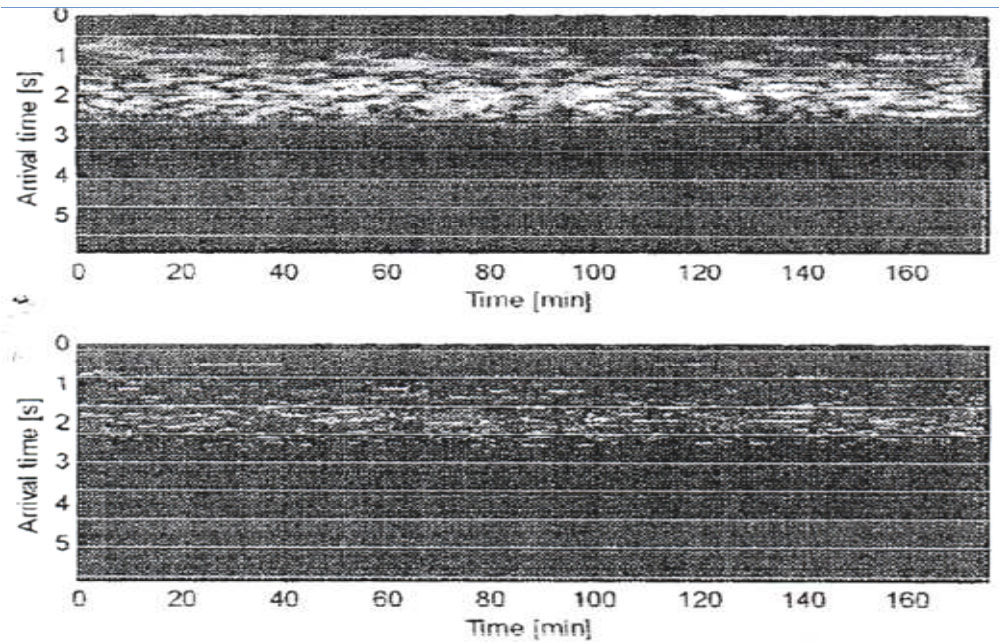


Рис. 2.3.15. Вариации временной структуры сжатых импульсных сигналов в течение нескольких часов. Вверху – без применения процедуры сверхразрешения. Внизу – с использованием данной процедуры

Итерационная процедура выполнялась при $\gamma = 0.7$ и обрывалась, когда величина самого большого максимума текущей реализации $z^{(k)}(t)$ достигала 10% от величины самого большого максимума исходной реализации. При этом обычно требовалось около 500 итераций. В качестве $\delta(t)$ использовалась функция $s(t)$.

В заключение на рис. 2.3.15 показана полная картина временной изменчивости приходов просветных сигналов на глубокий гидрофон в течение нескольких часов наблюдения с применением и без применения обсуждаемой процедуры.

Глава 2.4. РАССЕЙЯНИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ОКЕАНСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Улучшение характеристик устройств обработки требует более глубокого понимания особенностей распространения акустических волн в водной среде, а усовершенствование акустических моделей стимулирует разработку более сложных методов обработки. Характер распространения акустических волн в океане определяется целым рядом факторов, обусловленных свойствами как самой среды, так и ее границ. Для морской среды характерно наличие неоднородностей или в общем случае областей с различными значениями показателей преломления звука, которые находятся в состоянии турбулентного движения. Наличие подобных пространственно-временных неоднородностей среды обуславливает прием сигналов по нескольким лучам, причем их количество и углы прихода, а также амплитуды и фазы составляющих сигнала будут непрерывно изменяться [7, 137].

Наибольшее влияние на распространение звука в море оказывают вертикальные градиенты скорости звука, создающие рефракцию, и, как следствие, многолучевость сигнала в точке приема. Акустическое поле описывается уравнениями линейной акустики, в которых детерминированная компонента скорости звука представляет явление рефракции, а случайная компонента, вызванная флуктуациями поля температуры и поля солености, а также внутренними волнами, – явления объемного рассеяния звука [116].

Рефракция, как физическое явление, характерно для распространения волн в среде с изменяющейся регулярным образом в пространстве – времени скоростью звука. Она состоит в искривлении лучей, возникающем в результате их внутренних отражений от областей с различными скоростями звука. В плоско-слоистой модели морского волновода искривление лучей возникает в вертикальной плоскости. В областях с вертикально-горизонтальными градиентами скорости звука лучи искривляются в двух плоскостях – перпендикулярной и параллельной поверхности. При волновой трактовке задачи распространения рефракция возникает как результат интерференции различных мод колебаний и имеет форму трасс (лучевых трубок), по которым происходит преимущественное распространение звуковой энергии.

Детерминированная компонента акустического поля допускает модовое (волновое) представление, а в области средних и высоких частот – лучевую (оптическую) асимптотику.

Для учета реальных условий распространения низкочастотных звуковых волн в океанском волноводе выведем математические зависимости для коэффициентов межмодового рассеяния на основании уравнения Гельмгольца

$$\rho \operatorname{div}(\rho^{-1} \operatorname{grad} u) + (\omega^2 / c^2)u = 0, \quad (2.4.1)$$

рассматриваемом в области, включающей слой донных пород.

Вводится малый параметр ε и разложения $u = u_0 + \varepsilon u_1$, $\rho = \rho_0 + \varepsilon \rho_1$,

$$c = c_0 + \varepsilon c_1.$$

Предполагается, что ρ_0 и c_0 зависят только от z , и неоднородности ρ_1 и c_1 как функции x, y имеют компактный носитель Ω .

Подстановки $u_0 = \phi_j(z) H_0^1(k_j R'), u_1 = \sum_i C_{ij}(x, y) \phi_i$,

где ϕ_i суть распространяющиеся моды,

$R' = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}, (x_0, y_0)$ координаты источника звука дают с помощью некоторых приближений дальнего поля формулы для C_{ij} .

Эти формулы обобщают соответствующие формулы из [90], где рассматривался случай

$\rho = \bar{\rho}_1 + \Theta(z - \xi f(x, y))(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1), c = \bar{c}_1 + \Theta(z - \xi f(x, y))(\bar{c}_2 - \bar{c}_1)$ с постоянными $\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{c}_1, \bar{c}_2$ (Θ – ступенчатая функция Хевисайда).

С помощью специального выбора (x, y) – координатной системы с началом в Ω , простые формулы, использующие двумерное преобразование Фурье функции топографии $f(x, y)$, были получены в [91] в случае удаленного источника. Решающее приближение, сделанное в [Там же], состояло в замене $1/\sqrt{R}$ на $1/\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ в асимптотике функции Ханкеля. С помощью использования разложений Фурье и Фурье-Бесселя $\rho_1, (\rho_1/\rho_0)_z$ и C_1 по угловой и радиальной координатам, соответственно, мы получаем простые формулы для C_{ij} , которые не используют это приближение и работают одинаково хорошо как для удаленных, так и для близко расположенных источников.

При выводе этих формул существенно использованы теоремы сложения для цилиндрических функций и замкнутые выражения для линейных комбинаций для функций Бесселя. Полученные формулы могут быть использованы для регуляризации обратной задачи.

Перейдем к более подробному изложению. Звуковое поле точечного источника в волноводе постоянной глубины H описывается уравнением Гельмгольца

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} u = \delta(x - x_0) \quad (2.4.2)$$

с граничными условиями

$$u \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0.$$

Будем предполагать, что повсюду, за исключением некоторой ограниченной области Ω , плотность ρ и скорость звука c однородны относительно горизонтальных координат и принимают значения соответственно $\rho_0(z)$ и $c_0(z)$. Внутри области Ω плотность и скорость звука неоднородны и принимают значения $\rho_1(x, y, z)$ и $c_1(x, y, z)$.

Предполагая, что эти значения малы, решим задачу рассеяния звукового поля точечного источника на области неоднородности.

Запишем скорость звука и плотность в виде

$$c = c_0(z) + \varepsilon c_1(x, y, z); \quad \rho = \rho_0(z) + \varepsilon \rho_1(x, y, z), \quad (2.4.3)$$

где ε – малый параметр, а звуковое поле u запишем в виде $u = u_0 + \varepsilon u_1$, где u_0 – звуковое поле источника, u_1 – рассеянное поле. Подставим выражения для ρ , c и u в уравнение (2.4.1) и выпишем члены при ε :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\rho_0} u_{1x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\rho_0} u_{1y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho_0} u_{1z} \right) + \frac{\omega^2}{c_0^2} u_1 = \quad (2.4.4)$$

$$\frac{\rho_{1x}}{\rho_0} u_{0x} + \frac{\rho_{1y}}{\rho_0} u_{0y} + \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)_z + 2 \frac{\omega^2}{c_0^2} \frac{c_1}{c_0} u_0$$

Полагаем $u_0 = \phi_j(z) H_0^{(1)}(k_j R')$, где $R' = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$ – расстояние от источника с координатами (x_0, y_0) до точки наблюдения в декартовой системе координат, центр которой находится в области Ω , ϕ_j и k_j – собственная функция и собственное значение с номером j , удовлетворяющие следующей краевой задаче

$$\rho_0 \partial_z \left(\frac{1}{\rho_0} \phi_z \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \phi = k^2 \phi, \phi|_{z=0} = 0, \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0. \quad (2.4.5)$$

Подставим выражение для u_0 в (2.4.5), используя преобразование Фурье, функции Бесселя и проведя несложные преобразования, получим для скорости звука:

$$\begin{aligned} C_{ij}(\eta) = & -\frac{i\sqrt{2\pi}}{4\pi} \frac{\exp(i\Lambda\eta - i\pi/4)}{\sqrt{\Lambda\eta}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \exp(-in\theta) \times \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im\alpha_0) \times \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \left(k_j^2 H_m^{(1)}(k_j R_0) - i\Lambda H_{m+1}^{(1)}(k_j R_0) e^{i(\alpha_0 + \theta)} \right) \tilde{A}_k + \right. \\ & \left. + H_m^{(1)}(k_j R_0) \tilde{B}_k + H_m^{(1)}(k_j R_0) \tilde{C}_k \right\} \int_0^{\infty} J_{m-n} \left(\frac{\gamma_k}{L} R \right) J_m(k_j R) J_n(\Lambda R) R dR. \\ & \frac{2}{\pi} \frac{\exp(i(m\phi - n\phi_2))}{\sqrt{4 \left(\frac{\gamma_k}{L} \right)^2 \Lambda^2 - \left(k_j^2 - \left(\frac{\gamma_k}{L} \right)^2 - \Lambda^2 \right)^2}}, \end{aligned}$$

где

$$\tilde{A}_k = \int_{-H}^0 k_j^2 \frac{A_k}{\rho_0} \frac{\phi_i \phi_j}{\rho_0} dz, \quad B_k = \int_{-H}^0 B_k \frac{\phi_i \phi_j}{\rho_0} dz, \quad \tilde{C}_k = \int_{-H}^0 2 \frac{\omega^2}{c_0^2} \frac{c_{m-n}}{c_0} \frac{\phi_i \phi_j}{\rho_0} dz. \quad (2.4.6)$$

Полученное выражение можно свести к еще более простому виду, подставив значение интеграла

$$I_{mm} = \int_0^{\infty} J_{m-n} \left(\frac{\gamma_k}{L} R \right) J_m(k_j R) J_n(\Lambda R) R dR,$$

$$I_{mn} = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \frac{\exp(i(m\phi - n\phi_2))}{\sqrt{4\left(\frac{\gamma_k}{L}\right)^2 \Lambda^2 - \left(k_j^2 - \left(\frac{\gamma_k}{L}\right)^2 - \Lambda^2\right)^2}} \cdot \text{при} \left(\left| \frac{\gamma_k}{L} - \Lambda \right| < k_j < \frac{\gamma_k}{L} + \Lambda \right) \\ 0 - \text{при невыполнении этого условия} \end{cases} \quad (2.4.7)$$

Эта формула может использоваться для решения обратной задачи восстановления неоднородности морской среды, что позволяет в приближенной форме учитывать условия распространения зондирующего сигнала. Обрезая входящие в данное выражение ряды конечным числом членов, приходим к линейной системе уравнений, которая в общем случае является невырожденной. Проведенные численные исследования показывают, что эта система плохо обусловлена, соответственно, требуется дополнительная регуляризация дескриптивного характера.

Раздел III

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Глава 3.1. ХАРАКТЕРИСТИКА СУЩЕСТВУЮЩИХ СПОСОБОВ ГИДРОЛОКАЦИИ НА ПРОСВЕТ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ МОРСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

3.1.1. Сущность и сравнительная характеристика классических методов обнаружения морских неоднородностей

Теоретические основы и конкретные пути обнаружения морских неоднородностей (МН) методом гидролокации, использующим высокочастотное облучение водной среды, достаточно полно разработаны и освещены в многочисленных научных трудах и монографиях [10,135]. Однако вопрос изыскания и разработки эффективных методов обнаружения МН (особенно биологического происхождения), основанных на облучении среды высокочастотными гидроакустическими сигналами, остается пока открытым и достаточно спорным.

Сущность метода гидролокации заключается в формировании мощных импульсных сигналов, направленном излучении и приеме сигналов, выделении в принимаемых сигналах отраженного сигнала от неоднородности с последующей обработкой и анализом выделенных на фоне помех эхо-сигналов, принятии решения об ее обнаружении по наличию превышения принятым и выделенным в заданном направлении эхо-сигналом порогового уровня, а также по наличию в нем признаков МН.

Получение устойчивых эхо-сигналов от реальных МН достаточно хорошо обеспечивается лишь высокочастотными гидроакустическими сигналами. Поэтому стремление достигнуть больших дальностей обнаружения МН различной физической природы, при высокой степени затухания высокочастотных сигналов в водной среде привело к необходимости увеличения излучаемой мощности станций, что, в конечном счете, связано с соответствующим техническим усложнением гидроакустических систем. Величина интенсивности отраженных от неоднородности эхо-сигналов зависит от частоты излучаемого сигнала и размера МН (от волнового параметра), отражающих свойств, конфигурации ее физической формы и направления облучения. Интенсивное ослабление эхо-сигнала происходит в основном за счет расширения фронта отраженной волны и наличия объемной, поверхностной или донной реверберационных помех [55].

Ограниченные возможности имеет применение и слабозатухающих в среде низкочастотных сигналов. Это связано со снижением эффективности отраже-

ния сигналов (уменьшение волнового параметра) за счет применения специальных покрытий и других технических (конструктивных) приемов, их рассеяния на воздушных пузырях биологических объектов, а также с техническими трудностями, которые возникают при разработке и эксплуатации направленных низкочастотных антенн с большой апертурой, невозможностью их применения на подвижных носителях, наличием паразитных сигналов дальней реверберации, низкими возможностями выявления характеризующих их признаков. Метод позволяет сделать лишь приближенную оценку принадлежности обнаруживаемого МН к широкому классу существующих неоднородностей по интенсивности и длительности эхо-сигнала. И, наконец, обусловленные всеми предыдущими недостатками, большие затраты на работу гидроакустических комплексов, высокая степень их сложности, большие весогабариты и стоимость.

Сущность шумопеленгования заключается в направленном приеме сигналов шумоизлучения МН, спектральном анализе принимаемых сигналов, измерении характеристик спектров и выделении в них ДС, измерении уровня, частоты ДС и их последующей идентификации. МН обнаруживается и распознается по совпадению характеристик измеряемых спектров и их ДС с аналогичными величинами, принадлежащими известным классам неоднородностей [13]. Рассмотренный способ позволяет наряду с обнаружением распознать обнаруженную МН. Кроме того, он не требует применения мощных излучающих сигналов, однако необходимость использования массогабаритных, направленных низкочастотных приемных антенн остается обязательной.

Относительно гидролокации шумопеленгование выигрывает в дистанции обнаружения. Однако основной причиной ограниченных возможностей его применения остается постоянное уменьшение дальности наблюдения МН, обусловленное тенденцией снижения шумового поля реальных неоднородностей за счет улучшения технических характеристик механизмов и двигателей, определяющих наличие ДС в спектрах сигналов шумоизлучения [163]. Метод применения просветных сигналов является одним из вариантов активной гидролокации, поэтому в дальнейшем шумопеленгование МН рассматриваться не будет.

В интересах обоснования возможности обнаружения МН различной природы происхождения просветными сигналами с представлением их томографических образов далее будут рассмотрены основные закономерности физических процессов отражения, рассеяния и дифракции звуковых волн на акустических экранах и препятствиях, приведен сравнительный анализ этих закономерностей и реализующих их методов обнаружения.

3.1.2. Дифракционный гидроакустический способ обнаружения морских неоднородностей

Анализ закономерностей рассеяния и дифракции гидроакустических сигналов на препятствиях и экранах показывает возможность и перспективность обнаружения МН способом, основанным на закономерностях дифракции и рассеяния звуковых волн движущейся неоднородностью.

Сущность способа обнаружения, основанного на рассеянии и дифракции звуковых волн МН, заключается в облучении контролируемой среды акустическими сигналами и формировании в водной среде установившегося акустического поля; приеме сигналов на противоположной к излучателю границе среды;

анализе принимаемых сигналов; выделении в принятых сигналах признаков дифракции и искажения их движущейся МН.

МН обнаруживается по наличию признаков дифракции и искажения пространственной амплитудно-фазовой структуры установившегося поля сигналов. Способ получил первоначальное название "теневого", хотя обнаружение МН по эффекту затемнения при облучении среды сигналами низкой звуковой частоты становится невозможным. В этом случае остаются информационными лишь дифракционные эффекты, а также признаки искажения структуры поля сигналов за счет движения МН [128].

Основные положительные стороны дифракционного способа, как показано в [19, 62, 79], заключаются в следующем.

1. Эффективность способа практически не зависит от шумовых характеристик и отражающих свойств МН. Она определяется его экранирующими и рассеивающими свойствами, а также искажениями сигнала, которые возникают в результате движения МН в гидроакустическом канале. Особенно положительные качества были проявлены этим способом при изучении морских неоднородностей больших размеров, например морские течения.

2. Более высокая, относительно гидролокации, степень когерентности принимаемых сигналов, позволяющая повысить качество обработки получаемой информации и улучшить рабочие характеристики системы обнаружения.

3. Резкое снижение, относительно гидролокации, мощности излучения сигналов, которая, как будет показано далее, близка к мощности, потребляемой приборами навигационных эхолотов.

К очевидным недостаткам дифракционного способа следует отнести:

- необходимость разнесения приемной и излучающей систем на противоположные границы контролируемой зоны, что не позволяет использовать способ на одном носителе, но не исключает возможность применения его на двух подвижных носителях;

- малый угол обзора акватории, ограниченный полосой гидроакустической барьерной линии, ширина которой определяется диаграммой направленности антенн при остронаправленном излучении-приеме;

- вредная засветка приемных элементов системы обнаружения сигналами, возникающими за счет многолучевого распространения, а также отражений от дна и поверхности моря;

- низкая достоверность получаемой информации о факте обнаружения МН;

- самый важный недостаток – флуктуации сигналов подсветки как за счет изменения условий распространения в среде, так и из-за нестабильности работы приемоизлучающих трактов системы обнаружения, приводящие к снижению надежности обнаружения по закономерностям дифракции.

Первый из перечисленных недостатков является неустранимым следствием способа. Поэтому можно рекомендовать применение его в соответствующих условиях, удобных для размещения излучающей и приемной антенн.

Низкую достоверность получаемой информации можно исключить путем применения двустороннего просветного метода и ЭВМ, которая моделирует условия распространения сигналов по заданным трассам распространения просветного сигнала и сравнивает их с данными, поступающими от стационарных средств наблюдения.

Малый обзор акватории может быть скомпенсирован применением ненаправленного излучения и приема сигналов в нескольких точках, расположенных

таким образом, чтобы гидроакустические линии пересекали весь контролируемый сектор просвечиваемой акватории. Естественно, что это связано с дополнительными техническими затратами, но имеет то преимущество, что позволяет осуществить одновременный (без последовательного сканирования) обзор пространства, который позволит проводить лоцирование и идентификацию одновременно нескольких точек пространственной МН или скопления МН, а также сделать оценку направления их перемещения. Обнаружение МН дифракционным методом (в случае разработки подвижной системы) можно осуществить путем взаимного маневрирования судов, например, путем циркуляции одного вокруг другого, или путем синхронного движения параллельными галсами. Но для этого необходимо решить задачу надежности выделения полезного сигнала на фоне интенсивной флюктуации уровня сигнала в условиях помех. Засветка приемников из-за многолучевого распространения сигналов, а также отражений от дна и поверхности может быть уменьшена за счет применения направленного приема, а также за счет временного стробирования отдельных приемов сигнала.

Возможно снижение вредного влияния среды на флюктуации уровня сигнала путем использования параметрического преобразования сигналов МН в нелинейной среде. Закономерности двухсторонней дифракции и параметрического преобразования сигналов МН, дополнительная подсветка среды высокочастотными сигналами в предположительном месте нахождения МН, дополняя друг друга, повышают информативность принимаемых сигналов и надежность обнаружения системой, основанной на подсветке среды и разнесенном излучении-приеме.

3.1.3. Гидроакустические способы обнаружения, основанные на параметрическом преобразовании звуковых сигналов подсветки среды возмущенной областью движущейся морской неоднородности

Закономерности параметрического преобразования гидроакустических сигналов подсветки среды нелинейной возмущенной областью движущейся морской неоднородности

Как показали теоретические расчеты, с увеличением протяженности области взаимодействия (ОВ) гидроакустических сигналов подсветки среды с нелинейной возмущенной областью движущейся морской неоднородности спадание уровня и скачок фазы сигналов подсветки в момент затенения и искажения их МН становятся практически неразличимыми на фоне флюктуаций, обусловленных изменениями параметров среды.

Наблюдается лишь изменение характера флюктуаций амплитуды и фазы сигналов, что выражается в росте их дисперсий [8, 51, 92].

Для областей взаимодействия протяженностью более нескольких сотен км обнаружение МН (например течений) по изменению величины дисперсии флюктуаций амплитуды и фазы становится практически невозможным. В этом случае наблюдается лишь незначительное увеличение флюктуаций уровня сигнала и фазы искаженных МН сигналов, а также незначительное (на несколько единиц) изменение дисперсии этих величин при движении МН в зоне их взаимодействия [51]. Аналогичные изменения амплитуды и фазы сигналов могут быть вызваны и другими факторами, не связанными с движением МН. Однако в

этом случае могут быть использованы признаки нелинейного преобразования сигналов подсветки МН, в частности:

- формирование в сигналах подсветки близкой частоты комбинационных волн суммарной и разностной частоты;
- формирование в искаженных сигналах подсветки дополнительных гармоник;
- модуляция сигналов подсветки характерными инфразвуковыми составляющими ВО МН при движении ее в среде, как целого объекта, и связанными с ней пространственными колебаниями водной среды.

В современной литературе понятие «область взаимодействия» получила новое название «гидроакустической барьерной линии», поэтому во всех последующих рассуждениях будет применяться это название ГАБЛ.

Закономерности модуляции одних звуковых волн другими осуществляется с помощью ультразвуковых сигналов накачки, а параметрическое преобразование сигналов происходит в прилегающих к излучателю или приемнику областях среды. Теоретически можно представить один из возможных методов обнаружения МН в условиях помех и флуктуаций сигналов подсветки, основанных на закономерностях формирования в нелинейной среде сигналов разностной частоты.

Излучение двух близких по частоте высокочастотных акустических волн приводит к генерации низкочастотных волн разностной частоты [58]. Многочисленными исследованиями показано, что интенсивность образовавшихся при взаимодействии низкочастотных волн разностной частоты низка и составляет от единиц до сотых долей процента, относительно исходных интенсивностей волн накачки [123]. При этом в зависимости от насыщения среды неоднородностями и пузырьками газа, а также от общего объема газовой области, участвующей в преобразовании сигналов, интенсивность волн разностной частоты изменяется и может быть усилена в несколько раз [81]. Зона нелинейного взаимодействия исходных волн накачки и образования в ней сигналов разностной частоты находится в прилегающей к излучателю области среды и простирается в сторону излучения на сотни метров в случае высокочастотных волн накачки (десятки-сотни кГц), а для более низкочастотных сигналов (единиц-десятков кГц) область нелинейного взаимодействия сигналов может достигать тысяч метров.

Усиление интенсивности формирования сигналов разностной частоты может осуществляться не только вблизи излучателя, но и в более удаленных от него участках среды, содержащей газовые завесы [84]. В этой связи следует напомнить о пространственно развитой структуре МН, характеристики которой будут рассмотрены позднее [86].

Рассмотренный способ обнаружения МН в замкнутом водном пространстве основан на закономерностях формирования инфразвуковых сигналов разностной частоты в нелинейной области ВО МН. Основываясь на этих закономерностях, обнаружение МН можно осуществить как за счет усиления сигналов разностной частоты следом МН, так и за счет направленных свойств протяженного следа при формировании сигналов разностной частоты.

Параметрический способ обнаружения морской неоднородности в области взаимодействия сигналов подсветки среды и нелинейной возмущенной области

Порядок реализации способа заключается в следующем. Исследуемую акваторию можно ограничить излучающей и приемной системами, облучать низ-

кочастотными звуковыми сигналами близкой частоты и формировать в ней установившееся акустическое поле.

Система, реализующая рассматриваемый способ, работает следующим образом. С помощью задающих генераторов формируют два близких по частоте сигнала звуковой частоты. Сформированные сигналы смешивают в блоке сумматора сигналов, далее сигналы усиливают по мощности в усилителе и через согласующий блок и специальный кабель подаются на мощный береговой излучатель, с помощью которого не направленно (в заданном секторе углов) облучают контролируемую акваторию. При прохождении сигналов через среду, за счет наличия в ней неоднородностей и газовых пузырьков, происходит генерация сложных сигналов разностной частоты, которые вместе с исходными сигналами принимаются приемной антенной, установленной на противоположной границе акватории. Принятые сигналы поступают на блок основных усилителей, где они усиливаются до заданного уровня, затем многоканально (по числу приемных каналов) отфильтровываются в узких полосах частот от интенсивных помех и несущих сигналов подсветки блоком фильтров.

Далее в специальном блоке выделяют огибающие сигналов разностной частоты, преобразуют их блоком аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и подают в процессор. В процессоре измеряют и запоминают средние значения и дисперсии текущих сигналов разностной частоты и сравнивают их с аналогичными значениями, соответствующими неискаженному МН установившемуся полю сигналов. При нарушении исследуемой зоны МН, несущей вместе с собой возмущенную нелинейную область и флюктуирующий след, происходит интенсивная генерация сигналов разностной частоты, что сопровождается ростом их уровня в точке приема и изменением величины дисперсии флюктуаций. Наличие превышения указанными величинами заданных уравнений является признаком наличия в контролируемой зоне МН.

МН обнаруживается по результатам превышения измеряемых величин относительно аналогичных значений, соответствующих установившемуся акустическому полю [83].

Рассматриваемый способ обнаружения реализуется одновременно с дифракционным способом, при этом он дополняет его возможности в том, что увеличивает ширину исследуемой зоны и время наблюдения за МН, что способствует повышению надежности обнаружения и анализа параметров МН.

Способ направленного формирования параметрических сигналов разностной частоты нелинейной возмущенной областью морской неоднородности

Из рассмотренного выше способа обнаружения МН «вытекает» способ направленного формирования параметрических сигналов разностной частоты. Этот способ получил название «Способ формирования в водной среде направленного излучения инфразвуковых сигналов». Для выяснения преимуществ предлагаемого способа рассмотрим сущность классических способов направленного излучения гидроакустических сигналов.

Известные способы формирования характеристики направленности гидроакустических антенн основаны на том, что отдельные элементы антенны располагают с заданной закономерностью, определяемой длиной волны и требуемой шириной диаграммы направленности. Такие антенны, как правило, представляют собой протяженные линии или пространственные решетки с большой апертурой [73]. В случае излучения (приема) инфразвуковых волн реализация и

практическое использование направленных антенн из-за больших размеров еще больше усложняется, а применение их на подвижных носителях становится практически невозможным.

Выход из создавшейся ситуации может дать способ параметрического преобразования высокочастотных волн накачки (подсветки) в низкочастотное излучение волн разностной частоты и направленное усиление интенсивности формирования низкочастотных волн разностной частоты протяженной пузырьковой ВО движущейся МН.

Протяженная возмущенная область с наличием в ней бесконечного множества распределенных элементарных излучателей (пузырьков) для волн разностной частоты представляет собой, как уже было показано в предыдущем параграфе, антенну бегущей волны с характеристикой направленности вдоль продольной оси.

В связи с тем, что линейные размеры и концентрация пузырьков в ВО МН могут быть большими, эффективность параметрического преобразования энергии высокочастотных волн в низкочастотную разностную волну, а также направленность такого излучения будут высокими. Способ реализуется следующим образом. В заданной точке акватории формируют ВО движущейся МН, продольную ось которого создают в заданном направлении излучения (приема) сигналов. Сформированные в ВО сигналы разностной частоты элементарных источников (пузырьков) суммируются и образуют вдоль продольной оси следа ВО антенну бегущей волны. Большие пространственные размеры ВО, а также огромная концентрация в ней газовых пузырьков обеспечивают высокую направленность характеристики сформированной антенны. В комплексе все эти физические явления хорошо наблюдаются при исследованиях приливных и отливных течений.

Относительно обычного параметрического излучения сигналов разностной частоты рассматриваемый способ имеет более высокий коэффициент нелинейного преобразования энергии звуковых волн в инфразвуковую разностную волну. Кроме того, он позволяет формировать инфразвуковое излучение сигналов в любой удаленной от излучателя точке прозвучиваемой акватории.

3.1.4. Низкочастотный параметрический способ обнаружения нелинейной возмущенной области движущейся морской неоднородности с использованием акустической подсветки среды

Рассматриваемый способ обнаружения ВО МН получил название способа нелинейной активно-пассивной локации [95] и объединяет преимущества шумопеленгования и обычной гидролокации. Кроме того, относительно классических высокочастотных гидролокаторов он имеет выигрыш в дистанции обнаружения, поскольку в нем применяются низкочастотные сигналы подсветки среды [88].

Его основное достоинство заключается в возможности получения признаков распознавания МН одновременно с ее обнаружением.

Основной недостаток данного способа связан с малыми дальностями обнаружения малошумных МН. Суть рассматриваемого способа обнаружения основана на модуляции низкочастотных сигналов подсветки характерными инфранизкочастотными составляющими движущейся ВО МН при их совместном распространении в среде.

Способ реализуется путем выполнения последовательности следующих операций. Исследуемую среду ограничивают излучающей и приемной система-

ми, облучают среду низкочастотными сигналами и формируют в ней установившееся звуковое поле. Прошедшие через контролируемую среду и ВО МН сигналы подсветки принимают с противоположной стороны зоны, преобразуют в электрические сигналы и усиливают.

Принятые и усиленные сигналы анализируют и выделяют из них признаки наличия ВО МН. Для этого сигналы отфильтровывают в полосе частот, ширина которых определяется предположительной полосой ВО МН, далее выделяют их огибающую, затем получают узкополосный спектр огибающей в полосе характерных признаков вероятной ВО МН. МН обнаруживается и одновременно распознается по наличию совпадения дискретных составляющих (ДС) в измеряемых спектрах вероятных ВО МН [96, 127].

При обнаружении МН по признакам частотной модуляции несущей сигналов подсветки среды отличия операций заключаются в следующем: в принятых и усиленных сигналах выделяют верхнюю боковую полосу частот, усиливают ее, демодулируют, отфильтровывают высокочастотные составляющие с помощью фильтра нижних частот и измеряют полученные значения.

Накопленные спектры просветных сигналов анализируют, сравнивают с эталонными и принимают решение на обнаружение ВО МН по наличию совпадения характеристик измеряемых и эталонных спектров. Система обнаружения, реализующая рассмотренные способы выявления признаков модуляции сигналов подсветки сигналами ВО МН по огибающей и несущей, состоит из излучающего и приемного трактов.

Излучающий тракт системы содержит последовательно соединенные: формирователь низкочастотных сигналов высокой стабильностью частоты, усилитель мощности сигналов, блок согласования усилителя с кабелем и последующим мощным береговым низкочастотным излучателем.

Приемный тракт системы обнаружения содержит: приемную базу из гидрофонов с предварительными усилителями, многожильный кабель, основной усилитель, блок выделения огибающей и решающее устройство. В приемный тракт введены также последовательно соединенные: демодулятор, усилитель и узкополосный анализатор спектра в реальном масштабе времени с выводом спектров на трех координатный самописец, включенный между входом второго усилителя и входом решающего устройства. При этом выход блока выделения огибающей подключен к входу «постоянных» сигналов анализатора спектра, а к выходу анализатора подключен рекордер.

Глава 3.2. МОДЕЛЬ ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ МОРСКОЙ СРЕДЫ, СОЗДАННАЯ ДВИЖУЩЕЙСЯ МОРСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

3.2.1. Основные элементы гидродинамического поля движущейся морской неоднородности

В данном параграфе будем рассматривать МН искусственного происхождения как источник возмущений гидрофизических и других полей. Среди описанных в литературе эффектов, обусловленных гидродинамическим полем движущейся МН, необходимо выделить следующие [130, 132]:

– турбулентный спутный след (ТСС), возникающий за счет обтекания физического объема МН и работы ее движителей;

- короткопериодные внутренние волны (КВВ), обусловленные нарушением однородности среды за счет хаотического перемещения в толще воды МН;
- внутренние волны, образующиеся при коллапсе (схлопывании) ТСС;
- вихревые структуры (дорожка Кармана), образующиеся за счет периодического, с частотой Струхалья, свертывания в след пограничного слоя с физического объема МН;
- низкочастотные внутренние волны (ВВ) и поверхностные волны, обусловленные осцилляциями (колебаниями) параметров хаотического движения МН;
- резонансное рассеяние длинных поверхностных волн на физическом объеме МН и поле скоростей обтекающего потока;
- локальную деформацию свободной поверхности (горб Бернулли) за счет телесности смещения физического объема МН, являющуюся источником генерации корабельных поверхностных волн, и др.

Некоторыми НИИ, в том числе и институтом прикладной физики РАН, к настоящему времени разработан ряд упрощенных моделей, описывающих перечисленные явления и дополняющих их.

Следует учитывать, что обусловленные направлением движения МН гидродинамические возмущения провоцируют изменение характеристик всех гидрофизических полей океана в довольно широкой пространственной области.

Из этих возмущений некоторые имеют большие временные релаксации (времена возвращения к начальному невозмущенному состоянию, могут составлять от единиц до десятков часов), кроме того, МН являются источниками теплового и электромагнитного следа, связанного с работой его систем жизнеобеспечения и движителей.

Для удобства и цельности описания гидроакустической модели возмущенной области такой морской неоднородности эффекты, возникающие в различных средах при движении МН, разбиваются на два взаимосвязанных явления: след от движения МН и ореольные эффекты от ВО МН.

Под следом от движения понимается вся совокупность возмущений гидрофизических и физико-химических полей в толще морской среды и на ее поверхности, формирующейся в некоторой протяженной и ориентированной вдоль направления движения области после прохода МН.

Ореольные эффекты инициируются движением МН и представляют собой зоны возмущений физических полей морской среды, формирующиеся в основном внутри области, расположенной практически симметрично относительно вертикальной оси, проходящей через точку фактического местоположения МН и впереди нее.

Исследованиями ореольных эффектов ученые стали заниматься только в последние годы. В результате получены соответствующие экспериментальные данные о спектрально-энергетических и пространственно-временных характеристиках подобных явлений [125]. Спектр ореольных явлений находится в области достаточно низких частот [126]. Первые положительные результаты исследований показали, что в процессе образования данных явлений доминирующую роль играет нестационарное движение МН, его колебания как целого физического объекта, которое вызывает комбинированное излучение. Экспериментальные исследования и теоретические расчеты показали положительные результаты обнаружения МН по ее комбинированному излучению ореольных эффектов [Там же].

Произведена попытка оценки этих явлений методом физического моделирования в бассейне с использованием макета МН [4]. Здесь же показаны обнадужи-

вающие подходы к методикам измерений основных параметров ВО МН. Вместе с тем в модельных и натуральных экспериментальных данных по измерению ореольных эффектов явно недостаточно, в результате чего возникают большие трудности создания достоверной физической модели этой нелинейной ВО МН.

Анализ полученных данных позволил разработать схему компоновки по основным параметрам ореольные эффекты, возникающие в окружающей среде при движении МН [4, 125, 126]. Движущаяся МН выступает в качестве генератора всех ореольных эффектов, возникающих в водной среде. Значительную роль в формировании данных эффектов играет хаотичность движения МН. Движение МН порождает и сопровождается гидродинамическими и сейсмоакустическими явлениями. За счет этого в среде образуется обширная низкочастотная область, которая может проявляться как на поверхности моря в виде гравитационных поверхностных волн, так и внутри среды, создавая всевозможные физические неоднородности и переменные акустические явления.

При этом возбуждаются также внутренние волны и образуется след от движения МН. Гидродинамические низкочастотные явления приводят к модуляциям различных физических полей, связанных с искажением формы поверхности моря и образованием неоднородностей среды. Кроме того, образуется акустико-сейсмическое поле поверхностных волн [5, 102, 133]. Возбуждение внутренней волны приводит к модуляции поля температур и скорости звука в окружающей среде [47, 52, 19].

Необходимо отметить, что практически все рассмотренные явления проявляются при обнаружении и распознавании естественных природных процессов, связанных с динамикой перемещения водных масс: глубинные подводные течения, приливные и отливные течения, извержения вулканов, внутренние волны и т.д.

Акустические ореольные явления в основном проявляются в виде низкочастотного поля нелинейной ВО МН и модуляции акустических сигналов, прошедших через эту область. Накопленные за последнее время знания о перечисленных явлениях позволяют создать достоверную физическую модель процессов, обусловленных движением ВО МН и на этой основе выбрать нетрадиционные пути создания эффективных методов и аппаратуры ее обнаружения. Предложенный анализ данных явлений не претендует на полноту и завершенность исследований. Это лишь обобщенные результаты, которые, однако, позволяют выбрать некоторые эффективные пути создания аппаратуры обнаружения МН.

Исходя из вышеизложенного для обоснования гидроакустической модели возмущенной области движущейся МН необходимо более подробно рассмотреть ее след и ореольные эффекты.

3.2.2. Ореольные эффекты, обусловленные нестационарным движением морской неоднородности

Ореольная область движущейся МН включает в себя возмущения, перемещающиеся с ней и расположенные впереди, по траверзу и непосредственно над МН. Для ореольных явлений характерна высокая скорость передачи возмущений к поверхности, физическая природа которых пока изучена недостаточно. В качестве одного из основных механизмов образования ореольных возмущений принято считать нестационарность (хаотичность) движения МН. Нестационарное перемещение МН вызывает достаточно мощные нелинейные процессы в

толще морской среды. Нестационарность может быть связана как с непосредственным перемещением МН в толще воды, так и с результатом случайного воздействия на МН гидродинамических сил неравномерного обтекания ее физического объема, с особенностями возникновения вихревых структур за МН и др. В реальных условиях, даже в случае равномерного прямолинейного движения МН, колебания ее физического объема всегда имеют место, что подтверждается проведенными наблюдениями [157], и вызывают реакцию среды, совпадающую в пространстве и во времени с моментами нестационарности. Воздействие подобного источника нестационарности приводит к нарушению структуры и равновесного состояния стратифицированной среды и является инициатором нелинейных процессов. Энергетика последних значительно превышает энергию вызывающего эти возмущения источника, за счет вовлечения во взаимодействие масс морской среды, превышающих массу МН, со скоростями, отличными от скорости колебания физического объема МН.

Нестационарное движение МН приводит к образованию крупномасштабных пространственных гидродинамических тороидальных вихрей и уединенных волн.

Тороидальные вихри представляют собой долгоживущие структуры, способные за счет гидродинамических свойств вращательного движения частиц, образующих их, переносить определенную массу воды, заключенную в подобном образовании.

Осцилляция тороидальных вихрей вызывает сейсмоакустическое излучение в окружающую среду. Излучателем является кольцевая объемная структура. Излучение в любых симметрично расположенных пространственных точках относительно центра интерференционной картины направлено как во внешнюю относительно излучателя сторону, так и во внутреннюю, что приводит к образованию стоячей волны. Эту волну называют волной сопровождения.

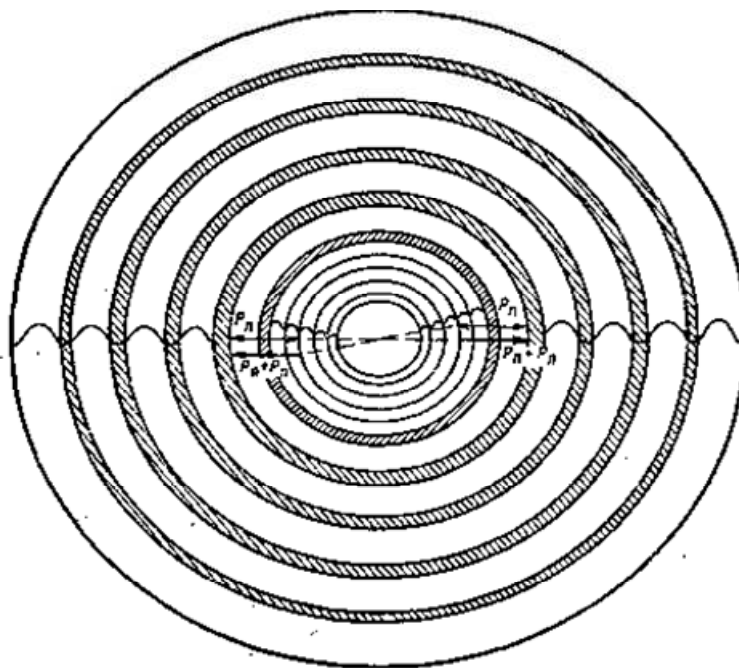


Рис. 3.2.1. Образование кольцевой зональной структуры стоячей волны (волны сопровождения) при нестационарном перемещении МН

На рисунке 3.2.1 показан горизонтальный разрез образованной интерференционной картины, где через $P_л$ и $P_п$ – обозначены векторные величины потоков энергии излучения для левой и правой (относительно центра) точек, находящихся на границах тора. Внутри излучателя образуются стоячие волны на встречных пучках, за его пределами – в параллельных.

Установлено, что нестационарность перемещения МН является одной из причин того, что происходит отрыв волны сопровождения и трансляция её в уединенную волну.

Скорость движения уединённой волны больше скорости перемещения нелинейной ВО МН и она может распространяться на значительные расстояния, вследствие чего получила название – предвестник. Спектральный анализ волны сопровождения и уединенной волны подтверждает предположение о том, что волна сопровождения транслируется в уединенную и по своим свойствам они подобны. В силу гидродинамических свойств тороидальные вихри смещаются к морской поверхности («всплывают») со скоростью, соизмеримой со скоростью внутренних волн, одновременно расширяясь. Степень расширения размеров вихревых колец зависит от вертикальных и горизонтальных градиентов температуры и плотности морской среды. Из всплывающих к поверхности тороидальных вихрей, рассекаемых в пространстве по направлению движения ВО МН спутным следом и внутренними волнами, формируются остаточные проявления, образующие сложную пятнистую структуру следных образований на морской поверхности и в некотором приближении волнообразную структуру в вертикальном сечении вдоль направления движения МН.

Подобные образования характеризуются сильной изменчивостью, особенно по полям плотности и электропроводимости морской воды. Таким образом, кольцевая волна и газовыделение в ней, всплывающие тороидальные вихри или остаточный результат их взаимодействия во времени создают объемные возмущение среды, радиус которых колеблется от единиц до сотен километров в зависимости от величины МН. Установлено, что размеры возмущенной области определяются физическим объемом МН. На основе материалов исследований, изложенных авторами в работах [78, 93, 108], рассмотрим некоторые свойства ореольной области на примере уединенной волны. В морской среде на форму и скорость движения уединенной волны воздействуют эффекты нелинейности и дисперсии. Форма уединённой волны близка к солитону, если указанные эффекты компенсируют друг друга. Волна при этом слегка деформируется, но через некоторое время превращается в солитон.

В научной литературе солитон называется нелинейная уединённая волна. Являясь как бы предвестником движущейся МН, уединенная волна может взаимодействовать с акустическим полем стороннего источника излучения.

Наличие трения водных масс в поле уединенной волны и волны сопровождения, а вообще в ореольной области движущейся МН, обуславливает комплексный характер скорости распространения акустических колебаний. В этом случае модуль объемной упругости χ имеет вид

$$\chi = \chi_0 (1 + jt g \delta), \quad (3.2.1)$$

где χ_0 – вещественная часть модуля объемной упругости; δ – угол потерь, равный сдвигу фаз между изменениями давления и плотности ρ . Величина δ связана с коэффициентом потерь η зависимостью $t g \delta = \eta$.

Комплексное значение модуля объемной упругости приводит к комплексному значению скорости распространения акустических колебаний c_μ в поле уединенной волны $c_\mu = \sqrt{\chi/\rho}$. Как показано в работе [78],

$$c_\mu = c_0 \left(1 + j \frac{3}{8} \eta^2 \right), \quad (3.2.2)$$

где c_0 – скорость звука в акустическом поле.

Из представленного выражения видно, что величина c_μ , большее c_0 . Рассматривая поле уединенных волн как границу раздела двух сред, авторами в работе [93] получено математическое выражение, описывающее модуль коэффициента отражения

$$|V| = \frac{\sqrt{(m \cos \theta + N_1)^2 + M_1^2}}{\sqrt{(m \cos \theta - N_1)^2 - M_1^2}}, \quad (3.2.3)$$

где m – отношение плотностей в поле уединенных волн (ρ_μ) и акустического поля (ρ); θ – угол падения акустических колебаний от источника на границу поля уединенной волны;

$$N_1 = -0,707 \left[(a^2 + b^2)^{1/2} - a \right]^{1/2}; M_1 = 0,707 \left[(a^2 + b^2)^{1/2} + a \right]^{1/2},$$

где $a = \sin^2 \theta - n^2$; $b = n^2 \eta$; $n = \frac{c_0}{c_\mu}$ – коэффициент преломления;

η – коэффициент потерь.

Результаты расчетов величины $|V|$ от угла падения θ показывают, что поле уединенной волны, являясь поглощающей поверхностью, приводит к отсутствию полного внутреннего отражения при любых углах падения [108]. Акустические колебания распространяются в уединенной волне, но в результате рефракции общее направление акустических колебаний изменяет свое направление движения, причем это отклонение может достигать нескольких сотен метров. В данном явлении и заключается одна из особенностей взаимодействия акустических колебаний с уединенной волной (и в целом с ореольной областью МН). Как показали расчеты, в результате рефракции лучи могут не попасть в точку приема [108].

Даже при угле падения $\theta = 0^\circ$, длина отклонения от вертикальной линии составляет более сотни метров м, а при $\theta = 0,15^\circ$ уже до двухсот метров.

Как было отмечено, только небольшая часть энергии акустических волн отражается от уединенной волны [93]. Большая часть расходуется на создание волнового процесса. Наличие комплексной скорости акустических колебаний в уединенной волне и неодинаковые значения коэффициента потерь в различных плоскостях приводят к необходимости учета рефракции, которая способствует существенному отклонению лучей от своего первоначального направления. Кроме того, уединенная волна является поглощающей средой. Увеличение степени затухания, связанное с нелинейной трансформацией сигнала и обогащением его высокочастотными составляющими, может вызвать появление некоге-

рентного рассеяния и вязкого затухания, а также недиссипативного механизма нелинейного резонансного затухания типа Ландау. Увеличение затухания также может быть связано с тратой энергии возмущения на дробления пузырьков газа.

Прохождение акустических колебаний через уединенную волну, акустическое давление, колебательная скорость, интенсивность будут отличаться от аналогичных параметров акустического поля обычной стратифицированной среды. Интенсивность акустических колебаний в уединенных волнах меньше, чем в идеальной жидкости. Физический смысл последнего утверждения заключается в том, что в уединенных волнах возрастает поглощение и увеличивается сдвиг по фазе между давлением и колебательной скоростью. Профессором Г.И. Казанцевым (ТОВМИ имени С.О. Макарова) было получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения в поле уединенной волны [117]:

$$\alpha = 8,68 \times 10^{-3} \left[\frac{\omega \sqrt{-3\rho c^2 + \sqrt{9\rho^2 c^4 \omega^4 + 16\mu^2 \omega^4}}}{\sqrt{6\rho \left(c^4 + \frac{16}{9} \frac{\mu^2 \omega^2}{\rho^2} \right)}} + \frac{4,6 \times 10^{-8} \omega^2 + 1,1 \times 10^{-6}}{1 + \omega^2} + \frac{0,2 f_p^2 f^2}{f_p^2 + f^2} + 0,008 f^2}{8680} + \frac{8\pi^2 l u' f^2}{c^4} \right] \text{ дБ/км}, \quad (3.2.4)$$

где l – средний размер ореольной области; u' – средняя флуктуация скорости движения волны; c – скорость акустических колебаний; f_p – частота релаксации; f – частота акустических колебаний; μ – коэффициент динамической вязкости; ρ – плотность среды.

Первый член в квадратных скобках учитывает поглощение, обусловленное сдвиговой вязкостью, второй и третий — обусловлены первой и второй релаксацией, четвёртый – за счет рассеяния акустических волн в уединенной волне.

Ввиду отсутствия экспериментальных исследований результаты расчетов сравнивались с формулой Шихи и Хейле. Коэффициент поглощения, рассчитанный по формуле (3.2.4) для $\rho = 1,02732 \text{ г/см}^2$, $\mu = 1,883 \text{ г/(см} \cdot \text{с.)}$, составляет $2,194 \times 10^{-3} \text{ дБ/км}$ и показывает, что затухание значительно превышает расчеты по формуле Шихи и Хейле.

В представленном выше выражении коэффициент поглощения акустических колебаний полем уединенной волны зависит от частоты. Анализ зависимости показывает, что в уединенной волне поглощение с увеличением частоты возрастает. Это обстоятельство способствует уменьшению количественных значений параметров акустического поля в уединенной волне. Можно отметить, поскольку поле уединенной волны является поглощающей средой, это же свойство характерно и для поля волны сопровождения и вообще для всей ореольной области движущейся МН. Исследования показывают, что уединенная волна порождается волной сопровождения и имеет почти идентичные характеристики.

При прохождении акустических колебаний через ореольную область МН их акустическое давление, колебательная скорость, интенсивность будут отличаться от аналогичных параметров сигнала обычной стратифицированной среды.

3.2.3. Структура и акустические свойства следа от движения морской неоднородности

Возмущения водной среды, вызванные обтеканием физического объема МН, а также создаваемые внутренние волны, нарушают естественную структуру гидрофизической природы морской среды. В водную среду при перемещении МН попадают, кроме того, различные продукты и газовые фракции. Вся эта совокупность возмущений среды, вносимых в водную среду, образуют особую протяженную область – след от движения МН. След от движения МН изменяет характеристики водной среды, что, в свою очередь, оказывает влияние на параметры распространяющихся в ней просветных сигналов. В этом параграфе рассматривается теоретический подход к обоснованию структуры следа МН, а также основные характеристики его составляющих, которые могут оказывать воздействие на параметры сигналов подсветки и использоваться в интересах повышения эффективности обнаружения и распознавания морских неоднородностей.

След от перемещения МН характеризуется наличием нескольких различающихся по структурам и свойствам зон:

- ближней зоны следа;
- дальней зоны следа;
- широкой зоны следа;
- зоны всевозможных примесей.

В каждой зоне могут быть выделены один или несколько структурных элементов следа или специфических областей в следе МН, геометрические размеры, положение в пространстве и внутренняя структура которых обусловлены различиями в принципах их образования, развития и вырождения. Рассмотрим более подробно ближнюю зону следа МН. Ближняя зона следа представляет область вырождающихся во времени возмущений, расположенную на горизонте максимальной плотности движения физического объема МН и вытянутую вдоль ее трассы.

Можно отметить, что движение МН сопровождается образованием связанных полей скорости и гидродинамического давления. При этом в скоростном поле наибольший интерес представляет турбулентное спутное течение (ТСС или турбулентный спутный след), которое возникает при движении жидкости в пограничном слое (вода – физический объем МН). Спутное течение, вследствие турбулентности, перемешивает водную толщу и изменяет установившиеся начальные состояние температуры, солёности и концентрации примеси, то есть первичный след в ближней зоне образуется ТСС, а также выделяемым объектом теплом и другими примесями. Начальная интенсивность параметров следа определяется параметрами перемещения МН.

Геометрические размеры ТСС определяются плотностной стратификацией и уровнем фоновой турбулентности [38].

Внутренние волны, а также изменения характеристик установившегося в среде поля движущейся МН образуют вторичный след от движения МН. Начальные характеристики вторичного следа, в основном, зависят от начальных параметров среды – вертикального распределения плотности, температуры и солёности среды.

При прохождении через след от перемещения МН сигналов подсветки все перечисленные факторы в своей совокупности оказывают существенное влияние на их параметры.

Это выражается как в непосредственном воздействии на сигнал первичным следом через процесс рассеяния и поглощения, так и за счет изменения условий распространения путем рефракции и расфокусировки сигналов, вызванных внутренними волнами и крупномасштабными турбулентностями, возникшими за МН и образующими вторичный след.

Рассмотрим более подробно ТСС. Как было отмечено, в спутном течении за МН, движущейся в стратифицированном по плотности (температуре и солености) океане, кроме поля турбулентных пульсаций скорости звука возникает поле плотностных неоднородностей, определяемое в основном температурными изменениями.

Оно образуется в результате перемешивания водных масс стратифицированного океана турбулентностью спутного течения. Анализ выполненных исследований спутного течения за МН в стратифицированной среде показывает, что поле плотности спутного течения имеет сложную структуру и его эволюция находится под влиянием целого ряда процессов, связанных с особенностями развития турбулизованной области в стратифицированной среде. Экспериментальными исследованиями показано, что происходят значительные возмущения гидрофизических полей в окрестности области спутного течения (околоспутная зона). В полях средней температуры и скорости зафиксировано образование возмущений волнового характера. Отмечено образование турбулизованных пятен (рис. 3.2.2.) вне спутного течения.

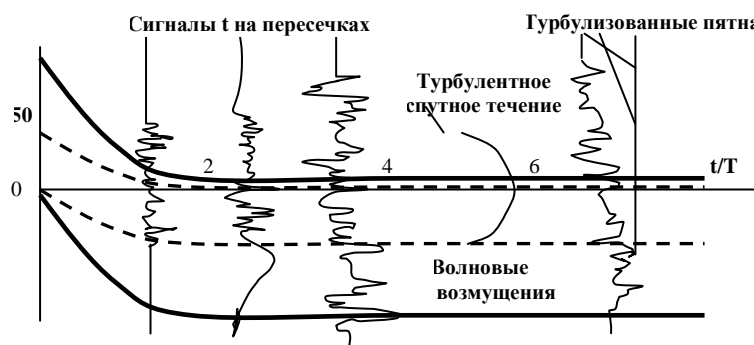


Рис. 3.2.2. Возмущения в спутной и околоспутной зонах

Возникающие турбулизованные пятна имеют горизонтальные размеры порядка $(0,5-3) d_0$, при этом количество пятен и их горизонтальные размеры практически не зависят от возраста следа (где d_0 – диаметр физического объема МН). Эти возмущения за пределами спутного течения характеризуются большей долгоживучестью (до $6T-8T$) (где T – период Вьяйсяля-Брента) и большими горизонтальными размерами возмущенной области по сравнению с полем пульсации скорости в спутном течении. На основании анализа результатов экспериментальных исследований структуры поля температуры турбулентного спутного течения за МН можно сделать обобщения.

Спутное течение существует до безразмерного возраста $t/T \approx 7-8$ (где t есть возраст следа). При $t/T > 0,1-0,2$ рост вертикального размера следа замедля-

ется и при $t/T > 0,3-0,6$ достигает максимального значения. При малых возрастах следа (при $t/T < 0,3$) в спутном течении преобладают процессы турбулентного перемешивания, которые приводят к установлению некоторого, отличного от фонового вертикального градиента плотности (температуры). На расстоянии порядка двух-трех диаметров физического объема МН этот градиент составляет примерно 0,4 от фонового значения.

При $t/T \approx 0,3$ начинает формироваться тонкая слоистая структура спутного течения. Вплоть до значений $t/T \approx 4,5$ она представляет собой систему перемешанных турбулизованных слоев, излучающих внутренние волны, чередующихся с более тонкими прослойками и большими вертикальными градиентами плотности (температуры). При этом до значений $t/T \approx 1$ могут иметь место инверсии градиентов температуры, с увеличением возраста следа вероятность их появления уменьшается. Толщины квазиоднородных перемешанных слоев h_{cl} и тонких высокоградиентных прослоек h_{np} с возрастом меняются мало и определяются выражениями: $h_{cl} = (0,2 - 0,3) D_0$; $h_{np} = (0,03 - 0,05) D_0$. При $t/T > 4,5$ тонкая слоистая структура спутного течения представляет собой систему чередующихся по вертикали перемешанных слоев и тонких прослоек со скачками плотности и области с уже восстановившимися фоновыми градиентами плотности.

Имеющиеся экспериментальные материалы свидетельствуют об образовании локализованных в пространстве областей возмущений поля температуры и образования турбулизованных пятен на горизонтах, расположенных над спутным течением за МН, т.е. в широкой зоне следа от МН наблюдаются возмущения тонкой структуры полей скорости и температуры.

Исследования следа от МН в целях его практического применения при обнаружении и распознавании МН были направлены на рассмотрение процесса образования за МН газовых пузырьков, т.е. пузырькового следа. Пузырьковый след МН возникает при прохождении обтекающей жидкостью областей пониженного давления вблизи физического объема. Обнаружение и идентификация пузырькового следа проводится, как правило, акустическими методами путем регистрации изменений интенсивности проходящих и отраженных от газовой области сигналов.

Результаты первоначальных исследований характеристик пузырькового следа обобщены [132]. Уже в этой работе показано, что ширина такого следа возникает с увеличением расстояния от МН, а время его жизни (восстановления структуры среды и ее акустических свойств) может составлять десятки минут. Также показано, что величина эквивалентного радиуса ($R_{экс}$) пузырькового следа МН, наиболее эффективно влияющего на затухание сигналов, зависит от частоты сигнала f , длительности облучаемых импульсов τ , начальных гидроакустических характеристик среды и изменяется в пределах, ограниченных зависимостью:

$$R_{экс} \sim f^{1/3} \div f^{1/4} \text{ и } R_{экс} \sim \tau^{1/2}.$$

Однако, как показывают экспериментальные исследования с использованием искусственной МН, рассеяние сигналов даже на низких частотах [15] проявляется достаточно эффективно, что можно объяснить рассеянием сигнала на турбулентных неоднородностях вторичного следа.

Оценим величину рассеивающего воздействия пузырькового следа МН на сигнал подсветки среды. Будем исходить из того, что рассеяние сигнала малой по сравнению с длиной волны частицей (в нашем случае воздушный пузырек)

можно отождествить с излучением ею некоторой мощности W_p . Тогда интенсивность, создаваемая одиночным рассеивателем на расстоянии r от него, определяется как

$$I_p = \frac{W_p}{4\pi r^2}. \quad (3.2.5)$$

Мощность, излучаемая рассеивателем, пропорциональна интенсивности падающей волны I_{nao} и объёму рассеивателя V_{0c} , т.е.

$$W_p = k I_{nao} V_{0c},$$

где k – коэффициент пропорциональности, который учитывает долю энергии, рассеянной к источнику, 1/см. Тогда получаем

$$I_p = \frac{k I_{nao} V_{0c}}{4\pi r^2}. \quad (3.2.6)$$

Если предположить, что рассеиватели равномерно распределены в пространстве и что в единице объема следа содержится n рассеивателей, то интенсивность рассеянной волны, создаваемая объемом dV_c , будет равна

$$dI_p = \frac{k n I_{nao} V_0}{4\pi r^2} dV_c. \quad (3.2.7)$$

Обозначим $k n V_0 = S_{KC}$, тогда

$$dI_p = \frac{S_{KC} I_{nao}}{4\pi r^2} dV_c \text{ или } dI_p = \frac{dW_p}{4\pi r^2}, \quad (3.2.8)$$

где

$$dW = S_C I_{nao} dV_0. \quad (3.2.9)$$

Выразим интенсивность падающей волны через параметры излучателя: коэффициент концентрации γ_u , акустическую мощность W_a и характеристику направленности $R^2(\theta, \varphi)$.

Интенсивность падающей волны на расстоянии r от излучателя будет равна

$$I_{nao} = \frac{W_a \gamma_u}{4\pi r^2} R^2(\theta, \varphi), \quad (3.2.10)$$

подставив в (3.2.6), получим с учетом затухания интенсивность рассеянного сигнала, принятой антенной с характеристикой направленности $R_{np}^2(\theta, \varphi)$, создаваемой объемом dV_{kc}

$$I_{pac} = \frac{S_{kc} W_a \gamma_{np} \gamma_u R_u^2(\theta, \varphi) R_{np}^2(\theta, \varphi) e^{-2\beta r}}{16\pi r^4} dV_c, \quad (3.2.11)$$

$$dV = R^2 dR d\theta d\varphi.$$

Проведя интегрирование по всем переменным, учитывая, что $ct/2 = r$, где t – текущее время, получим выражение для интенсивности рассеянного сигнала на приемнике

$$I_{pac} = \frac{S_c W_a \eta \tau}{2\pi c t^2} e^{-2\beta c t}. \quad (3.2.12)$$

Из полученного выражения следует, что интенсивность рассеянного пузырьковым следом сигнала прямо пропорциональна S_c и убывает обратно пропорционально времени (расстоянию) во второй степени.

Проанализируем величину S_c . Из выражения (3.2.9) видно, что объем dV_0 действует как излучатель мощностью $dW = S_c I_{nao} dV_0$ при излучении в пространство. Можно отметить, с другой стороны, что коэффициент

$$S_c = \frac{dW_p}{I_{nao} dV} \quad (1/\text{см}; 1/\text{м}), \quad (3.2.13)$$

то есть, численно равен отношению мощности сигнала, рассеянной статистически однородным объемом dV , к произведению интенсивности рассеянной этим объемом и является коэффициентом объемного рассеяния.

Экспериментально установленная величина S_c для следа МН равна 10^{-3} [125]. Как было отмечено выше, рассеяние в следе МН происходит на газовых пузырьках и согласно [126] коэффициент объемного рассеяния определяется выражением

$$S_c = \frac{\pi R^3 \cdot g_\omega}{2\delta_\omega}, \quad (3.2.14)$$

где R – радиус пузырька; g_ω – функция распределения пузырьков по характерным размерам; δ_ω – постоянная затухания.

Как отмечалось, в непосредственной близости за МН звукорассеивающие объекты (газовые пузырьки) могут появиться вследствие выброса из МН дисперсной газовой фазы. В процессе всплытия пузырьки имеют тенденцию к расширению из-за снижения внешнего давления и к растворению. Изменение радиуса пузырька можно определить выражением

$$R(z) = R_0 \left[\frac{p_a + \int_0^{H_0} \rho(z) dz}{p_a + \int_0^z \rho(z) dz} \frac{T(z)}{T(H_0)} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (3.2.15)$$

где R_0 и $R(z)$ – радиусы пузырька на глубинах H_0 и z соответственно;

p_a и $\rho(z)$ – атмосферное давление и плотность воды; $T(H_0)$ и $T(z)$ – температура воды на глубинах H_0 и z .

На определенных глубинах размеры пузырьков становятся соответствующими резонансным условиям рассеяния звука частотой f_r , т. е.

$$R_f(z) = \frac{1}{2\pi f_r} \left[\frac{3\theta_g}{\rho(z)} \left(p_a + \int_0^z \rho(z) dz \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.2.16)$$

где θ_g – показатель адиабаты для газа в пузырьке.

На рисунке 3.2.3 показаны две группы кривых: одна иллюстрирует изменение размеров пузырьков по мере всплытия, а вторая – изменение с глубиной резонансных размеров для отдельных частот излучения просветных сигналов.

Пересечение кривых, очевидно, характеризует ту глубину, достигнув которой пузырек станет интенсивно рассеивать звук частотой f_r . например, если

пузырек на глубине 10 м имел радиус $R_0 = 0,2$ мм, то для $f_r = 75$ кГц интенсивное рассеяние происходит на глубине около 180 м.

Если пренебречь зависимостью от глубины температуры и плотности воды, то можно найти приближенную формулу для оценки глубин резонансного рассеяния.

На долю пузырьков $R_0 < 0,75$ мм приходится примерно 0,3% общего объема. Это позволяет оценить количество пузырьков с размерами, соответствующих резонансным, в ТСС. Аналогичный вклад (а возможно, и больший) дадут другие источники газообразной фазы [93].

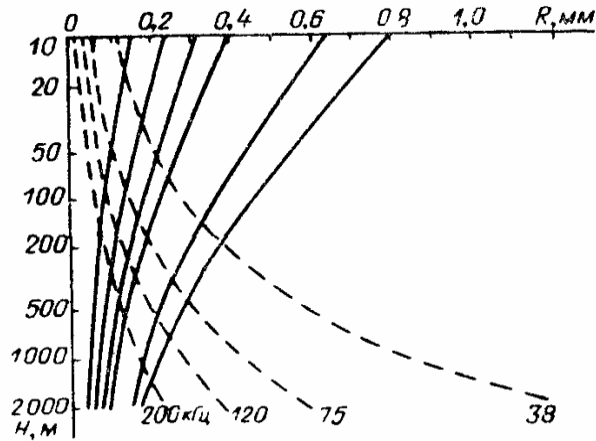


Рис. 3.2.3. Зависимость радиуса пузырька от глубины – $R_f(z)$ и изменение резонансного радиуса для некоторых частот излучения, – $R_0(z)$

$$z_r = 4,6 \left(\frac{f_r R_0}{\sqrt{g}} \right)^{1,2} (H_0 + 10)^{0,4} - 10. \quad (3.2.17)$$

Время существования дисперсных газовых пузырьков в следе МН, движущегося в водной среде, зависит от размеров пузырьков и интенсивности их растворения. Коэффициент диффузии газа через границу пузырька D_0 из-за сорбции на пузырьке поверхностно-активных веществ может быть на два порядка ниже известных по справочной литературе значений [78]. Специально выполненные оценки показали, что пузырьки, радиусом $1,25 \times 10^{-4} \leq R_0 \leq 6 \times 10^{-4}$ м, могут существовать на глубине от одной до нескольких минут и в процессе растворения всплыть на 10 м и более.

Исследования показывают, что в ТСС образуется слоистая структура поля плотности, на элементах которой возможны либо концентрация естественных газовых пузырьков в частицах «морского снега», либо выделение в микропузырьки растворенных в воде газов [93]. Подобные эффекты возможны и для наиболее мелких из выбрасываемых с МН пузырьков, если они войдут в контакт с частицами «морского снега» или с другим органическим веществом.

Первый механизм звукорассеяния наиболее вероятен в ближней области спутного течения, а второй – на более поздних стадиях развития следа МН.

Следует отметить, что в известных случаях регистрации спутного течения имеются реализации, где звукорассеивающая область вытянута по вертикали и

смещается с течением времени к поверхности. Наиболее простым объяснением этого является рассеяние звука на скоплении выброшенных с МН пузырьков, всплывающих к поверхности, что подтверждает практическую реальность изложенных выше предположений и указывает на актуальность дальнейших исследований в рассмотренном направлении.

Таким образом, хаотическое перемещение ВО МН сопровождается возникновением в морской среде развитого следа, существующего за ним практически всегда. Эффективное экранирование и рассеивающее воздействие данного следа на сигнал подсветки может быть использовано при обнаружении и распознавании МН по признакам затенения и искажения сигналов, а нелинейность и резонансные свойства протяженной пузырьковой завесы могут быть использованы при обнаружении МН по признакам параметрического преобразования и модуляции сигналов подсветки.

Глава 3.3. ОБНАРУЖЕНИЕ МОРСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С НИЗКОЙ ГИДРОЛОКАЦИОННОЙ ЗАМЕТНОСТЬЮ

Альтернативным и дополняющим направлением решения задачи обнаружения различных МН способом, основанном на закономерностях дифракции и искажений низкочастотных сигналов подсветки среды, является способ обнаружения морских неоднородностей с низкой гидролокационной заметностью.

Поэтому нижеизложенные теоретические рассуждения в основном предназначены для обнаружения и распознавания биологических морских объектов и их скоплений.

Способы высокочастотной гидроакустической томографии являются принципиально многопозиционными. Их использование для освещения обстановки в ограниченных морских зонах сдерживается отсутствием эффективного метода измерения проекций в условиях океана, позволяющего получить набор данных, необходимый для их обращения, при ограниченном количестве используемых датчиков.

Применение пространственно-частотной обработки сигналов, близкой по идее к методам визуализации, используемым в рентгеновской томографии, делают его в высокочастотной гидроакустической томографии перспективным инструментом освещения обстановки [16].

Противоречие между потенциальными возможностями способов акустического мониторинга и существующим уровнем их использования в системах освещения обстановки устраняется путем решения задачи по разработке метода реконструкции пространственного распределения возмущений морской среды при минимальном количестве используемых датчиков.

Поэтому дальнейшее развитие предлагаемого способа акустического мониторинга океана, основанного на применении совместной пространственно-временной обработки сигналов, потребовало обоснование модели сигнала, распространяющегося в среде с динамическими неоднородностями, и построения на ее основе способа восстановления пространственного распределения таких возмущений водной среды.

Теоретической основой данного направления в обнаружении морских неоднородностей являются:

– методы теоретической гидроакустики, математической физики, теории линейных систем, теории обобщенных функций, теории вероятностей, проверки статистических гипотез и оценки параметров, корреляционного анализа, аппарата преобразований Фурье и Радона;

– модель сигнала, учитывающая временную изменчивость неоднородностей среды распространения, на основе которой решается обратная задача восстановления пространственного распределения возмущений и область ее применимости;

– двусторонний просветный метод реконструкции пространственного распределения динамических возмущений среды, заключающийся в формировании поля, представляющего собой суперпозицию плоских распространяющихся навстречу друг другу монохроматических волн и вычисления взаимокорреляционной функции комплексных огибающих сигналов.

Естественные неоднородности океана оказывают существенное влияние на образование и развитие различных составляющих ВО МН и определяют уровень фоновых помех. Характерной особенностью океана является пространственно-временная изменчивость в широком диапазоне масштабов: от планетарных до микроструктуры. Фронтальные зоны, верхний перемешанный слой, области сильных течений и максимальных градиентов гидрофизических полей являются неблагоприятными для обнаружения МН искусственного происхождения.

Известно, что решение прямой задачи теории рассеяния изменяющихся во времени неоднородностей в первом приближении аналогично методу малых возмущений. Однако в данной модели падающее на частицу поле аппроксимируется полем первичной волны. Это приближение аналогично условию однократного рассеяния. Границы его применимости определяются уровнем флуктуаций и размерами рассеивающей области:

$$L_{\max} \ll (\rho, \sigma)^{-1}, \quad (3.3.1)$$

где ρ – плотность рассеивателей в используемом объекте;

σ – полный поперечник рассеяния неоднородностей.

Это условие аналогично ограничивает пространственный диапазон применимости борновского приближения. Более предпочтительным для построения модели сигнала является метод плавных возмущений (приближение Рытова), который учитывает многократное рассеяние (вперед) и поэтому не ограничен размерами исследуемой области. Адекватность приближения Рытова для гидро и атмосферной акустики и его преимущества перед борновским подтверждены многочисленными экспериментальными исследованиями. Значительные пространственные размеры возмущений в следе МН позволяют обеспечить выполнение основного условия применимости метода Рытова, заключающегося в том, что размеры неоднородностей велики по сравнению с длиной волны. Следствием этого условия является то, что рассеянные волны распространяются в основном вперед и волна, отраженная от неоднородностей среды, слаба по сравнению с падающей волной.

Однако модели сигналов, построенные методом плавных возмущений, предполагают, что неоднородности не меняются во времени. Все это доказыва-

ет, что медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля U_1 , связанная с волновым полем Ψ формулой

$$\Psi(x_n, q, t) = A \cdot \exp[-jw_0(t - t_n / C_0)] \cdot \exp[U_1(x_n, q, t)],$$

для динамического диапазона имеет вид

$$U_1(x, q, t) = \frac{k_0^2}{4\pi} \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon(x_1, q_1, t - (x - x_1) / C_0)}{x - x_1} \exp\left(\frac{jk_0(q - q_1)^2}{2(x - x_1)}\right) dq_1 dx_1, \quad (3.3.2)$$

где $r = (x, y, z)$, $q = (y, z)$, $\varepsilon(r, t) = (C_0 / C(r, t))^2 - 1$ – случайные флуктуации квадрата акустического показателя преломления в рассеивающем объеме.

Данное выражение получено для первичной монохроматической плоской волны, распространяющейся вдоль оси (например «X») в предположении выполнения следующих условий:

$$\frac{1}{k_0} |\Delta U_1| \ll 1; \quad (3.3.3)$$

$$\frac{1}{w_0} \left| \frac{\partial U_1}{\partial t} \right| \ll 1; \quad (3.3.4)$$

$$\frac{1}{w_0^2} \left| \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} \right| \ll 1. \quad (3.3.5)$$

Эти условия означают, что изменение фазы и относительное изменение амплитуды результирующей волны, вызванные динамическими неоднородностями, должны быть малы на расстояниях порядка длины волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ и за время порядка ее периода $T_0 = 2\pi/w_0$. На полное изменение фазы и амплитуды (на саму величину U_1) соотношения (3.3.3–3.3.5) ограничения не накладывают. Это означает, что на больших расстояниях от границы неоднородной среды могут накопиться и немалые изменения U_1 , но требуется достаточная плавность этих изменений или их малая величина на протяжении длины волны в пространстве и ее периода во времени. Эти условия выполняются при ограниченности пространственно-временного спектра $T(k, w)$ возмущений $\varepsilon(r, t)$ [55]

$$T(r, t) = 0 \text{ при } \left\{ \begin{array}{l} |k| > k_{\max} \ll k_0 \\ |w| > w_{\max} < C_0 k_{\max} \ll w_0 \end{array} \right\}. \quad (3.3.6)$$

Соотношение (3.3.2) является основополагающим в теоретическом обосновании двустороннего просветного способа реконструкции пространственного распределения динамических неоднородностей. Способ основан на использовании информации о пространственно-временной изменчивости неоднородностей среды распространения, содержащейся в рассеянных компонентах двух одновременно распространяющихся в различных направлениях зондирующих сигналах.

Суть этого варианта высокочастотного двустороннего просветного (ДП) способа состоит в создании в исследуемой области двух монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу, и вычислении взаимокорреля-

ционной функции комплексных огибающих откликов, измеренных с противоположных сторон относительно центра области. Геометрия измерения для ДП метода показана на рис. 3.3.1.

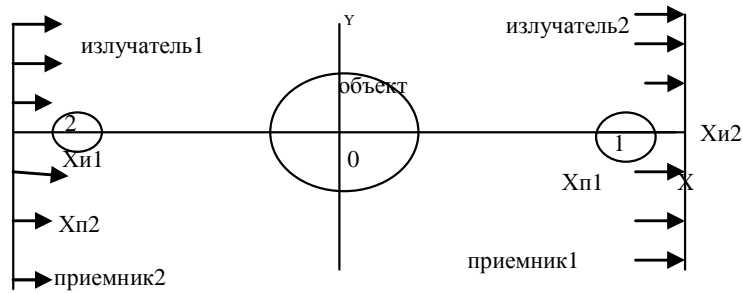


Рис. 3.3.1.Схема измерений в двухстороннем просветном методе

Когда точки приема размещены в зоне фраунгоферной дифракции относительно исследуемого объекта, взаимокорреляционная функция комплексных огибающих рассеянных сигналов с точностью до констант равна преобразованию Радона, по прямой $r \cdot e = c \cdot \tau / 2$, т.е. проекции среднего квадрата флуктуаций акустического показателя преломления $\langle \varepsilon^2(r) \rangle$ на направление с источника на приемник

$$R(\tau) = B + C \int_M \langle \varepsilon^2(r_1) \rangle \delta(x_1 - c\tau / 2) dr_1, \quad (3.3.7)$$

где $B = \text{const}$; $C = \text{const}$. Каждая измерительная система состоит из 2 (двух) излучателей и 2 (двух) приемников, расположенных с противоположных сторон объекта исследований (рис. 3.3.1).

Измерительная система из двух излучателей монохроматического сигнала и двух приемников позволяет без изменения частоты зондирующего сигнала измерить множество проекционных точек, расположенных на прямой в пространстве проекций или в области пространственных частот. При этом количество независимых отсчетов определяется отношением размера исследуемой области к интервалу корреляции возмущений [56].

При наличии таких проекций для различных направлений пространственная структура возмущений исследуемой области может быть визуализирована стандартными алгоритмами восстановления, используемыми в томографии. Набор проекционных данных, достаточный для реконструкции функции $\langle \varepsilon^2(r) \rangle$, предлагается получать с помощью набора систем излучателей и приемников [57], расположенных вокруг освещаемого района, т.е. исследуемого объекта (рис. 3.3.2).

Теоретически предлагаемый способ восстановления пространственного распределения динамических неоднородностей среды основан на операциях облучения объекта с различных направлений монохроматическими волнами измерения, рассеянных объектом сигналов на различные направления.

Данный способ обнаружения отличается от известных тем, что операции облучения объекта проводят излучателями, расположенными вокруг объекта попарно на линиях, проходящих через геометрический центр объекта и соответствующих равным проекционным углам, причем в каждой паре облучение про-

изводится одновременно, создавая в исследуемом объекте поле, представляющее собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся попарно навстречу друг другу [58].

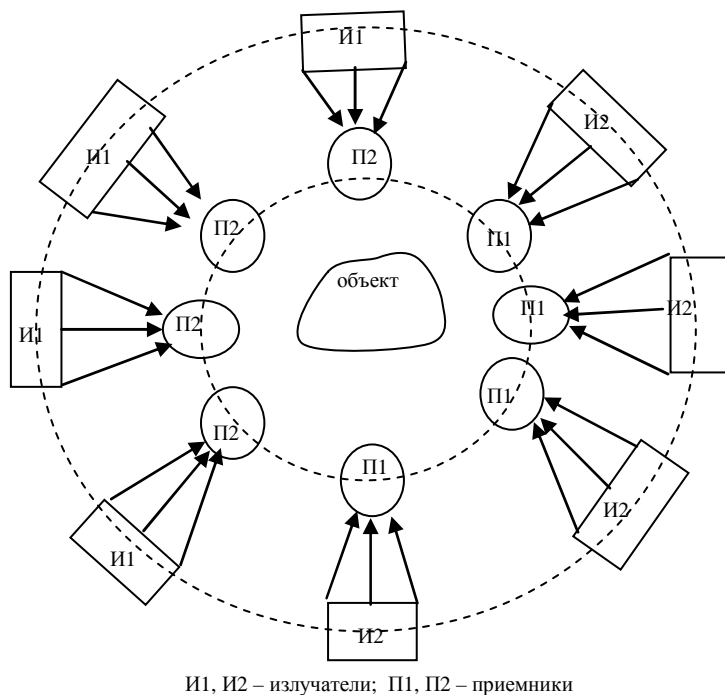


Рис. 3.3.2. Измерение проекций для различных направлений

При выполнении условия WSSUS (Wide Sense Stationar Uncorrelated Scattering) (обобщенные стационарные некоррелированные рассеиватели) корреляционная функция комплексных огибающих рассеянных сигналов, измеренных с противоположных направлений, представляет собой радоновский разрез (прямую в пространстве проекций) среднего квадрата сцены. При наличии таких разрезов для различных направлений сцена может быть визуализирована стандартными алгоритмами восстановления, используемыми в томографии. Например, при использовании Фурье-метода процедура обращения проекционных данных состоит в вычислении прямых одномерных преобразований Фурье проекций сцены на различные направления и обратного двумерного преобразования Фурье пространственного спектра сцены.

Следует отметить, что при использовании процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ), после выполнения последовательности одномерных БПФ, необходимо произвести интерполяцию значений двумерного спектра функции $\langle \mathcal{E}^2(r) \rangle$ с полярной на прямоугольную сетку частот [59, 60].

Принципиальной особенностью данного способа является то, что он позволяет по измеренным на одной акустической трассе определить пространственное распределение статистических параметров неоднородностей вдоль трассы, в то время как существующие «просветные» методы акустического мониторинга океана принципиально являются многопозиционными. Акустическая

трасса может быть локализована как за счет направленности рассеяния крупномасштабных неоднородностей, так и за счет использования направленного излучения и приема (рис. 3.3.3).

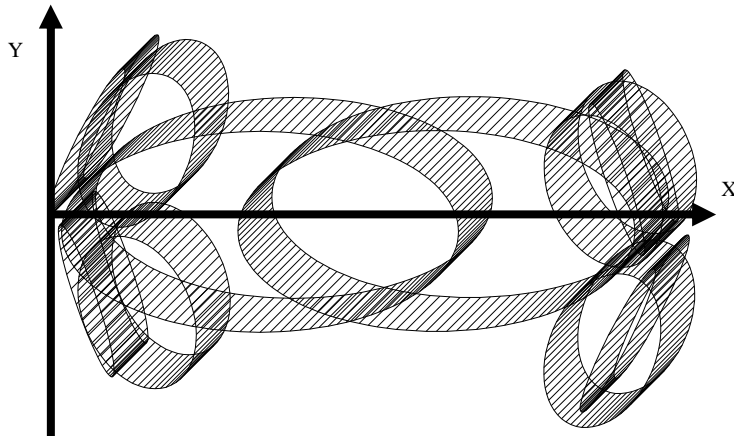


Рис. 3.3.3. Использование направленного излучения и приема для локализации рассеивающей области

Пренебрегая поперечными размерами рассматриваемой области по сравнению с длиной акустической трассы, в выражении (3.3.2) интегрирование может быть произведено по прямой, соединяющей источник и приемник.

Соответственно, взаимокорреляционная функция комплексных огибающих рассеянных сигналов, принятых на противоположных концах акустической трассы, будет с точностью до константы соответствовать пространственному разрезу весовой функции неоднородностей по прямой, соединяющей точки приема:

$$R(\tau) = B + C \cdot \langle \varepsilon^2(c\tau/2) \rangle. \quad (3.3.8)$$

Создавая в исследуемой области две монохроматические волны, распространяющиеся навстречу друг другу, и вычисляя взаимокорреляционную функцию комплексных огибающих сигналов, принятых направленными антеннами с противоположных сторон акустической трассы, получим пространственное распределение дисперсии акустического показателя вдоль трассы.

Тем самым теоретически решается задача создания способа измерения проекций акустических сцен в океане, существенно повышающего объем выборки проекционных данных при ограниченном количестве датчиков, и метода восстановления пространственного распределения неоднородностей, изменяющихся во времени.

Реконструкция пространственного распределения неоднородностей вдоль акустической трассы ДП методом предполагает вычисление взаимокорреляционных функций рассеянных сигналов. Каждый канал устройства обработки включает корреляционный приемник. Поскольку принимаемый сигнал является узкополосным, понятно, что обработку надо производить не во всем частотном диапазоне, а только в полосе, занимаемой сигналом. Математическая задача сводится к выбору частотной характеристики предкорреляционного фильтра.

Теоретически доказано, что передаточная характеристика предкорреляционного фильтра вида $h(f)$ совпадает с передаточной характеристикой фильтра Экарта

$$|h(f)|^2 = \frac{S(f)}{N^2(f)}, \quad (3.3.9)$$

где $N(f)$ – энергетический спектр помехи;

$S(f)$ – энергетический спектр сигнала.

Оптимальной статистикой для оценки корреляционных функций реализаций сцены, принимаемых двумя приемными устройствами, являются два фильтра Экарта, с выходов которых сигналы подаются на вход коррелятора.

При работе предполагаемого алгоритма восстановления за один цикл обработки с временем интегрирования « T » получаем один кадр сцены. За время наблюдения t будем иметь $K = t/T$ кадров. Если кадры энергетически накапливать, то увеличивается помехоустойчивость системы обработки, что можно количественно учесть введением множителя « K » для обобщенного отношения сигнал/помеха.

Поскольку сигналы, рассеянные возмущением морской среды, являются узкополосными, то можно заменить частотно-зависимые величины $S(f)$ и $N(f)$ их средними значениями в полосе сигнала Δf .

При этом обобщенное отношение сигнал/помеха для оптимальной статистики может быть представлено в виде

$$d^2 = \frac{T \cdot \Delta f \cdot K}{2} \cdot \frac{S^2}{N^2}. \quad (3.3.10)$$

При создании в исследуемой области поля, представляющего собой суперпозицию плоских монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу, корреляционная функция комплексных огибающих, рассеянных вперед динамическими неоднородностями сигналов, представляет собой радиновский разрез (прямую в пространстве проекций) среднего квадрата функций показателя преломления.

Двусторонний способ реконструкции пространственного распределения динамических неоднородностей, вызванных движением МН, позволяет измерять проекционные данные на одной акустической трассе при ограниченном количестве датчиков с увеличением объема выборки.

Доказано, что оптимальной статистикой для оценки корреляционных функций реализаций сцены, принимаемых двумя приемными устройствами, являются два фильтра Экарта, с выходов которых сигналы подаются на вход коррелятора.

Для реализации данного способа разработаны:

– методика оценки эффективности оптимального взаимокорреляционного приемника и всей статистики восстановления пространственного распределения динамических неоднородностей в целом;

– алгоритмы и соответствующие программы обеспечения способа восстановления пространственного распределения неоднородностей, изменяющихся во времени, и методика оценки эффективности гидроакустической системы освещения подводной обстановки.

Экспериментально подтверждена возможность реконструкции пространственного распределения неоднородностей, изменяющихся во времени, двусторонним просветным методом в морской среде.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволяют сделать вывод, что совокупность полученных результатов можно считать решением определенной части научно-технической задачи – обнаружение морских неоднородностей по результатам восстановления динамических возмущений, распределенных в океане с использованием высокочастотного просветного сигнала. В совокупности с дифракционным способом обнаружения, использующим низкочастотные просветные сигналы и физику параметрических явлений, можно использовать:

- весь способ при обследовании ограниченной зоны водного пространства с вычислением взаимокорреляционных функций рассеянных высокочастотных сигналов;

- в совокупности с низкочастотным методом гидролокации на просвет путем вычисления отклонений пространственных амплитудно-фазовых спектральных характеристик сигналов относительно эталонных с созданием томографических образов обнаруживаемых МН при широкомасштабном мониторинге окружающей среды.

Для повышения достоверности и объективности получаемой информации необходимо использовать дополнительные высокочастотные источники излучения с малыми дальностями действия. Применение высокочастотных стробирующих сигналов и вычисление взаимокорреляционных функций позволяет определять местоположение обнаруживаемой МН.

Раздел IV. ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ИССЛЕДОВАНИЯ, МОДЕЛИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ

Целью приведенных ниже результатов теоретических и экспериментальных исследований является проведение вычислительных экспериментов, поиск базовых критериев качества моделирования. Соответственно, разработка методик и специального математического обеспечения для использования полученных данных в процессе учета влияния океанского волновода на распространение низкочастотных просветных сигналов.

Если ось подводного звукового канала (ПЗК) находится около поверхности или на малой глубине, близкой к 100 м., то он считается полностью или частично открытым к поверхности в любых сезонных условиях. При этом наряду с воздействием объемных нестационарных процессов звуковые волны испытывают эффекты рассеяния на поверхностном волнении. Экспериментальные исследования на такой трассе дают материал для построения модели сигнала, одновременно учитывающей эффекты рассеяния на объемных и поверхностных нестационарных неоднородностях. Но существующие в настоящее время теоретические модели рассматривают их по отдельности.

Поэтому актуален вопрос о селекции указанных эффектов при анализе экспериментальных данных. Достаточно наглядно такое разделение можно выполнить для тональных сигналов, используя различие характерных временных масштабов объемных флуктуаций и поверхностного волнения. Характерные частоты поверхностного волнения меняются в диапазоне $10^{-2} \div 1$ Гц, тогда как спектр внутренних волн имеет диапазон $10^{-3} \div 10^{-5}$ Гц, не говоря уже о более медленных объемных процессах. Таким образом, можно считать, что флуктуации тонального сигнала в частотном интервале $10^{-2} < \Delta f < 1$ Гц обусловлены рассеянием на поверхностном волнении, а более медленные флуктуации $\Delta f < 10^{-2}$ Гц в основном внутренними волнами и другими нестационарными объемными процессами [93]: глубоководные течения, приливные и отливные течения, внутренние волны, извержения вулканов.

Глава 4.1. ИССЛЕДОВАНИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЛИЯНИЯ ОКЕАНСКОГО ВОЛНОВОДА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ

4.1.1. Результаты экспериментальных исследований и численного моделирования проверки теоретических основ процесса рассеяния звуковых волн в океанском волноводе и на стационарной трассе

Флюктуирующий сигнал можно представить как совокупность высоко-частотной компоненты (ВК), с характерными частотами флуктуации $10^{-2} < \Delta f < 1 \text{ Гц}$ и обусловленной поверхностным волнением, а также низкочастотной компоненты (НК), связанной с низкочастотными факторами типа внутренних волн и соответствующей диапазону спектра $\Delta f < 10^{-2}$ Гц. При этом поверхностное волнение, не влияя на форму спектра НК, оказывает прямое влияние на ее интегральную энергию. Существует несколько подходов к описанию эффектов рассеяния акустических волн в рефракционном волноводе, полностью или частично открытом к поверхности [94]. Первые подходы основываются на лучевом представлении акустического поля. Вторые – при малых значениях параметра Релея – описываются эффектами рассеяния в рамках модового представления акустического поля [95]. При этом распределение энергии рассеянной компоненты звуковых волн по частоте и номерам мод представляется уравнением переноса, что позволяет единообразно исследовать как эффекты однократного, так и эффекты многократного рассеяния.

Поскольку численное моделирование частотного спектра ВК было проведено в рамках модового подхода, изложим предварительно основные соотношения. Считаем, что волновод с профилем $C(z)$ имеет верхнюю границу $z = \xi(r, t)$. Поле давления квазимонохроматической волны с центральной частотой ω_0 разложим по ортогональным собственным функциям волновода с плоской границей $z = 0$, то есть

$$P = \sum_n \int b_{n,\omega} \exp(i\omega t) d\omega * \varphi_n(z) H_0^{(1)}(k_n r), \quad (4.1.1)$$

где собственные функции φ_n и волновые числа k_n соответствуют частоте излучения ω_0 . При многократном рассеянии когерентная компонента амплитуд нормальных мод $\langle b_{n\omega} \rangle$, соответствующая частоте ω_0 ($\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю случайных смещений $\xi(r, t)$), затухает экспоненциально, то есть $\langle b_{n\omega_0} \rangle = b_{n\omega_0}(0) \exp(-\gamma_n r)$. В случае волновода с плавным профилем $C(z)$ для декремента затухания получено сравнительно простое выражение

$$\gamma_n = \frac{1}{k_n} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 * \int_0^{k_0} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{\eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2}}{|h_\eta|} B(k_0 - h_\eta, k_y), \quad (4.1.2)$$

где $d\varphi_n/dz$ – значение производной на свободной невозмущенной ($\xi = 0$) поверхности, $k_0 = \omega/c(0)$, $h_\eta = (\eta^2 - |k_y|^2)^{1/2}$, $B(k_x, k_y)$ – спектр вертикальных смещений границы ξ . Введем в рассмотрение спектральную плотность энергии мод $N_{n\omega}$ согласно $\langle b_{n\omega} b_{n\omega}^* \rangle = N_{n\omega} \delta(\omega - \omega')$.

На основании уравнения переноса для частотно-углового спектра нормальных мод [96] можно получить замкнутые уравнения переноса для $N_{n\omega}$ в виде

$$\frac{dN_{n\omega}}{dr} = \sum_n \int d\omega' W_{n\omega}^{n'\omega'} N_{n'\omega'} - 2\gamma_n N_{n\omega}, \quad (4.1.3)$$

где $W_{n\omega}^{n'\omega'}$ – вероятность перехода, характеризующая обмен энергии между модами вследствие рассеяния на нерегулярной границе. Учтем, что пространственно-временной спектр волнения имеет вид:

$$B(\vec{k}, \Omega) = B(\vec{k}) \delta(\Omega \pm g \sqrt{k_x^2 + k_y^2}).$$

Тогда для вероятности перехода $W_{n\omega}^{n'\omega'}$ можно получить выражение [97]

$$W_{n\omega}^{n'\omega'} = \frac{\pi}{2k_n k_{n'}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \frac{B(|\omega - \omega'|, \beta) + B(|\omega - \omega'|, -\beta)}{\sqrt{\frac{(\omega - \omega')^4}{g^2} - (k_n - k_{n'})^2}}, \quad (4.1.4)$$

$$\beta = \arccos \left(\frac{(k_n - k_{n'})g}{(\omega - \omega')^2} \text{sign}(\omega - \omega') \right).$$

При этом необходимо выполнение условия $(\omega - \omega')^2 > g|k_n - k_{n'}|$, в противном случае $W_{n\omega}^{n'\omega'} = 0$. В этом выражении $B(|\Omega|, \varphi)$ – частотно-угловой спектр волнения, нормированный согласно:

$$\int_0^\infty d\Omega \int_0^{2\pi} B(|\Omega|, \varphi) d\varphi = \langle \xi^2 \rangle.$$

Наряду с прямым численным интегрированием переноса (4.1.3) возможны различные методы его приближенного решения. Наиболее наглядно разложение по степеням кратности рассеяния

$$N_{n\omega}(r) = N_n(0) \delta(\omega - \omega_0) + r \sum_n W_{n\omega}^{n'\omega'} N_{n'}(0) + \frac{r^2}{2} \sum_{n n'} \int d\omega'' W_{n\omega}^{n''\omega''} N_{n''}(0) + \dots, \quad (4.1.5)$$

где в качестве исходного рассматривается монохроматический сигнал с частотой ω_0 и распределением по модам $N_n(0)$. Чтобы получить в явном виде частотный спектр рассеянной компоненты, приведем приближенное выражение для первых чле-

нов этого ряда в случае, когда частотно-угловой спектр волнения сосредоточен вблизи α_0 , причем ширина спектра Δ и частота максимума Ω^* удовлетворяют условию $\Delta \left| \frac{dP}{dk_p} \right| \left| \sin \alpha_0 \right| \frac{\Omega^2}{g} \ll P_0$, где P_0 – характерный масштаб изменения по номеру моды величин давления рассеянной компоненты монохроматического сигнала.

В этом случае для однократно рассеянной компоненты поля приближенное суммирование в (4.1.5) приводит к выражению

$$N_{n, \omega_0 + \Omega}^{(1)} = \frac{\pi r}{4k_n k_{n'}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \left| \frac{dn'}{dk_{n'}} \right| N_{n'}(0) B(\Omega), \quad (4.1.6)$$

$$B(\Omega) = \int_0^{2\pi} B(|\Omega|, \varphi) d\varphi.$$

Значение n' находится из уравнения $k_{n'} = k_n - \Omega^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign} \Omega$. Аналогичным образом для двукратно рассеянной компоненты имеем:

$$N_{n, \omega_0 + \Omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 r^2}{32k_n^2 k_{n'} k_{n''}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right) \left(\frac{d\varphi_{n''}}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \left| \frac{dn'}{dk_{n'}} \right| \int B(\omega' - \Omega) B(\omega') d\omega', \quad (4.1.7)$$

где n', n'' связаны уравнениями $k_{n''} = k_{n'} - \omega'^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign} \omega'$, $k_{n'} = k_n + (\Omega - \omega')^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign}(\omega' - \Omega)$. Из этих выражений следует, что спектр однократно рассеянной компоненты акустического поля для волнения с относительно узким частотно-угловым спектром близок по форме к частотному спектру волнения. При этом спектр сигнала в общем случае несимметричен, т.е. амплитуды боковых спектров в области $\Omega > 0$ и $\Omega < 0$ различны.

Для спектра двукратно рассеянной компоненты характерно наличие максимумов вблизи нулевой частоты $\Omega \approx 0$ и удвоенной центральной частоты спектра волнения $|\Omega| \approx 2\Omega^*$, но опять же спектр несимметричен, т.е. $N_n^{(2)}(\Omega) \neq N_n^{(2)}(-\Omega)$. Полная симметрия спектра акустического сигнала (при условии симметрии углового спектра волнения относительно α_0) возникает лишь при $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$. В этом случае, как это следует из выражений (4.1.6–4.1.7),

спектр однократно рассеянной компоненты повторяет спектр волнения, а спектр двукратно рассеянной компоненты является сверткой спектров волнения.

Применение модового описания эффектов рассеяния на стационарной трассе предполагает наличие волновода с характеристиками, однородными вдоль трассы. В принципе возможно обобщение приведенных выше результатов на волновод с регулярными изменениями по дистанции профиля скорости звука и глубины дна, но реализация их численными методами достаточно сложна. Вместе с тем, очевидно, что в области материкового шельфа вблизи излучателя

и приемных гидрофонов, где наблюдаются уклоны дна порядка 5.7° , происходит эффективная трансформация энергии нормальных мод.

Вследствие этого коэффициенты возбуждения мод в шельфе существенно отличаются от коэффициентов возбуждения точечным источником в волноводе с ровным дном. Этот эффект был учтен при численном моделировании.

В то же время на основном участке трассы дно считалось ровным с глубиной $H = 3200$ м. Профиль скорости звука $C(z)$ для канала с зимней гидрологией, измеренный на шельфовой зоне, предполагался при моделировании постоянным вдоль трассы.

Профиль канала $C(z)$ для осенней гидрологии (за исключением прибрежной зоны, где глубина оси канала $z_0 \approx 400$ м) существенно не меняется вдоль трассы и имеет глубину оси $z_0 \approx 100 \div 140$ м. Для моделирования поля точечного источника в береговом шельфе используется комплекс модовых программ «Горизонт». При этом шельф представляется совокупностью большого числа (порядка 100) кусочно-однородных волноводов. В каждой из них поле рассчитывается в рамках модовой программы, а при переходе через границу соседних волноводов вычисляются элементы матрицы трансформации мод. В итоге на выходе из шельфа получаем распределение акустического поля $P(z)$ для осенней и зимней гидрологии. Аналогичным образом (с использованием теоремы взаимности) рассчитывались коэффициенты трансформации мод в шельфе вблизи приемного (глубокого) гидрофона C'_n и соответствующие значения $N'_n = |C'_n|^2$. При этом предполагалось (на основании имеющихся данных), что определяющим типом грунта в шельфе является песок с плотностью $\rho = 1.6$ г/см³, продольной скоростью звука $C_1 = 1600$ м/с и коэффициентом затухания $\beta = 2,194 \times 10^{-3}$ дБ/км. Результаты расчетов нормированных значений N'_n и N_n^S для осенней и зимней гидрологий приведены на рис. 4.1.1.

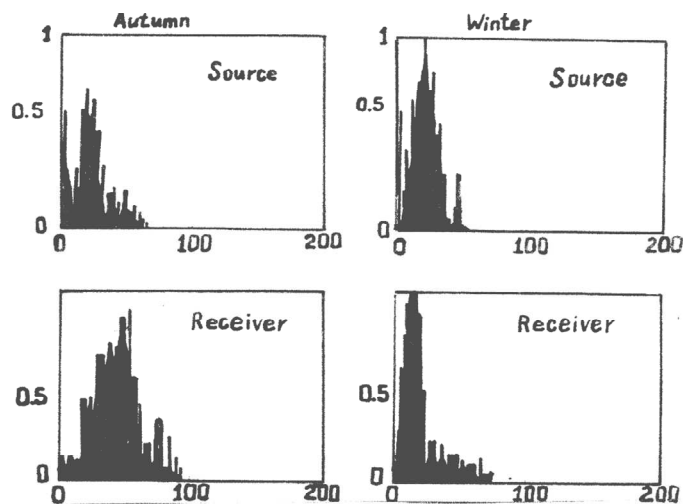


Рис. 4.1.1. Нормированные коэффициенты трансформации мод в шельфовых областях вблизи излучателя и приемника

При моделировании спектра высокочастотной компоненты (ВК) сигнала необходимо использовать данные о частотно-угловом спектре поверхностного волнения, полученного синхронно с проводимыми измерениями флуктуации сигнала. В нашем случае таких измерений не производилось, поэтому при моделировании использовались усредненные спектры поверхностного волнения, обобщающие результаты многочисленных натуральных исследований. Из них следует, что поверхностное волнение обычно представляет собой суперпозицию ветрового волнения, обусловленного ветром на данной акватории (с масштабами $\Delta r \approx 100$ км) и океанической зыбью, приходящей из отдаленных штормовых районов, и поэтому слабо коррелирующей с локальными параметрами ветра. Наиболее хорошо изучен частотный спектр ветрового волнения $B(\Omega)$. Для него в дальнейшем будет использоваться общепризнанная модель, соответствующая развитому волновому волнению [98]

$$B_W(\Omega) = 8.1 * 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \exp(-1.25(\frac{\omega_0}{\omega})^4) \gamma \exp(-\frac{(\Omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2 \omega^2}), \quad (4.1.8)$$

где $\omega_0 = 0.84g/v$ – частота максимума спектра, v – скорость ветра, $g = 9.8$ м/с², γ характеризует степень развития волнения, для σ используются значения

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 \text{ при } \Omega \leq \omega_0 \\ 0.09 \text{ при } \Omega > \omega_0 \end{cases}.$$

Для частотно-углового спектра волнения поверхности моря традиционно используется зависимость

$$B_W(\Omega, \alpha) = B_W(\Omega) \cos^{2n}(\alpha - \alpha_W) Q(n). \quad (4.1.9)$$

Здесь нормировочный коэффициент $Q(n)$ имеет вид $Q(n) = \pi^{-1} 2^{2n-1} \Gamma^2(n+1) / \Gamma(2n+1)$, где $\Gamma(x)$ – есть гамма-функция. Показатель n зависит от силы ветра и частоты, но известные аппроксимации этих зависимостей существенно различаются. Поэтому часто используются фиксированные значения n . Предполагать, что в интересующем нас диапазоне скоростей ветра $n = 4$ не зависит от частоты Ω . Для параметра γ было выбрано $\gamma = 2$, что соответствует средней степени развития волнения.

Меньше изучен спектр океанической зыби. Известно, что при распространении из штормовых районов частотно-угловой спектр зыби становится существенно уже, чем спектр развитого волнения, но каких-то общепринятых моделей спектров зыби не существует. Следуя [95, 98], предположим при моделировании, что частотно-угловой спектр зыби аналогичен спектру [95, 96], где фигурирует частота ω_s – частота максимума спектра зыби и берется значение $\gamma = 10$, что соответствует узкому частотному спектру зыби. Для показателя анизотропии углового спектра зыби n_s будем использовать максимальное наблюдаемое значение $n_s = 6$. В итоге частотно-угловой спектр зыби имеет вид

$$B_S(\Omega, \alpha) = B_S(\Omega) \cos^{2n_s}(\alpha - \alpha_S) Q(n_s), \quad (4.1.10)$$

$$B_S(\Omega) = 8.1 \langle \zeta_s^2 \rangle \omega_s^4 \omega^{-5} \exp(-1.25(\frac{\omega_s}{\omega})^4) \gamma \exp(-\frac{(\Omega - \omega_s)^2}{2\sigma_s^2 \omega_s^2}),$$

где $\langle \zeta_S^2 \rangle$ – дисперсия смещения поверхности, $\omega_S = \frac{2\pi}{T_S}$, T_S – период зыби

$$\sigma_S = \begin{cases} 0.07 \text{ при } \Omega \leq \omega_S \\ 0.09 \text{ при } \Omega > \omega_S \end{cases}.$$

Как правило, в океане наблюдаются суперпозиция ветрового волнения и океанической зыби. В этом случае при расчете эффектов рассеяния в качестве функции $B(\Omega, \alpha)$ следует брать сумму модельных спектров зыби и ветрового волнения.

Перейдем теперь непосредственно к обсуждению результатов численного моделирования спектра ВК на стационарной трассе. Из усредненных по шести часовых реализациям текущих спектров сигнала видно, что однократно рассеянная компонента, сосредоточенная вблизи f_{\max} порядка 0.1 Гц (в дальнейшем речь идет о значении частоты относительно частоты излучения), доминирует над двукратно рассеянной компонентой. Для определенности будем считать, что однократно рассеянной компоненте соответствует область спектра $0.5f_{\max} \leq |f| \leq 1.5f_{\max}$, а двукратно рассеянной компоненте – области $|f| \leq 0.5f_{\max}$ и $1.5f_{\max} \leq |f| \leq 0.4\text{Гц}$. Поскольку спектр сигнала в основном формируется однократно рассеянной компонентой, численное моделирование будет проведено в однократном приближении теории рассеяния.

В качестве основных характеристик модельного спектра $S(f)$ будем рассматривать (кроме его качественного вида) коэффициент асимметрии спектра, определяемый отношением максимумов соответствующих положительным и отрицательным частотам, а также интегральную энергию однократно рассеянной компоненты спектра. При этом для количественной оценки интенсивности рассеяния удобно ввести отношение энергии одно-

кратно рассеянной компоненты сигнала к энергии когерентной компоненты. С учетом обсуждавшихся эффектов трансформации мод в шельфовой области вблизи излучателя и приемника, для этой величины q имеет выражение

$$q = \frac{\sum_p N_p^{(1)} N_p^r}{\sum_p N_p^S N_p^r}.$$

На рисунке 4.1.2 приведены нормированные спектры ВК при рассеянии на зыби с параметрами $A_S = 1 \text{ м}$, $T_S = 10 \text{ сек}$ и различными углами распространения α_S . Здесь и далее $A_S = \langle \zeta_S^2 \rangle^{1/2}$.

Видно, что спектр является узким и повторяет форму частотного спектра зыби. При $\alpha = \pi/2$ спектр симметричен, при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$ для коэффициента асимметрии K имеем значение $K=4$ и $K=0.25$. Поскольку из работ [95, 96] следует, что при $\alpha = 0, \pi$ асимметрия спектра максимальна для прочих значений угла α , коэффициент K имеет промежуточное значение. Аналогичные резуль-

таты для ветрового волнения при скорости ветра $V = 12 \text{ м/с}$ приведены на рис. 4.1.2.

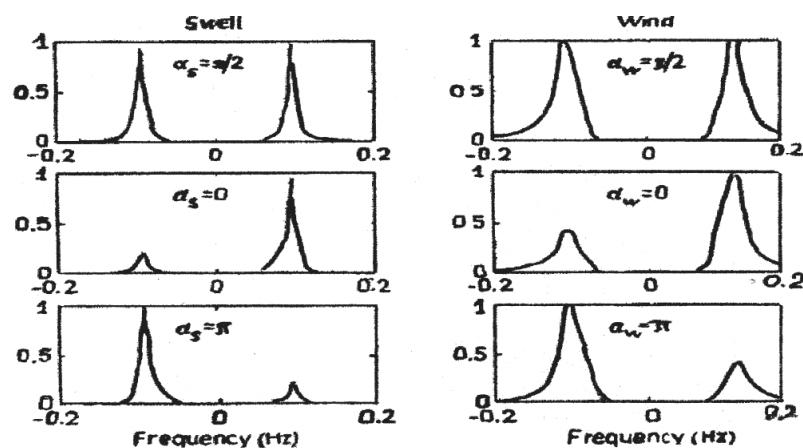


Рис. 4.1.2. Нормированные спектры высокочастотной компоненты сигнала при рассеянии: а) на зыби поверхности моря (3 левых графика); б) ветровом волнении (3 правых графика)

При этом коэффициент $K = 2$ при $\alpha = 0$, $K = 0.5$ при $\alpha = \pi$, $K = 1$ при $\alpha = \pi/2$. На основании этих результатов (и аналогичных, полученных при других значениях параметров) можно сделать вывод, что в условиях зимней гидрологии типичная асимметрия спектра невелика и не превышает нескольких децибел, что согласуется с данными эксперимента. Сравнение модельного спектра ВК для значений $V = 12 \text{ м/с}$, $H_S = 0.7 \text{ м}$, $T_S = 8 \text{ с}$ с типичным экспериментальным спектром приведено на рис. 4.1.3.

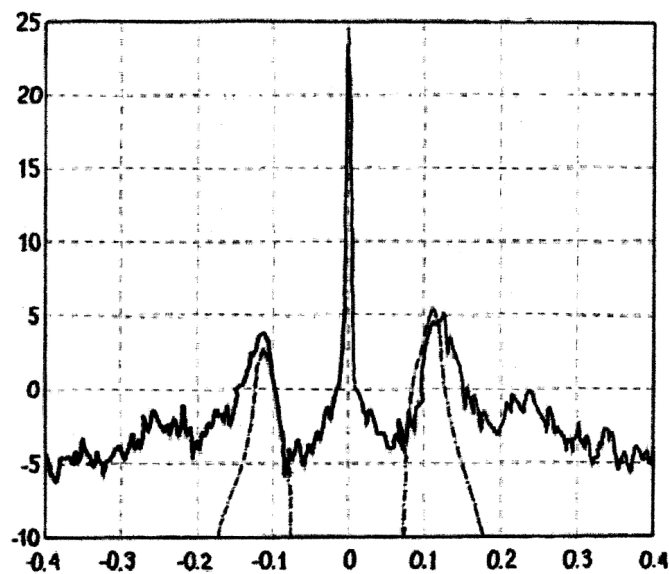


Рис. 4.1.3. Типичный спектр высокочастотной компоненты просветного сигнала на стационарной трассе, осенний период: данные модельного эксперимента (штриховая линия); данные морского эксперимента (сплошная линия)

При расчетах предполагалось западное направление ветра и распространения зыби, т.е. $\alpha_s = \alpha_w = 160^\circ$. Соответственно, можно отметить, что в области однократно рассеянной компоненты не только вид, но и уровень спектра ВК удовлетворительно согласуются с экспериментом. Полученное значение при моделировании: значение $q = 0.14$ также близко к экспериментальному значению $q = 0.17$. Таким образом, предварительные результаты численного моделирования находятся в неплохом согласии с наблюдаемыми акустическими данными. В этих условиях представляет интерес дальнейшее уточнение теоретической модели сигнала в условиях синхронных измерений частотно-углового спектра поверхностного волнения и частотных спектров сигнала на стационарной трассе. При этом необходимо проверить не только однократную, но и многократную теорию рассеяния звука на поверхностном анизотропном волнении.

4.1.2. Исследования внутренних волн океана с применением зонда пространственно-распределенных датчиков температуры

Цель данного эксперимента заключалась в исследовании изменчивости основных характеристик внутренних волн океана для дальнейшего учета их влияния на динамику движения водных масс океанской среды и параметры низкочастотных просветных сигналов.

При распространении гидроакустического сигнала в океане внутренние волны являются одной из причин, определяющих медленные вариации параметров просветных сигналов и динамику движения водных масс. Такое влияние определяется действием на них короткопериодных или длиннопериодных (от нескольких минут до нескольких часов) колебаний [99, 100].

Поэтому при широкомасштабном мониторинге океанской среды экспериментальные исследования изменчивости внутренних волн и влияние их на просветные низкочастотные сигналы занимают значительное место при проведении любых опытов такого класса, а полученные результаты немедленно используются для учета влияния океанского волновода на параметры низкочастотного просветного гидроакустического сигнала.

Эксперимент по исследованию изменчивости характеристик внутренних волн океана производился в два этапа.

На первом этапе определялись вертикальные профили скорости звука в конкретной районе. Данные измерения проводились с морского судна, стоящего на якорю, с использованием зонда измерителя скорости звука и давления (ИСЗД), представляющего собой пространственно-распределенный датчик температуры.

Зонд имел следующие технические характеристики:

- предельная глубина погружения 960 м;
- разрешающая способность по глубине 0,15 м;
- погрешность измерения глубины 0,4%;
- диапазон измеряемых скоростей от 1380 м/с до 1560 м/с;
- погрешность измерения скорости звука не более 0,3 м/с;
- разрешающая способность скорости звука 0,03 м/с;
- скорость погружения капсулы измеряющего элемента $1,5 \pm 0,5$ м/с;
- скорость подъема капсулы $2 \pm 0,3$ м/с;

– частота регистрации данных скорости звука и глубины $1 \pm 0,05$ Гц; $10 \pm 0,5$ Гц соответственно.

Имея зонд с указанными характеристиками, возможно выделение особенностей профиля скорости звука с погрешностью до $0,1$ м/с. Данные измерения и их погрешность определяются цикличностью скоростемера и быстродействием используемой электронной схемы прибора. На рисунке 4.1.4,а показана серия измерений из десяти последовательных вертикальных профилей скорости звука, выполненных на глубине нахождения измеряющего элемента – 40 м. Зондирования выполнялись в точке через каждые 10 минут. Район измерений представлял собой закрытую акваторию с глубинами до 40 м, на которой отсутствовали мощные стационарные течения, фронтальные разделы и другие сложные особенности динамического режима. Вертикальные профили скорости звука в этом случае имели слабую изменчивость от поверхности до дна, однако наблюдались возмущения порядка $0,5$ м/с в масштабах тонкой структуры. На отдельных зондированиях этими возмущениями профиля скорости звука образован подводный звуковой канал (ПЗК) на глубине около 10 м.

В районе были произведены также зондирования в отдельных точках, в которые судно двигалось постоянным курсом. Для этого случая на рис. 4.1.4,б показаны результаты этих измерений. В каждой точке было выполнено по три варианта зондирования.

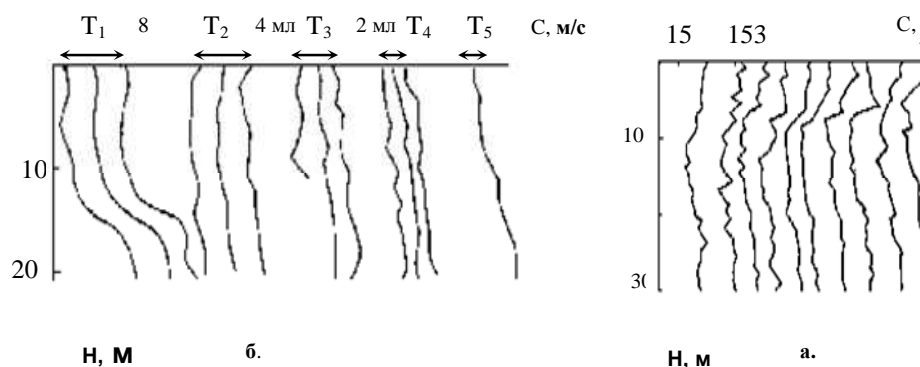


Рис. 4.1.4. Вертикальные профили скорости звука в районе проведения эксперимента

Точки измерений отстояли друг от друга на разных дистанциях, максимальная из которых, как видно из рис. 4.1.4,б, составляла 8 миль. Эта точка обладает типичным для района вертикальным профилем скорости звука. Вертикальные профили имеют четко выраженный слой скачка с перепадом скорости звука порядка одного метра (рис. 4.1.4,а).

При дальнейшем движении по трассе наблюдались вертикальные профили со слабой изменчивостью скорости звука по глубине. По проведенным измерениям был сделан вывод: исследуемый район обладает некоторой пространственной нестабильностью вертикального профиля характеристик среды.

На втором этапе было проведено исследование изменчивости характеристик внутренних волн океана.

Сущность проводимых измерений заключалась в следующем: с помощью распределенного датчика температуры в точках с характерными условиями термоклина, выявленного на первом этапе, были проведены измерения характери-

стик внутренних волн. Функционально датчик представлял собой тонкую стальную проволоку, сложенную в несколько раз по длине для увеличения общего сопротивления. Увеличение сопротивления датчика необходимо для повышения его чувствительности. При сопротивлении датчика в 560 Ом и температурном коэффициенте стали 0,0032 чувствительность проволоки к динамике движения водных масс соответствует параметру, равному 1,792 ом/град. Измерения сопротивления датчика выполнялись при помощи моста постоянного тока. Сигнал разбаланса моста регистрировался самописцем на диаграммную бумагу. Результаты регистрации внутренних волн при помощи распределенного датчика температуры показаны на рис. 4.1.5, а,б. В правой части рисунка изображен вертикальный профиль температуры, характерный для исследуемого района, и схема положения датчика относительно термоклина. В приведенных примерах выбраны участки записи с наиболее интенсивными колебаниями температуры, хотя за полное время регистрации, равное 12 ч. 50 мин, существовали участки с уменьшением флуктуации температуры (почти до нуля). Преобладающий период колебаний из визуальной оценки составляет 6 мин. Амплитуда колебаний в градусах была оценена по известной методике [99].

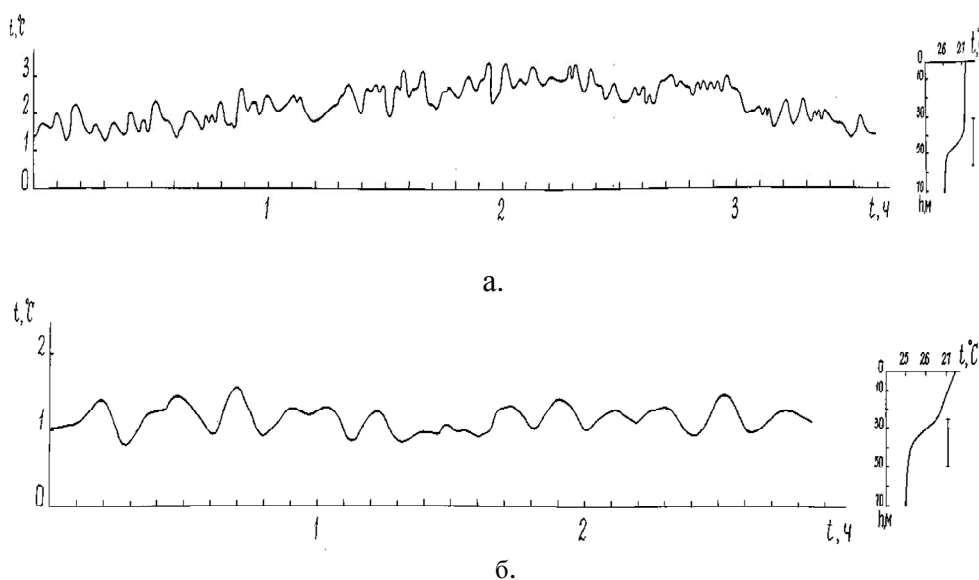


Рис. 4.1.5. Примеры записей колебаний температуры, полученные с помощью струны

Для определения амплитуды колебаний по предложенной методике необходимо определить отклик датчика в делениях шкалы регистратора β_Z на метр глубины. С этой целью датчик поднимали либо опускали в термоклине на определенное количество метров. Из данных гидрологической станции определялся средний градиент температуры $\overline{T_Z}$ в градусах на метр. Исходя из этого рассчитывалась цена деления шкалы регистратора в градусах $\beta_T \approx \frac{\overline{T_Z}}{\beta_Z}$ (град / дел).

При измерениях средний температурный градиент $\overline{T_z}$ составлял 0,2 град/м., отклик датчика $\beta_z = 2$ дел/м, поэтому $\beta_T = 0,1$ град/дел. Из примера записи на рис. 4.1.5,а видно, что амплитуда флуктуаций составляет около 1 град.

На рисунке 4.1.5,б показан пример записи флуктуаций температуры, зарегистрированных распределенным датчиком в северной части Южно-Китайского моря. Термоклин в этом случае охватывает больший диапазон глубин, имея более слабый средний температурный градиент, чем в предыдущем районе $\overline{T_z} = 0,1$ град/м. Отклик датчика $\beta_z = 2$ дел/м и $\beta_T = 0,05$ град/дел. Амплитуда колебаний в этом случае также составляла 1град. При общей продолжительности регистрации равной 15 час 55 мин наблюдалась аналогичная картина изменчивости, как и в южном районе Южно-Китайского моря, т.е. интенсивность колебаний температуры совпадала. Участки записи со слабой изменчивостью перемежаются с участками, где резко увеличивается интенсивность колебаний.

Исследования изменчивости внутренних волн с использованием датчиков температуры показали, что короткопериодные внутренние возмущения преимущественно распространяются в виде отдельных квазисинусоидальных цугов, перемежающихся отрезками времени с колебаниями меньшей интенсивности, но более высокочастотными и имеющими турбулентный характер.

Выполненные наблюдения внутренних волн в мелководных районах с хорошо развитым термоклином и их предварительный анализ показывают, что короткопериодные внутренние волны этих районов распространяются в соответствии с предположением о нестационарности и неоднородности поля короткопериодных волн [99,100].

Анализ записей в пределах отдельных цугов дает хорошо выраженные пики функции спектральной плотности, что подтверждает достаточно высокое качество используемого измерительного зонда, изготовленного на основе пространственно распределенных датчиков температуры.

4.1.3. Влияние горизонтальной рефракции на условия распространения низкочастотных просветных сигналов в условиях берегового шельфа

Известно, что на распространение звука в условиях берегового шельфа, где в основном и применяются просветные системы, большое влияние оказывает рельеф дна. Траектории звукового луча, многократно отразившегося от поверхности и дна искривляются, возникает эффект ложного направления на источник; появляются сложные явления, обусловленные дефокусировкой или, наоборот, фокусировкой рефрагированных лучей.

Далее мы коротко остановимся на некоторых случаях горизонтальной рефракции, когда профиль дна имеет сравнительно простой вид. При этом используем примеры, которые дают хорошее представление об особенностях горизонтальной рефракции на шельфе и позволяют в дальнейшем объяснить некоторые экспериментальные результаты [101].

С учетом рельефа дна вычисление траектории многократно отраженных поверхностью и дном лучей может быть осуществлено только в трехмерной системе координат. Такая система координат и обозначения углов [101, 102] приведены на рис. 4.1.6.

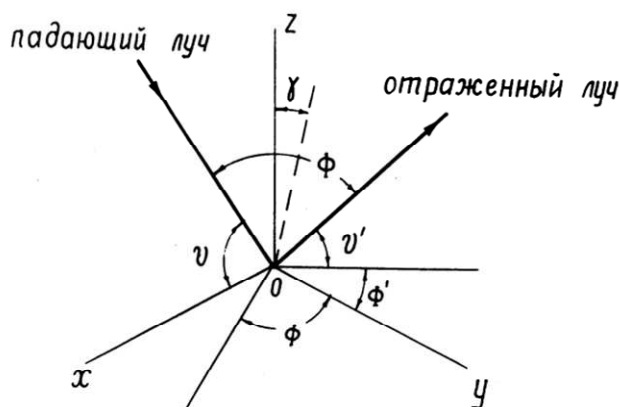


Рис. 4.1.6. Система координат и углы, принятые при расчете траектории акустических лучей

Здесь Z – вертикальная координата, определяющая соотношение точки падения луча у дна и точки его отражения от поверхности; X, Y – координаты плоскости, нормалью которой является Z ; γ – угол, образованный нормалью касательной плоскости в точке падения луча O с вертикалью z ; Φ и Φ' – горизонтальные проекции углов падения и отражения на плоскость X, Y ; ϑ и ϑ' – вертикальные углы падения и отражения относительно плоскости X, Y . Так как мы в перспективе будем анализировать горизонтальную рефракцию, то нас будет интересовать траектория луча только в плоскости X, Y .

Эта плоскость соответствует обычной географической карте с нанесенными на ней изолиниями глубины. При этом следует иметь в виду, что в результате последовательных отражений траектория должна иметь вид ломаной, поскольку горизонтальные углы Φ меняются скачками при каждом очередном отражении от дна. Для малых углов наклона γ , удовлетворяющих условию [102]

$$\gamma \ll \frac{1}{2} \omega t \cdot \cos \Phi \quad (4.1.11)$$

вертикальный угол после n -го отражения определяется выражением [4.1.12]:

$$\sin \vartheta_n = \left(\frac{H_0}{H_n} \right) \cdot \sin \vartheta_0. \quad (4.1.12)$$

При возрастании n траектория луча в плоскости X, Y с хорошим приближением [4.1.12] описывается плавной кривой. Для клина (или желоба) эта траектория определяется выражением [4.1.13]

$$x = \int \frac{\sin \Phi_0 \cdot \cos \vartheta_0 dy}{\left[(1 - \sin^2 \Phi_0 \cos^2 \vartheta_0) - \left(\frac{H_0^2}{H^2(y)} \cdot \sin^2 \vartheta_0 \right) \right]^{1/2}}, \quad (4.1.13)$$

где $H(y)$ – профиль дна, а постоянная интегрирования определяется в точке x_0 и y_0 (ϑ_0, Φ_0, H_0). В случае цилиндрической симметрии (для круглой впадины или подъема дна) вводятся полярные координаты Φ и r , а траектория луча определяется следующим выражением:

$$\Phi = \int \frac{\sin \Phi_0 \cdot \cos \vartheta_0 dr}{r \left(\frac{r^2}{r_0^2} \right) \left[(1 - \sin \vartheta_0 \cdot \left(\frac{H_0^2}{H^2(r)} \right) - \sin^2 \Phi_0 \cdot \cos^2 \vartheta_0) \right]^{1/2}} \quad (4.1.14)$$

где $H(r)$ – профиль дна, а постоянная интегрирования Φ^3 определяется при $\Phi=0$, $r = r_0$. Приведем пример горизонтальной рефракции в том случае, когда береговой рельеф представляет собой клин. В этом случае в формулу (4.1.13) следует подставить $H(y) \propto y$, тогда мы получим уравнение траектории акустического луча [103]:

$$y = (1 - \cos^2 \vartheta_0 \cdot \sin^2 \Phi_0)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \left[\frac{x(1 - \cos^2 \vartheta_0 \cdot \sin^2 \Phi_0)}{\sin \Phi_0 \cos \vartheta_0} - y_0 \cos \vartheta_0 \cos \Phi_0 \right]^2 + y_0^2 \sin^2 \vartheta_0 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.15)$$

Координата y , глубина $H(y)$ и угол наклона клина γ связываются условием:

$$y = \frac{H}{\text{tg} \gamma}. \quad (4.1.15, a)$$

На рисунке 4.1.7 приведены два семейства траекторий лучей для горизонтальных углов падения $\Phi_0 = 10^\circ$ и $\Phi_0 = 60^\circ$. Расчет произведен для клина с углом раствора $\gamma = 2^\circ 20'$ и $y_0 = 7$ км. В обоих случаях вертикальные углы падения ϑ_0 изменяются в пределах от 1° до 51° .

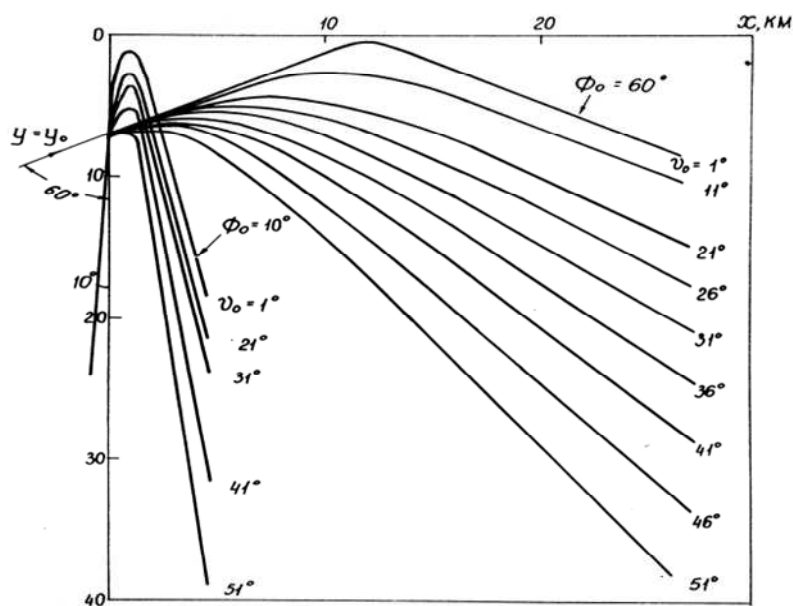


Рис. 4.1.7. Семейства траекторий лучей для двух горизонтальных углов падения: $\Phi_0 = 10^\circ$ и $\Phi_0 = 60^\circ$ (Параметры клина $\gamma = 2^\circ 20'$, $y_0 = 7$ км, $x_0 = 0$ км)

Из рисунка 4.1.7 следует, что если в указанных направлениях $\Phi_0 = 10^\circ$ и $\Phi_0 = 60^\circ$ содержатся лучи с вертикальными углами падения на дно от 1° до 51° , то в результате рефракции будет наблюдаться пространственное разделение этих лучей в плоскости X, Y . При увеличении угла Φ_0 это пространственное разделение увеличивается (наблюдается своеобразный веер расходящихся лучей с углами ϑ_0). Это обстоятельство играет очень существенную роль в тех случаях, когда акустический сигнал формируется в приповерхностном подводном звуковом канале. На рисунке 4.1.8 схематически изображен такой случай. Различные лучи, распространяющиеся в вертикальной плоскости, при выходе на береговой шельф имеют различные точки отражения от дна и различные вертикальные углы отражения ϑ_{01} и ϑ_{02} . В результате горизонтальной рефракции происходит пространственное разделение этих лучей в плоскости (X, Y) , причем, чем ближе к оси подводного звукового канала находится источник просветных сигналов, тем большее количество лучей будет участвовать в этом процессе и более плотно будет заполнена зона пространственного разделения в плоскости (X, Y) . Зоны пространственного разделения, соответствующие горизонтальным углам Φ_{01} и Φ_{02} , могут перекрываться, как это показано на рис. 4.1.9. В этом случае акустическое поле в точке приема будет формироваться сложной совокупностью лучей, имеющих разные углы Φ_{i0} и ϑ_{i0} .

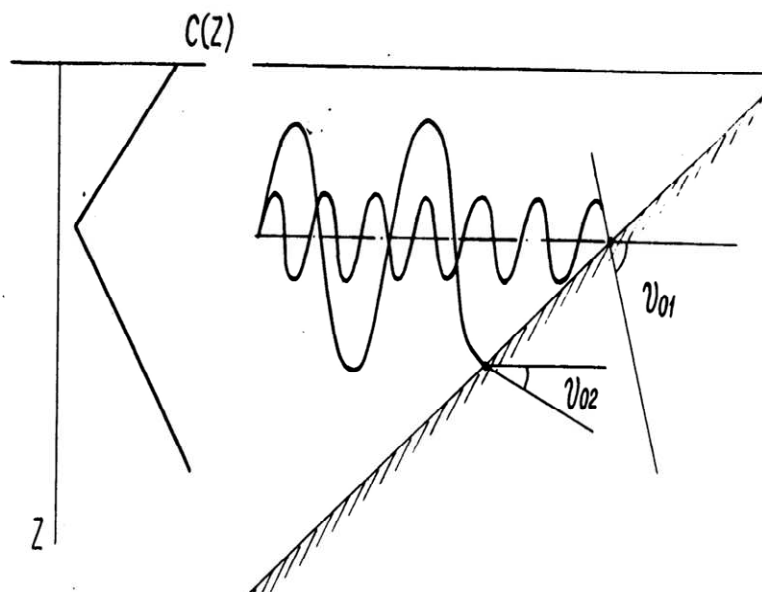


Рис. 4.1.8. Вертикальные углы ϑ_{01} и ϑ_{02} при наличии подводного звукового канала в береговом клине

При этом границы влияния горизонтальной рефракции на суммарный акустический сигнал становятся весьма протяженными и размытыми. Возникает ситуация, напоминающая эффект рассеяния. В формировании сигнала в некоторых случаях могут принимать участие протяженные участки берегового шельфа с различными свойствами. Упрощенное представление наблюдаемых явлений

как «отражения» от береговой черты является весьма условным, по крайней мере в теории лучевого приближения распространения акустических сигналов. Конечно, при более строгом решении задачи учета влияния границ и рельефа дна может быть учтено с достаточной степенью точности и условное разделение на «отраженные» и «рефрагированные» лучи просто потеряет свой смысл.

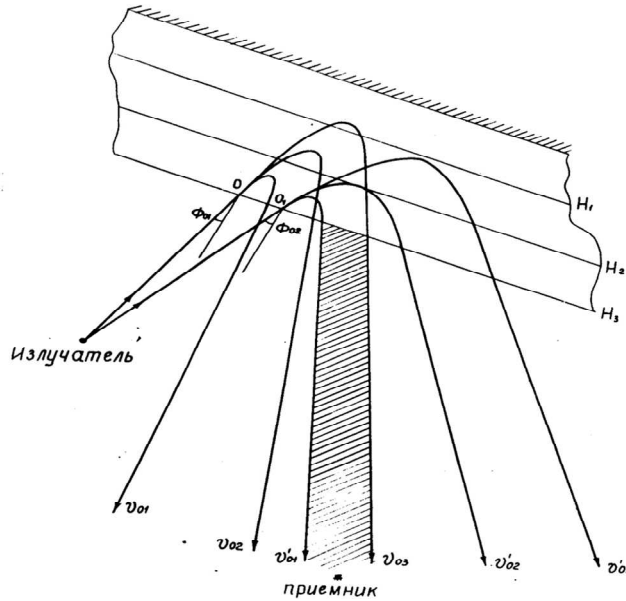


Рис. 4.1.9. Зоны пространственного разделения для двух горизонтальных углов Φ_{01} и Φ_{02}

Для конической подводной горы с вершиной на поверхности моря получаем с помощью постановки в (4.1.14) $H(r)$, αr следующее уравнение траектории в полярных координатах r, Φ :

$$r = r_0 (1 - \cos^2 \vartheta_0 \cdot \cos^2 \Phi_0)^{\frac{1}{2}} \operatorname{csc} \left[\frac{(1 - \cos^2 \vartheta_0 \cos^2 \Phi_0)^{\frac{1}{2}}}{\sin \Phi_0 \cos \vartheta_0} \cdot (\Phi + \Phi') \right], \quad (4.1.15, \text{б})$$

где

$$\Phi' = \sin \Phi_0 \cos \vartheta_0 \frac{\arcsin[(1 - \cos^2 \vartheta_0 \cdot \cos^2 \Phi_0)^{\frac{1}{2}}]}{(1 - \cos^2 \vartheta_0 \cdot \cos^2 \Phi_0)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.1.16)$$

Переходя к координатам X и Y : $x = r \cdot \cos \Phi, y = r \cdot \sin \Phi$. ϑ_0 , имеет то же значение, что и в рассмотренном выше случае. Смысл r_0 , Φ_0 , Φ , r ясен из рис. 4.1.10.

Можно легко убедиться в том, что и здесь имеет место пространственное распределение лучей ϑ_{01} и ϑ_{02} в плоскости (X, Y) , которые до рефракции лежали в одной плоскости, след которой мы видим на рис. 4.1.10. Ограничившись описанием этих двух простых случаев горизонтальной рефракции, перейдем к анализу экспериментальных данных и данных численного моделирования.

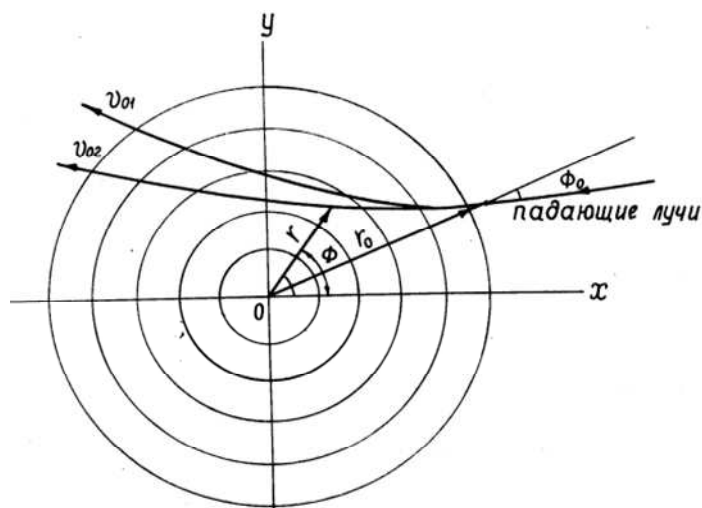


Рис. 4.1.10. Рефракция на конической горе

С использованием современной компьютерной техники была смоделирована ситуация применения взрывных зарядов на стационарной трассе. Общая протяженность трассы составляла приблизительно 500 км. Подрывы зарядов, весом 10 кг, производились на глубине 60...80 метров с интервалами 5...12 минут, что соответствовало по расстоянию интервалам приблизительно 7.8 км. Прием звукового сигнала и его регистрация осуществлялась как бы стационарной приемной базой [104]. В отдельных точках трассы были осреднены имеющиеся гидрологические измерения, результаты которых представлены на рис. 4.1.11.

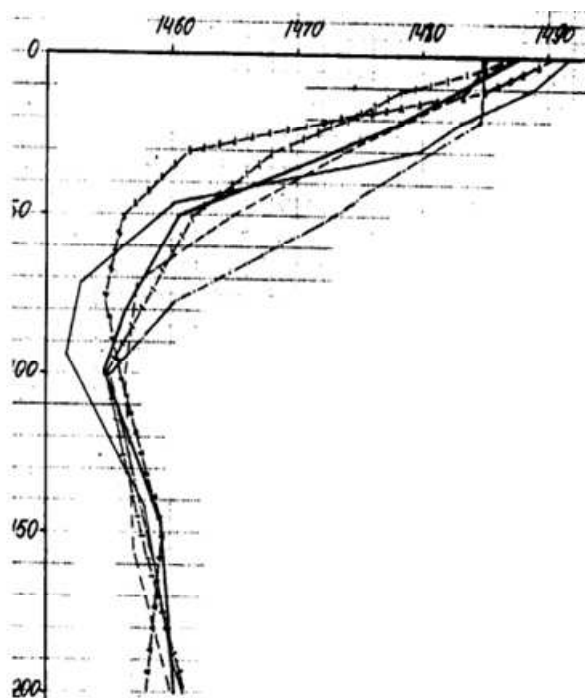


Рис. 4.1.11. Результаты гидрологических измерений скорости звука от глубины по трассе

Зависимость скорости звука от глубины на трассе была взята обычной для этого времени года и характеризовалась наличием подводного звукового канала с осью, расположенной в интервале 150...180 метров. Сигнал регистрировался в специальную компьютерную базу в полосе частот (3...1000) Гц. Примеры записей уровня сигнала после обработки за период равный 60 минутам представлены на рис. 4.1.12.

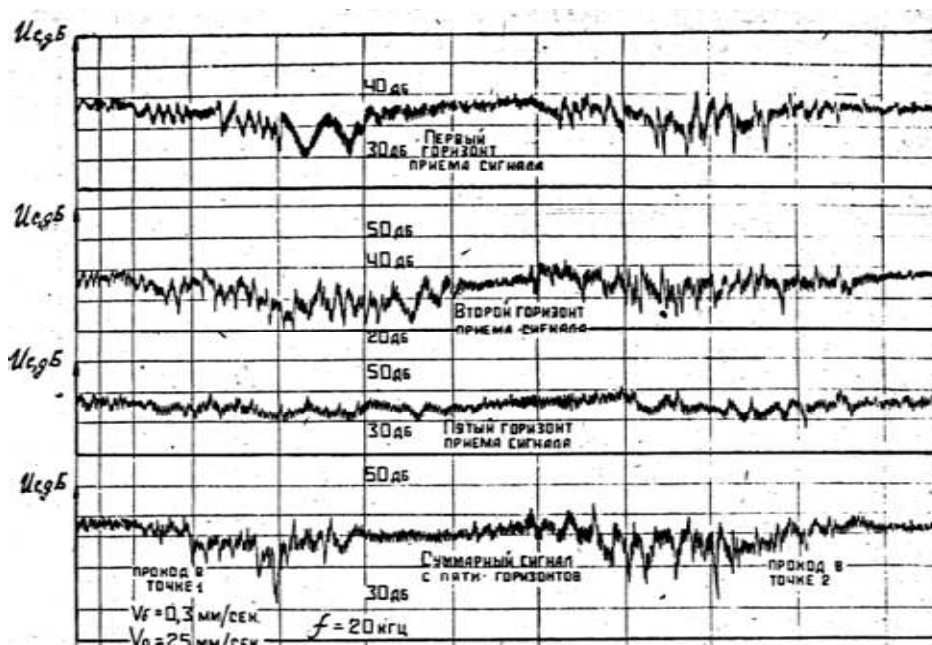


Рис. 4.1.12. Примеры записей уровня сигнала после обработки за период, равный 60 минутам

Начало каждой записи, соответствующее моменту времени $t=0$, соответствует поступлению прямого сигнала, которое во всех записях регистрируется очень четко в связи с большим отношением сигнал/помеха. Вслед за прямым сигналом, продолжительность которого составляет около полутора секунд, наблюдается длительная реверберация, составляющая в среднем около 30 секунд. Эта реверберация обусловлена сложным рельефом дна в районе расположения приемной системы. В сложности этого рельефа легко убедиться на основании рис. 4.1.13, где приводится подробная рельефная карта района приемной базы, используемой в процессе численного моделирования.

Мы видим сколь далека реальная обстановка от тех идеальных случаев, которые были разобраны нами ранее. Рефракция, возникающая на отдельных от приемника склонах, искривляет направление движения некоторых лучей в сторону приемника. Сигналы, распространяющиеся по этим лучам, приходят в точку приема со значительным запаздыванием и создают реверберационный фон.

Обращаясь вновь к рис. 4.1.12, мы видим, что спустя 30 секунд после прихода прямого сигнала уровень реверберации опускается ниже уровня шумов моря и длительное время (более 100 секунд) никаких полезных сигналов на приемник не поступает. Интервал отсутствия полезного сигнала существенно зависит от положения точки излучения и по мере приближения приемной системы

возрастает (увеличение времени наблюдения на рис. 4.1.12 соответствует движению по направлению к приемнику).

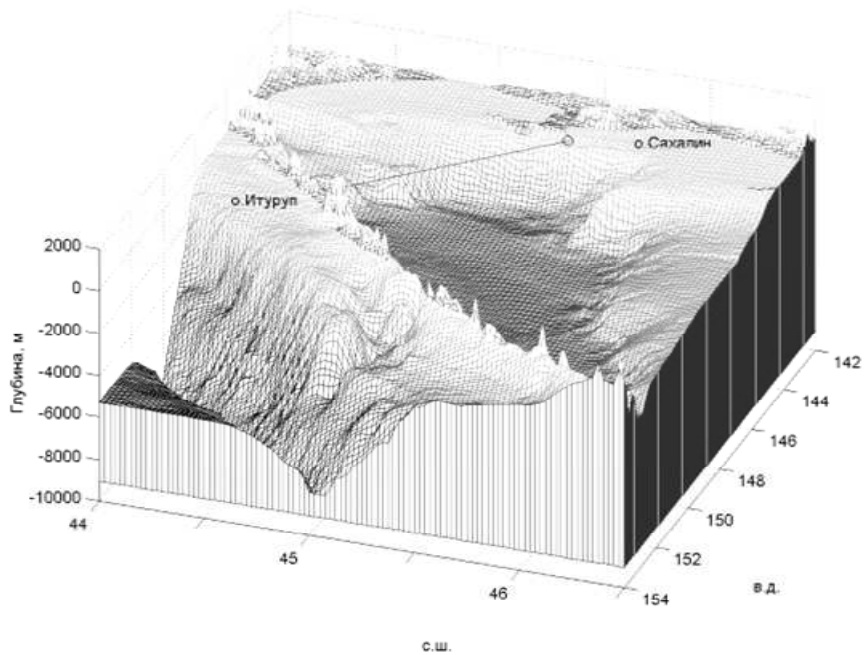


Рис. 4.1.13. Рельеф дна в районе приемной базы

Вслед за этим наблюдается весьма продолжительная группа полезных сигналов, хорошо коррелирующая по амплитуде от одного взрыва к другому. Характер записей (а всего их было зарегистрировано более 200) напоминает длительную реверберацию, причем отдельные максимумы в сигнале, повторяющиеся на протяжении всего разреза, превышают средний уровень шума на 10...20 дБ. Большие времена задержки относительно прямого сигнала и высокая степень корреляции последовательных взрывов заставляет предположить, что эта группа сигналов порождается отражением, рефракцией или рассеянием на шельфе. Не останавливаясь пока на возможных причинах, порождающих эту группу сигналов, предположим, что каждый максимум в рассматриваемой группе сигналов продолжается некоторой особенностью в рельефе дна исследуемой зоны.

Пусть эта особенность находится в точке X_0, Y_0 (рис. 4.1.14). Тогда для времени запаздывания «отраженного» сигнала получаем

$$\Delta t = \frac{r_2 + r_3}{C_{cp}} - \frac{r_1}{C_{cp}}, \quad (4.1.17)$$

где C_{cp} – средняя горизонтальная скорость распространения сигнала. Величина этой скорости была измерена в процессе эксперимента по известным координатам взрыва и времени распространения сигнала и в среднем составила 1,485 км/с;

r_1 – расстояние от точки взрыва до приемника;

r_2 – расстояние от точки взрыва до точки отражения;

r_3 – расстояние от точки отражения до приемника.

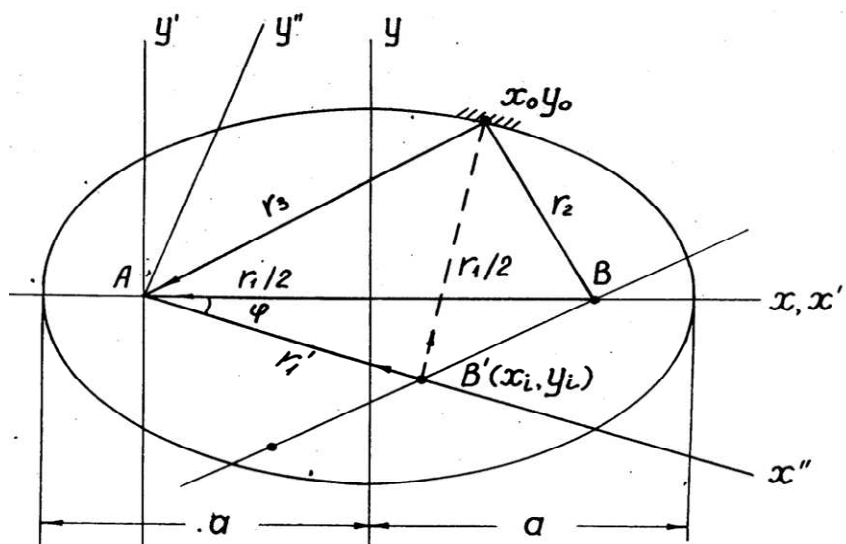


Рис. 4.1.14. К обозначениям, принятым в тексте

Величина Δt измеряется по данным эксперимента (рис. 4.1.12); C_{cp} – является постоянной, поэтому, не меняя смысла, можно написать вместо 4.1.17:

$$\Delta = (r_2 + r_3) - r_1, \quad (4.1.18)$$

где $\Delta = C_{cp} \cdot \Delta t$.

Первый вывод, который можно сделать из формулы 4.1.18 и рис. 4.1.14, заключается в том, что по мере удаления излучателя от точки отражения и приближения его к приемнику r_2 будет возрастать, r_1 – убывать, а r_3 – остается постоянной, поскольку объект отражения (расстояние или рефракция) остается неподвижным. Это означает, что по мере удаления излучателя от точки X_0, Y_0 величина будет возрастать. Что и наблюдается в эксперименте.

Второй вывод сводится к тому, что при фиксировании r_1 разность Δ остается постоянной для всех r_2 и r_3 удовлетворяющих условию

$$r_2 + r_3 = \text{const}. \quad (4.1.19)$$

Это условие выполняется для эллипса с фокусами в точках $x_n = 0, y_n = 0$ и x_i, y_i , для которого r_2 и r_3 являются фокальными радиусами. Практически это означает, что знание только одной величины запаздывания Δ недостаточно для того, чтобы определить положение точки отражения. Для этой цели необходимо измерить, по крайней мере, две величины Δ и Δ' , относящиеся к разным точкам подрыва. Выражение «точка отражения» нами взято в кавычки, поскольку (4.1.19) означает также, что в точку приема могут приходить сигналы с одинаковыми величинами Δ , но приходящие от весьма протяженных областей берегового шельфа. В том случае, когда в процессе переизлучения основную

роль играет ограниченный участок берегового шельфа («точка»), две последовательно измеренные величины Δ и Δ' , соответствующие различным точкам излучения, позволяют определить координаты этого участка.

Возвращаясь к рис. 4.1.14 и используя канонические свойства эллипса, мы имеем для источника, расположенного в точке В,

$$r_1 / \varepsilon = 2a, \quad (4.1.20)$$

где ε – эксцентриситет; a – большая полуось эллипса. С другой стороны, $r_2 + r_3 = 2a$; r_1 , r_2 и r_3 связаны соотношением (4.1.18), что позволяет написать

$$\varepsilon = \frac{r_1}{r_1 + \Delta}, a = \frac{r_1 + \Delta}{2} \quad (4.1.21)$$

Поскольку малая полуось эллипса определяется через ε и a как $b = \pm a\sqrt{1 - \varepsilon^2}$, то при известных Δ и r_1 (r_1 – мы считаем заданным из эксперимента) все параметры эллипса для излучающей точки определены полностью. Эти параметры определены в координатной системе, относящейся к центру эллипса. В этой системе координат величина r_3 определяется как

$$r_3 = a + \varepsilon \cdot x_0. \quad (4.1.22)$$

Если начало координат перенести из центра эллипса в фокус А, то (4.1.22), в соответствии с условием переноса $y' = y$; $x' = x + \frac{r_1}{2}$, приобретает вид:

$r_3 = a + \varepsilon \cdot (x_0' - \frac{r_1}{2})$. В системе координат x'' , y'' , соответствующей точке подрыва, расположенной в B' , соотношение (4.1.21) принимает вид

$$\varepsilon' = \frac{r_1'}{r_1' + \Delta'}, a' = \frac{r_1' + \Delta'}{2} \quad (4.1.23)$$

Здесь r_1' и Δ' другие, но известные из эксперимента величины (положение взрывающего корабля и время запаздывания фиксируются непрерывно). Если координаты точки подрыва B' известны и равны x_i' , y_i' , то угол, на который необходимо повернуть систему координат x'' , y'' для выполнения соотношений (4.1.23), равен

$$\varphi = \arctg \frac{y_i}{x_i} = \arctg \frac{y_i}{x_i + r_1/2}. \quad (4.1.24)$$

Общее преобразование координат от x, y к x'', y'' , таким образом, будет

$$x'' = (x + r_1/2) \cdot \cos \varphi, y'' = y \cdot \sin \varphi. \quad (4.1.25)$$

В системе координат x'', y'' величина r_3 определяется аналогично (4.1.22)

$$r_3 = a' + \varepsilon' \cdot x_0 = a' + \varepsilon' \cdot \cos \varphi (x_0 + r_1/2). \quad (4.1.26)$$

Поскольку расстояние между точкой переизлучения и приемником остается постоянным вне зависимости от положения точки взрыва, приравнявая (4.1.22) и (4.1.26), получим для координат x_0 точки переизлучения

$$x_0 = \frac{(a' - a) + \varepsilon' \cdot \frac{r_1}{2} \cdot \cos \varphi}{\varepsilon - \varepsilon' \cdot \cos \varphi}, \quad (4.1.27)$$

где величины $a, a', \varepsilon, \varepsilon', \varphi$ вычисляются из приведенных выше соотношений по известным из эксперимента значениям $r_1, r_1', \Delta, \Delta'$. Величина x_0 вычисляется в первоначальной системе координат x, y . В этой же системе координат значение y_0 будет равно:

$$y_0 = \pm \sqrt{a^2(1 - \varepsilon^2) - x_0^2(1 - \varepsilon^2)}. \quad (4.1.28)$$

Таким образом, два последовательных измерения координат взрыва и времен запаздывания Δ, Δ' дают возможность определить положение «точки» переизлучения в том случае, если переизлучение имеет действительно точечный характер. Однако наблюдаемые на рис. 4.1.12 максимумы трудно отнести на счет переизлучения от сосредоточенных объектов. Медленное нарастание сигнала до некоторого максимума, а затем столь же медленное спадание до уровня шума не позволяют с достаточной степенью точности определить величину Δ . Это обстоятельство в свою очередь приводит к большим неточностям при расчете координат точек переизлучения, в результате чего расчет дает «облако» точек переизлучения, перекрывающее значительные области шельфовой зоны, которые позволяют объяснить переизлучение сигнала рефракцией или рассеянием. Однако во многих случаях центр облака попадает в совершенно свободные от каких-либо особенностей районы или в районы, куда попадание акустического сигнала крайне маловероятно (в зоны акустической тени в мелководные районы, проливы и т.д.). Это, например, относится к сигналу с наибольшей амплитудой на рис. 4.1.12, который замыкает всю серию переизлученных сигналов. Столь большие значения времени запаздывания Δ для этого случая не укладываются в простую схему переизлучения, разобранный нами выше. Для объяснения этих особенностей в некоторых случаях необходимо прибегнуть к схеме двойного переизлучения, которая становится понятной, если обратиться к рис. 4.1.15.

Наряду с сигналами, однократно переизлученными протяженными участками берегового шельфа (для которых $\Delta = 157$ с; 150 с; 219 с), здесь приводится схема распространения сигналов, претерпевших двойное переизлучение. Наблюдается своеобразный "линзовый" эффект: протяженные участки шельфа с клинообразным рельефом направляют лучи в фокус, имеющий рельеф подводной горы, где и происходит второе переизлучение в направлении на приемник.

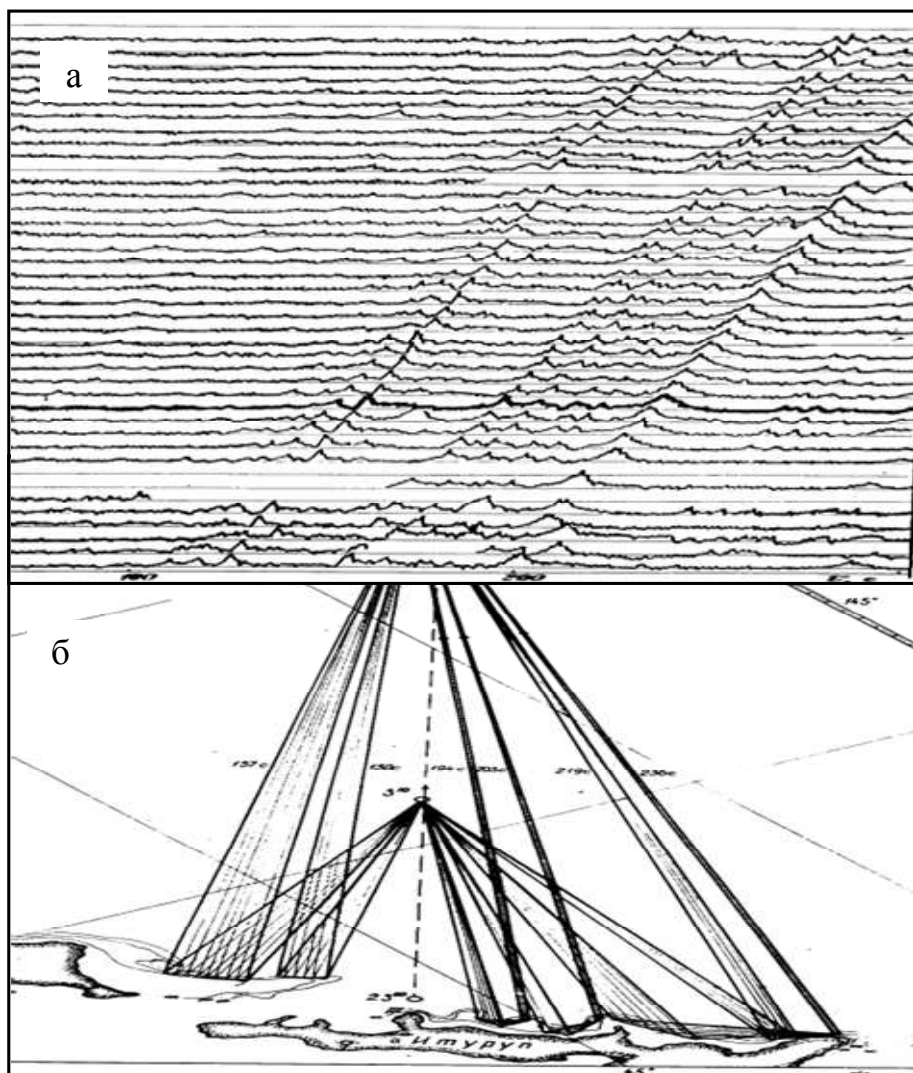


Рис. 4.1.15. Схема направлений распространения гидроакустических сигналов с различными временами запаздывания

На рисунке 4.1.16 приведен пример расчета горизонтальной траектории одного из «лучей», претерпевшего двойное переизлучение в фокальной зоне. Этот луч находится в группе, образующей максимум с временем запаздывания $\Delta = 236$ с (рис. 4.1.15). Все «лучи» этой группы имеют приблизительно одинаковое (с разбросом за счет неровности шельфа) время распространения от источника излучения до приемника. За счет этого и образуется максимум, соответствующий $\Delta = 236$ с. Анализируя схемы движения «лучей» (рис. 4.1.15 и 4.1.16), мы должны иметь в виду, что на самом деле на первом этапе пути от излучателя до первого переизлучения имеем дело с целым набором лучей.

После первого переизлучения в соответствии с формулой (4.1.26), рис. 4.1.7, 4.1.9 обязательно появятся лучи, следующие в направлении на шельф исследуемой зоны. Эти лучи будут возникать практически всегда независимо от положения источника на взрывной трассе. Этим объясняется тот замечательный

факт, что на всем протяжении взрывной трассы прослеживаются сигналы, рефрагированные в фокальной зоне шельфа. На рисунке 4.1.16 приведена модель фокальной зоны, используемая для расчета траекторий по формулам (4.1.15) и (4.1.16). Принятая модель весьма далека от реального рельефа фокальной зоны. Она может дать только качественные объяснения протекающих явлений. Для проведения количественной оценки необходим алгоритм расчета на ПЭВМ, учитывающий:

- подробный рельеф;
- отражающие свойства дна;
- потери при каждом отражении от дна, зависящие от свойств грунта и угла падения луча ϑ_0 .

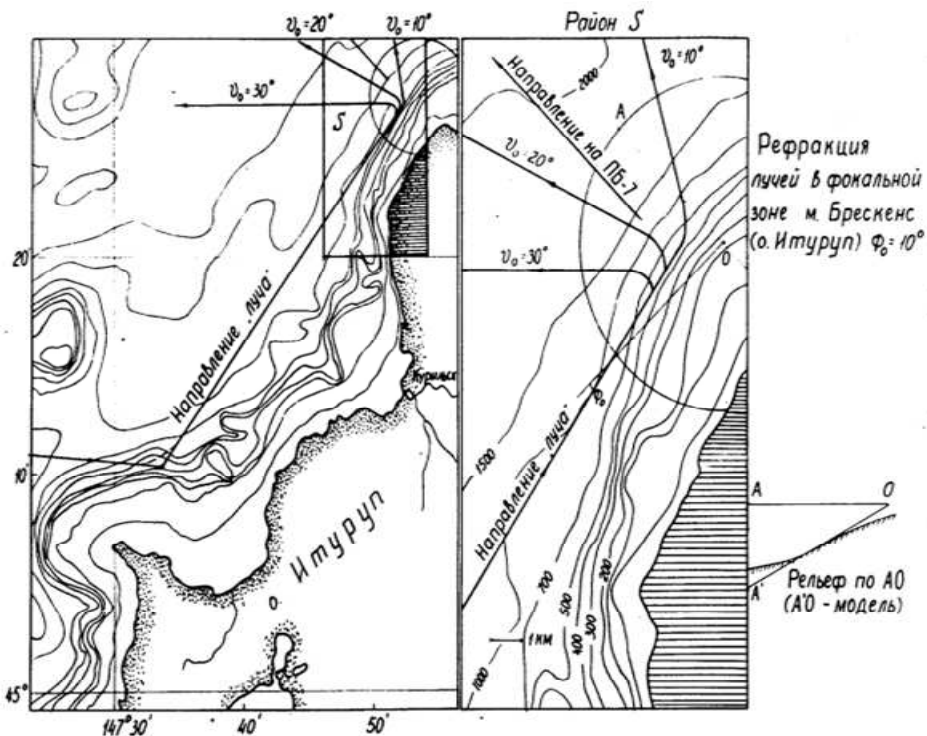


Рис. 4.1.16. Горизонтальная траектория одного из лучей, претерпевшего двойное переизлучение в фокальной зоне

Количество отражений от дна, приводящие к рефракции акустического луча, не должно быть слишком большим, так как в противном случае потери распространения будут очень велики.

Были проведены расчеты рефракции луча в клине, учитывающие угол поворота в плоскости X, Y при каждом отражении от дна. Угол раствора клина составлял $\gamma = 10^\circ$, горизонтальный угол падения $\Phi_0 = 30^\circ$. Начальный угол падения на грунт ϑ_0 изменялся в пределах $5^\circ \dots 20^\circ$. На рисунке 4.1.17 приведены результаты этих расчетов.

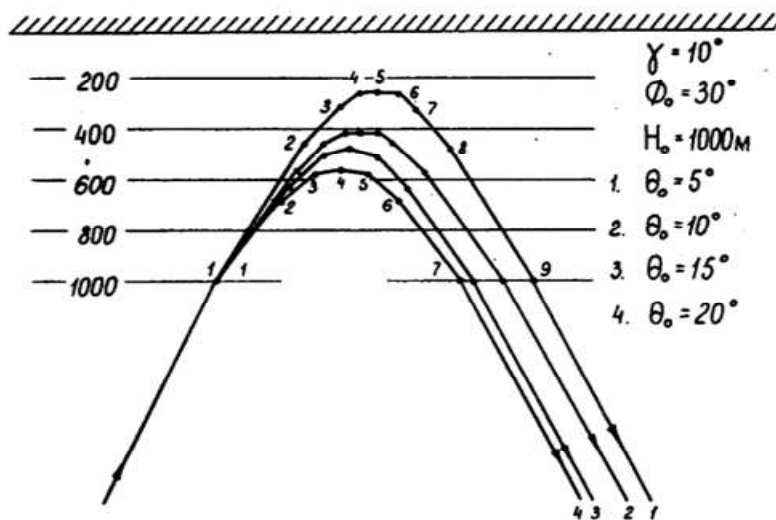


Рис. 4.1.17. Результаты расчета рефракции, учитывающие поворот луча при каждом отражении от дна

Цифры около кривых показывают номер отражения от дна. Оказывается, что в данном случае всего 7...9 отражений от дна приводят к полному повороту луча. Если коэффициент отражения при каждом отражении достаточно высок, то обратно в подводный звуковой канал будут возвращаться сигналы, все еще превышающие уровень шума. А так как в точке наблюдения мы регистрируем суммарный сигнал, формирующийся протяженными участками шельфа, то этот сигнал будет значительно превышать средний уровень шумов моря. При этом под «средним уровнем шумов моря» подразумевается шум, который наблюдается в точке приема при скоростях ветра, не превышающих 5...6 м/с. Именно такие скорости ветра были зарегистрированы в момент наблюдений.

Переизлученные просветные сигналы рис. 4.1.12 и 4.1.15 обладают еще одной важной особенностью: интенсивность этих сигналов по мере увеличения расстояния от точки взрыва до областей переизлучения практически не уменьшается. На рисунке 4.1.18 приведена зависимость уровня силы от расстояния сигнала, переизлученного в точке исследования на шельфе исследуемой зоны ($\Delta = 236$ с, рис. 4.1.15).

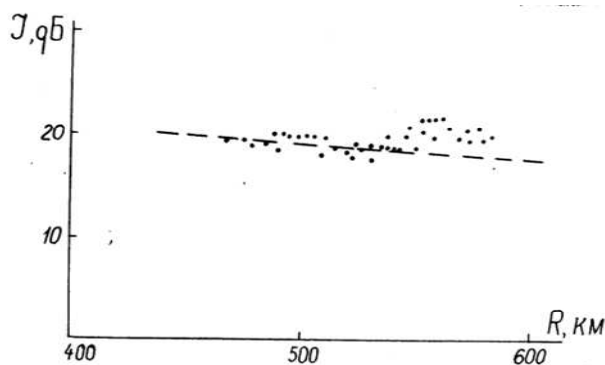


Рис. 4.1.18. Зависимость уровня силы звука от расстояния, соответствующая максимуму сигнала, переизлученного в точке исследования

Суммарное расстояние от точки взрыва до точки приема изменялось в пределах от 490 км до 585 км (изменение расстояния происходит только на участке от точки взрыва до первого переизлучения). Это изменение расстояния должно было бы привести к уменьшению сигнала (в случае отражения) в точке приема приблизительно на 1,5 дБ. Фактически наблюдалось даже некоторое увеличение сигнала, которое, по-видимому, связано с изменением условий рефракции на протяженном участке шельфа исследуемой зоны в зависимости от положения точки взрыва. В соответствии с рис. 4.1.15 и 4.1.16 переизлучения зависят от углов ϑ_0 и Φ_0 и эти углы в свою очередь определяются положением точки взрыва.

Можно сделать вывод: принятая модель переизлучения рис. 4.1.15 дает удовлетворительное совпадение времен запаздывания Δ_i для взрывов, произведенных на всей трассе, за исключением области в непосредственной близости от исследуемой зоны, где некоторые переизлученные сигналы еще не сформировались. В частности отсутствуют сигналы, соответствующие времени 50 мин. на рис. 4.1.15: $\Delta_i = 157$ с и $\Delta_i = 150$ с. Результаты записи сигналов этой части трассы приведены на рис. 4.1.19.

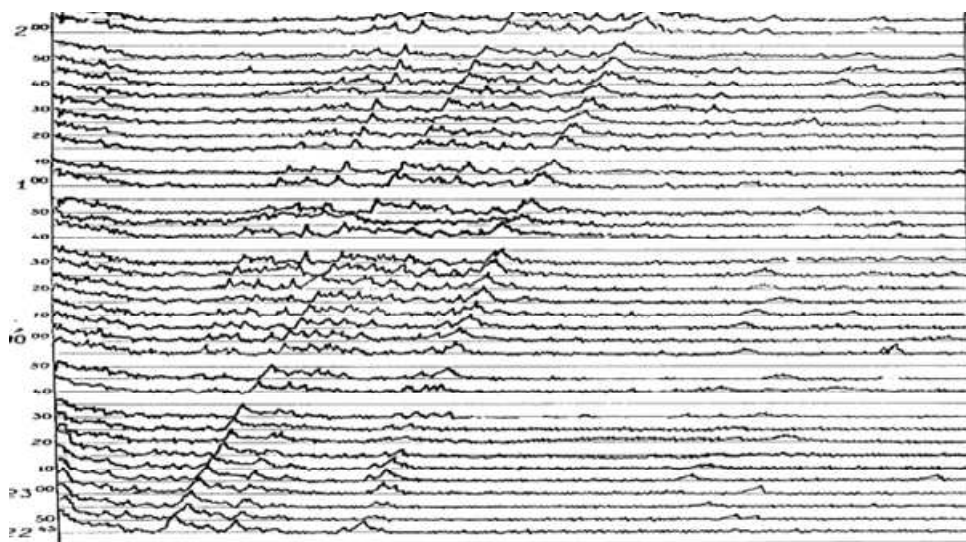


Рис. 4.1.19. Результаты записи просветных сигналов в юго-восточной части взрывной трассы, примыкающей к исследуемой зоне

Хорошо видно, что по мере движения в направлении к приемнику, в момент времени $t = 00.00$ начинает проявляться группа сигналов, соответствующая в момент времени 50 мин., временам $\Delta_i = 157$ с и $\Delta_i = 150$ с. Эта группа сигналов затем прослеживается на всей трассе распространения просветных сигналов. Несмотря на удовлетворительное совпадение времен вступления отдельных максимумов, принятая модель весьма условно соответствует действительному рельефу исследуемой зоны.

На рисунке 4.1.20 эти сигналы соответствуют максимальным значениям амплитуды. Становится понятным, что медленное нарастание сигналов до максимума и медленное его спадание обусловлено совокупностью сигналов, прихо-

дящих с некоторым опережением (или запаздыванием) относительно основной группы сигналов, которая формируется генеральным рельефом дна в точке переизлучения. Отклонения от этого генерального рельефа и является причиной общего временного затягивания переизлученных сигналов. Трудно отнести наблюдаемые переизлученные просветные сигналы на счет обычного зеркального отражения от береговой черты.

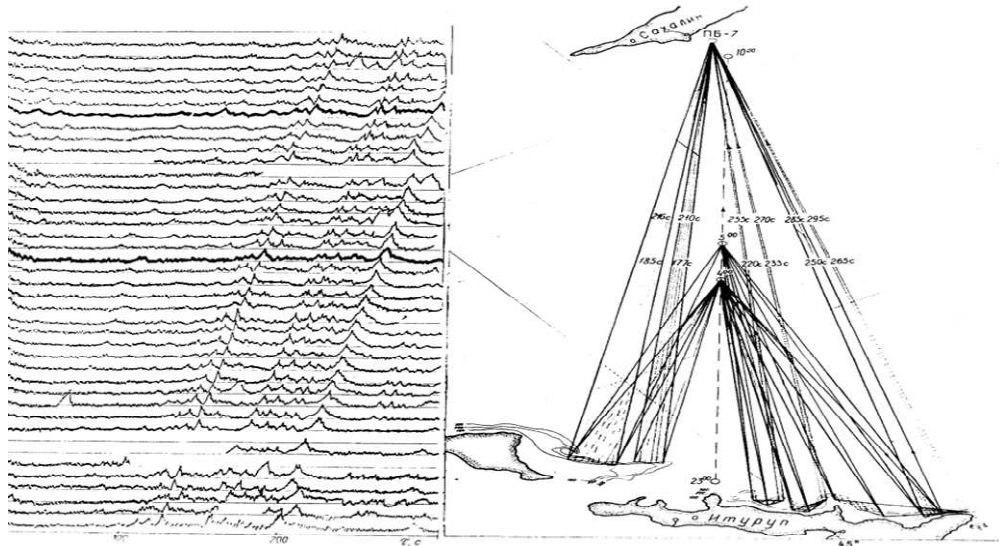


Рис. 4.1.20. Схема переизлучения сигналов взрывов в точках со временем подрыва 75 мин и 90 мин после начала проведения эксперимента

Если предположить, что отражение происходит от сосредоточенных объектов, то размеры этих объектов должны быть по крайней мере сравнимы с первой зоной Френеля в диапазоне исследуемых частот (регистрировались частоты от 1 до 3000 Гц). Простой расчет, учитывающий расстояния от точки излучения до отражающей поверхности и от нее до приемника, показывает, что при таком подходе размеры зоны, существенно участвующей в отражении, должны занимать протяженные участки шельфа. Для границы диапазона частот 1000 Гц один из размеров первой зоны Френеля равен $a \approx \sqrt{\lambda \cdot R / \sin \psi}$, где ψ – угол скольжения (дополнительный к рассматриваемому ранее углу Φ_0).

При $\lambda \approx 1,5$ м, $R \approx 3 \cdot 10^5$, $\psi \approx \frac{\pi}{2}$ (наилучший вариант) получаем $a \approx 500 \dots 700$ м. Сосредоточенные объекты такой протяженности хотя и редки, но вполне возможны. Однако в нижней части диапазона получаем $a \approx 50\ 000$ м. Такой объект вряд ли может быть назван сосредоточенным. Характер частотного напоя переизлученного просветного сигнала виден из примера, приведенного нами на рис. 4.1.21. Здесь воспроизведены в разных частотных полосах два взрыва, следующие друг за другом в 30 и в 35 мин. Полоса записи уменьшалась за счет изменения нижнечастотной границы от 0 до 1000 Гц. Верхняя граница записи оставалась при этом неизменной и равной 1000 Гц.

При проведении исследований использовался пассивный фильтр, уменьшение сигнала на границах которого составляет 12 дБ на октаву. Уровень сигнала в широкой полосе частот 0...1000 Гц на 30 дБ превышает сигнал в полосе 710...1000 Гц. Это говорит о том, что основная энергия переизлученного просветного сигнала сосредоточена в области низких частот.

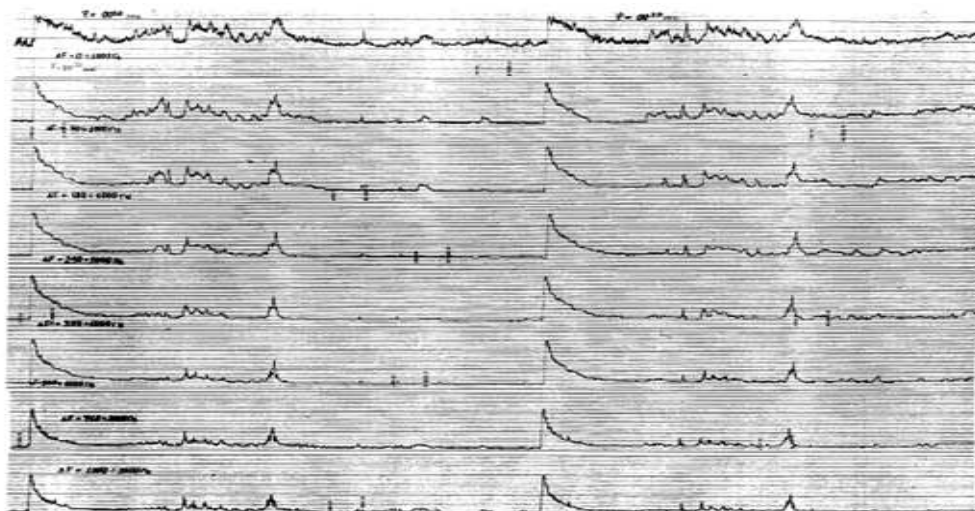


Рис. 4.1.21. Частотное наполнение переизлученного сигнала в полосе частот 0...1000 Гц. Сигналы приняты в 30 мин и 35 мин

Следовательно, в переизлучении такого сигнала должны участвовать протяженные участки берегового шельфа. Более подходящим является предположение о рефракции лучей в шельфе со сложной конфигурацией, обладающим генеральным рельефом. В результате рефракции на таком шельфе появляется значительный процент лучей, распространяющихся по различным путям, но приходящих в точку приема одновременно (имеют одинаковые оптические длины). Сигналами, распространяющимися по этим лучам, формируются отдельные максимумы в анализируемых записях. Результаты приведенных теоретических и экспериментальных исследований показывают, что полученные данные дают возможность сделать заключение о влиянии горизонтальной рефракции на параметры просветных сигналов в районах со сложным рельефом дна.

Все это позволяет сделать определенные предположения возможности учета условий распространения просветных сигналов при формировании томографических образов МН.

4.1.4. Теоретические и экспериментальные исследования влияния фазовой скорости на процесс распространения просветного сигнала

В океане существует множество самых разных рассеивателей, которые осложняют, а иногда и делают совершенно невозможным наблюдение сигнала, рассеянного в обратном направлении интересующими нас морскими неоднородностями [105]. Некоторые из этих МН не только рассеивают звуковой сигнал, но и поглощают его. Суммарный результат рассеяния и поглощения этими

телами и пузырьками настолько велик, что приводит к заметному затуханию просветного сигнала. Сильное поглощение сопровождается дисперсией, т.е. фазовая скорость распространения звуковой волны становится функцией частоты звука. При этом фазовой скоростью считается скорость, с которой поверхность постоянной фазы перемещается вдоль заданного направления. В волноводе фазовая скорость измеряется вдоль горизонтального направления r . Обратившись к уравнению, описывающему звуковое давление

$$p = P_1(w)r^{-1/2} \exp(iwt)[\exp(-\delta_1 r - i\chi_1 r) - \exp(-\delta_2 r - i\chi_2 r)], \quad (4.1.29)$$

где $P_1(w)$ – зависимость звукового давления от частоты сигнала;

δ_1, δ_2 – коэффициенты пространственного затухания сигнала для первой и второй нормальных волн соответственно;

χ_1, χ_2 – постоянные распространения в зависимости от частоты для первых двух нормальных волн, обозначим звуковое давление для нормальной волны номера « m » через P_m и запишем

$$p_m = P_m(w)r^{-1/2} \exp[i(wt - \chi_m r) - \delta_m r]. \quad (4.1.30)$$

Из приведенного выражения видно, что фаза $(wt - \chi_m r)$ просветного сигнала движется со скоростью w/χ_m . Фазовую скорость вдоль направления r обозначим v_r . Поскольку фазовая скорость зависит от номера нормальной волны, имеем [105, 106]

$$v_{r,m} = w/\chi_m. \quad (4.1.31)$$

Фазовую скорость легко определить из графика собственных значений (рис. 4.1.22), поскольку $v_{r,m} = w/\chi_m$. Максимальное значение $v_{r,m}$ равно c_1 – значению скорости в осадках, а минимальное равно c_0 – значению скорости в воде. На рисунке 4.1.23 приведена частотная зависимость $v_{r,m}$. Дисперсия в волноводе является результатом геометрии и параметров волновода. Геометрическая дисперсия, в отличие от внутренней, обуславливается такими свойствами среды, как релаксационные явления, или свойства жидкостей, содержащих пузырьки.

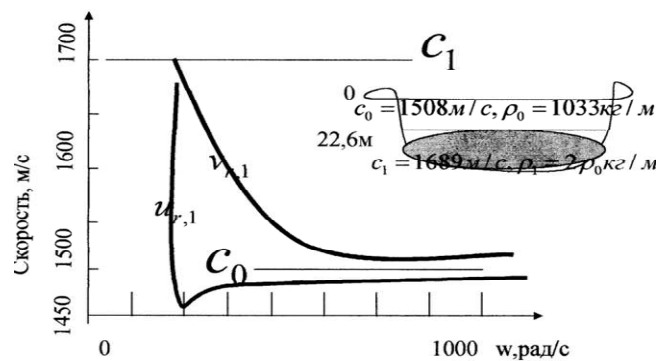


Рис. 4.1.22. Фазовая и групповая скорости для первой нормальной волны. Волновод представляет слой воды, лежащий на слое осадков

Релаксационные процессы возникают из-за того, что необходимо конечное время для реакции среды на изменение давления, так как и для возвращения среды в первоначальное состояние, после того как давление вернулось в первоначальное состояние.

Волновод представляет собой слой воды, лежащий на бесконечном полупространстве осадков. Предполагаемые модели акустических релаксационных процессов бывают нескольких видов: тепловая релаксация в газах описывается с точки зрения активизации колебательных или вращательных мод многоатомных молекул, так что удельные теплоемкости ничтожно мало изменяются в течение времени прохождения звуковой волны; структурная релаксация имеет место при условии, что звуковая волна вызывает изменение структуры жидкости; химическая релаксация включает диссоциацию ионов, которая периодически увеличивается и уменьшается благодаря сжатию и расширению, обусловленных звуковой волной. Подробности механической релаксации в воде все еще активно обсуждаются специалистами по физической акустике и физической химии [105, 107].

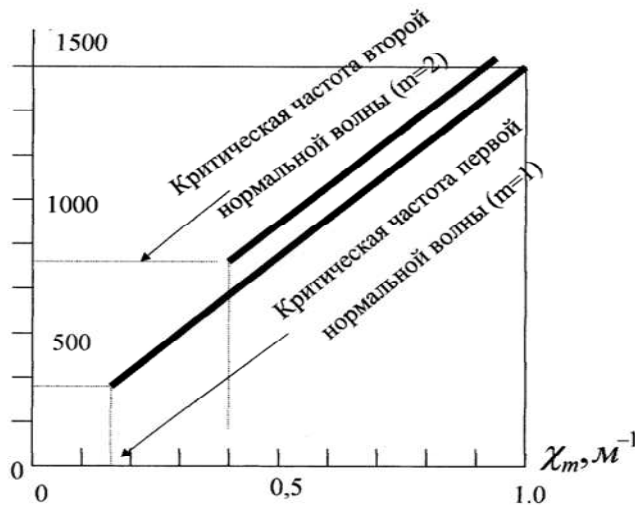


Рис. 4.1.23. Постоянные распространения χ_m в зависимости от частоты для двух нормальных волн

Релаксационные процессы являются причиной поглощения и дисперсии. Для получения частотной зависимости, обусловленной эффектом релаксации, добавим в закон Гука зависящий от времени член

$$\Delta p = c^2 \Delta \rho + b \frac{d(\Delta \rho)}{dt}, \quad (4.1.32)$$

где b – постоянная. Чтобы получить «время релаксации», предположим, что давление Δp прикладывается в течение некоторого времени до момента $t = 0$. Начиная с момента $t = 0$, $\Delta p = 0$ и

$$\frac{d(\Delta \rho)}{\Delta \rho} = -\frac{c^2}{b} dt. \quad (4.1.33)$$

Это выражение после интегрирования и введения обозначения $\Delta p \equiv \Delta p_0$ в момент времени $t = 0$ дает

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp(-t/\tau_r), \quad (4.1.34)$$

где $\tau_r \equiv b/c^2$ есть время релаксации процесса. Значение Δp зависит от числа активно участвующих в процессе релаксации молекул и является функцией температуры и давления. Предположим для простоты, что все молекулы активно участвуют в процессе релаксации.

Для того чтобы определить влияние релаксационного процесса на распространение звука, воспользуемся при выводе волнового уравнения модифицированным законом Гука. Подстановка выражения (4.1.32) в соотношение (4.1.34) и учет того, что $\partial/\partial t \approx d/dt$, дают

$$\frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2} + \tau_r \frac{\partial^3(\Delta p)}{\partial x^2 \partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial t^2}. \quad (4.1.35)$$

Будем рассматривать гармоническую зависимость от времени $\exp(i\omega t)$ и пространственную зависимость ρ_S :

$$\Delta p = \rho_S e^{i\omega t}.$$

Волновое уравнение будет

$$\frac{\partial^2 \rho_S}{\partial x^2} (1 + i\omega \tau_r) + \frac{\omega^2}{c^2} \rho_S = 0, \quad \frac{\partial^2 \rho_S}{\partial x^2} + (1 - i\omega \tau_r)(1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1} \frac{\omega^2}{c^2} \rho_S = 0. \quad (4.1.36)$$

Предположим, что решение имеет вид

$$\rho_S \sim \exp[-(ik + \alpha_e)x], \quad (4.1.37)$$

где волновое число k и экспоненциальный коэффициент поглощения α_e должны быть определены. Подстановка этого решения в волновое уравнение дает

$$-(k^2 - \alpha_e^2) + \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1} - i[2k\alpha_e - \frac{\omega^3 \tau_r}{c^2} (1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1}] = 0 \quad (4.1.38)$$

При равенстве комплексных переменных действительные части равны между собой, таким образом,

$$\begin{aligned} k^2 - \alpha_e^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1}, \\ 2k\alpha_e &= \frac{\omega^3 \tau_r}{c^2} (1 + \omega^2 \tau_r^2)^{-1}. \end{aligned} \quad (4.1.39)$$

Волновое число k определяется из соотношения для фазовой скорости $c_p \equiv \omega/k$, которая является фазовой скоростью перемещения волнового фронта в направлении распространения. Совместное решение уравнений (4.1.38) и (4.1.39) после подстановки k и τ_r и небольших алгебраических преобразований дает

$$a_e = \frac{w^2 \tau_r c_p}{2c^2 (1 + w^2 \tau_r^2)}$$

и

$$c_p = (c\sqrt{2})(1 + w^2 \tau_r^2)^{1/2} [(1 + w^2 \tau_r^2)^{1/2} + 1]^{-1/2}. \quad (4.1.40)$$

Фазовая скорость зависит от звуковой частоты и частоты релаксации, следовательно, обладает дисперсией. Результаты изучения механизмов акустической релаксации в воде свидетельствуют о том, что c_p отличается от c менее чем на 1%.

Обратимся к затуханию, используя приближение $c_p \approx c$, определим частоту релаксации $f_r \equiv \frac{1}{2\pi\tau_r}$ и получим характеристическую формулу релаксационного процесса, в котором участвуют все молекулы [105]:

$$a_e = \frac{(\pi f_r / c) f^2}{f_r^2 + f^2} \text{ Нп/расстояние}. \quad (4.1.41)$$

Если только часть молекул F принимает участие в этом процессе, следует умножить выражение (4.1.41) на F . Чтобы получить затухание в децибелах на единицу расстояния, нужно учесть, что $1\text{Нп}=8,68 \text{ дБ}$.

Таким образом, коэффициент поглощения, обусловленного релаксационным процессом, будет

$$a_r = \frac{A f_r f^2}{f^2 + f_r^2} \text{ дБ/расстояние}, \quad (4.1.42)$$

где $A=8,68(\pi/c)$, а F обозначает часть молекул, принимающих участие в процессе релаксации. Это выражение упрощается до следующих $a_r = A f_r$ при $f \gg f_r$, $a_r = \frac{A}{f_r} f^2$ при $f \ll f_r$.

Заметим, что коэффициент поглощения a_r пропорционален f^2 на частотах ниже f_r и стремится к постоянной величине на частотах выше f_r . Это характерно для релаксационного процесса.

Другое характерное проявление релаксационного процесса обнаружится, если переписать выражение (4.1.42) таким образом, чтобы выявилась величина потерь за период:

$$a_r / f = \frac{A f_r f}{f^2 + f_r^2}. \quad (4.1.43)$$

При $f \ll f_r$, $a_r / f = A f / f_r \ll 1$ и $f \gg f_r$, $a_r / f = A f_r / f \ll 1$. Наблюдается максимум при $f = f_r$, когда $a_r / f = A/2$. На рисунке 4.1.24 приведен график выражения (4.1.43) [105].

Физический смысл процесса состоит в следующем: при возмущении среды звуковой волной, период которой много меньше τ_r , внутренние изменения не успевают произойти, следовательно, среда не возбуждается. В другом крайнем случае, когда период звуковой волны много больше времени релаксации, внутренние перестройки успевают следовать за звуковым полем.

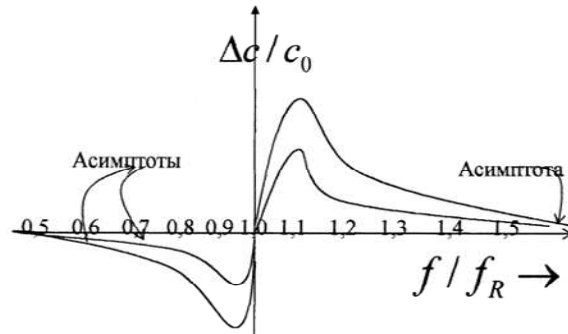


Рис. 4.1.24. Дисперсионные кривые для фазовой скорости звука в воде с пузырьками одного радиуса

В обоих крайних случаях нет значительных потерь энергии за период. Однако, если период звуковой волны приблизительно равен времени релаксации, энергия может поглощаться в течение фазы сжатия и переходить в тепловое движение в период разрежения, и эти действия вызывают значительные потери энергии за период.

Зависимость скорости звука от сжимаемости и плотности описывается выражением

$$c^2 = 1 / \rho_A K, \quad (4.1.43)$$

где K обратно пропорционально объемной упругости E . Сжимаемость состоит из части, обусловленной сжимаемостью воды пузырьков K_0 , и из комплексной части, относящейся к сжимаемости собственно пузырьков K_1 :

$$K = K_0 + K_1. \quad (4.1.44)$$

Сжимаемость K_0 выражается через скорость звука в воде без пузырьков c_0 и через плотность окружающей среды ρ_A

$$K_0 = 1 / \rho_A \cdot c_0^2. \quad (4.1.45)$$

Комплексная сжимаемость, связанная с собственно пузырьками, находится путем радиального смещения

$$K_1 = \frac{N \cdot S \cdot \xi}{P_p e^{i\omega t}} = \frac{NS^2}{m\omega^2 [(-1 + \omega_R^2 / \omega^2) + iR_M / (\omega m)]}, \quad (4.1.46)$$

где N – число пузырьков в единице объема;

ξ – радиальное смещение поверхности пузырька;

S – поверхность каждого пузырька;

R_M – постоянная механического затухания, обусловленная потерями энергии сигнала из-за переизлучения, сдвиговой вязкости и теплопроводности среды. Для простоты используем $\delta = R_M / (wm)$ и введем отношение частот

$$Y = \frac{f_R}{f} = \frac{w_R}{w}.$$

Тогда

$$K_1 = \frac{N 4 \pi a [Y^2 - 1 - i\delta]}{\rho_A w^2 [(Y^2 - 1)^2 + \delta^2]}. \quad (4.1.47)$$

Скорость звука в среде с воздушными пузырьками может быть теперь записана в виде

$$c = \left(\frac{1}{\rho_A K} \right)^{1/2} = \frac{c_0}{(1 + A - iB)^{1/2}}, \quad (4.1.48)$$

где

$$A = \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \cdot \frac{4 \pi a N c_0^2}{w^2} \quad \text{и} \quad B = \frac{\delta}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \cdot \frac{4 \pi a N c_0^2}{w^2}. \quad (4.1.49)$$

Смысл комплексной скорости становится ясным, если рассмотреть комплексное волновое число

$$k = \frac{w}{c} = \frac{w(1 + A - iB)^{1/2}}{c_0}. \quad (4.1.50)$$

Поскольку A и B в океане весьма малы, то выражение в скобках, из которого извлекается квадратный корень, имеет вид $(1 + \text{малая величина})$. Следовательно, разлагая k в ряд Тейлора и ограничиваясь первым членом разложения, получаем $k \approx k_0 \left(1 + \frac{A}{2} - \frac{iB}{2} \right)$, где $k_0 = w / c_0$. Выражение для плоской волны, распространяющейся через среду с пузырьками, записывается в виде

$$p_p = P_p \exp[i(\omega t - kx)] = P_p \exp(-k_{im}x) \exp[(\omega t - k_{re}x)], \quad (4.1.51)$$

где $k_{im} = k_0 \frac{B}{2}$, $k_{re} = k_0 \left(1 + \frac{A}{2} \right)$.

При такой записи ясно, что мнимая часть комплексного волнового числа соответствует ослаблению звуковой волны при распространении через область с пузырьками. Это ослабление описывается коэффициентом α_b и определяется $\alpha_b = 4,34 \cdot \sigma_e N$ дБ/длина, где $\sigma_e N$ – сечение рассеяния единицей объема.

Действительная часть волнового числа k_{re} описывается распространением поверхностей постоянной фазы. Отношение w / k_{re} представляет собой фазовую скорость, которую мы записываем в виде $\text{Re}\{c\}$. Фазовая скорость зависит от частоты, и такую среду называют диспергирующей:

$$\text{Re}\{c\} = c_0 \left[1 - \frac{2 \pi a N c_0^2}{w^2} \cdot \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2} \right]. \quad (4.1.52)$$

Полезно выразить фазовую скорость через объем газа в пузырьках:

$$U = N\left(\frac{4}{3}\pi a^3\right). \text{ Имеем } \operatorname{Re}\{c\} = c_0\left[1 - \frac{3UY^2}{2a^2k_R^2} \frac{Y^2 - 1}{(Y^2 - 1)^2 + \delta^2}\right],$$

где $k_R = w_R / c_0$ – величина k_0 при резонансе.

Рассмотрим два частных случая. При низкой частоте, $f \ll f_R$, скорость равна

$$c_{hf} = c_0\left(1 - \frac{3U}{2a^2k_R^2}\right). \quad (4.1.53)$$

Поскольку величина ak_R является постоянной для данного газа на данной глубине, то асимптотическое значение скорости при низкой частоте зависит только от полного объема газа U . В пределе для высокой частоты, т.е. для $f \gg f_R$, имеем

$$c_{hf} = c_0\left[1 + \frac{3UY^2}{2a^2k_R^2(1 + \delta^2)}\right] \rightarrow c_0. \quad (4.1.54)$$

Таким образом, пузырьки не влияют на фазовую скорость распространения звука, если частота звука достаточно велика. Измерители скорости звука, работающие в мегагерцовом диапазоне частот, дают значения $c = c_0$ даже в воде с пузырьками, поскольку для реально существующих в море пузырьков $f \gg f_R$. Относительное изменение скорости пропорционально N -концентрации пузырьков. При высокой частоте кривые асимптотически приближаются к нулю. При низкой частоте параметра асимптоты пропорциональны полному объему газа пузырьков $U(N_2(a) > N_1(a))$. Обобщение на среду с пузырьками случайных радиусов требует в вышеуказанных формулах замены N на $n(a)da$ и U на $u(a)da$. Поскольку все вклады в сжимаемость среды представляют собой очень малые величины, они складываются линейно, и скорость звука в среде с пузырьками можно выразить через интеграл по всем радиусам пузырьков [105]:

$$\operatorname{Re}\{c\} = c_0\left[1 - \frac{3}{2} \int_a \frac{u(a)Y^2(Y^2 - 1)da}{a^2k_R^2[(Y^2 - 1)^2 + \delta_R^2]}\right]. \quad (4.1.55)$$

Наличие пузырьков различного размера размывает дисперсионную кривую. Величина отклонения от кривой, относящейся к среде без пузырьков, увеличивается, при этом увеличивается также частотный интервал между пиком и минимумом кривой.

Данные теоретические исследования позволяют в дальнейших морских экспериментах и численном моделировании учитывать влияние фазовой скорости на процесс затухания и рассеяния энергии просветных сигналов при распространении их в океанском волноводе и формировании томографических образов морских неоднородностей.

Глава 4.2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОСВЕТНОГО МЕТОДА И ЕГО МОДИФИКАЦИЙ В НИЗКОЧАСТОТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

4.2.1. Отражение звуковых волн от поверхности морской неоднородности, теоретическая оценка наиболее оптимального диапазона частот для низкочастотной гидролокации

Для простоты понимания обсуждаемого вопроса реальные МН представим не как пространственно возмущенные области, а гладкие, без выступов и впадин, криволинейные малого объема поверхности, параметры которых определяются их физическими размерами. Вычисление аналитического выражения звуковой волны, отраженной от поверхности МН, даже для таких поверхностей связано с известными математическими трудностями. Поэтому при решении данной задачи используем известный в курсе физики, удобный для анализа метод зон Френеля [108].

Применительно к задаче вычисления давления в отраженной от гладкой поверхности звуковой волны сущность этого метода заключается в следующем. Каждый элементарный участок поверхности МН рассматривается как вторичный источник, излучающий элементарную сферическую волну. Отраженная волна в точке приема формируется путем суммирования волн всех вторичных источников, фазы колебаний которых в точке приема определяются расстоянием от участков отражающей поверхности до точки приема. Методом зон Френеля в этом случае используются следующим образом. Отражающую поверхность цели разбивают на элементарные площадки, фазы колебаний от которых в точке приема приблизительно совпадают. Такие площадки могут получаться в том случае, если волновые фронты от источников в точке «А» (рис. 4.2.1,а) отстоят друг от друга на расстоянии $\lambda/4$. Линии фронтов от таких участков в пространстве создают конус. Пересекая отражающую поверхность, они образуют на ней систему колец, которые и называются зонами Френеля (рис. 4.2.1,б). Элементарные волны от соседних зон в точке приема отличаются на 180° , что приводит к ослаблению их друг другом.

Задача вычисления суммарного поля в точке наблюдения сводится к интегрированию волн элементарных источников по поверхности зоны Френеля и последующему суммированию поля по всем зонам. Существо этой операции заключается в следующем [108, 109].

Пусть в точке «А» (рис. 4.1.2,а) расположен источник звуковых колебаний, который облучает площадку радиусом R . Тогда звуковое давление отраженной от этой площадки энергии сигналов в случае совмещенного излучения и приема может быть выражено интегралом по поверхности площадки с изменяющимися величинами r и ϑ .

$$P_{\text{отр}} = \frac{i}{\lambda} P_0 l^{\frac{2\pi i f t}{\lambda}} \cdot \int_{S_n} \frac{\cos \theta}{r^2} \cdot l^{\frac{-4\pi i r}{\lambda}} ds, \quad (4.2.1)$$

где

P_0 – уровень излучаемого давления (постоянная величина), приведенного к расстоянию 1 м;

- l – расстояние, на котором определяется уровень излучаемого давления;
- λ – длина звуковой волны;
- f – частота сигнала;
- t – время;
- $i = (-1)^{1/2}$;
- r – расстояние от точки приема до элементарного участка отражающей поверхности;
- γ – угол между осью координат X и проекцией r на отражающую поверхность;
- dS – площадь от единичной зоны Френеля (в нашем случае от первой зоны).

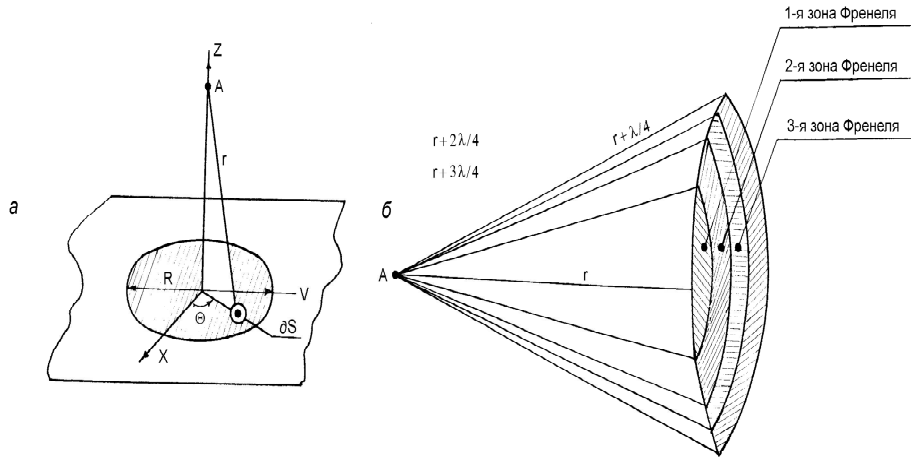


Рис. 4.2.1. Интегрирование волн элементарных источников по поверхности зон Френеля

Суммарное давление в точке приема от всех зон выразится как сумма давления от всех площадок:

$$P_{omp} = \frac{i}{\lambda} P_0 l^{2\pi i (ft - \frac{2r}{\lambda})} \cdot [P_1 + P_2 + \dots + (-1)^n \cdot P_n]. \quad (4.2.2)$$

$$P_n = \int_{S_n} \frac{\cos \theta}{r^2} \times 1^{-\pi i U_n} ds \quad U_n = \frac{r - R - (n-1)^2 \frac{\lambda}{4}}{\lambda}, \quad 0 < U_n < 1. \quad (4.2.3)$$

Для обнаружения МН, на отражающей поверхности которой укладывается большое количество зон в точке, удаленной на большие расстояния от поверхности, величина r практически не изменяется для всех зон. Величина $\cos \theta$ изменяется также незначительно. Площади всех зон высших порядков не изменяются (при условии, что поверхность не слишком искривлена). В этом случае множитель $1^{-\pi i U_n}$ при переходе от зоны к зоне остается практически постоянным. Основываясь на этом предположении, Френель сформулировал очень важное приближение, которое заключается в следующем: звуковое давление, развиваемое волнами от n -й площадки, равно среднему давлению от соседних с ней зон, т.е. $P_n = 1/2(P_{n-1} + P_{n+1})$.

С учетом этого приближения суммарные члены в выражении (4.2.3) для P_{omp} преобразуются к следующему виду

$$[P_1 - P_2 + P_3 - \dots + (-1)^n P_n] = 1/2 [P_1 + (-1)^n P_n]. \quad (4.2.4)$$

Для выпуклых отражающих поверхностей, на которых укладывается большое количество зон, направление фронта волны до n -ой зоны высшего порядка превращается в касательную к отражающей площадке. В этом случае $\cos\theta$ стремится к нулю, что превращает в ноль давления от всех зон высших порядков (т.е. множитель P_n в выражении (4.2.4) устремляется к нулю). С учетом этого суммарные члены в выражении (4.2.4) дадут половину давления первой зоны, а (4.2.4) давление в отраженной волне преобразуется к следующему виду:

$$[P_1 - P_2 + P_3 - \dots + (-1)^n P_n] = 1/2 P_1 \quad (4.2.5)$$

$$P_{omp} = \frac{i \cdot P_o}{2\lambda r^2} \cdot I^{\pi i(fr - \frac{2r}{\lambda})} \cdot \int_{S_n} \cos\theta \cdot I^{-\pi U_1} dS, \quad (4.2.6)$$

где r – кратчайшее расстояние от точки излучения и приема до отражающей поверхности ($r \gg \lambda$);

S – площадь n -й зоны Френеля.

$$U_1 = 4/\lambda (r - P). \quad (4.2.7)$$

Величину силы МН с учетом полученного выражения можно представить в следующем виде

$$T_{дБ} = 20 \lg |P_{omp}| - 20 \lg |P_o| - 40 \lg r. \quad (4.2.8)$$

Члены, входящие в выражение для силы МН, соответствуют: среднеквадратическому давлению отраженного сигнала; среднеквадратическому давлению излученного сигнала; удвоенному значению ослабления сигнала за счет расхождения волны по сферическому закону. С учетом полученного выражения для P_{omp} сила МН может быть представлена в следующем виде:

$$T_{дБ} = 20 \cdot \lg \left(\frac{P_{omp}}{P_o \cdot r^2} \right) = 20 \cdot \lg \left(\frac{l}{2\lambda} \cdot \int_{S_1} \cos\theta \cdot I^{-\pi U_1} ds \right). \quad (4.2.9)$$

Таким образом, чтобы в точке приема сформировался максимальный отраженный от МН сигнал, необходимо, чтобы на его плоской поверхности укладывалось несколько зон первого порядка или как минимум первая зона Френеля. Экспериментальными исследованиями с использованием физических моделей и реальных МН показано, что эхо-сигнал от нее в точке приема формируется небольшим количеством зеркально отражающих поверхностей (выступов и плоских граней) [110]. При этом каждый из отражающих участков поверхности МН должен удовлетворять сформулированному выше условию. Необходимо отметить, что при оценке соотношения размеров отражающей поверхности МН и первой зоны Френеля рассматривается ее пространственная протяженность, которая зависит как от длины падающей волны, так и от расстояния до МН r и связана с этими величинами известным соотношением Гюйгенса-Френеля

$$R_n = [r_1 r_2 \lambda n / (r_1 + r_2)]^{1/2} = [r^2 \lambda n / 2r]^{1/2} = [r \lambda n / 2]^{1/2}, \quad (4.2.10)$$

где R_n – радиус n -й зоны Френеля;

$r_1 = r_2 = r$ – расстояние от точки излучения (приема) до отражающей поверхности;

n – номер зоны Френеля (в нашем случае $n = 1$).

Исходя из проведенных рассуждений определим ориентировочное (приближенное) значение частоты сонара для обнаружения реальной МН в звуковом диапазоне частот (это будет необходимо в дальнейшем для обоснования частотного диапазона работы низкочастотной томографии системы мониторинга океанской среды).

Для этого зададимся величиной зеркально отражающей поверхности МН – 10 м и расстоянием до нее 10 км. Из выражения (4.2.10) можно получить значение длины излучаемой сонаром звуковой волны (положив $r_1 = r_2 = r$, $n = 1$)

$$\lambda_{omn} = \frac{(r_1 + r_2) \cdot (R_n)^2}{r_1 \cdot r_2 \cdot n} = \frac{2r \cdot (R_1)^2}{r^2} = \frac{2 \cdot R_1^2}{r}, \quad (4.2.11)$$

$$f_{omn} = \frac{C}{\lambda} = \frac{C \cdot r}{2 \cdot R_1^2}.$$

Подставив в формулу (4.2.11) значение скорости звука $C=1500$ м/сек, $R_1 = 10$ м, $r = 10$ км, получим $f_{omn} = (15 \cdot 10^2 \cdot 10^4) / (2 \cdot 10^2) = (м/сек \cdot м) / м^2 = 7,5 \cdot 10^4$ Гц = 75 кГц. Оценка оптимальной для формирования устойчивого эхо-сигнала частоты сонара при обнаружении МН, с отражающей поверхностью 10 м, на расстоянии 10 км свидетельствует о необходимости применения высокочастотного сигнала (около 75 кГц). Интенсивное затухание таких сигналов в среде сделает невозможным их выделение на фоне помех в точке приема (излучения), удаленной от цели на 10 км.

В этой связи частота реальных сонаров выбирается значительно ниже вычисленной (современные сонары используют сигналы с несущей частотой, лежащей в пределах 2,5...7,5 кГц), что приводит к снижению интенсивности отраженного сигнала и эффективности обнаружения МН.

В случае, когда плоская отражающая поверхность МН меньше половины размера первой зоны Френеля [108, 110], что имеет место на низкочастотных сигналах и больших расстояниях, обнаружение МН по отраженному сигналу становится неэффективным, а если отражающих участков на ней мало, то невозможным. В этом случае необходимо использовать другие закономерности преобразования сигналов на МН, например, дифракционные явления, которые возникают (как было отмечено ранее) при сложении падающей и рассеянной на объекте звуковой волны. Исследование возможности использования закономерностей дифракции звуковых волн для создания томографических образов реальных МН является сложной задачей и рассмотрение этого вопроса проводится в следующих главах монографии.

4.2.2. Рассеяние акустических волн на цилиндрическом экране, оценка длины волны, рассеянной на морской неоднородности

Сущность явления рассеяния звуковых волн акустическими препятствиями можно рассмотреть следующим образом. Представим себе свободную от акустических препятствий и экранов среду, в которой распространяется только падающая звуковая волна интенсивностью J_0 . Встречая на пути распространения препятствие, падающая волна изменяет направление и претерпевает рассеяние.

Образующаяся рассеянная волна интенсивностью J_s , распространяясь в различных направлениях от препятствия, складывается с падающей волной и создает сложное по структуре поле дифрагированной волны интенсивностью J_g . Другими словами, энергия рассеянной на препятствиях волны представляет ту часть сформировавшейся в среде энергии звукового поля, которое соответствует разности между дифрагированным полем при наличии препятствия и полем без препятствия. Тогда интенсивность рассеянной волны можно представить в следующем виде [111]

$$J_s = J_g - J_0. \quad (4.2.12)$$

Характер рассеяния звуковых волн на препятствии определяется его формой и размерами. Он зависит также от таких физических свойств препятствия, как плотность и сжимаемость. Иными словами, препятствием при рассмотрении закономерностей рассеяния звуковых волн можно считать любое тело из другого, чем среда, вещества. Все иные свойства препятствия в рассеянии волн не участвуют. В случае равенства сжимаемости и плотности среды и препятствия рассеяния волн не происходит. Если размеры препятствия значительно превосходят длину падающей волны и имеют гладкую поверхность, с большим относительно падающей волны радиусом кривизны, то рассеянное поле представляет собой отраженную волну, распространяющуюся по законам геометрической оптики. При таком рассеянии углы падения лучей равны углам отражения, звуковое поле за препятствие не проникает, за препятствием образуется геометрическая тень.

Для задач прикладной гидроакустики важен случай, когда рассеивающее препятствие соизмеримо с длиной волны. Именно это интересно с точки зрения применимости данных рассуждений в низкочастотной акустической томографии. Рассеяние волн в этом случае описывается волновыми процессами, при которых падающая волна проходит в область геометрической тени и образует там сложные явления дифракции. Вопрос о рассеянии падающей на препятствие звуковой волны сводится к задаче излучения волны этим препятствием в покоящейся среде. Такая аналогия объясняется тем, что рассеянная волна обусловлена дополнительными движениями препятствия, которые оно совершает при облучении и возбуждении его волной. В свою очередь, дополнительные движения препятствия обусловлены разностью его сжимаемости и плотности относительно среды. Так, например, наличие разности сжимаемости приводит к пульсации тела объекта (монопольному рассеянию), а наличие разности плотностей препятствия и среды приводит к поступательному движению относительно среды, т.е. к осцилляции (дипольному рассеянию).

Задача вычисления поля рассеянной волны в общем виде (т.е. для произвольного препятствия и произвольной волны) представляет известные математические трудности, поэтому ее решения получают для частных случаев. Например, для цилиндров, сфер, плоских экранов и т.д. При этом падающую волну принимают плоской, а поверхность препятствия абсолютно жесткой. При анализе полученных аналитических выражений пользуются экстремальными случаями соотношения длины падающей волны λ и размеров, например радиусов R препятствия [112].

$$\lambda \ll R; \lambda \gg R. \quad (4.2.13)$$

Рассмотрим порядок получения аналитического выражения для вычисления интенсивности плоской звуковой волны, рассеянной на неподвижном жестком цилиндре. При нахождении такого выражения пользуются аналитическими зависимостями для излучения звуковых волн пульсирующими поверхностями [113].

Итак, пусть на цилиндр радиусом R падает плоская звуковая волна интенсивностью J_0 (рис. 4.2.2), направление падающей волны совпадает с осью координат OX и перпендикулярно к оси цилиндра. При этом цилиндр считаем абсолютно жестким, т.е. нормальные составляющие колебательных скоростей на поверхности цилиндра равны нулю. В излучении (рассеянии) участвуют только тангенциальные составляющие колебательных скоростей. Решение задачи в этом случае сводится к получению выражения для интенсивности рассеянной волны J_s в точках среды, удаленных от оси цилиндра на расстоянии r . Запишем выражение для плоской гармонической волны в свободной от препятствий среде

$$P_n = P_o J^{ik(x-ct)} = P_o J^{ik(rcos\phi-ct)}; P_o = (2C\rho J_o)^{1/2}; k = 2\pi/\lambda. \quad (4.2.14)$$

С учетом того, что падающая волна совпадает с осью координат OX и перпендикулярна оси цилиндра, она может быть представлена суммой цилиндрических волн давления [113]

$$P_n = P_o \cdot \left[J_o(k \cdot r) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n \cos(m \cdot \phi) J_m(k \cdot r) \right] \cdot I^{-2\pi i \cdot r \cdot t}. \quad (4.2.15)$$

Радиальную скорость в таких волнах можно представить в виде следующего ряда

$$U_{nr} = \frac{P_o}{\rho} \left\{ i \cdot J_1(\kappa \cdot r) + \left[\sum_{m=1}^{\infty} J_{m+1}(\kappa \cdot r) - J_{m-1}(\kappa \cdot r) \right] \cdot \cos(m \cdot \phi) \right\} \cdot I^{-2\pi i v t}, \quad (4.2.16)$$

$$K = 2\pi\lambda; v = Ck/2\pi = C/\lambda,$$

где J_o, J_m – функции Бесселя нулевого и m -го порядков;
 r – расстояние от оси цилиндра до точки наблюдения;
 ϕ – угол, который образует линия r с плоскостью отсчета;
 C – скорость звука в воде;
 λ – длина волны;
 t – время;
 k – волновой параметр.

Если цилиндр, излучающий волны, поместить в поле падающей волны и совместить его ось с осью координат, то сформировавшееся в среде поле падающей волны исказится, т.к. к нему добавится расходящаяся от цилиндра рассеянная волна. Давление и радиальную скорость в рассеянной волне на поверхности цилиндра по аналогии с излучаемой волной можно представить в виде следующего ряда цилиндрических волн [112, 113]:

$$P_s = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cdot \cos(m \cdot \phi) \cdot [(\kappa \cdot v) + i \cdot N_m(\kappa \cdot r)] \cdot I^{-2\pi i v t}, \quad (4.2.17)$$

$$U_{sr} = \frac{1}{\rho \cdot c} \left[i \cdot A_o \cdot [J_1(\kappa \cdot r) + i \cdot N_1(\kappa \cdot r)] \dots \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left[\sum_{m=1}^{\infty} A_m \cdot \cos(m \cdot \phi) \cdot \left[J_{m+1}(\kappa r) - J_{m-1}(\kappa r) \dots \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + i \cdot N_{m+1}(\kappa \cdot r) - i \cdot N_{m-1}(\kappa \cdot r) \right] \right] \right] \cdot I^{-2\pi \cdot i \cdot v \cdot t} \quad (4.2.18)$$

Приведенные выражения для давления и радиальной скорости рассеянной волны представлены в виде суммы комбинаций функций типа J, N с тем, чтобы показать, что рассеянная волна, как и в случае излучения, является расходящейся волной.

Дальнейшая процедура нахождения аналитических выражений для поля рассеянной волны сводится к нахождению коэффициентов A_m , которые можно получить, если приравнять радиальные скорости в падающей и рассеянной волнах (в силу их равенства нулю на поверхности). Приравнивая почленно выражения $U_{sr} c - U_{nr}$, можно получить

$$A_m = -\varepsilon_m \cdot P_0 \cdot i^{m+1} \cdot I^{-i\gamma_m} \cdot \sin \gamma_m, \quad (4.2.19)$$

$$P_0 = \left(2 \cdot \rho \cdot C_0 \cdot J_0\right)^2, \quad \begin{aligned} \frac{1}{2} \operatorname{tg} \gamma_m &= \frac{J_{m-1}(\mu) - J_{m+1}(\mu)}{N_{m+1}(\mu) - N_{m-1}(\mu)}, \\ \operatorname{tg} \gamma_0 &= \frac{-J_1(\mu)}{N_1(\mu)}, \end{aligned} \quad (4.2.20)$$

где $\mu = 2\pi R/\lambda$ – отношение размера цилиндра к длине волны;

γ_m – фазовые углы цилиндрических волн. Эти величины вычислены и таблично используются при расчетах параметров излучателей [114];

A_0 и A_m – соответствуют $\varepsilon_0=1$ и $\varepsilon_m=2$ для всех индексов волн, больших единицы.

Ф. Морзом после проведения сложных математических преобразований с учетом полученных коэффициентов найдены упрощенные выражения для давления и радиальной скорости рассеянной волны в точках, удаленных на расстоянии r от оси цилиндра, который для случая $kr \gg 1$ представляется в следующем виде [115]

$$P_s = -\left(\frac{\varphi \cdot \rho \cdot c \cdot J_0 \cdot R}{\pi \cdot r}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Psi_s \cdot \varphi \cdot I^{i\kappa(r-ct)}, \quad U_s = \frac{P_s}{\rho_s}, \quad (4.2.21)$$

$$\Psi_s(\varphi) = \frac{I}{\sqrt{\kappa r}} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cdot \sin(\gamma_m) \cdot I^{-i\gamma_m} \cdot \cos(m\varphi), \quad (4.2.22)$$

где $\Psi_s(\varphi)$ – радиальная скорость рассеянной волны на большом расстоянии от цилиндра.

Интенсивность волн в удаленной от поверхности цилиндра точке среды может быть представлена следующим образом

$$J_s = \frac{2 \cdot J_0 R}{\pi \cdot r} \cdot [\Psi_s(\phi)]^2 \quad \text{при } kr \gg 1. \quad (4.2.23)$$

$$\Psi_s^2 = \frac{I}{\kappa R} \cdot \sum_{mn=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \cdot \sin \gamma_n \cdot \cos(\gamma_m - \gamma_n) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \cos(n\varphi),$$

$$\text{при } m > 0, \varepsilon_0 = 1, \varepsilon_m = 2. \quad (4.2.24)$$

Полученное Ф. Морзом в виде ряда волн выражение для интенсивности рассеянной волны наиболее удобно для случая относительно длинных волн. Однако это выражение не позволяет получить тонкую интерференционную струк-

туру дифракционного поля сигналов в удаленных от цилиндра точках среды, т.к. в этом случае угол φ , под которым наблюдается рассеивающий предмет, мал по сравнению с отношением λ к размеру цилиндра ($2\pi R$). Такое распределение интенсивности волн, когда детали интерференции дифрагированного поля смазываются, в курсе физики (оптики) называется дифракцией Фраунгофера. И, наоборот, когда расстояния от препятствия до точки наблюдения велики по сравнению с λ , но не слишком превосходят размеры препятствия (в нашем случае размеры цилиндра $2\pi R$), имеет место дифракция Френеля. В этом случае в дифрагированном поле наблюдаются области засветки, тени и полутени, которые различимы до тех пор, пока рассеивающий предмет наблюдается под различными для наблюдения углами.

С превышением этого расстояния наблюдается дифракция Фраунгофера, при котором интерференционные полосы становятся неразличимыми. Для низкой звуковой волны ($kR \rightarrow 0$), при которой только две цилиндрические волны вносят существенный вклад в рассеянное поле ($\epsilon_0=0$ и $\epsilon_m=1$), Ф. Морзом получено приближенное выражение для интенсивности рассеянной волны следующего вида

$$J_s = \frac{\pi \cdot w^2 \cdot R^4}{8 \cdot c^3 \cdot r} \cdot J_0 \cdot (1 - 2 \cos \varphi)^2, \text{ при } kR \rightarrow 0. \quad (4.2.25)$$

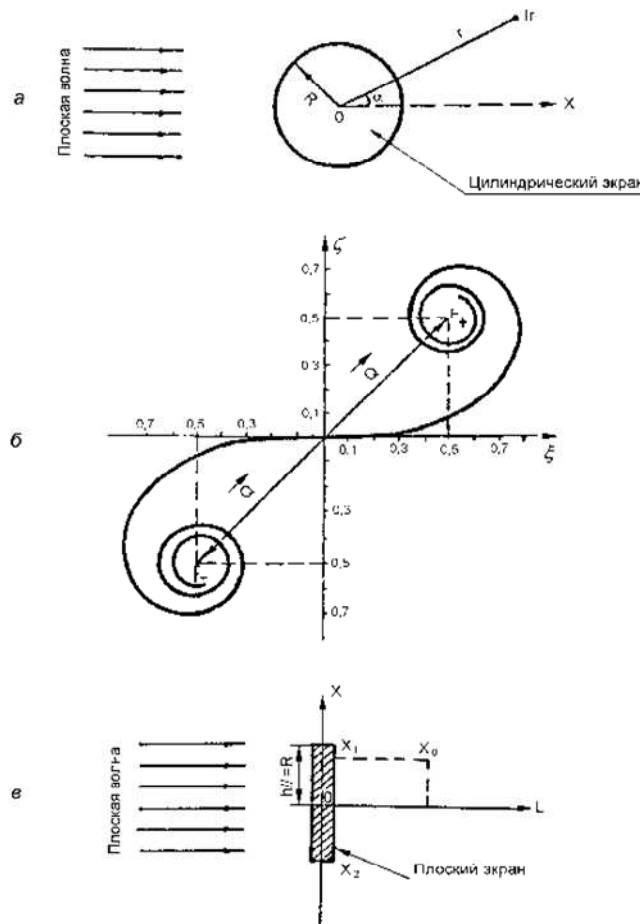


Рис. 4.2.2. Порядок получения аналитического выражения для вычисления интенсивности плоской звуковой волны, рассеянной на неподвижном жестком цилиндре

Проинтегрировав выражение для интенсивности рассеянной волны по ϕ от нуля до 2π и умножив его на $r = R$, получим выражение для полной мощности P_s , рассеянной единицей длины цилиндра

$$P_s = 4 \cdot J_0 \cdot R \left(\frac{1}{\kappa R} \right) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \cdot \sin^2 \gamma. \quad (4.2.26)$$

Для двух предельных значений длины волны полная мощность рассеянной цилиндром волны может быть представлена в следующем виде [115, 116]

$$P_s = \left| \frac{6 \cdot \pi^5 \cdot R^4}{\lambda} \right| \cdot J_0 \text{ при } \lambda \gg 2\pi R \quad (4.2.27)$$

$$P_s = 4RJ_0 \text{ при } \lambda \ll 2\pi R.$$

Таким образом, для очень коротких волн полная мощность рассеянной волны равна удвоенному значению падающей волны, т.к. в этом случае рассеянная волна включает в себя как отраженную, так и тенеобразующую волны, каждая из которых дает $2J_0R$. Иными словами, интенсивность тенеобразующей волны должна быть достаточной для нейтрализации падающей волны и формирования тени за препятствием.

Зависимость рассеянной единицей длины цилиндра полной мощности волны от величины параметра μ приведена на рис. 4.2.3.

$$\mu = kR = 2\pi R/\lambda. \quad (4.2.28)$$

Из приведенной на рис. 4.2.3 зависимости видно, что при малых значениях величины μ рассеянная мощность растет, а при значениях μ , близких к пяти, она достигает практически предельного значения, равного $4J_0R$. После проведения сложных математических преобразований Ф. Морзом получено также удобное для анализа выражение интенсивности рассеяния относительно коротких звуковых волн на жестком цилиндре

$$J_s = \frac{R}{2r} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \frac{l}{2\pi kr} \text{ctg}^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin^2(kR \sin \phi) + A, \quad (4.2.29)$$

$$kR \ll kr \gg 1.$$



Рис. 4.2.3. Зависимость рассеянной единицей длины цилиндра полной мощности волны от величины параметра μ

Первый член выражения представляет интенсивность волны, отраженной в обратном направлении (в секторе углов $\varphi > \pi/2$), второй член выражения определяет тенеобразующую волну, распространяющуюся в прямом направлении, заключенную в секторе углов от π/kR до $\lambda/2R$. Этот сектор тенеобразующей волны тем уже, чем меньше λ относительно R .

Величина A в полученном выражении представляет сумму быстро осциллирующих членов, которые на конечном угловом интервале в среднем дают нулевую интенсивность. Полярные диаграммы направленности рассеянной волны по интенсивности в функции угла рассеяния φ для нескольких различных значений параметра μ , выражающего величину отношения размера цилиндра к длине падающей волны (4.2.29), даны на рис. 4.2.4. Приведенные характеристики выражают распределение рассеянной мощности Π_s в зависимости от угла рассеяния φ , отнесенной к величине полной энергии $4RJ_0$. Характеристики наглядно демонстрируют угловую зависимость интенсивности от соотношения длины волны и размеров цилиндра.

Так, если длина падающей волны много больше размера цилиндра, то волна почти полностью и равномерно рассеивается в обратном направлении относительно падающей волны. Тенеобразующей волны в этом случае нет. Такой случай очень характерен рассеянию инфразвуковых волн реальными МН. С уменьшением длины волны (при неизменном размере цилиндра) интенсивность рассеянной волны распределяется по всем направлениям.

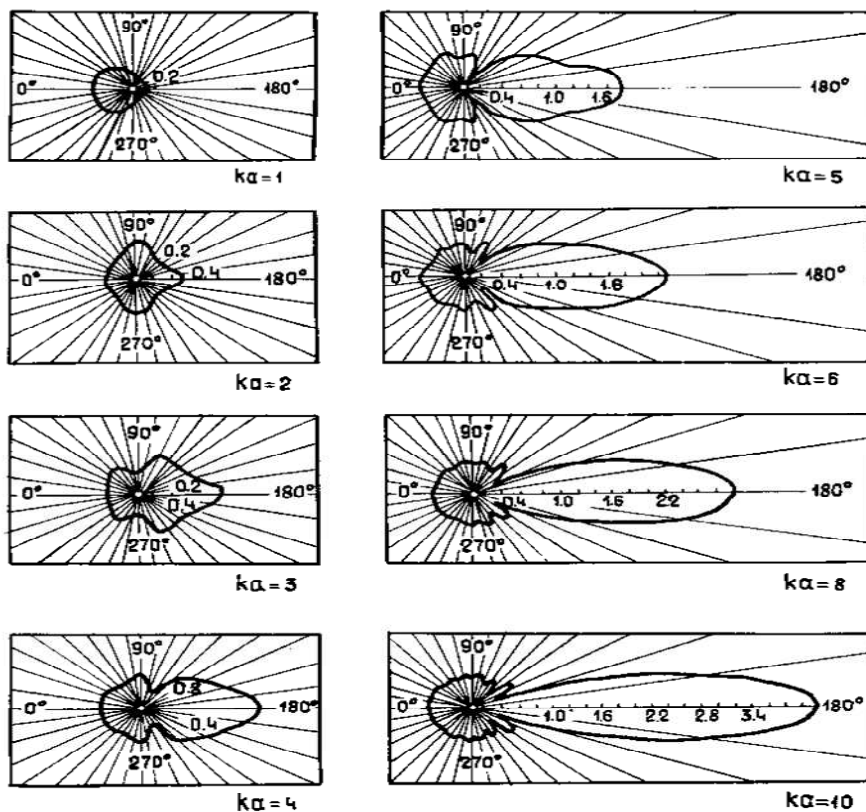


Рис. 4.2.4. Полярные диаграммы направленности рассеянной волны по интенсивности

В диаграмме направленности появляются острые пики как в отраженной, так и в тенеобразующей волнах. По мере дальнейшего роста частоты сигнала рассеяния энергии по углу усложняется. В направлении распространения падающей волны появляются пики, которые с ростом частоты увеличиваются и сливаются в общий максимум. Для очень коротких волн ($kR \gg 1$) половина рассеянной волны концентрируется в узкий интерференционный пучок в направлении падающей (тенеобразующей) волны, а ее вторая половина равномерно рассеивается по всем направлениям.

С точки зрения возможности применения гидролокации и дифракционного метода обнаружения МН наиболее интересен промежуточный случай между длинными и короткими волнами. Такая ситуация соответствует моменту, когда размеры препятствий (в нашем случае цилиндра) и длина падающей волны близки по величине. В этом случае наблюдаются сложные интерференционные явления между падающей и рассеянной волнами. В среде по некоторым направлениям формируются максимумы и минимумы дифрагированных волн, которые даже при незначительных изменениях длины волны, размеров и положения препятствия относительно падающей волны претерпевают резкие изменения. Такие явления наблюдаются, например, при огибании морской волной больших препятствий, когда от препятствий наблюдаются слабые неустойчивые отражения, а за препятствием образуется тень с размытыми границами. На практике трудно разделить и зарегистрировать отдельно поле падающей и рассеянной волн. Однако в случае обнаружения МН по закономерностям дифракции, наоборот, целесообразно регистрировать все суммарное поле дифрагированных волн по пространству. Именно такая регистрация может обеспечить высокую информативность измеряемого поля дифрагированных сигналов при решении задачи обнаружения и идентификации движущихся МН низкочастотными сигналами. Полученное Ф. Морзом выражение интенсивности рассеянной волны (4.2.29) наиболее удобно для приближенной оценки и анализа закономерностей рассеяния при решении задач обнаружения. Для этого представим его в следующем виде

$$J_s = J_{omp} + J_{мену} + A; A \approx 0; kR \ll kr \gg 1, \quad (4.2.30)$$

где $J_{omp} = (R/2r) \sin\varphi/2$;

$$J_{мену} = (1/2\pi kr) \operatorname{ctg}^2\varphi/2 \sin^2(kR \sin\varphi).$$

Определим значение λ , при котором интенсивности отраженной и тенеобразующей волн на углах, близких к оси координат (направлению падающей волны), будут равны. Именно этот случай характерен для разнесенного излучения-приема сигналов. С учетом указанных выше условий преобразуем выражения интенсивностей отраженной и тенеобразующей волн

$$J_{omp} = (R/2r) \sin\varphi/2 \approx |\varphi \rightarrow \pi| \approx (R/2r) \sin(\pi/2) \approx R/2r,$$

$$J_{мену} = \frac{1 \cdot \kappa^2 \cdot R^2 \cdot \varphi^2}{(\varphi^2/4)}, \quad (4.2.31)$$

тогда $J_{мену} \approx (1/2\pi kr)(k^2 R^2 \varphi^2/4/\varphi^2) \approx 2kR^2/\pi r$,
 приравняв $J_{omp} = J_{мену}$, получим $R/2r \approx 2kR^2/\pi r$;
 $1/2 \approx 2kR/\pi$ т.к. $k = 2\pi/\lambda$; $\mu = 2\pi R/\lambda$; получим $1/2 \approx 2 \cdot 2\pi R/\pi \lambda$;
 $1/2 \approx 4R/\lambda$; $\lambda = 8R$ или $1/2 \approx 2\mu/\pi$; $\mu = \pi/4 \approx 0.8$

Итак, при $kR < kr$ равенство $J_{omp} = J_{мену}$ выполняется при $\lambda = 8R$ $\mu < 0.8 \leq 1$.

Иными словами, равенство интенсивностей отраженной и тенеобразующей составляющих компонент рассеянной волны соответствует случаю, когда длина падающей на препятствие волны близка к 8 (восьми) радиусам цилиндра. Этот случай (рис. 4.2.3) соответствует величине параметра $\mu = 1$, при котором общая рассеянная энергия падающей волны мала и с точки зрения решения практических задач обнаружения МН не представляет интереса.

Для решения задачи обнаружения представляют интерес такие низкочастотные волны, для которых полная интенсивность рассеянной волны близка к предельной. Это соответствует значению параметра $\mu = 5$. В этом случае для МН, размером радиуса 10 м, длина волны будет соответствовать $\mu = 2\pi R/\lambda$; $\lambda 2\pi R/\mu \approx 6,28 \cdot 10/5 \approx 12,5$ м.

Таким образом, МН как жесткий бесконечный цилиндр, радиусом от 5 до 10 м, будет эффективно рассеивать и формировать интенсивное дифракционное поле больших пространственных размеров на низких частотах, в то время как применение таких низкочастотных сигналов в методе гидролокации для обнаружения реальных МН неэффективно.

4.2.3. Расчет пространственной структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном

Для нахождения структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном, на который падает плоская звуковая волна, применен графический метод расчета с помощью спирали Корню (рис. 4.2.2,б), параметрические уравнения которой можно представить в следующем виде [117]

$$\eta(v) = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot v^2 dv; \quad \zeta(v) = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot v^2 dv, \quad (4.2.32)$$

где $\xi(v)$ и $\eta(v)$ – интегралы Френеля.

Интегралы Френеля в элементарных функциях не берутся, но известны специально составленные таблицы, по которым они могут быть вычислены для различных значений параметра [118], физический смысл которого заключается в следующем: если представить бесконечно узкую зону волновой поверхности и возбуждаемую этой зоной интенсивность колебаний в точке наблюдения, то величина и направление этого вектора колебаний совпадают с участком спирали Корню, соответствующим определенному значению параметра v . Это значение параметра связано с расстоянием X от точки наблюдения до проекции на экран бесконечно узкой зоны (полосы) соотношением

$$v = X' \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda \cdot L}}. \quad (4.2.33)$$

Величина L в выражении параметра есть расстояние от экрана до плоскости в точке наблюдения, проведенной перпендикулярно OY . Если координаты краев экрана принять за X_1 и X_2 , а за X_0 принять координату точки наблюдения, отсчитываемую от центра (середины) экрана (рис. 4.2.2,в), то значение параметра можно преобразовать к следующему виду

$$v = \sqrt{\frac{2}{\lambda \cdot L}} \cdot (X - X_0), \quad (4.2.34)$$

где X_0 – координата точки наблюдения;
 X – текущая координата фронта волны;
 L – расстояние от центра экрана до плоскости, проведенной через точку наблюдения перпендикулярно OY ;
 λ – длина падающей звуковой волны.

Ось OX проведена в плоскости экрана и совпадает с его шириной (высотой). Спираль Корню выражает модуль и фазу интегралов Френеля в зависимости от параметра v , т.е. в зависимости от координат точки наблюдения относительно краев экрана.

Ослабление звукового давления за счет наличия в среде экрана (относительную амплитуду) в точке наблюдения можно представить в следующем виде

$$\frac{A}{A_0} = \frac{\vec{a}_1 - \vec{a}_2}{|(F_- - F_+)|} \quad (4.2.35)$$

где A и A_0 – амплитуды звукового давления в точке наблюдения при наличии экрана и без него;

\vec{a}_1, \vec{a}_2 – векторы, проведенные в плоскости спирали Корню из точек, соответствующих значениям v_1 и v_2 для краев экрана.

Результирующий вектор определяется следующим образом

$$|\vec{a}_1 - \vec{a}_2| = \left[(1 - \zeta_1 - \zeta_2)^2 + (1 - \eta_1 - \eta_2)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.2.36)$$

Так как полюсами спирали являются точки $F_+(0.5;0.5)$ и $F_-(-0.5;-0.5)$, то

$$|(F_+ F_-)| = \sqrt{\frac{1}{2}}.$$

Значения параметра v для краев экрана, где координаты экрана по оси OX соответствуют значению полуширины экрана R , можно представить в следующем виде:

$$v_1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \cdot \lambda}} \cdot (X_1 - X_0) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \cdot \lambda}} \cdot (R - X_0) = \frac{2 \cdot R}{\sqrt{2 \cdot L \cdot \lambda}} \cdot \left(1 - \frac{X_0}{R} \right) \quad (4.2.37)$$

$$v_2 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \cdot \lambda}} \cdot (X_2 + X_1) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \cdot \lambda}} \cdot (R + X_0) = \frac{2 \cdot R}{\sqrt{2 \cdot L \cdot \lambda}} \cdot \left(1 + \frac{X_0}{R} \right) \quad (4.2.38)$$

С использованием ПЭВМ можно получить структура звукового поля с теневой стороны плоского экрана для различных значений параметра v [119]. При этом экран считается плоским, если отношение его ширины (в нашем случае высоты объекта h) к длине падающей волны удовлетворяет условию

$$h/\lambda \gg 1. \quad (4.2.39)$$

По результатам расчетов построена пространственная структура звукового поля за экраном. Для универсальности использования результатов расчета при различных значениях длин волн λ величины X_0 и $(2L\lambda)^{1/2}$ выражены через полуширину экрана R . Глубина звуковой тени за экраном (отношение A/A_0) выражена в децибелах. Величины звуковой тени в интервалах ≥ 6 дБ; 6–4 дБ; 4.5–3.8 дБ;

3-2 дБ объединены в общие зоны, отмечены общей штриховкой и представлены на рис. 4.2.5. По вертикали отложена величина $X(R)$, характеризующая координаты точек наблюдения через полуширину экрана в относительных единицах. По горизонтали отложена величина $L(R^2/\lambda)$, характеризующая расстояние от экрана до плоскости в точке наблюдения, выраженная через отношение квадрата полуширины экрана R к длине падающей волны в среде.

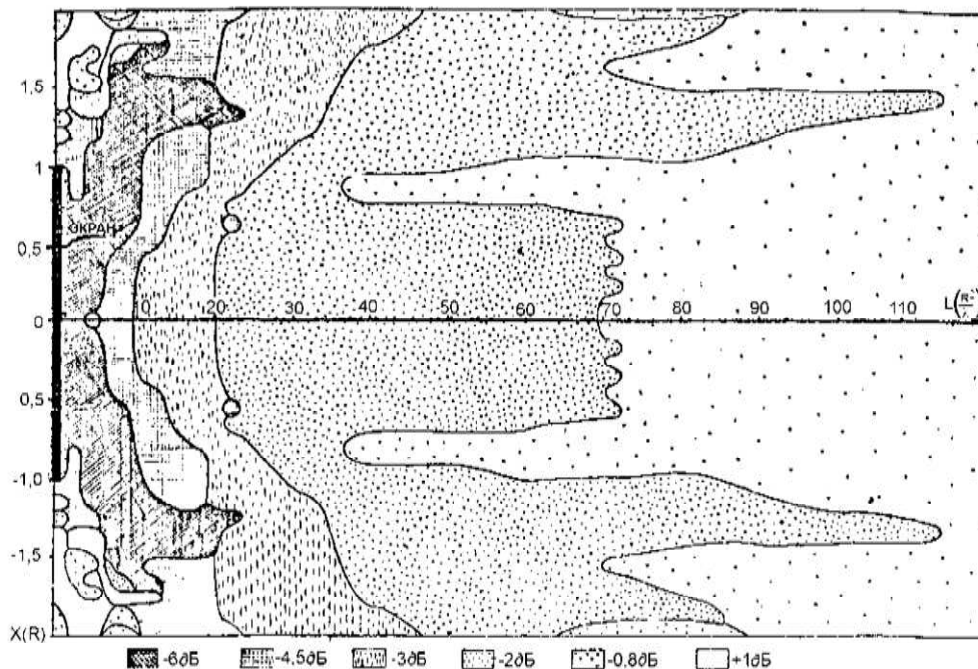


Рис. 4.2.5. Пространственная структура звукового поля за экраном

Приведенная на рис. 4.2.5 картина дифракционного звукового поля за плоским экраном характеризуется сложной интерференционной структурой. Глубина образующейся звуковой тени определяется шириной экрана (поперечными размерами МН), длиной падающей волны и расстоянием от экрана до точки наблюдения.

Полученная пространственная структура дифракционного звукового поля за плоским прямоугольным экраном позволяет рассчитать ориентировочные дистанции возможного обнаружения МН заданного размера на заданной частоте сигналов [119].

4.2.4. Оценка просветного метода и его модификаций по интенсивности полезного сигнала для обнаружения морских неоднородностей

Сравнительную оценку эффективности метода обнаружения МН проведем для случая направленного излучения и приема высокочастотных сигналов как основного условия и преимущества реализации метода гидролокации.

Для упрощения задачи обнаружения МН считаем жестким объектом, среду – однородной и безграничной. Поскольку в облучении среды используются

высокочастотные сигналы, длина волны которых много меньше эквивалентного радиуса объекта ($\lambda \ll R_3$), то в рассеянном на объекте сигнале рассматривается только зеркально отраженная и узконаправленная тенеобразующая компонента рассеянной энергии. Введем соотношения, позволяющие сравнить эффективность рассматриваемого дифференциального способа и метода гидролокации. Итак, интенсивность сигнала в однородной безграничной среде с учетом затухания в среде для эхолокации может быть представлена в следующем виде

$$J_1 = \frac{P_o \cdot \gamma_1 \cdot (R_3)^2 \cdot 10^{-0.2\beta \cdot r_{10}}}{16 \cdot \pi \cdot (r_{10})^4}. \quad (4.2.40)$$

В режиме приема прямого сигнала

$$J_{np} = \frac{P_0 \cdot \gamma_1 \cdot 10^{-0.1\beta \cdot r_{12}}}{4 \cdot \pi \cdot (r_{12})^2}, \quad (4.2.41)$$

где P_o – излучаемая мощность сигнала;

γ_1 – коэффициент направленности излучателя;

R_3 – эквивалентный радиус отражающей поверхности МН;

r_{10} – дистанция от точки излучения до МН при совмещенном излучении-приеме;

r_{12} – дистанция между излучателем и приемником при разнесенном излучении-приеме, при котором обе антенны ориентированы друг на друга.

Пусть в результате экранирования прямого сигнала МН на приемную антенну в момент экранирования поступает сигнал, интенсивность которого уменьшается в соответствии с величиной коэффициента экранирования k_3 ,

$$J_{np}^{\wedge} = k_3 J_{np}, \text{ причем } k_3 < 1,$$

тогда перепад интенсивности сигнала из-за экранирования (что представляет полезный сигнал в случае затемнения) составит

$$\Delta J_{np} = J_{np} - J_{np}^{\wedge} = (1 - k_3) \cdot \frac{P_0 \cdot \gamma_1 \cdot 10^{-0.1\beta \cdot r_{12}}}{4 \cdot \pi \cdot r_{12}^2}. \quad (4.2.42)$$

Под полезным сигналом в рассматриваемом способе подразумевается падение уровня сигнала в момент его затемнения МН, который с помощью простых радиотехнических устройств можно преобразовать (например путем инвертирования) в полезный сигнал. Разделив выражение (4.2.41) на (4.2.42), получим выигрыш по интенсивности полезного сигнала относительно эхолокации

$$Q = \frac{\Delta J_{np}}{J_1} = 4 \cdot (1 - k_3) \cdot \frac{1}{R_3^2} \cdot \frac{r_{10}^2}{r_{12}^2} \cdot 10^{0.1\beta(2r_{10} - r_{12})}. \quad (4.2.43)$$

Полученное выражение выигрыша теневого способа относительно высокочастотной гидролокации можно упростить, считая, что вклад дифракционных составляющих в рассеянной объектом высокочастотной волне мал, а многолучевость сигнала и засветки приемника отражениями разрешены и учтены, тогда можно получить следующее:

$$J_{np}^{\wedge} = (S_g - S_{\text{экр}}) \cdot J_{np} / S_g, \text{ т.е. } (1 - k_3) = S_{\text{экр}} / S_g, \quad (4.2.44)$$

S_g – площадь в пересечении объемных диаграмм направленности излучателя и приемника;

$S_{\text{экр}}^{\wedge}$ – площадь тени, созданная экранирующей поверхностью МН.

$$\text{Так как } S_g = J_1 R_g^2; S_{\text{экр}}^{\wedge} = \pi (R_{\text{экр}}^{\wedge})^2 \quad (4.2.45)$$

$$\text{тогда получим } (1 - k_3) = (R_{\text{экр}}^{\wedge} / R_3)^2 \quad (4.2.46)$$

Из формулы 4.2.45 можно получить

$$R_g = [r_{12} \text{tg}(\theta_1/2) \text{tg}(\theta_2/2)] / [\text{tg}(\theta_1/2) + \text{tg}(\theta_2/2)], \quad (4.2.47)$$

где θ_1 и θ_2 – ширина основного лепестка диаграмм направленности излучателя и приемника, соответственно.

Из рисунка 4.2.5 следует, что при $r_{02} < r_{g2}$ (при фиксированном значении r_{g2} это означает, что МН расположена ближе к приемнику) можно получить

$$R'_{\text{экр}} = R_{\text{экр}} \cdot \frac{r_{12}}{r_{02}} \cdot \frac{\text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right) + \text{tg}\left(\frac{\theta_2}{2}\right)}. \quad (4.2.48)$$

При $r_{02} > r_{g2}$ (т.е. при фиксированном значении r_{02} и близком расположении МН к приемнику) можно получить

$$R'_{\text{экр}} = R_{\text{экр}} \cdot \frac{r_{12}}{r_{02}} \cdot \frac{\text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right) + \text{tg}\left(\frac{\theta_2}{2}\right)}. \quad (4.2.49)$$

При $r_{02} > r_{g2}$ (т.е. при фиксированном значении r_{12} МН расположен ближе к излучателю) имеет место следующее равенство

$$R'_{\text{экр}} = R_{\text{экр}} \cdot \frac{r_{12}}{r_{12} - r_{02}} \cdot \frac{\text{tg}\left(\frac{\theta_2}{2}\right)}{\text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right) + \text{tg}\left(\frac{\theta_2}{2}\right)}. \quad (4.2.50)$$

С учетом этих соотношений

$$(1 - k_3) = \left(\frac{R_{\text{экр}}}{r_{02} \cdot \text{tg}\left(\frac{\theta_2}{2}\right)} \right)^2, \text{ при } r_{02} < r_{g2} \quad (4.2.51)$$

$$(1 - k_3) = \left(\frac{R_{\text{экр}}}{r_{02} \cdot \text{tg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right)} \right)^2, \text{ при } r_{02} > r_{g2} \quad (4.2.52)$$

Подставляя эти выражения в (4.2.47), получим

$$Q = 4 \cdot \left(\frac{R_{\text{экр}}}{R_3} \right)^2 \cdot \frac{(r_{10})^2}{(r_{12})^4 \cdot (r_{02})^2 \cdot \text{tg}^2\left(\frac{\theta_1}{2}\right)} \cdot 10^{-0.1\beta(2\theta_1 - \theta_2)} \text{ при } r_{02} < r_{g2} \quad (4.2.53)$$

$$Q = 4 \cdot \left(\frac{R_{\text{экp}}}{R_3} \right)^2 \cdot \frac{(r_{10})^2}{(r_{12})^4 \cdot (r_{12} - r_{02})^2 \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\theta_1}{2} \right)} \cdot 10^{-0.1 \cdot \beta \cdot (2r_{01} - r_{12})} \quad \text{при } r_{02} > r_{g2} \quad (4.2.54)$$

В случае, когда $R_{\text{экp}} \approx R_3$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, т.е. когда при $r_{01} = r_{02}$, а $r_{10} = r_{02} = 0,5r_{12}$, выигрыш рассматриваемого метода по интенсивности полученного сигнала составит

$$Q = \frac{1}{\text{tg}^2 \cdot \left(\frac{\theta}{2} \right)} \cdot 10^{-0.1\beta(2r_{10}-r_{12})} \quad (4.2.55)$$

Очевидно, что при $r_{02} < r_{g2}$ выигрыш будет всегда больше, чем в соответствии с (4.2.55). И, наоборот, при $r_{02} > r_{g2}$ для некоторых соотношений величин, входящих в (4.2.55), может оказаться, что $Q \leq 1$, то есть теневой метод не дает выигрыша по сравнению с эхолокацией. Проведем оценку условий, при которых имеет место такой случай, т.к. $r_{10} = r_{12} - r_{02}$, то выражение (4.2.54) преобразуется к виду

$$Q = 4 \cdot \left(\frac{R_{\text{экp}}}{R_3} \right)^2 \cdot \frac{(r_{10})^2}{(r_{12})^2 \cdot \text{tg}^2 \cdot \left(\frac{\theta}{2} \right)} \cdot 10^{-0.1 \cdot \beta \cdot (2 \cdot r_{01} - r_{12})} \quad (4.2.56)$$

Из выражения (4.2.56) следует, что $\theta \leq 1$ при условии

$$\frac{r_{10}}{r_{12}} \cdot 10^{-0.1 \cdot \beta \cdot \left(r_{01} - \frac{r_{12}}{2} \right)} \leq \frac{R_2 \cdot \text{tg} \left(\frac{\theta_1}{2} \right)}{2 \cdot R_{\text{экp}}} \quad (4.2.57)$$

При $R_3 \approx R_{\text{экp}}$ и $r_{10} \ll r_{12}/2$ условие $\theta \ll 1$ может выполняться при соблюдении неравенства

$$\frac{r_{10}}{r_{12}} \leq \frac{\text{tg} \left(\frac{\theta_1}{2} \right)}{2} \quad (4.2.58)$$

Например, при $\theta_1 = 1^\circ$ теневой метод не дает выигрыша, если $r_{10}/r_{12} \leq 4,4 \cdot 10^{-3}$. В случае, если $\theta = 20^\circ$, а $r_{10}/r_{12} \leq 8,8 \cdot 10^{-2}$, лишь при очень близком расположении МН к излучателю, интенсивность полезного сигнала эхолокатора будет такая же, как и при затенении. Обозначив $r_{10}/r_{12} = a$, рассмотрим три наиболее характерных случая расположения объекта между излучателем и приемником сигналов (при неизменном расстоянии между ними): МН находится ближе к излучателю, посередине и ближе к приемнику

$$Q = 4 \cdot \frac{a^4}{(a-1)^2 \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \cdot 10^{-0.1\beta \cdot r_{12} \cdot (2a-1)} \quad \text{при } a > 0,5 \quad (4.2.59)$$

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \cdot \left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot 10^{-0.1 \cdot \beta \cdot r_{12} \cdot (2 \cdot a - 1)} \quad (4.2.60)$$

при $a = 0,5$.

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \cdot \left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot 10^{-0.1 \cdot \beta \cdot r_{12} \cdot (2 \cdot a - 1)} \quad (4.2.61)$$

при $a < 0,5$.

Как и следовало ожидать, выигрыш по затенению сигнала в случае направленного излучения и приема растет с увеличением дистанции между излучателем и приемником, а также удалением МН от излучателя и уменьшается с расширением диаграммы направленности антенн и приближением МН к излучателю. Таким образом, в случае направленного излучения и приема коротких волн ($\lambda \ll R_{\text{эКВ}}$) выигрыш по интенсивности полезного сигнала при обнаружении способом затенения относительно эхолокации увеличивается с ростом общей протяженности области взаимодействия, повышением направленности излучения и приема сигналов, а при фиксированном значении ОВ – с приближением МН к приемнику.

Выигрыш по интенсивности затененного сигнала падает с уменьшением протяженности ОВ, расширением диаграмм направленности излучающей и приемной антенн, а при фиксированном значении ОВ – с приближением МН к излучателю.

4.2.5. Пространственная структура гидроакустического поля между точками излучения и приема сигналов

В связи с известными математическими трудностями получения аналитических зависимостей для описания пространственной структуры рассеянного на экранах звукового поля на практике часто пользуются, как было сказано ранее, приближенными методами ее построения, методом Гюйгенса-Френеля.

Звуковая энергия из одной точки пространства в другую распространяется в пределах ее определенной области, эффективно участвующей в процессе переноса энергии сигналов.

Границы этой области можно определить на основании принципа Гюйгенса и известного в курсе физики представления о зонах Френеля. В своей простейшей формулировке принцип Гюйгенса гласит: каждый элемент поверхности фронта распространяющейся волны является источником сферической волны, а полное поле сигнала в точке приема – результатом интерференции всех элементарных волн. Способ построения зон Френеля показан на рис. 4.2.6. Пусть в точке А расположен источник сферической волны, а в точке В – приемник сигналов. Из точки А радиусом r_1 проведем сферу. Расстояние от точки В до поверхности сферы обозначим через r_2 . Далее из точки В проводим семейство прямых, пересекающих поверхность сферы в точках, удаленных от В на расстояния $(r_2 + \lambda/2)$. Это семейство образует коническую поверхность в пространстве, пересекающую плоскость рисунка по прямым BN_1, BN_2 .

Аналогично строятся конические поверхности других (высших) порядков, для которых

$$BN_2 = BN_2 = r_2 + 2(\lambda/2) \quad (4.2.62)$$

Для поверхности n-го порядка имеем

$$BN_n = BN_n = r + n(\lambda/2). \quad (4.2.63)$$

Построенные конические поверхности, пересекая сферу, образуют на ее поверхности систему концентрических окружностей, вид которых со стороны точки В показан на рис. 4.2.6,б.

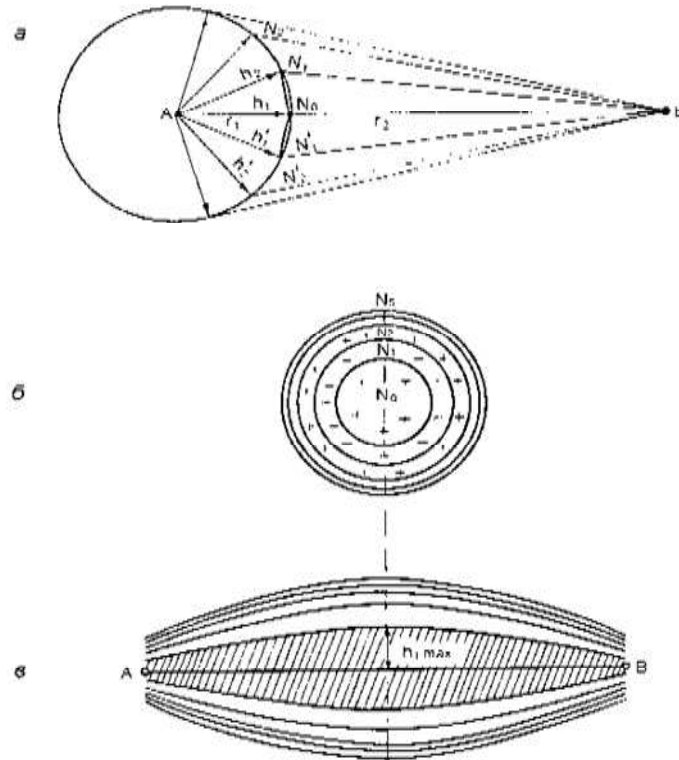


Рис. 4.2.6. Способ построения зон Френеля

Полученные таким образом участки сферы между соседними окружностями называются зонами Френеля, которые в соответствии с принципом Гюйгенса являются источниками вторичных сферических волн, а создаваемые этими источниками колебания отличаются друг от друга на 180° . Первая зона Френеля представляет собой часть сферы, ограниченную окружностью. Фазы колебаний вторичных источников в пределах этой зоны отличаются от фаз колебаний в точке N_0 , согласно построению, на 180° . Вторая зона Френеля представляет собой концентрическую окружность, фазы колебаний вторичных источников которой отличаются от фазы в точке N_0 на $180^\circ-360^\circ$. Зоны Френеля более высоких порядков также представляют собой концентрические окружности.

В курсе оптики доказано, что площади всех зон Френеля приблизительно равны и определяются выражением

$$S = \pi \cdot \lambda \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 + r_2}. \quad (4.2.64)$$

Известно также, что действие всех зон высшего порядка взаимно компенсируется, причем тем полнее, чем выше номер смежных зон. В итоге по парной нейтрализации источников смежных зон действие всех зон становится эквивалентным действию примерно половины первой зоны Френеля (с некоторым за-

пасом). Иными словами, первая зона Френеля определяет ту область пространства, которая в основном участвует в процессе переноса энергии сигнала из одной точки пространства в другую.

Определим радиус первой зоны Френеля h_1 . Согласно построению (рис. 4.2.6,а) можно записать

$$AN_1 + BN_1 = r_1 + r_2 + \lambda/2. \quad (4.2.65)$$

т.к. $h_1 \leq r_1$, $h_1 \leq r_2$, то из треугольников AN_1N_0 и BN_0N_1 получим:

$$\begin{aligned} AN_1 &= \sqrt{(r_1)^2 + (h_1)^2} \\ BN_1 &= \sqrt{(r_2)^2 + (h_1)^2}. \end{aligned} \quad (4.2.66)$$

Воспользовавшись биномом Ньютона, запишем следующее

$AN_1 \approx r_1 + h_1^2/2r_1$; $BN_1 \approx r_2 + h_1^2/2r_2$. С учетом этого равенство (4.2.66) определится соотношением

$$\begin{aligned} \frac{(h_1)^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) &= \frac{\lambda}{2}, \text{ отсюда} \\ h_1 &= \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2 \cdot \lambda}{r_1 + r_2}}. \end{aligned} \quad (4.2.67)$$

Аналогичным образом можно вычислить радиус n -й зоны

$$h_n = \sqrt{\frac{n \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot \lambda}{r_1 + r_2}}. \quad (4.2.68)$$

Из выражений (4.2.65), (4.2.68) можно определить, что первая зона Френеля в пространстве образует эллипсоид вращения с максимальным радиусом по середине между точками излучения и приема сигналов.

Сечение эллипсоида вращения плоскостью приведено на рис. 4.2.6,в. Заштрихованная на рис. 4.2.6,а зона представляет ту область пространства, которая наиболее эффективно участвует в передаче энергии сигнала из точки пространства A в точку B . Иными словами, для того чтобы в точке приема получить энергию поля сигнала такой же величины, как и в свободном пространстве, необходимо, чтобы на всем пути распространения звуковой энергии первая зона Френеля оставалась чистой от экранирования препятствиями и МН.

Из полученных аналитических зависимостей структуры поля сигналов между точками излучения и приема видно, что энергия из одной точки пространства в другую переносится в пределах первой зоны Френеля. Степень экранирования первой зоны Френеля МН, а следовательно, и уровень сигнала в точке приема зависят от следующих параметров: размера экрана, положения его между точками излучения и приема, протяженности трассы излучатель-приемник и частоты сигнала. Повышение вероятности и объективности обнаружения МН может быть достигнуто путем регистрации всей структуры дифракционного поля и пространственной возмущенной области, сформированной движением МН, с дальнейшим представлением его основных качественных показателей в форме томографических образов.

Глава 4.3. ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ И ИХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИ СОВМЕСТНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

Теоретическим исследованиям закономерностей нелинейного взаимодействия упругих звуковых и электромагнитных волн в проводящих средах в последнее время посвящено большое количество работ [120]. Известны также практические разработки по реализации этих закономерностей [121]. Такая заинтересованность этой проблемой объясняется желанием получать характеристики состояния изучаемой среды и морских неоднородностей наиболее доступными и упрощенными методами. В качестве понятия «проводящая среда» в данной главе принимается состояние объекта или МН, позволяющее пропускать через него электромагнитное излучение.

В нелинейном приближении уравнения гидродинамики допускают существование трех независимых друг от друга типов колебаний и возбуждаемых ими гармоник: звуковых, температурных (энтропийных) и волн завихренности [Там же]. Эти поля при определенных условиях могут взаимодействовать друг с другом.

Взаимодействию «звук–звук» посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ [122]. Взаимодействия «звук–энтропия», «звук–завихрения» обычно рассматриваются как задачи рассеяния на неоднородностях среды или формирования таких важных физических явлений, как акустический ветер, аэродинамическая генерация звука и некоторые другие явления.

Система уравнений Навье–Стокса для вязкой, теплопроводящей среды, позволяет рассматривать вышеуказанные взаимодействия с учетом основных ее характеристик: скорости частиц $\bar{v}(\bar{r}, t)$, плотности $\rho(\bar{r}, t)$, давления $P(\bar{r}, t)$, а также тепловых параметров среды, энтропии $S(\bar{r}, t)$ и температуры $T(\bar{r}, t)$.

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \right] = -\nabla P + \eta \Delta \bar{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad div} \bar{v} \quad (4.3.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \bar{v} = 0 \quad (4.3.2)$$

$$P = P(\rho, S) \quad (4.3.3)$$

$$\rho T \left[\frac{\partial S}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) S \right] = \alpha T + \xi (\text{div})^2 + \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right)^2, \quad (4.3.4)$$

где η, ξ – сдвиговая и объемная вязкости, α – коэффициент теплопроводности.

Из анализа этих уравнений следует, что изменение энтропии в среде, описанное в выражении (4.3.4), неизбежно приведет к изменению уравнения состояния среды (4.3.3), которое, в свою очередь, приведет к изменению фазовой скорости распространения упругих звуковых волн в среде.

Следует ожидать, что такой энергоемкий параметр, как упругость среды, выраженный через фазовую скорость, может привести к генерации широкого спектра звуковых колебаний, т.е. к параметрической генерации упругих волн через тепловые изменения в среде. В реальной среде данный процесс происходит хаотически и не несет в себе каких-то информационных знаний о ее состоянии.

Чтобы это явление было контролируемым, процесс тепловых изменений предлагается инициировать с помощью излучения в проводящую среду электромагнитных волн. Известно, что излученная электромагнитная волна затухает на расстоянии нескольких длин волн и изменяет в ограниченной области пространства среды распределение температуры, т.е. генерирует энтропийную волну. Именно эта локально изменяющаяся во времени область может являться:

- во-первых, параметрическим излучателем упругих звуковых волн;
- во-вторых, областью, на которой рассеиваются или возбуждаются гармоники упругих волн, пересекающиеся с этой областью;
- в третьих, затухающие электромагнитные волны могут создавать другую структуру среды, например пузырьковой фазы.

Очень кратко обоснуем первые два положения с использованием основных закономерностей гидродинамики.

Предположим, что в проводящей среде отсутствуют поляризация и намагниченность, но может протекать электрический ток. Будем считать, что отдельная элементарная частица с позиции механики сплошной среды может обмениваться с соседними частицами только механической и тепловой энергией. В связи с тем, что свойства вязкости среды в процессе взаимодействия звуковых и электромагнитных волн не являются определяющими, то для упрощения анализа уравнений в дальнейшем их можно не учитывать [121, 123].

В этом случае в правой части уравнения (4.3.1) заменим влияние механических свойств среды на электромагнитные, тогда уравнение (4.3.1) можно представить в следующем виде:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \right) = -\nabla P + \rho_e \left[\bar{E} + \frac{1}{C} (\bar{v} \times \bar{H}) \right] + \frac{1}{C} (\bar{j}^* \times \bar{H}) + \rho \bar{F}_{\text{ооб}}, \quad (4.3.5)$$

где \bar{E}, \bar{H} – электрическая магнитная напряженность поля;

ρ_e – плотность электрических зарядов;

\bar{j}^* – плотность электрического поля;

C – фазовая скорость электромагнитных волн;

$\bar{F}_{\text{ооб}}$ – плотность обычных массовых сил, не связанных с взаимодействием жидкости с электромагнитным полем.

Кроме этого систему уравнений (4.3.2, 4.3.3, 4.3.5) можно сделать замкнутой, если добавить зависимости, учитывающие приток тепла извне $dq_{\text{ооб}}^{(e)}$, силы $\bar{F}_{\text{ооб}}$ и удельную электропроводность σ .

Скалярное уравнение притока тепла

$$dv + Pd \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} (\tilde{j} \cdot \tilde{E}) dt + dq_{\text{ооб}}^{(e)}. \quad (4.3.6)$$

Скалярное уравнение, вытекающее из второго закона термодинамики:

$$TdS = \frac{1}{\rho} (\tilde{j} \cdot \tilde{E}) dt + dq_{\text{об}}^{(e)} \quad (4.3.7)$$

При этом внутренняя энергия U может быть представлена как функция ρ и S

$$dU = TdS - Pd\left(\frac{1}{\rho}\right).$$

Из последнего выражения можно получить два скалярных уравнения состояния термодинамики:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{\rho}, \quad -P = \left(\frac{\partial U}{\partial \frac{1}{\rho}}\right). \quad (4.3.8)$$

Добавим электродинамические уравнения Максвелла и закон Ома:

$$\text{rot} \bar{E} = \frac{-1}{C} \cdot \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad \text{div} \bar{H} = 0 \quad (4.3.9)$$

$$\text{rot} \bar{H} = \frac{4\pi}{C} \bar{j} + \frac{1}{C} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad \text{div} \bar{E} = 4\pi \rho_e \quad (4.3.10)$$

$$\bar{j} = \sigma \left(\bar{E} + \frac{1}{C} \bar{v} \times \bar{H} \right) + \rho_e \bar{v}. \quad (4.3.11)$$

Строгое решение системы этих уравнений до настоящего времени не найдено. А в данной главе приводятся только упрощенные уравнения, но позволяющие проводить не только качественные, но и численные оценки. Электрическую компоненту поля можно представить в следующем виде

$$\Delta \Psi = \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (4.3.12)$$

где Ψ – потенциал электрического поля;

α – так называемый коэффициент диффузии.

Для магнитного поля, распределенного неоднородно в проводящей жидкости коэффициент α – представим в виде: $\alpha = (\mu\sigma)^{-1}$, μ – магнитная проницаемость, σ – удельная электропроводность. Решением уравнения (4.3.3) для распределения потенциала поля вдоль оси X в воде можно найти в виде

$$\Psi = \Psi_0 e^{-i[\omega t + \gamma x]}, \quad (4.3.13)$$

где $\gamma^2 = \frac{\Omega_{эл}^2}{C^2} - i \frac{\omega}{\alpha}$, $\left(\frac{\Omega_{эл}}{C}\right)^2 = k^2$ – волновое число.

Решение (4.3.13) описывает затухающую электромагнитную волну. Затухание электромагнитной волны в проводящей среде зависит от коэффициента диффузии α и может происходить как на нескольких длинах волн, так и на части волны. В зоне, где волна еще существует, формируется область активного изменения термодинамических параметров среды с частотой $\Omega_{эл}$, которая может быть генератором упругих звуковых волн и нести определяющую информационную составляющую о параметрах среды.

Для звуковой части системы уравнений в приближении малых отклонений плотности и давления от стационарных значений получим следующие приближенные нелинейные уравнения:

$$\Delta P - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{b}{C_0^2 \rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \Delta P = Q_{эл.} - Q_{ак}, \quad (4.3.14)$$

где $Q_{эл.}$ – группа членов, характеризующих генерацию упругих колебаний за счет электромагнитных волн, сосредоточенных в зоне $(-x_{он}, x_{он})$;

$Q_{ак}$ – группа нелинейных членов, определенных в работах по нелинейной акустике [124].

$$Q_{ак} = \frac{1}{C_0^4 \rho} \left(\frac{\partial P}{\partial t} \right)^2 + \frac{\varepsilon - 1}{C_0^4 \rho_0} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{\rho_0}{2} \Delta v^2 + \rho_0 \bar{v} \Delta \bar{v} \quad (4.3.15)$$

Методы решения уравнения (4.3.8) широко представлены в литературе по нелинейной акустике и могут быть применены и для электромагнитной части неоднородного уравнения. Однако в отличие от взаимодействия «звук-звук» уравнение (4.3.14) описывает ряд практически важных особенностей взаимодействия «звук – электромагнитная волна».

Например, в случае, когда нелинейными членами $Q_{ак}$ можно пренебречь, нелинейные взаимодействия в среде будут присутствовать за счет наличия членов $Q_{эл.-м.}$. В случае малости диссипативных потерь уравнение (4.3.14) представляет собой неоднородное линейное волновое уравнение. В этом частном случае при совпадении частоты излучения электромагнитной волны с частотой генерируемой звуковой волны следует ожидать наличия эффектов типа «резонанс в электромеханической колебательной системе».

В работах [124, 125] была получена закономерность эффективного взаимодействия генерированных звуковых и электромагнитных волн при их совместном распространении в проводящей среде. Дополнительно подтверждена классическая закономерность параметрического взаимодействия волн, а именно: интенсивность параметрического взаимодействия сигналов повышается с уменьшением разности частот взаимодействующих волн. При этом увеличивается как уровень сформированных параметрических составляющих, так и количество их гармоник. Еще необходимо отметить следующее: совместное распространение в проводящей среде генерированных упругих звуковых и электромагнитных волн сопровождается образованием в звуковой волне параметрических составляющих суммарной и разностной частоты и их гармоник.

Наличие такого параметрического взаимодействия волн при определенной обработке позволяет получать данные об основных характеристиках и состоянии среды, изучать ее и делать перспективные предположения о характере этих

изменений. Вопросы дальнейшего применения в практических задачах анализа состояния среды в геодезии, геофизики, прикладной гидроакустике в данной главе не рассматриваются.

Глава 4.4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВ МОРЯ КАК ПОМЕХИ ПРИЕМНОМУ ТРАКТУ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ МОРСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Анализ статистических характеристик шумов моря как помех приемному тракту обнаружения томографической системы проведем по аналогии классического тракта автономного средства обнаружения.

Основной характеристикой шумового поля, необходимой для моделирования и синтеза процесса обнаружения МН в низкочастотной томографической системе с использованием просветного сигнала, является многомерный закон распределения мгновенных значений шумов моря и его параметры.

Результаты ряда работ, рассмотренных в [126], показывают, что с высокой степенью достоверности (90% и >) закон распределения мгновенных значений шумов моря можно считать гауссовским. Аналогичные выводы сделаны в работе [127]. Лишь вблизи поверхности моря (на глубине 1...2 км) шумы отличаются от гауссовских и их можно рассматривать как импульсный пуассоновский процесс.

Поэтому в последующих рассуждениях можно считать, что многомерный закон распределения мгновенных значений шумов моря определяется выражением [126]

$$w(X) = [(2\pi)^N |K_x|]^{-\frac{1}{2}} \exp[-\frac{1}{2}(X - M_x)^T K_x^{-1}(X - M_x)], \quad (4.4.1)$$

где X – многомерный вектор мгновенных значений;
 M_x – вектор математических ожиданий мгновенных значений;
 K_x – корреляционная матрица;
 X^T – транспонированный вектор x ;
 K_x^{-1} – матрица, обратная корреляционной матрице K_x .
 В частности, двумерный закон распределения равен [126,127]

$$w(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2} \exp\left\{-\frac{1}{2(1-R_{12}^2)} \left[\frac{x_1^2}{\sigma_1^2} - 2R_{12} \frac{x_1x_2}{\sigma_1\sigma_2} + \frac{x_2^2}{\sigma_2^2}\right]\right\}, \quad (4.4.2)$$

где σ_1^2 и σ_2^2 – дисперсии процессов n_1 и n_2 соответственно;
 x_1 и x_2 – мгновенные значения случайных процессов n_1 и n_2 ;
 R_{12} – коэффициент взаимной корреляции процессов n_1 и n_2 .

При $n_2(t) = n_1(t \pm \tau)$, $R_{12} = R(\pm\tau)$ одномерный закон распределения шумов моря имеет вид

$$w(x) = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (4.4.3)$$

Кроме знания закона распределения необходимо знать параметры этого распределения, то есть вектор M_x и K_x . Для шумов моря вектор M_x считается нулевым вектором. Ориентировочный расчет элементов главной диагонали корреляционной матрицы шумов моря, то есть уровня шумов моря в заданной полосе от f_H до f_B /Гц/, можно выполнить по эмпирической формуле

$$m_{ii} = 0,22V^{1,5} (f_H^{-0,66} - f_B^{-0,66})^{0,5} \text{ [Па]}, \quad (4.4.4)$$

где V – скорость ветра, м/с.

Она справедлива для расчетов уровней шумов моря в глубоководном районе моря при скорости продолжительно действующего постоянного по направлению ветра 20 м/с в диапазоне частот выше 50...100 Гц и при глубине погружения приемного гидрофона не более 1000 м.

Расчет других элементов корреляционной матрицы возможен в случае известных пространственно-временных корреляционных характеристик шумов моря. Эта задача достаточно сложна. В ряде работ приведены лишь интервалы для радиусов корреляции шумов моря в различных плоскостях. Так в [126] отмечается, что интервал корреляции шумов моря в горизонтальной плоскости изменяется в пределах $(0,4...0,7) \lambda$, а вертикальной $(0,3...0,5) \lambda$. Здесь λ – длина волны центральной частоты диапазона. В этой же работе приведены данные о том, что для частот, на которых глубина погружения приемных гидрофонов томографической системы больше длины акустической волны, первое пересечение нуля функцией в горизонтальной плоскости происходит при $(0,5...1) \lambda$, в вертикальной – $(0,34...0,6) \lambda$. Основываясь на этих данных, можно принять следующую модель для коэффициента пространственной корреляции из предложенных в [126,127]

$$R(\tau) = \frac{1}{2(w_2 - w_1) \frac{d}{c}} \{ Si[w_B (\frac{d}{c} + \tau)] - Si[w_H (\frac{d}{c} + \tau)] - Si[w_B (\frac{d}{c} - \tau)] + Si[w_H (\frac{d}{c} - \tau)] \}, \quad (4.4.5)$$

где d – разнесение точек приема;

τ – электрическая задержка при сканировании;

c – скорость звука;

$w_B = 2\pi f_B$ – верхняя круговая частота фильтра;

$w_H = 2\pi f_H$ – нижняя круговая частота фильтра;

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin(U)}{U} dU.$$

Эта модель также не противоречит выводам, сделанным в работе [126], о том, что при разнесении приемных гидрофонов более чем на 10λ шумы моря можно считать некоррелированными. При расчете согласованной с сигналом частотной характеристикой входных фильтров необходимо знать энергетические спектры шумов МО.

Сплошная часть энергетических спектров нелинейной ВО МН обычно задается эмпирической формулой [126]

$$S(f) = \frac{P_0}{f^n}. \quad (4.4.6)$$

Для МН математическое ожидание показателя степени n можно считать равным $\bar{n} = 0.933$, среднеквадратическое отклонение $\sigma_n = 0.217$, параметр $\bar{P}_0 = 0.5$ Па с дисперсией $\sigma_{P_0}^2 = 0.225$ Па²/30/. Для судов математическое ожидание показателя степени n : $\bar{n} = 0.867$, среднеквадратическое отклонение $\sigma_n = 0.267$, параметр $\bar{P}_0 = 11.5$ Па с дисперсией $\sigma_{P_0}^2 = 3$ Па. Типичные спектры шумов моря приведены в ряде работ [126, 127].

Характерно, что на частотах выше 50 Гц спектр становится пологим, иногда образуя небольшой максимум в диапазоне частот 300...400 Гц, а далее спадает по 5...6 дБ на октаву. Особенностью шумов моря является изменчивость параметров закона распределения (4.4.1) во времени и пространстве. Проведенный статистический анализ показывает, что мощность шума, принимаемая одним гидрофоном, может оставаться постоянной в течение не более чем нескольких минут [126].

Спектр огибающей шумов моря в полосе в одну октаву (800...1600 Гц), приведенный в работе [105], имеет несколько максимумов. Большой максимум в области 100 МГц объясняется ветровыми поверхностными волнами с периодом 8...10 с. Сплошную часть спектра огибающей можно аппроксимировать выражением

$$S(f) = K_0 \left(\frac{f}{F_0} \right)^{1,67}, \quad (4.4.7)$$

где $F_0 = 0.3$ Гц и $K_0 = 10^{-3} \dots 10^{-4}$ [126].

Флуктуации мощности шумов моря с большими периодами обуславливаются внутренними волнами. Измеренные в различных условиях спектры внутренних волн приведены в работе [105]. Отмечается, что максимальная частота внутренних волн на термоклине достигает 10^{-2} Гц. В Тихом океане в сезонном термоклине характерны внутренние волны с периодами 15 и 19,5 мин. Показатель закона спадания спектра изменяется от “-3” для частот ниже $2,8 \cdot 10^{-4}$ Гц до “-1,5” для более высоких частот. Кроме того, выделяются пики спектральной плотности с периодами 4,8 мин ($3,5 \cdot 10^{-3}$ Гц) и 1,6 мин (10^{-2} Гц). По результатам исследований временных функций спектрального состава шумов моря в частотном диапазоне 5...2000 Гц, приведенных в этой работе, отмечается, что для шумов характерно наличие двух типов флуктуаций уровня, с периодом 5...15 с и амплитудами до 10 дБ.

Основываясь на этих данных, можно принять следующую модель шумов моря [Там же].

$$n(t) = (1 + m\mu(t)) \cdot v(t),$$

где $\mu(t)$ – модулирующий процесс, $\mu(t) < 1$;

$v(t)$ – стационарный гауссовский процесс, закон распределения которого определяется выражением (4.4.2);

m – коэффициент модуляции, $m \leq 1$.

Модель шума, описываемая этим выражением, охватывает весьма широкий класс случайных процессов, поэтому обладает достаточной общностью. В частности, когда $\mu(t)$ является периодическим процессом с детерминированной начальной фазой, процесс $n(t)$ нестационарный второго порядка – гауссовский [105, 126].

Среднее значение $n(t) = 0$, так как $v(t) = 0$, а корреляционная функция $K_n(t, t + \tau) = (1 + m\mu(t))(1 + m\mu(t + \tau))K_v(\tau)$.

Одномерное распределение вероятностей имеет вид

$$w(n, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(1 + m\mu(t))}} \exp\left(-\frac{n^2(t)}{2(1 + m\mu(t))^2 \sigma^2}\right). \quad (4.4.8)$$

Двумерное распределение вероятностей

$$w(n_1, t_1, n_2, t_2) = \frac{1}{2\pi(1 + m\mu(t_1))(1 + m\mu(t_2))\sigma_1\sigma_2\sqrt{1 - R_{12}^2}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2(1 - R_{12}^2)} \left[\frac{n_1^2}{(1 + m\mu(t_1))^2 \sigma_1^2} - 2R_{12} \frac{n_1 n_2}{(1 + m\mu(t_1))(1 + m\mu(t_2))\sigma_1\sigma_2} + \frac{n_2^2}{(1 + m\mu(t_2))^2 \sigma_2^2} \right]\right\}. \quad (4.4.9)$$

Анализ характеристик шумов моря показывает, что при оценке помехоустойчивости приемных элементов низкочастотной томографической системы наблюдения, основанной на просветном методе, лучше использовать модель гауссовской нестационарной помехи.

Глава 4.5. АЛГЕБРАИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕКОНСТРУКЦИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НИЗКОЧАСТОТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Ввиду большого количества существующих в настоящее время методов реконструкции неоднородностей морской среды предлагаемое направление является наиболее продуктивным из-за особенностей решаемой задачи по восстановлению образов в низкочастотной акустической томографии океанской среды и проведению численного моделирования.

Ниже приводятся математические соотношения, заимствованные из интегральной геометрии и применяемые к томографическим измерениям с учетом методов решения некорректных задач.

Для того чтобы математическими сложностями не заслонить физическую сущность используемых в дальнейшем соотношений, будем упускать формулировки точных условий, которым должны удовлетворять входящие в них функ-

ции. Тем более функции, описывающие реальные физические явления и морские неоднородности, обычно являются достаточно сложными для удовлетворения этих условий.

4.5.1. Постановка задачи и радоновские образы

Пусть в некоторой области, где введена прямоугольная система координат $\{x, y\}$, задана функция $f(x, y)$. Проинтегрируем эту функцию по некоторой прямой L , лежащей в области определения функции. Очевидно, результат интегрирования, который обозначим R , зависит от того, по какой именно прямой проводится интегрирование. Всякая прямая может быть описана уравнением [128]

$$x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi - S = 0, \quad (4.5.1)$$

где S – расстояние от начала координат до этой прямой;

φ – угол, образованный с осью X перпендикуляром, опущенным из начала координат на некоторую прямую L .

Согласно (4.5.1) произвольная прямая однозначно задается двумя параметрами S и φ . Поэтому результат интегрирования функции $f(x, y)$ по некоторой прямой будет зависеть от этих же параметров, т.е. $R = R(S, \varphi)$. Если теперь интегрировать функцию $f(x, y)$ по множеству прямых L , то получится множество значений величины R , которая выступает как функция двух переменных $R(S, \varphi)$. Подробнее интегрирование можно рассматривать как некоторое преобразование, которое для данной функции $f(x, y)$ на плоскость $\{x, y\}$ ставит в соответствие функцию $R(S, \varphi)$ на множество всех прямых L , задаваемую интегралами от $f(x, y)$ вдоль этих прямых. Это преобразование Радона, а функцию $R(S, \varphi)$ называют образом функции $f(x, y)$ в пространстве Радона.

Геометрический смысл преобразования Радона заключается в том, что в этом преобразовании все значения функции $f(x, y)$, лежащие на прямой, как бы проецируются в соответствующую точку $\{S, \varphi\}$.

Задача ставится следующим образом: в результате акустического зондирования некоторой области морской среды с приемных элементов, расположенных в точках $\{S, \varphi\}$, получена функция $R(S, \varphi)$, являющаяся образом некоторой функции $f(x, y)$ в пространстве Радона; требуется по функции $R(S, \varphi)$ определить $f(x, y)$.

В терминологии математики решение поставленной задачи сводится к отысканию явной формы обращения, позволяющей по функции $R(S, \varphi)$ найти $f(x, y)$, или иначе – к поиску преобразования обратного преобразованию Радона. Впервые формула обращения была получена в статье Иоганна Радона, опубликованной в 1917 г. в трудах Саксонской академии наук. По определению радоновского образа и с учетом того, что интеграл от заданной функции вдоль прямой равен интегралу по всей плоскости от произведений этой функции на δ -функцию (дельта функция), аргументом которой является левая часть уравнения (4.5.1), имеем

$$R(S, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \delta(x \cos \varphi + y \sin \varphi - S) \cdot dx dy \quad (4.5.2)$$

Интегрирование, осуществляемое по двум переменным, можно свести к интегрированию по одной переменной. Для этого введем еще одну прямоугольную систему координат $\{x^1, y^1\}$, повернутую относительно $\{x, y\}$ на угол φ . При переходе из одной системы координат в другую координаты меняются следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= x^1 \cos \varphi - y^1 \sin \varphi, \\ y &= x^1 \sin \varphi + y^1 \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4.5.3)$$

$$\begin{aligned} x^1 &= x \cos \varphi + y \sin \varphi, \\ y^1 &= -x \sin \varphi + y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4.5.4)$$

Сделаем в формуле (4.5.2) замену переменных на (4.5.3). Тогда:

$$\begin{aligned} R(S, \varphi) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x^1 \cos \varphi - y^1 \sin \varphi, x^1 \sin \varphi + y^1 \cos \varphi) \cdot \delta(x^1 - S) dx^1 dy^1 = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(S \cos \varphi - y^1 \sin \varphi, S \sin \varphi + y^1 \cos \varphi) dy^1 \quad [129]. \end{aligned} \quad (4.5.5)$$

Интегрирование здесь проводится по функции в координатах x^1, y^1 , что равносильно ее интегрированию по y^1 при $x^1 = S$. Если функция $f(x, y)$, описывающая искомую область, ограничена на границе этой области, ее радоновский образ также определяется выражением (4.5.2), только интегрирование проводится не по всей плоскости, а задается границами данной области. Так, если $f(x, y)$ отклика от фона внутри круга радиуса «а», то вместо формулы (4.5.5) получим

$$R(S, \varphi) = \int_{-\sqrt{a^2 - S^2}}^{\sqrt{a^2 - S^2}} f(S \cos \varphi - y^1 \sin \varphi, S \sin \varphi + y^1 \cos \varphi) dy^1. \quad (4.5.6)$$

В общем случае функция, описывающая радоновский образ, обладает одним важным свойством

$$R(-S, \varphi + \pi) = R(S, \varphi). \quad (4.5.7)$$

Физический смысл этого свойства состоит в том, что любые пары S, φ и $-S, \varphi + \pi$ задают одну и ту же прямую. При описании прямых уравнением (4.5.1) параметры S и φ изменяются в пределах $S \geq 0, 0 \leq \varphi < 2\pi$. Очевидно, что эти условия определяют область, где задается функция $R(S, \varphi)$. Область, где $R(S, \varphi)$ отлична от нуля, естественно меньше и определяется неравенствами $0 \leq S \leq a, 0 \leq \varphi < 2\pi$.

Вообще говоря, данные области могут быть заменены и другими, например: (4.5.5) $-\infty \leq S \leq \infty, 0 \leq \varphi < \pi$, а для (4.5.6) $-\infty \leq S \leq a, 0 \leq \varphi < \pi$. В этих областях, в силу свойства формулы (4.5.6), также будут заключены все возможные значения функции $R(S, \varphi)$. Однако с точки зрения проведения томографического эксперимента, когда необходимо определить неоднородность ограни-

ченного размера в некотором пространстве, эти области оказываются естественными.

4.5.2. Формульные обращения и алгоритмы реконструкции

Выражение (4.5.2) позволяет по функции $f(x,y)$ найти ее радоновский образ $R(S, \varphi)$. Существует соотношение, определяющее аналогичную связь между преобразованиями Фурье. Эта связь устанавливается так называемой теорией о центральном сечении или теоремой о проекционном слое. Эта теорема была получена в основе разработанных алгоритмов реконструкции. Математическая формулировка данной теоремы имеет вид

$$R_{\oint} (w, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[-i2\pi w(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dx dy \quad [131]. \quad (4.5.8)$$

Формулируется же она следующим образом: если функция $f(x,y)$ и ее радоновский образ $R(S, \varphi)$ таковы, что существует их преобразование Фурье, тогда одномерное преобразование Фурье $R_{\oint} (w, \varphi)$ радоновского образа $R(S, \varphi)$ по переменной S равно функции $f_{\oint} (w_1, w_2)$, описывающей центральное сечение двумерного преобразования Фурье, соответствующее тому значению φ , при котором вычисляется преобразование Фурье функции $R(S, \varphi)$.

Исходя из этой теоремы следует, что если от заданного радоновского образа вычислить преобразование Фурье по переменной S для некоторого конкретного значения угла φ , то можно определить одно центральное сечение преобразования Фурье $f_{\oint} (w_1, w_2)$ искомой функции $f(x,y)$, которое однозначно определяется выбранным значением угла φ . Перебирая все возможные значения угла φ , можно получить все возможные центральные сечения функции $f_{\oint} (w_1, w_2)$, что равносильно ее полному определению.

Зная функцию $f_{\oint} (w_1, w_2)$, можно взять от нее обратное преобразование Фурье и тогда определить (реконструировать) искомую функцию $f(x,y)$. Эти рассуждения и были положены в основу разработанного метода и алгоритмов для решения сформулированной выше задачи о реконструкции областей неоднородностей морской среды, возникающих под действием движущейся МН по их радоновскому образу.

Известно, что по двумерному преобразованию Фурье $f_{\oint} (w_1, w_2)$ можно найти функцию

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\oint} (w_1, w_2) \exp[i2\pi(w_1 x + w_2 y)] dw_1 dw_2. \quad (4.5.9)$$

Сделаем в формуле (4.5.9) замену переменных, перейдя в плоскости w_1, w_2 к полярным координатам w, φ так, что $w_1 = w \cos \varphi, w_2 = w \sin \varphi$.

Тогда

$$f(x, y) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} w f_{\oint} (w \cos \varphi, w \sin \varphi) \exp[i2\pi w(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dw \quad (4.5.10)$$

Зная, что $R_{\oint} (w, \varphi) = f_{\oint} (w \cos \varphi, w \sin \varphi)$, получим

$$f(x, y) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} w R_{\oint} (w, \varphi) \exp[i2\pi w(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dw. \quad (4.5.11)$$

Равенство (4.5.11) является искомой формулой обращения, позволяющей с учетом того, что

$$R_{\oint} (w, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(S, \varphi) e^{-i2\pi S w} dS, \quad (4.5.12)$$

по $R(S, \varphi)$ найти функцию $f(x, y)$. Изменив область интегрирования по φ и по $0 \leq \varphi < \pi, -\infty < w < \infty$, обозначив

$$S^{\parallel} = x \cos \varphi + y \sin \varphi, \quad (4.5.13)$$

введем функцию от S^{\parallel} и φ , равную

$$I(S^{\parallel}, \varphi) = \pi \int_{-\infty}^{+\infty} |w| R_{\oint} (w, \varphi) \exp(i2\pi w S^{\parallel}) dw, \quad (4.5.14)$$

тогда $f(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi) d\varphi \quad (4.5.15)$

Совокупность равенств (4.5.13–4.5.15) можно интерпретировать как алгоритм нахождения функции $f(x, y)$ по ее радоновскому образу $R(S, \varphi)$:

1. Для получения радоновского образа $R(S, \varphi)$ определяется его преобразование Фурье $R_{\oint} (w, \varphi)$ по формуле (4.5.13).

2. Функция $R(S, \varphi)$ умножается на $\pi |w|$.

3. Вычисляется обратное преобразование Фурье произведения $\pi |w| \cdot R_{\oint} (w, \varphi)$ и тем самым определяется функция $I(S^{\parallel}, \varphi)$.

4. Аргументу S^{\parallel} функции $I(S^{\parallel}, \varphi)$ присваивается значение q в формуле (4.5.14).

5. Производится интегрирование функции $I(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi)$ по углу φ .

Физическая интерпретация этого алгоритма заключается в следующем: пусть функция $R(S, \varphi)$ – это некоторый сигнал $J(t)$, который изменяется во

времени так же, как функция $R(S, \varphi)$ изменяется по S , операцию с первой по третью можно реализовать пропуская этот сигнал $J(t)$ через линейный фильтр с частотной характеристикой $|w|$. Такой фильтр характеризуется постоянными параметрами, не зависящими от конкретного угла φ , под которым производится облучение объекта. Учет этого угла и конкретных координат x, y , для которых рассчитывается восстанавливаемая функция $f(x, y)$, осуществляется четвертой операцией, проводимой над результатом данной линейной фильтрации. Обозначим через $q(t)$ импульсную реакцию фильтра с частотной характеристикой $\pi|w|$. Связь между этими функциями устанавливается преобразованием Фурье:

$$\pi|w| = \int_{-\infty}^{+\infty} q(t) e^{-i2\pi wt} dt. \quad (4.5.16)$$

Тогда из уравнения (4.5.14) с учетом уравнений (4.5.11) и (4.5.16), проводя интегрирование по w $U(t)$, получим

$$f(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} R(S, \varphi) q(x \cos \varphi + y \sin \varphi - S) dS. \quad (4.5.17)$$

В этом выражении по сравнению с выражением (4.5.16) участвуют уже не преобразования Фурье радоновского образа $R_f(w, \varphi)$, а сам радоновский образ $R(S, \varphi)$. Выделяя внутренний интеграл в формуле (4.5.17), с учетом формулы (4.5.12), получим

$$I(S^{\perp}, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(S, \varphi) q(S^{\perp} - S) dS. \quad (4.5.18)$$

Интеграл в формуле (4.5.18) называется интегральной сверткой двух функций R и q . Таким образом, формулу (4.5.17) можно представить как совокупность трех неравенств (4.5.12), (4.5.14) и (4.5.18) и физически интегрировать как последовательность операций:

1. Вычисляется свертка полученного радоновского образа с импульсной реакцией фильтра – функцией $q(t)$.
2. Аргументу S^{\perp} функции $I(S^{\perp}, \varphi)$, описывающей получаемую свертку, присваивается значение (4.5.12).
3. Проводится интегрирование функции $I(x \cos \varphi + y \sin \varphi)$ по углу φ .

Сравнивая данные операции с теми, которые перечислялись при анализе выражения (4.5.15), видно, что отличие заключается в следующем: первые три операции, соответствующие формуле (4.5.11), теперь заменены одной операцией свертки, которая также осуществлялась пропуская сигнал $I(t)$ через один и тот же фильтр.

Таким образом, операции, описываемые выражением (4.5.11), и алгоритм, построенный на ее основе, можно интерпретировать как формирование суммарного изображения некоторой неоднородности морской среды, описываемой функцией $f(x, y)$. Это изображение получено из конкретных проекций предварительно сгла-

женных радоновских образов, которые, будучи при фиксированном Φ функциями одной переменной S , требуют проведения одномерной фильтрации.

Успешное применение данных алгебраических методов и алгоритмов реконструкции неоднородностей морской среды для широкомасштабного томографического мониторинга протяженных океанских акваторий, основанного на реализации закономерностей низкочастотного просветного метода (с учетом особенностей метода высокочастотной реконструктивной акустической томографии, использующего многоканальные просветные системы), может быть реализовано упрощенными (не многоканальными) системами с необходимостью измерения дистанции и глубины объектов.

Нетрадиционностью решения рассматриваемой томографической задачи является то, что в этом случае будет измеряться и рассчитываться по вышеизложенному алгоритму не геометрический образ МН, а пространственно-временное амплитудно-фазовое возмущение и преобразование поля сигналов подсветки полями цели различной физической природы с трехмерным представлением их образов. При этом МН обнаруживается по наличию признаков дифракции и искажения пространственной амплитудно-фазовой структуры установившегося поля сигналов.

Но в отличие от акустической голографии, в которой информация об образе объекта может быть получена по признакам амплитудной и фазовой модуляции объектной волны, в низкочастотной волне, соизмеримой с размерами МН, измеряются спектральные характеристики сигналов, где наиболее информативными являются фазовые преобразования. Целесообразность использования в низкочастотной томографии признаков именно фазовых преобразований просветной волны обуславливается их высокой помехоустойчивостью в условиях дальнего распространения сигналов в морской среде.

4.5.3. Результаты численного моделирования процесса получения томографического изображения ореола морской неоднородности с использованием алгоритма свертки и обратной проекции

Для проведения численного моделирования процесса получения томографического изображения ореола морской неоднородности был выбран алгоритм свертки и обратной проекции для параллельной и веерной схем сканирования водного пространства. Вид пространственной неоднородности, определяемой ОМН, изображение которой необходимо реконструировать, как следует из ряда ранее выполненных работ [132–135], представляет собой усеченную сферу или цилиндр и математически описывается выражением

$$f(x, y) = \begin{cases} f_0, & x^2 + y^2 \leq 1; \\ 0, & x^2 + y^2 > 1, \end{cases} \quad (4.5.19)$$

а его образ (в данном случае цилиндра) в пространстве Радона выглядит следующим образом

$$R(S, \varphi) = \begin{cases} 2f_0\sqrt{1-S^2}, & |S| \leq 1; \\ 0, & |S| > 1, \end{cases} \quad (4.5.20)$$

где (как было отмечено выше) $f(x, y)$ – есть функция, заданная в прямоугольной системе координат значениями величин « x » и « y »;

φ – угол, образованный с осью X перпендикуляром, опущенным из начала координат на прямую L и под которым производится облучение гидроакустическими сигналами ОМН;

S – расстояние от начала координат до этой прямой.

Обе функции $f(x, y)$, $R(S, \varphi)$ и исходные проекционные томографические данные для реконструкции изображения ОМН по результатам акустического зондирования неоднородности при веерной схеме сканирования (в качестве примера) графически представлены на рис. 4.5.1.

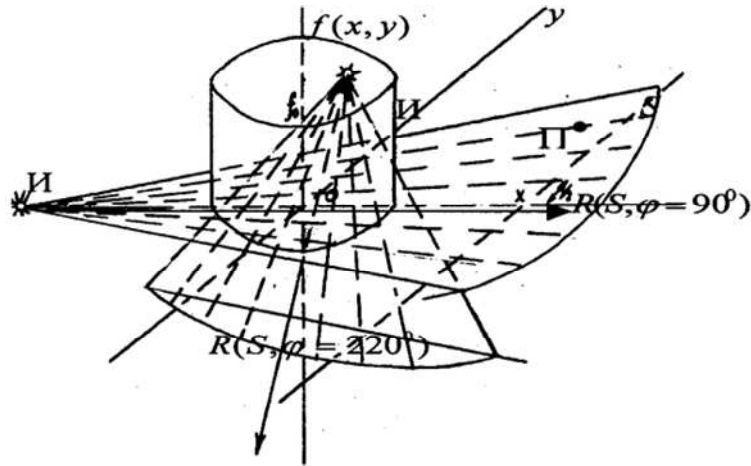


Рис. 4.5.1. Веерная схема получения проекционных данных (И – источник, П – приемник)

По полученным таким образом исходным проекционным данным необходимо реконструировать пространственную неоднородность в виде ОМН, используя алгоритм свертки и обратной проекции.

Первый шаг алгоритма: на первом этапе производится вычисление свертки проекционных данных полученного радоновского образа $R(S, \varphi)$ искомой функции $f(x, y)$, описывающей ОМН с фильтром $\Phi(\delta)$, имеющим постоянные параметры, не зависящие от конкретного угла φ , под которым произведено зондирование водного пространства.

Выбор амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) фильтра w_B в данном алгоритме основан на том, чтобы получить такую функцию $w_B = w_B R(S, \varphi)$, которая бы наилучшим образом аппроксимировала дельта-функцию – δ , связывающую интеграл от заданной функции вдоль прямой L с интегралом по всей плоскости проецирования. Точнее, функция w_B должна представлять собой «фильтр» нижних частот с предельной частотой – B . Параметр « B » принимает максимально допустимое значение при $B = \pi / h$, где h – шаг сканирования.

Тогда для фильтра $\Phi(\delta) = \{1 - \delta, \delta \leq 1; 0, \delta > 1\}$ функция w_B запишется как

$$w_B(S) = \frac{B^2}{4\pi^2} \{U(BS) - V(BS)\}, \quad (4.5.21)$$

где

$$U(S) = \begin{cases} \frac{\cos S - 1}{S^2} + \frac{\sin S}{S}, & S \neq 0; \\ \frac{1}{2}, & S = 0; \end{cases}$$

$$V(S) = \begin{cases} \frac{2 \cos S}{S^2} + (1 - \frac{2}{S^2}) \frac{\sin S}{S}, & S \neq 0; \\ \frac{1}{3}, & S = 0. \end{cases} \quad (4.5.22)$$

График функции W_B показан на рис. 4.5.2

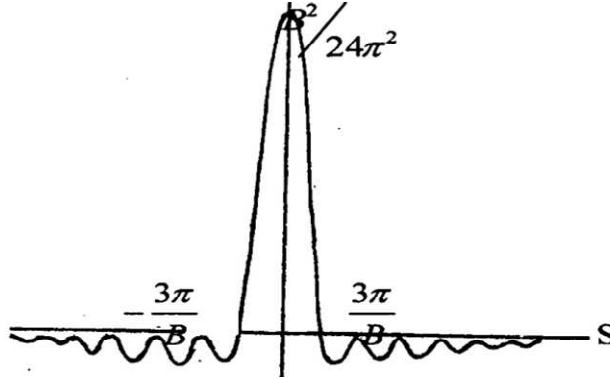


Рис. 4.5.2. Амплитудно-частотная характеристика ω_B фильтра $\Phi(\delta)$

В данном случае мы располагаем значениями функции $R(S_e, \varphi_i)$ и W_B , где

$$S_e = hl, l = -q, \dots, q; q = 1/h;$$

$$\varphi_i = \pi(j-1)/p, j = 1, \dots, p; \quad (4.5.23)$$

p – количество направлений, q – количество лучей проецирования. Функция $R(S_e, \varphi_i = 0^0)$ изображена на рис. 4.5.3. По всем направлениям $j=1, \dots, p$ вычисляются свертки в соответствии с формулой:

$$V_{j,k} = h \sum_{l=-q}^q w_B(S_k - S_e) R(S_e, \varphi_i), \quad (4.5.24)$$

$$k = -q, \dots, q.$$

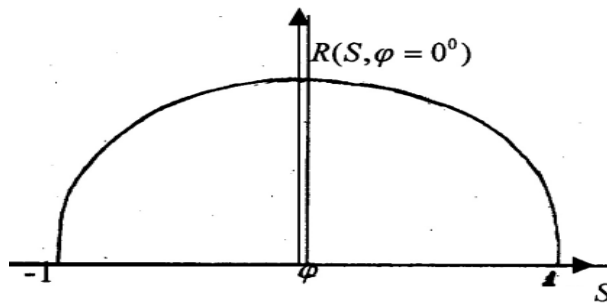


Рис. 4.5.3. Проекция функции $R(S, \varphi)$

Результат вычисления свертки для $\varphi = 0^0$ показан на рис. 4.5.4.

Второй шаг алгоритма: вычисляется дискретная обратная проекция в каждой точке восстанавливаемого сечения $\{x,y\}$: $R_{\text{Доп}} = R(x \cos \varphi_i + y \sin \varphi_i; \varphi_i)$.

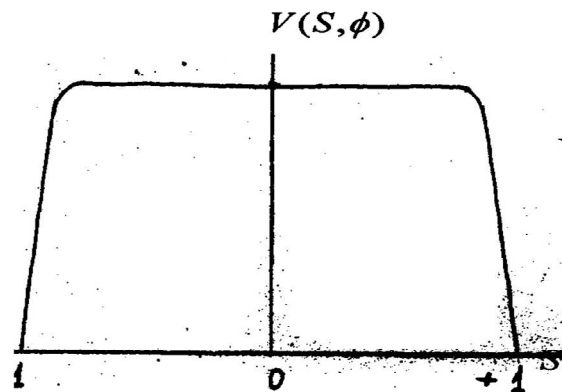


Рис. 4.5.4. Свертки функции $R(S, \varphi(0^0), \omega_B)$

Используя линейную интерполяцию данных, получим: $R_{j,k} = (1-U)V_{j,k} + UV_{j,k+1}$, где k и U для каждой пары $\{x,y\}$, j – задаются формулами $S = x \cos \varphi_i + y \sin \varphi_i$, $k \leq \frac{S}{h} < k+1, U = \frac{S}{h} - k$.

Результат вычисления ДОП для $\varphi = 0^0$ показан на рис. 4.5.5.

Третий шаг алгоритма: производится суммирование ДОП по всем направлениям: $f_T(x, y) = \frac{2\pi}{p} \sum_{j=1}^p R_{j,k}$.

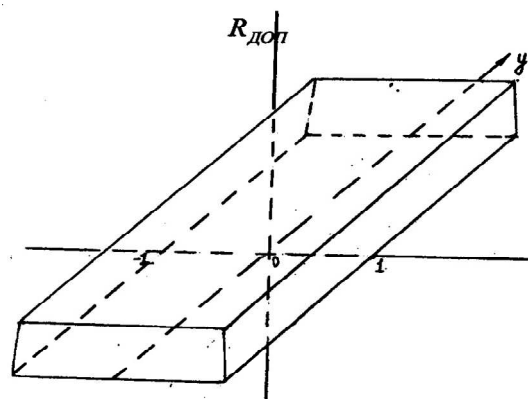


Рис. 4.5.5. Дискретная обратная проекция $R_{\text{Доп}}(x, y, \varphi = 0^0)$

В результате выполненных вычислений формируется томографическое (реконструированное) изображение функции $f_T(x, y)$, описывающей неодно-

родность ОМН [133]. На основании данного алгоритма было разработано программное обеспечение и выполнены расчеты на ПЭВМ.

Результаты расчетов формировались в базу данных и обрабатывались с применением пакета MatLab с дальнейшим анализом графической информации. В процессе моделирования были рассмотрены многочисленные варианты получения томографических данных. Исходные данные для моделирования выбирались с учетом реальных условий распространения сигнала и взаимодействия его с ОМИ. Анализ результатов численного моделирования производился по статической выборке из 200 (двухсот) изображений.

Основными задачами моделирования были:

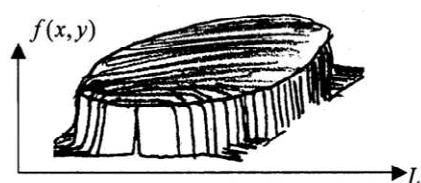
- проверка алгоритма;
- сравнение результатов при параллельном и веерном сканировании в схемах зондирования водной среды;
- определение оптимальных геометрических схем зондирования и томографических элементов (число направлений, количество линий интегрирования и др.);
- определение оптимальных параметров алгоритмов реконструкции для различных видов функций, описывающих ОМИ.

В качестве тест-функций $f_T(x, y)$, описывающих ОМН, были выбраны три вида зависимостей, изображенные на рис. 4.5.6. Физической интерпретацией данных зависимостей является неоднородность морской среды, возникающая при движении любой неоднородности в толще морской среды.

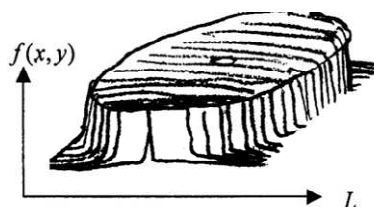
Неоднородность первого вида представляет собой цилиндр единичного радиуса, внутри которого функция равна единице, а вне его равна нулю (рис. 4.5.6,а).

Неоднородность второго вида – это цилиндр с областью равной нулю внутри круга, размер и местоположение которого может задаваться в пределах этого цилиндра (рис. 4.5.6,б).

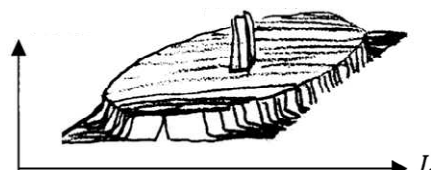
Неоднородность третьего вида изображена на рис. 4.5.6,в и имеет максимум, равный двум.



а) изображение тест-функции неоднородности первого вида $f(x,y)$



б) изображение тест-функции неоднородности второго вида



в) изображение тест-функции неоднородности третьего вида

На всех графиках функция $f(x,y)$ изменяется в пределах от 0....1 с шагом 0,5, величина безразмерная; L - в пределах от 0....15 с шагом 5, величина безразмерная.

Рис. 4.5.6. Тест-функции первого, второго и третьего рода

Допустим, что данные неоднородности получены по экспериментальной информации, которая описывается функцией $I_c(S, \varphi)$. Тогда функционал F , показывающий как по $I_c(S, \varphi)$ определить функцию $R_U(S, \varphi)$, запишется как $F[I_c(S, \varphi)] = R_U(S, \varphi)$. Известно, что регистрируемая информация является случайной, так что случайными являются и функция $I_c(S, \varphi)$ и $R_U(S, \varphi)$ [134]. Поэтому вид функционала F должен быть таким, чтобы функция $R_U(S, \varphi)$ наилучшим образом описывала истинный радоновский образ $R_U(S, \varphi)$. В дальнейшем будем рассматривать случай, когда $R(S, \varphi) = C \cdot I_c(S, \varphi)$, где C – некоторый постоянный коэффициент, а $I_c(S, \varphi)$ – изменение интенсивности акустического сигнала, провзаимодействовавшего с ОМН.

Это приводит к тому, что реконструируемый радоновский образ $R(S, \varphi)$ с точностью до постоянного множителя и некоторой аддитивной добавки равен среднему значению $I_c(S, \varphi)$. В данном случае мы не будем устанавливать вид функции сигнала F , а будем считать, что реконструируем ОМН по изменениям амплитуды гидроакустического сигнала, возникающих при его взаимодействии с неоднородностью морской среды.

Сравнение изображений тестовых неоднородностей, полученных при расчетах по параллельной и веерной схемам зондирования, позволяет установить их особенности.

На рисунке 4.5.7 приведены изображения, рассчитанные для разных схем сканирования, с одинаковыми томографическими параметрами. В результате анализа было установлено, что параллельная схема позволяет получать устойчивые и достоверные изображения ОМН (рис. 4.5.7,а,в) при меньшем количестве томографических данных, меньших затратах машинного времени и количества выполняемых расчетов, чем веерная схема (рис. 4.5.7,б,г). Однако практическая реализация в океане параллельной схемы томографирования технически значительно сложнее, чем веерной схемы. Изображение неоднородностей на рис. 4.5.7,а,б получены при 10 направлениях томографирования и 21 линии проецирования, а на рис.4.5.7,в,г – для 5 направлений и 11 линий, соответственно. Как показали расчеты, для веерной схемы томографирования тоже могут быть получены изображения по качеству аналогичные изображениям, представленным на рис. 4.5.7,а,б, только для этого необходимо увеличить число томографических данных, а в связи с этим увеличить и количество выполняемых расчетов и затрат машинного времени в 4...6 раз.

Однако простота реализации веерной схемы томографирования в реальных морских условиях, когда необходимы только один источник (приемник) акустических сигналов и несколько приемников (источников), является основным показателем, на основе которого именно эта схема была выбрана для дальнейших исследований и экспериментов в качестве основной.

Анализ полученных данных проводился с целью определения их зависимости от основных параметров томографирования:

- количество направлений проецирования;
- число линий проецирования;
- размера неоднородности по сравнению с расстоянием между источником и приемником.

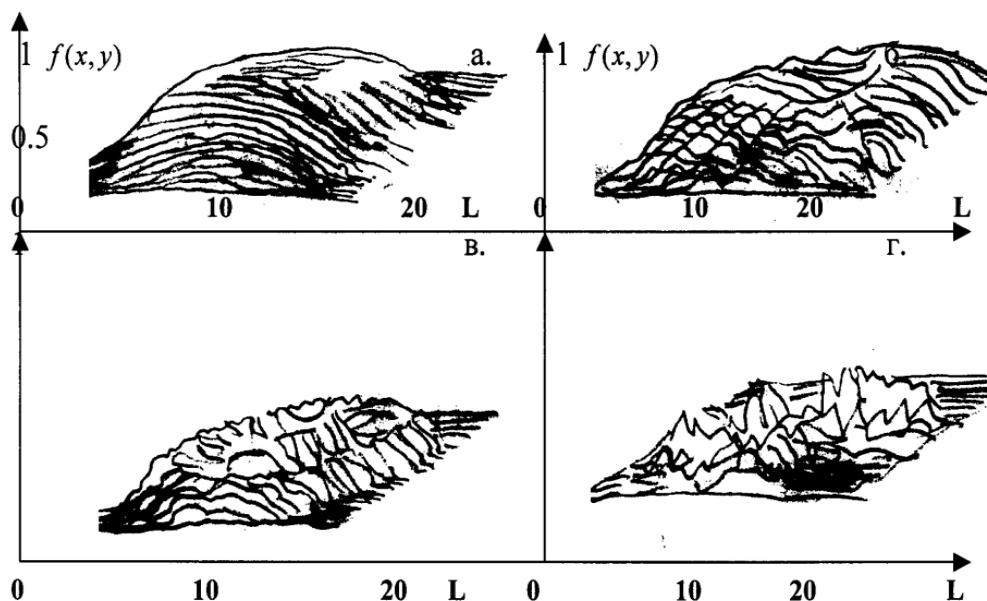


Рис. 4.5.7. Реконструируемый образ ОМО при параллельной (а,б) и веерной (в,г) схемах зондирования

Изменение количества направлений проецирования в процессе моделирования составило от одной до шестидесяти. Во всех случаях было получено реконструируемое изображение некой области. Тем самым была проверена и подтверждена работоспособность алгоритма и программ при минимальном числе направления зондирования, которое равнялось одному

На рисунке 4.5.8 представлены наиболее характерные изображения ОМО при трех (а), десяти (б), тридцати (в) и шестидесяти (г) направлениях проецирования, в каждом из которых 21 линия (L). Как видно, недостаточное число направлений проецирования в данном случае можно считать менее 20, когда реконструируемая неоднородность, хотя и восстанавливается, но имеет искаженный вид. При этом реконструкция неоднородности второго вида за счет существующего минимума приводит к появлению на изображениях глубоких его провалов (рис. 4.5.8,а,б), а при неоднородности третьего вида изображения искажаются максимумами. С увеличением направлений проецирования, более 20, изображение реконструируемой неоднородности становится наиболее достоверным с достаточно хорошей проработкой мелких элементов размером $1/10$ ее диаметра (неоднородности второго и третьего вида на рис. 4.5.8,в,г).

Отдельно следует остановиться на реконструкции при одном направлении зондирования по нескольким линиям. Установлено, что реконструируемое изображение неоднородности в этом случае не идентифицируется по виду неоднородностей (первого, второго, третьего), форме и уровню. Однако факт наличия неоднородности по получаемому изображению может быть сделан. Увеличение числа направлений проецирования больше 30, как было выявлено в результате анализа полученных изображений, не приводит к заметному улучшению их качества, в том числе второго и третьего вида.

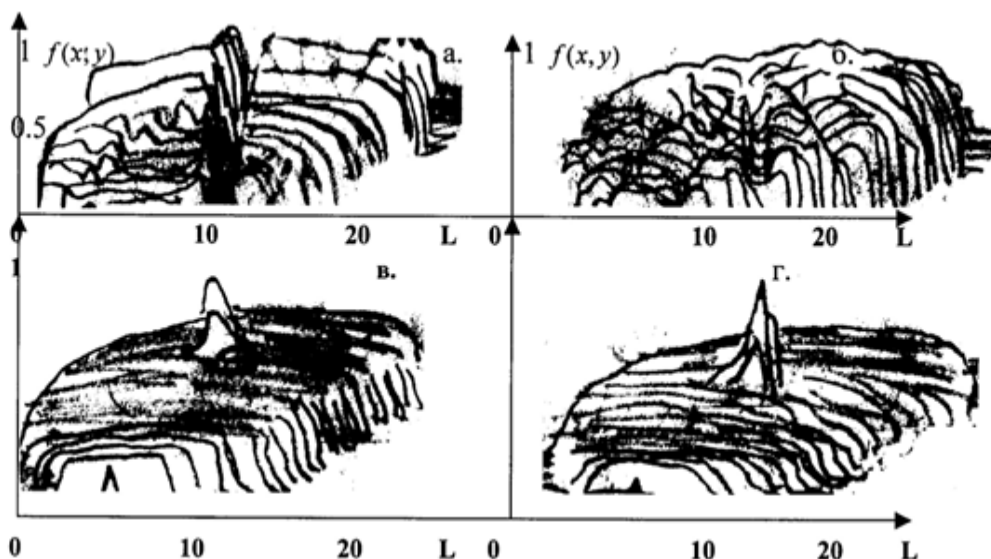


Рис. 4.5.8. Реконструируемый образ ОМО при веерной схеме зондирования для 3-х (а), 10-ти (б), 30-ти (в) и 60-ти (г) направлений проецирования

Для неоднородностей первого вида это число может быть уменьшено на порядок. Анализ изображений, полученных при переменном числе линий проецирования (для некоторого количества направлений – const) от трех до двадцати одной, позволил в полной мере оценить их влияние на результаты реконструкции.

Так было установлено, что при числе линий в веере меньше трех реконструкция невозможна ввиду неработоспособности данных алгоритма, а при числе линий более 21 реконструкция может быть ограничена вычислительными ресурсами используемой ПЭВМ.

На рисунке 4.5.9 представлены реконструируемые образы неоднородностей при 3(а), 5(б), 11(в) и 21(г) линиях проецирования в веере. В результате анализа полученных изображений было установлено, что:

- три линии в веере для реконструкции неоднородностей второго и третьего вида недостаточно, так как их изображения получаются идентичными изображению неоднородности первого вида (рис. 4.5.9,а);
- для получения достоверных изображений второго и третьего вида необходимо как минимум 5 линий проецирования (рис. 4.5.9,б,в);
- наибольшее сходство с оригиналом достигается при максимальных значениях количества линий в веере – 21 линия (рис. 4.5.9,г);
- для получения на изображении неоднородности наименьшего ее пространственного элемента (max или min в неоднородностях второго или третьего вида) кроме увеличения линий проецирования необходимо выбирать соответствующим образом максимальную частоту в ее пространственном спектре.

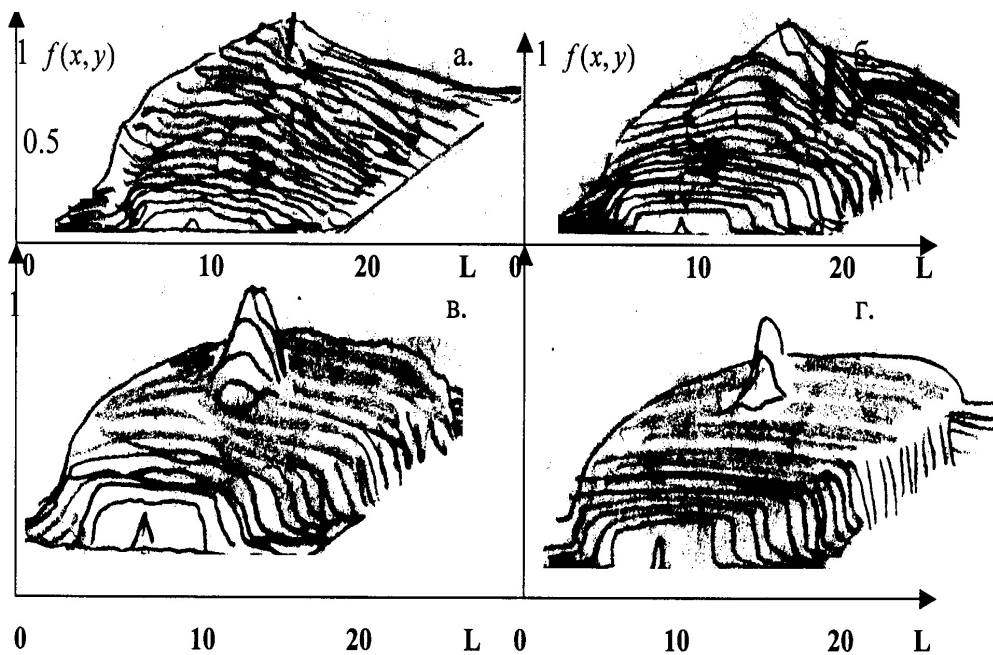


Рис. 4.5.9. Реконструируемый образ ОМО при веерной схеме зондирования для 3-х (а), 5-ти (б), 11-ти (в) и 21-й (г) линий

Для расчета пространственных спектров неоднородностей с различными по размеру и положению максимумами и минимумами был разработан специальный алгоритм и составлена программа. На рисунке 4.5.10 приведены результаты расчетов пространственного спектра неоднородностей второго вида с размерами минимального элемента разрешения (V), равными 0.5 размера неоднородности (Y).

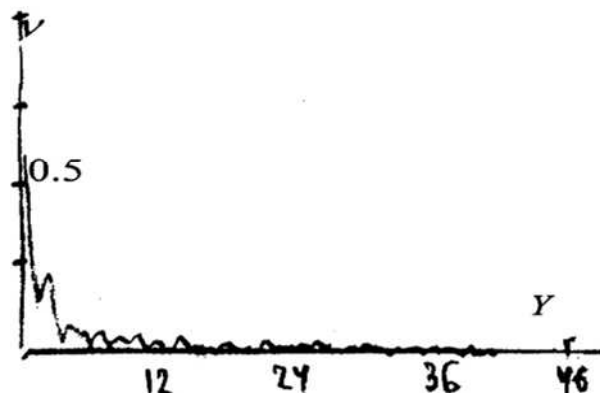


Рис. 4.5.10. Пространственный спектр неоднородности второго вида с размерами минимальных деталей изображения 0.5

По результатам анализа всех полученных данных можно отметить, что с увеличением размера минимального элемента разрешения в изображении неоднородности, ее пространственный спектр становится менее изрезанным, а предельная частота уменьшается. После получения изображения неоднородности с

наименьшим разрешением для данного размера (min/max) оно становилось оригиналом для определения качества реконструкции для различного числа линий проецирования в веере. Наибольший интерес с практической точки зрения при анализе реконструированных изображений ОМН вызвали результаты, полученные для различных соотношений между размерами неоднородности и расстояниями источник–приемник. Моделировались условия, при которых соотношение $R = \text{расстояние источник приемник} / \text{размер неоднородности}$, изменялось от 2 до 100. Иначе, получение томографических данных происходило, когда расстояние между источником и приемником превышало размер неоднородности в десятки и сотни раз.

С увеличением соотношения R от 2 до 50 происходит достаточно удовлетворительная, как показывают дальнейшие расчеты, реконструкция ОМН. При изменении R от 50 до 100 реконструируемое изображение практически не меняется [135].

Автор согласен с некоторой неполнотой освещения рассматриваемого в параграфе материала, но позволяет все же себе сделать выводы:

1. Реконструкция пространственной ОМН вполне возможна:

- при параллельном и веерном сканировании неоднородности;
- при отношении расстояние «источник–приемник» к линейному размеру неоднородности в пределах от двух до ста;
- при максимальном разрешении неоднородности в центре, при размере разрешения $1/20$ ее диаметра.

2. Анализ томографических изображений неоднородностей морской среды, полученных в результате их численного моделирования на ПЭВМ, подтверждают тот факт, что на основе вышерассмотренного алгоритма свертки и обратной проекции может быть реконструировано изображение ОМИ по следующим параметрам:

- линейные размеры неоднородности, порядка 10 (десяти)...100 (ста) км;
- расстояние источник–приемник звука в пределах 300 (трехсот) км;
- минимальное количество направлений зондирования – 30;
- минимальное число линий излучения в веере – 21.

Глава 4.6. НЕКОТОРЫЕ СОВРЕМЕННЫЕ ПОДХОДЫ К ВОССТАНОВЛЕНИЮ ОБРАЗОВ МОРСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

4.6.1. Автоматизация процесса анализа и синтеза «изображений» морских неоднородностей по отфильтрованным проекциям

Этот подход лучше всего употреблять не для построения изображений МН, а при направленном суммировании, или $\tau - \rho$ -преобразовании, полученных на самописце приемной системы данных и измененных в аналогоцифровом преобразователе компьютерной системы [135].

На рисунке 4.6.1 иллюстрируется физический подход к процессу направленного компьютерного суммирования при лоцировании неподвижной МН. Сумма амплитуд отсчетов, взятых с ленты самописца просветной (бистатиче-

ской) системы наблюдения в координатах (x, t) вдоль линии суммирования, заданной наклоном ρ и временем на нулевом удалении τ , определяет значение поля в точке $\tau - \rho$ -плоскости. Также показано, что направленное суммирование по ленте самописца дает точку на плоскости $\tau - \rho$. Применим теперь то же преобразование для случая, когда t представляет собой вторую пространственную, а именно глубинную координату. Излучатели расположены по вертикали на различных глубинах t с осью, проходящей через точку $x = 0$, а возбужденные этими излучателями колебания регистрируются приемниками в вертикальной плоскости при $x = x_{\max}$.

Если поле в координатах (x, t) определяет значения «медленности» (1/скорость) акустических волн в области между двумя вертикальными гирляндами излучателей и приемников, то результат направленного суммирования с параметрами τ, ρ даст время пробега вдоль луча, идущего из точки $(\tau, x = 0)$ в точку $(\rho x_{\max} + \tau, x_{\max})$.

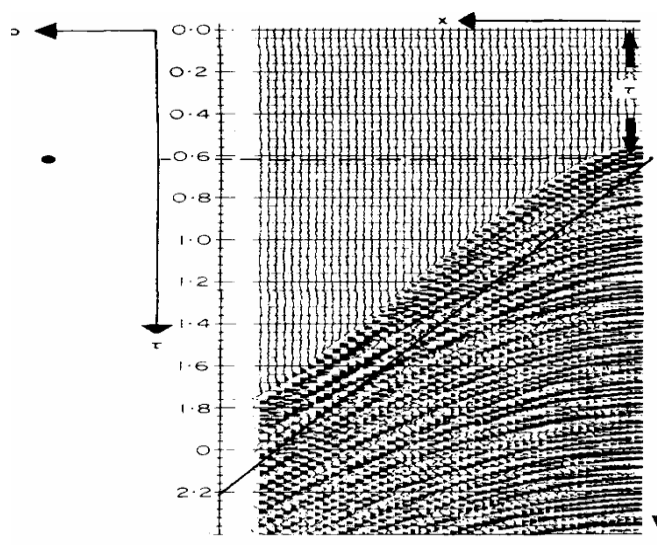


Рис. 4.6.1. Томографическое обращение сверточным методом (восстановление по отфильтрованным проекциям), совпадающее с обратным $\tau - \rho$ преобразованием

Для случая создания томографического образа МН, облучаемого акустической волной, проводится и другая по аналогии с вышеизложенным. При этом количество излучателей равно одному. Конфигурация поля в разные моменты времени будет иметь свою объемную структуру и приходящие в определенный момент сигналы на приемники, дискретно снимаемые, будут иметь свои отличительные качественные параметры [136]. Используя особенности волновой теории распространения акустических сигналов и вертикально-горизонтальную многоэлементную приемную антенну, получаем на самописце результат обнаружения МН. Отображение поля в координатах (x, t) на плоскость τ, ρ будет соответствовать преобразованию Радона.

Вернемся к случаю данных ленты самописца с вертикальной гирлянды приемников, где координата t представляет собой время, и посмотрим, как строится обратное преобразование (при необходимости эти данные можно заменить на данные, записанные на самописце вертикально-горизонтальной приемной системы).

Автоматизировать весь процесс обработки данных можно следующим алгоритмом. Пусть $u(x, t)$ – амплитуда акустических колебаний на удалении от источника x и времени регистрации t . Запишем выражение для преобразования Фурье по пространственной координате:

$$u(x) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{\kappa_{\min}}^{\kappa_{\max}} \hat{u}(\kappa) e^{i\kappa x} d\kappa. \quad (4.6.1)$$

Поскольку $p = t/x = l/v$, положим $\kappa = |\omega|\rho$.

Тогда $d\kappa = |\omega|d\rho$ и выражение (4.6.1) принимает вид

$$u(x) = \frac{|\omega|}{2\pi} \cdot \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \hat{u}(\rho) e^{i\omega\rho x} d\rho. \quad (4.6.2)$$

Для двумерного преобразования Фурье получим

$$u(x, t) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \hat{u}(\omega, \rho) |\omega| \times \exp[-i\omega(t - \rho x)] d\rho d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} u(t - \rho x, \rho) * (\mathcal{R}^{-1}|\omega|) d\rho, \quad (4.6.3)$$

где \mathcal{R}^{-1} – обозначение обратного одномерного преобразования Фурье и $u(t - \rho x, \rho)$ – преобразование Радона от $u(x, t)$. Интеграл $\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} u(t - \rho x, \rho)$ соответствует суммированию значений поля в координатах (τ, ρ) вдоль прямой с угловым коэффициентом $d\tau/d\rho = -x$, пересекающей ось τ в точке $\tau = t$. Таким образом, обратное преобразование от координат (τ, ρ) к (t, x) очень похоже на прямое. Единственное отличие состоит в том, что в обратном преобразовании перед суммированием выполняется свертка по координате τ с фильтром, имеющим частотную характеристику $|\omega|$ (отсюда происхождение термина «восстановление по отфильтрованным проекциям»).

На рисунке 4.6.2 представлен модельный пример, на котором иллюстрируется процедура обращения на основании данных, полученных с вертикальной гирлянды буев. На левой границе, изображенной на рис. 4.6.2,а, находится излучатель (облучаемая МН не движется), а на правой – вертикальная гирлянда с приемниками. Стрелками показаны максимальный и минимальный наклоны, под которыми лучи пересекают водную среду.

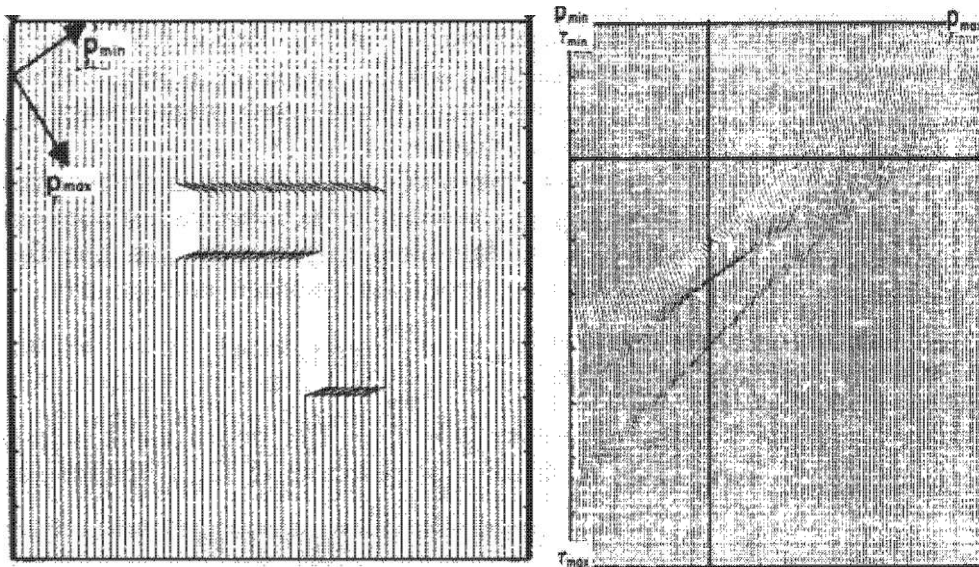


Рис. 4.6.2. Модель неоднородности и результат преобразования Радона по данным облучения модели

Максимальный и минимальный углы выхода лучей от излучателя соответственно ρ_{min} и ρ_{max} .

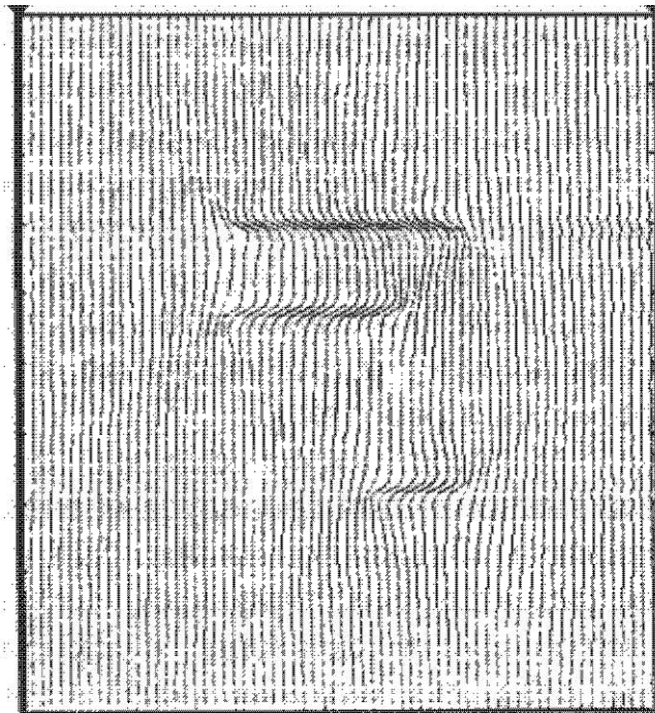


Рис. 4.6.3. Результат обратного преобразования Радона (по данным рис. 4.6.2)

Как и стоило ожидать, вертикальные границы такой морской неоднородности оказываются нечеткими, поскольку в наборе пересекающих водное про-

странство лучей отсутствуют горизонтальные и даже близкие к горизонтальным. В случае неполного набора углов лучей изображение размазывается в направлении, по которому плотность лучей максимальна. Переход от плоскости изображения к пространству проекций осуществляется с помощью преобразования Радона. В случае направленного суммирования плоскость изображения – это данные на ленте самописца горизонтально-вертикальной (вертикальной) гирлянды приемников системы наблюдения, а пространство проекций τ – ρ преобразование или суммограмма.

В терминах томографии плоскость изображения – это искомое поле скоростей или коэффициентов поглощения, а пространство проекций – наблюдаемые значения времен пробега или амплитуд, полученные в ограниченном диапазоне направлений лучей.

Спектральная область определяется просто как двумерное преобразование Фурье плоскости изображения, тогда как пространство проекций связано со спектральной областью посредством набора одномерных Фурье-преобразований. Наконец, непосредственный переход от пространства проекций к плоскости изображения реализуется путем обратного преобразования Радона, т.е. восстановления по отфильтрованным проекциям.

Все это подтверждает простоту и практическую доступность в реализации процесса анализа и синтеза изображений морских неоднородностей, полученных в высокочастотной томографии при мониторинге малых акваторий заливов и бухт.

4.6.2. Акустическая томография океанских течений по методу согласованной невзаимности

Предложенный материал посвящен обобщению метода согласованного поля (МСП) на случай движущейся среды для решения задач акустической томографии в океане. Показано, что согласование невзаимностей акустических полей при распространении во встречных направлениях (вместо согласования самих полей) позволяет отделить сравнительно слабые эффекты движущейся среды от изменений параметров просветных акустических сигналов, вызванных вариациями поля скорости звука, и определить параметры зондируемого потока.

Обширные численные эксперименты, выполненные для реалистичных моделей среды, близких к гидрологическим условиям в Гольфстриме (глубокий океан) и во Флоридском проливе (мелкое море) [7], позволили исследовать устойчивость инверсии по отношению к ошибкам позиционирования приемно-излучателей, неопределенностям в знании поля скорости звука в среде, заданию входных величин в ограниченном числе точек, акустическим шумам.

Рассмотрено несколько вариантов выбора физической величины [8], невзаимность которой подлежит согласованию, и показано, что использование невзаимности фазы поля дает высокую точность решения и устойчивость по отношению к вышеперечисленным ошибкам, достаточную для реализации предложенной схемы в натурных экспериментах [9]. Движущиеся среды оказывают существенное влияние на звуковые поля в океане, а вызванные ими изменения параметров акустических просветных сигналов вполне измеримы при современном уровне экспериментальной техники. Однако, чтобы разделить эффекты движущейся среды и вариаций скорости звука, необходимо использовать схему

встречного распространения. При решении обратной задачи реконструкции поля скорости потока в качестве исходных данных обычно используют разности времен ΔT распространения звука в противоположных направлениях вдоль идентифицированных пар собственных лучей.

Применимость этого подхода, который называется традиционной томографией течений (ТТТ), определяется наличием достаточного количества разрешенных и идентифицированных пар собственных лучей при встречном распространении. Это условие не выполняется по меньшей мере в двух случаях, имеющих важное практическое значение: во-первых, при распространении звука в области мощных струйных течений типа Гольфстрима, когда различия условий распространения по и против потока существенно изменяют геометрию лучей с точками поворота вблизи поверхности, и, во-вторых, при распространении звука в мелком море, когда лучи не разрешаются во времени. При этом даже в случае, когда за счет очень широкой полосы излучения удается разрешить отдельные приходы, их идентификация оказывается практически невозможной вследствие неопределенностей, порождаемых неточно известной сложной топографией дна. Кроме того, при сложном рельефе дна линейная зависимость ΔT от изменений скоростей звука и потока нарушается уже при очень слабых возмущениях. Для реконструкции поля течения в таких случаях нужно построить томографическую схему, основанную на характеристиках акустического поля, не связанных с лучевой структурой. Чтобы отделить эффекты течения u и вариаций поля скорости звука « c », необходимо исследовать физические явления, отсутствующие при $u \equiv 0$.

В неподвижном океане звуковое поле удовлетворяет принципу акустической взаимности. Нарушения этого принципа являются надежным индикатором движения среды, и для акустического мониторинга течений можно использовать согласование экспериментально измеренной и предсказанной теорией невзаимностей звуковых полей при распространении во встречных направлениях.

Предложенный подход был назван методом согласованной невзаимности (МСН). Для определения поля u в реальных условиях, однако недостаточно просто отделить невзаимные эффекты от взаимных. Известно, что распространение звука на большие расстояния в океане можно с высокой точностью описать в рамках приближения эффективной скорости звука, заменяя реальную среду со скоростями звука c и течения u на неподвижную с эффективной скоростью звука,

$$c_e = c + \hat{u},$$

где \hat{u} – проекция на вертикальную плоскость, проходящую через источник и приемник. Это обусловлено малостью как числа Маха $M \ll 2 \times 10^{-3}$ океанских течений, так и характерных углов скольжения лучей.

Другими словами, по измерениям параметров акустических сигналов при распространении в одном направлении можно определить только c_e , но не c и какую-либо проекцию \hat{u} по отдельности. Разность c_e при распространении по и

против потока формально позволяет найти \hat{u} , однако ошибки такой инверсии, вполне допустимые при восстановлении поля c , для реконструкции u совершенно неприемлемы. Успех ТТТ в значительной мере обусловлен тем, что разности времен распространения ΔT слабо зависят от погрешностей в знании поля ско-

рости звука в среде и расстоянии между транссиверами D : относительная ошибка восстановления течения составляет $\frac{\delta u}{|u|} \approx 0 \left(\frac{\Delta c}{c} + \frac{\Delta D}{D} \right) \ll 1$ и не содержит

членов порядка $\Delta D/\lambda$, где λ – длина звуковой волны. Аналогично в МСН должны использоваться такие акустические величины, невзаимность которых в первом приближении не зависит от указанных погрешностей.

В настоящем параграфе предложен один из возможных способов реализации МСН и показано, что он позволяет надежно реконструировать поле скорости потока в глубоком и мелком море для реалистических моделей окружающей среды и в присутствии различного рода «экспериментальных» ошибок. Описанный далее подход соответствует следующему сценарию. Имеются два приемно-излучающих устройства (транссивера), один из которых закорен, а второй – перемещается. Таким образом, синтезируется протяженная апертура (в дальнейшем для простоты она считается вертикальной) для просветных сигналов, распространяющихся во встречных направлениях. Отметим, что для томографии по МСН могут быть использованы и монохроматические, и сложные сигналы.

С математической точки зрения обратная задача реконструкции поля скорости потока по МСН сводится к минимизации функционала F , описывающего отличие измеренной в эксперименте невзаимности какой-либо акустической величины от предсказанной теоретическим расчетом для некоторой модели окружающей среды [10]. Минимизация осуществляется в пространстве коэффициентов, задающих параметрическое представление поля течений в пробной модели.

Принципиальная возможность и качество инверсии зависят от выбора функционала F , и, прежде всего, от выбора физической величины, невзаимность которой согласуется.

Правильно подобранный функционал должен удовлетворять по меньшей мере следующим условиям:

- F должен использовать значения только таких характеристик акустических полей, которые могут быть достоверно измерены в натуральных экспериментах и, желательно, обладают ясным физическим смыслом;

- инверсия должна быть устойчива по отношению к неизбежным ошибкам акустических измерений, в частности, погрешностям позиционирования транссиверов и наличию шумов;

- неполнота наших знаний о параметрах окружающей среды, таких, как поле скорости звука и топография дна, в разумных пределах не должна влиять на решение обратной задачи. В дальнейшем будут предложены к рассмотрению 3 варианта функционала F , соответствующие минимизации расхождения между экспериментально измеренной и теоретически предсказанной невзаимностью интенсивности звука, фазы поля и комплексного акустического поля.

$$F_p = 2 \frac{\left\langle \arg \left(\frac{p_e^{(+)} p_t^{(-)}}{p_t^{(-)} p_e^{(+)}} \right) \left| p_e^{(+)} p_e^{-} p_t^{(+)} p_t^{(-)} \right|^{1/4} \right\rangle}{\left\langle \left| p_e^{(+)} p_e^{(-)} \right|^{1/2} \right\rangle + \left\langle \left| p_t^{(+)} p_t^{(-)} \right|^{1/2} \right\rangle}, \quad (4.6.4)$$

$$F_a = 2 \frac{\left\langle \left| p_e^{+} \right| - \left| p_e^{(-)} \right| - \left| p_t^{(+)} \right| + \left| p_t^{(-)} \right| \right\rangle}{\left\langle \left| p_e^{(+)} \right| - \left| p_e^{(-)} \right| \right\rangle + \left\langle \left| p_t^{(+)} \right| - \left| p_t^{(-)} \right| \right\rangle},$$

$$F_e = 2 \frac{\left\langle \left| p_e^{(+)} - p_e^{(-)} - p_t^{(+)} + p_t^{(-)} \right| \right\rangle}{\left\langle \left| p_e^{(+)} p_e^{(-)} \right| \right\rangle + \left\langle \left| p_t^{(+)} - p_t^{(-)} \right| \right\rangle},$$

где $p^{(\pm)}$ – комплексное звуковое давление для сигналов, распространяющихся по и против потока, индексы « t » и « e » относятся к расчетным и экспериментальным величинам, $\arg(\omega)$ – аргумент комплексного числа w , $-\pi < \arg(\omega) \leq \pi$. Угловые скобки обозначают среднеквадратичные значения соответствующих функций по N положениям подвижного трансивера.

Для того чтобы сравнить результаты традиционного метода согласованного поля (МСП) и МСН, в дополнение к F_c , F_a и F_p вычислялись еще три функционала, соответствующие согласованию интенсивности звука, фазы и комплексного поля, соответственно, при распространении сигналов в одном направлении (для определенности, по течению). Явные выражения для функционалов F_c , F_a можно получить из формулы (4.6.4) формальной подстановкой в них $p_t^{(-)} = p_e^{(-)} = 0$, и для F_p – подстановкой $p_t^{(-)} = |p_t^{(+)}|$, $p_e^{(-)} = |p_e^{(+)}|$.

Использование теоремы обращения потока позволяет найти значения взаимности акустического поля для всех положений подвижного источника, решив параболическое уравнение всего два раза. При решении обратной задачи реконструкции скорости потока поле скорости звука в среде считалось известным (приблизенно или точно). В натуральных экспериментах оно может быть, например, предварительно найдено по МСП. Данная процедура подробно анализировалась в литературе [8, 10] и в настоящей монографии не рассматривается. Отметим лишь, что совместное использование данных, полученных при распространении по и против потока, позволяет повысить точность определения c .

Это вполне естественно, так как погрешность задания дальности распространения в 25 м близка к длине акустической волны λ и приводит к существенному искажению фазовой информации [7–10].

Проблема дистанционного зондирования океана является одной из актуальных и практически важных задач мониторинга течений в прибрежной зоне. Эта задача долгое время не находила решения. Морские эксперименты [10] подтвердили теоретически предсказанные и продемонстрированные в компьютерных экспериментах свойства МСН. МСН позволил впервые получить детальную информацию о полях течений в прибрежной зоне и в проливах, которая важна для решения разнообразных океанологических проблем.

4.6.3. Применение способа фазовых изменений для реконструкции образов МН при пространственно-временной обработке НЧ просветных сигналов

Как было отмечено ранее, в низкочастотной волне, соизмеримой с размерами МН, наиболее информативной являются фазовые изменения спектра просветного сигнала. Целесообразность использования в низкочастотной томографии признаков именно фазовых преобразований просветной волны обуславливается высокой помехоустойчивостью такого вида модуляции в условиях дальнего распространения сигналов в морской среде и ее повышенной информативностью.

Данное положение теоретически рассмотрим на примере сигналов, получаемых за счет того [75], что в несущем гармоническом колебании $U_{нес} = U_m \cos(\omega t + \varphi)$ передаваемое сообщение $s(t)$ (низкочастотные составляющие спектра МН) изменяет только фазу просветного сигнала Φ . Амплитуда U_m как бы остается неизменной, хотя при взаимодействии просветного сигнала и возмущенной области движущимся объектом присутствуют все виды модуляции: амплитудная, частотная, фазовая.

Поскольку аргумент гармонического колебания $\psi(t) = \omega t + \varphi$ называется полной фазой и определяет текущее значение фазового угла, такие сигналы получили название сигналов с угловой модуляцией.

Предположим вначале, что полная фаза $\psi(t)$ связана с сигналом $s(t)$ зависимостью $\psi(t) = \omega_0 t + ks(t)$,

$$(4.6.5)$$

где ω_0 – значение частоты в отсутствии полезного сигнала;

k – некоторый коэффициент пропорциональности. Модуляцию, отвечающую соотношению (4.6.5), называют фазовой модуляцией (ФМ):

$$U_{\text{ФМ}}(t) = U_m \cos [\omega_0 t + ks(t)] \quad (4.6.6)$$

Если сигнал $s(t) = 0$, то ФМ-колебание является простым гармоническим колебанием. С увеличением значений сигнала $s(t)$ полная фаза растет во времени быстрее, чем по линейному закону. При уменьшении значений модулирующего сигнала происходит спад скорости роста $\psi(t)$ во времени.

В моменты времени, когда сигнал $s(t)$ достигает экстремальных значений, абсолютный фазовый сдвиг между ФМ-сигналом и немодулированным гармоническим колебанием оказывается наибольшим. Предельное значение этого фазового сдвига называют девиацией фазы $\Delta\psi$. В общем случае, когда сигнал $s(t)$ изменяет знак, принято различать девиацию фазы вверх $\Delta\psi_u = ks_{\max}$ и девиацию фазы вниз $\Delta\psi_n = ks_{\min}$.

На векторной диаграмме изображающий вектор постоянной длины будет совершать вращение с непостоянной угловой скоростью. Мгновенная частота $\omega(t)$ сигнала с угловой модуляцией определяется как первая производная от полной фазы по времени:

$$\omega(t) = \frac{d\psi}{dt}, \quad (4.6.7)$$

так что

$$\psi(t) = \int_{-\infty}^t \omega(\tau) d\tau + const. \quad (4.6.8)$$

Аналитическая форма записи однотонового ФМ-сигнала представляется формулой (4.6.9)

$$U_{\text{ФМ}}(t) = U_m \cos [\omega_0 t + m \sin \Omega(t)] \quad (4.6.9)$$

где $m = \Delta\omega/\Omega$ – индекс однотоновой угловой модуляции, представляющий собой девиацию фазы сигнала, выраженную в радианах.

При фазовой модуляции индекс m пропорционален амплитуде низкочастотного сигнала независимо от его частоты. Как следствие этого, девиация частоты при фазовой модуляции в соответствии с формулой линейно увеличивается с ростом частоты.

Задачу о представлении ФМ-сигналов с угловой модуляцией посредством суммы гармонических колебаний несложно решить в случае, когда $m \ll 1$. Колебания, характеризуемые условием $m \ll 1$, принято называть узкополостными. Для этого преобразуем формулу (4.6.9) следующим образом:

$$\begin{aligned} u(t) &= U_m \cos[\omega_0 t + m \sin \Omega t] = \\ &= U_m \cos(m \sin \Omega t) \cos \omega_0 t - U_m \sin(m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t. \end{aligned} \quad (4.6.10)$$

Поскольку индекс угловой модуляции мал, воспользуемся приближенными равенствами $\cos(m \sin \Omega t) \approx 1$; $\sin(m \sin \Omega t) \approx m \sin \Omega t$. На основании этого из равенства (4.6.10) получаем

$$u(t) \approx U_m \cos \omega_0 t + \frac{mU_m}{2} \cos(\omega_0 + \Omega)t - \frac{mU_m}{2} \cos(\omega_0 - \Omega)t. \quad (4.6.11)$$

Таким образом, показано, что при $m \ll 1$ в спектре сигнала с угловой модуляцией содержится несущее колебание и две боковые составляющие (верхняя и нижняя) на частотах $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$. Индекс m играет здесь такую же роль, как коэффициент амплитудной модуляции M . Для спектрограммы, построенной по формуле (4.6.10), характерно то, что нижнее боковое колебание имеет дополнительный фазовый сдвиг на 180° .

Как следствие этого, сумма векторов, отображающих оба боковых колебания, всегда перпендикулярна вектору $U_{НЕС}$. С течением времени вектор U_{Σ} будет «качаться» вокруг центрального положения. Незначительные изменения длины этого вектора обусловлены приближенным характером анализа и при очень малых m ими можно пренебречь.

Можно уточнить полученный результат, воспользовавшись двумя членами ряда в разложении гармонических функций малого аргумента. При этом формула (4.6.11) будет выглядеть так:

$$u(t) \approx U_m \left(1 - \frac{1}{2} m^2 \sin^2 \Omega t\right) \cos \omega_0 t - U_m \left(m \sin \Omega t - \frac{1}{6} m^3 \sin^3 \Omega t\right) \sin \omega_0 t. \quad (4.6.12)$$

Несложные тригонометрические преобразования приводят к результату:

$$\begin{aligned} u(t) &= U_m \left(1 - \frac{m^2}{4}\right) \cos \omega_0 t + U_m m \left(1 - \frac{m^2}{8}\right) \times \left[\frac{\cos(\omega_0 + \Omega)t - \cos(\omega_0 - \Omega)t}{2} \right] + U_m \left(\frac{m^2}{8}\right) \times \\ &\times \left[\cos(\omega_0 + 2\Omega)t + \cos(\omega_0 - 2\Omega)t \right] + U_m \left(\frac{m^3}{48}\right) \left[\frac{\cos(\omega_0 + 3\Omega)t - \cos(\omega_0 - 3\Omega)t}{2} \right]. \end{aligned} \quad (4.6.13)$$

Эта формула свидетельствует о том, что в спектре сигнала, помимо известных составляющих, содержатся также верхние и нижние боковые колебания, соответствующие гармоникам частоты модуляции. Возникновение новых спектральных составляющих приводит к перераспределению энергии по спектру. Так, из формулы (4.6.13) видно, что с ростом m амплитуда боковых состав-

ляющих увеличивается, в то время как амплитуда несущего колебания уменьшается пропорционально множителю $(1 - m^2/4)$.

Для простейшего случая однотонового ФМ-сигнала можно найти общее выражение спектра, справедливое при любом значении индекса модуляции m . В разделе математики, посвященном специальным функциям, доказывается, что экспонента $\exp(jm \sin x)$ с мнимым показателем специального вида, периодическая на отрезке $-\pi \leq x \leq \pi$ разлагается в комплексный ряд Фурье:

$$e^{jm \sin x} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) e^{jkx}, \quad (4.6.14)$$

где m – любое вещественное число; $J_k(m)$ – функция Бесселя k -го индекса от аргумента m .

Сравнивая формулы (4.6.11) и (4.6.14), а также подставляя $x = \Omega t$, перепишем последнюю из указанных формул так:

$$u(t) = U_m \operatorname{Re}(e^{j\omega_0 t} e^{jm \sin \Omega t}) = U_m \operatorname{Re}(e^{j\omega_0 t} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) e^{jk\Omega t}). \quad (4.6.15)$$

Отсюда получаем следующую математическую модель ФМ-сигнала с любым значением индекса модуляции:

$$u(t) = U_m \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t. \quad (4.6.16)$$

Спектр ФМ-сигнала в общем случае содержит бесконечное число составляющих, частоты которых равны $\omega_0 \pm k\Omega$; амплитуды этих составляющих пропорциональны значениям $J_k(m)$. В теории функций Бесселя доказывается, что функции с положительными и отрицательными индексами связаны между собой:

$$J_{-k}(m) = (-1)^k J_k(m).$$

Поэтому начальные фазы боковых колебаний с частотами $\omega_0 + k\Omega$ и $\omega_0 - k\Omega$ совпадают, если k – четное число, и отличаются на 180° , если k – нечетное число.

Для детального анализа и построения спектральных диаграмм необходимо знать поведение функций Бесселя $J_k(m)$ при различных значениях m в зависимости от k . Можно отметить следующее: чем больше индекс функции Бесселя, тем протяженнее область аргументов, при которых эта функция очень мала.

Этот факт позволяет построить типичные спектральные диаграммы ФМ-сигнала при неслишком больших значениях индекса m . Важно отметить, что с ростом индекса модуляции расширяется полоса частот, занимаемая сигналом.

Обычно полагают, что допустимо пренебречь всеми спектральными составляющими с номерами $k > m + 1$. Отсюда следует оценка практической ширины спектра сигнала с угловой модуляцией (c^{-1}):

$$P_{\text{практ}} = 2(m+1)\Omega. \quad (4.6.17)$$

Как правило, реальные ФМ-сигналы характеризуются условием $m \gg 1$. В этом случае $P_{\text{практ}} \approx 2m\Omega = 2\Delta\omega$. (4.6.18)

Таким образом, ФМ-сигнал занимает полосу частот приблизительно равную удвоенной девиации частоты. Большая широкополосность ФМ-сигналов обуславливает их применимость для целей радиосвязи лишь на очень высоких частотах, в диапазоне метровых и более коротких волн. Однако именно широкополосность приводит к гораздо большей помехоустойчивости ФМ-сигналов.

Интересная особенность колебаний с угловой модуляцией проявляется в случае, когда модулирующий сигнал не является гармоническим, что будет особенно характерно при взаимодействии псевдослучайной М-последовательности и низкочастотных составляющих ореола и кильватерной струи подводных объектов.

Сам процесс с точки зрения математических законов очень сложный, поэтому рассмотрим для простоты сигнал, промодулированный лишь двумя низкими частотами:

$$\begin{aligned} u(t) = & U_m \cos(\omega_0 t + m_1 \sin \Omega_1 t + m_2 \sin \Omega_2 t) = \\ & U_m \cos(m_1 \sin \Omega_1 t + m_2 \sin \Omega_2 t) \cos \omega_0 t - \\ & - U_m \sin(m_1 \sin \Omega_1 t + m_2 \sin \Omega_2 t) \sin \omega_0 t. \end{aligned} \quad (4.6.19)$$

Положим, что парциальные индексы модуляции m_1 и m_2 малы настолько, что можно пользоваться приближенными выражениями для косинуса и синуса: $\cos x \approx 1 - x^2/2$; $\sin x \approx x$.

Выполним несколько громоздкие, но вполне элементарные тригонометрические преобразования, и представим исходный сигнал в виде суммы

$$\begin{aligned} u(t) = & U_m \left[1 - (m_1^2 + m_2^2)/4 \right] \cos \omega_0 t + \\ & + \frac{1}{2} m_1 U_m \left[\cos(\omega_0 + \Omega_1)t - \cos(\omega_0 - \Omega_1)t \right] + \\ & + \frac{1}{2} m_2 U_m \left[\cos(\omega_0 + \Omega_2)t - \cos(\omega_0 - \Omega_2)t \right] + \\ & + \frac{1}{8} m_1^2 U_m \left[\begin{array}{l} \cos(\omega_0 + 2\Omega_2)t + \\ \cos(\omega_0 - 2\Omega_2)t \end{array} \right] + \\ & + \frac{1}{2} m_1 m_2 U_m \left[\begin{array}{l} \cos(\omega_0 + \Omega_1 - \Omega_2)t + \cos(\omega_0 - \Omega_1 + \Omega_2)t - \\ \cos(\omega_0 + \Omega_1 + \Omega_2)t - \cos(\omega_0 - \Omega_1 - \Omega_2)t \end{array} \right]. \end{aligned} \quad (4.6.20)$$

Следует обратить внимание на то, что в спектре рассматриваемого сигнала, помимо частот $\omega_0 \pm \Omega_1$, $\omega_0 \pm \Omega_2$, $\omega_0 \pm 2\Omega_1$, $\omega_0 \pm 2\Omega_2$, присутствуют так называемые комбинационные частоты $\omega_0 \pm \Omega_1 \pm \Omega_2$ с четырьмя возможными знаками.

Можно показать, что в общем случае, когда угловая модуляция осуществляется группой низкочастотных колебаний с частотами $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_N$, соответственно, спектральное представление сигнала таково:

$$\begin{aligned} u(t) = & U_m \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} \sum_{k_2=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{k_N=-\infty}^{\infty} J_{k_1}(m_1) J_{k_2}(m_2) \dots J_{k_N}(m_N) \times \\ & \times \cos(\omega_0 + k_1\Omega_1 + k_2\Omega_2 + \dots + k_N\Omega_N)t. \end{aligned} \quad (4.6.21)$$

Таким образом, при прочих равных условиях спектр колебания со сложной угловой модуляцией гораздо богаче спектра аналогичного АМ-сигнала. Подчеркивая взаимодействие отдельных составляющих модулирующего сигнала, угловую модуляцию, в отличие от амплитудной, иногда называют модуляцией нелинейного типа.

Оценку помехоустойчивости таких сигналов и, соответственно, всего метода гидролокации на просвет будем рассматривать для случая совместного воздействия на приемную систему гармонического (полезного) сигнала и гауссовского шума [132]. Весь этот подход с предыдущим теоретическим анализом сигналов с угловой модуляцией в дальнейшем будет называться «Способом фазовых изменений». Для оценки его помехоустойчивости будем считать, что сигнал на входе тракта обработки в этом случае имеет вид

$$y(t) = S(t) + n(t), \quad (4.6.22)$$

где $S(t)$ – полезный сигнал; $n(t)$ – помеха.

Просветный гармонический сигнал $S(t)$ поступающий на вход амплитудного ограничителя, представляет собой модулированный гармонический сигнал, который можно описать следующим математическим выражением

$$S(t) = P \cos\left(\omega_0 t + \frac{\omega_\delta}{\Omega} \sin \Omega t\right), \quad (4.6.23)$$

где P – амплитуда полезного сигнала; ω_δ – девиация частоты; Ω – частота модулирующего колебания.

Помеха полосового усилителя представляет собой узкополосный гауссовский шум, модулируется по фазе и имеет вид

$$n(t) = \beta(t) \cos(\omega_0 t + \varepsilon(t)), \quad (4.6.24)$$

где $\beta(t)$ и $\varepsilon(t)$ – фазовый множитель и сдвиг помехи, соответственно.

Полосу пропускания полосового фильтра, установленного на входе тракта обработки, выбираем равной удвоенной девиации относительно частоты полезного сигнала, как от центральной частоты, т.е. $\Delta\omega_0 = 2\omega_\delta$.

Тогда фильтр нижних частот на выходе схемы обработки должен обладать полосой пропускания в пределах от 0 до Ω_{max} , где Ω_{max} – наивысшая частота модуляции.

Анализ совместного воздействия на частотный детектор промодулированных частот просветного сигнала $S(t)$ и узкополосной помехи $n(t)$ необходимо выполнить для двух случаев:

– для случая отсутствия фазовой модуляции (характерного для установившегося поля подсветки в отсутствии подводного объекта), т.е. когда на входе действует чисто гармоническое колебание $S(t) = P \cos \omega_0 t$ и помеха $n(t)$;

– для случая пересечения МН ГАБЛ и полезной (информационной) модуляции установившегося поля.

При этом будем полагать, что во втором случае помеха на выходе детектора остается такой же, как и в первом случае.

В отсутствии модуляции суммарное колебание на входе ограничителя можно представить как

$$y(t) = P \cos \omega_0 t + \beta(t) \cos(\omega_0 t + \varepsilon(t)) = U(t) \cos(\omega_0 t + \xi(t)), \quad (4.6.25)$$

где $U(t)$ и $\xi(t)$ – амплитудная огибающая и фаза результирующего колебания, которые определяются выражениями

$$U(t) = \sqrt{P^2 + \beta^2(t) + 2P\beta(t) \cos \varepsilon(t)}, \quad (4.6.26)$$

$$\xi(t) = \arctg \frac{\beta(t) \sin \varepsilon(t)}{P + \beta(t) \cos \varepsilon(t)}. \quad (4.6.27)$$

Обозначив порог ограничения как U_0 , приходим к следующему выражению для колебания на выходе ограничителя

$$U(t) = U_0 \cos(\omega_0 t + \xi(t)). \quad (4.6.28)$$

Напряжение на выходе частотного детектора, пропорциональное производной фазы $\xi(t)$, в отсутствие полезной модуляции является помехой. Таким образом

$$n(t) = S_{\omega_0} \cdot \dot{\xi}(t), \quad (4.6.29)$$

где S_{ω_0} – крутизна характеристики частотного детектора.

Следовательно, интенсивность и структура помехи $n_{\text{вых}}(t)$ на выходе частотного детектора будут полностью определяться статистическими характеристиками производной фазы $\dot{\xi}(t)$.

Общее выражение для фазы при любых соотношениях между $\beta(t)$ и амплитудой полезного сигнала « P » описывается формулой (4.6.27). Однако в реальных условиях работы просветных систем обеспечивается значительное превышение сигнала над помехой, в этом случае сохраняется соотношение

$$\frac{P^2}{2 \sigma_n^2} \gg 1, \quad (4.6.30)$$

где σ_n^2 – средняя мощность помехи на входе ограничителя.

Исходя из этого, выражение (4.6.27) можно представить в следующем виде

$$\xi(t) \approx \arctg \left[\frac{\beta(t) \sin \varepsilon(t)}{P} \right] \approx \frac{\beta(t)}{P} \sin \varepsilon(t). \quad (4.6.31)$$

Статистические характеристики случайной функции $\xi(t) = \frac{\beta(t)}{P} \sin \varepsilon(t)$ совпадают с характеристиками для квадратурных слагаемых узкополосного процесса [137]. В этой работе показано, что функция вида $\beta(t) \sin \varepsilon(t)$ обладает нормальным законом распределения и спектральной плотностью $2N_n(\omega_0 + \Omega)$. Таким образом,

$$N_\xi(\Omega) = \frac{2N_n(\omega_0 + \Omega)}{P^2}. \quad (4.6.32)$$

Как показано в работе [138], при дифференцировании гауссовского случайного процесса распределение остается нормальным. Следовательно, $\dot{\xi}(t)$ или мгновенное значение частотного отклонения также обладает нормальным распределением. Поэтому шум на выходе частотного детектора, как и на его входе, с учетом $\frac{P^2}{2\sigma_n^2} \gg 1$, является гауссовским процессом.

Определим спектральную плотность процесса $\dot{\xi}(t)$. Для этого выражение умножим на Ω^2 . Тогда формула (4.6.32) примет вид

$$N_{\dot{\xi}}(\Omega) = \Omega^2 N_{\xi}(\Omega) = \frac{2\Omega^2}{P^2} N_n(\omega_0 + \Omega), \quad (4.6.33)$$

а спектральная плотность помехи на выходе частотного детектора в соответствии с формулой (4.6.29) будет определяться выражением

$$N_{\text{вых}}(\Omega) = S_{\text{чд}}^2 N_{\dot{\xi}}(\Omega) = \frac{2S_{\text{чд}}^2 \Omega^2}{P^2} N_n(\omega_0 + \Omega). \quad (4.6.34)$$

Для белого шума со спектральной плотностью N_0 на входе приемника $N_0 = N_n(\omega_0 + \Omega)$. Следовательно, спектр помехи на выходе детектор в соответствии с выражением (4.6.34)

$$N_{\text{вых}}(\Omega) = \frac{2S_{\text{чд}}^2 N_0}{P^2} \Omega^2, \quad |\Omega| \leq \omega_{\text{д}}. \quad (4.6.35)$$

Мощность помехи в полосе пропускания частот модуляции тогда будет

$$\sigma_{\text{вых}}^2 = \frac{2S_{\text{чд}}^2 N_0}{P^2} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\Omega_{\text{max}}}^{\Omega_{\text{max}}} \Omega^2 d\Omega = \frac{2S_{\text{чд}}^2 \cdot N_0}{P^2} \cdot \frac{1}{2\pi} \frac{2\Omega_{\text{max}}^3}{3}. \quad (4.6.36)$$

Учитывая, что $\Omega_{\text{max}} = 2\pi F_{\text{max}}$ и $2N_0(2F_{\text{max}}) = \sigma_n^2$, т.е. мощность в двух полосах $2F_{\text{max}}$ (одна в области $\omega > 0$, вторая в области $\omega < 0$) формула (4.6.36) приводится к виду

$$\sigma_{\text{вых}}^2 = \frac{S_{\text{чд}}^2 \cdot \sigma_n^2}{3 \cdot P^2} \Omega_{\text{max}}^2. \quad (4.6.37)$$

Рассмотрим теперь режим фазовой модуляции, при котором напряжение на выходе детектора пропорционально модулирующему колебанию. В этом случае мощность сигнала на выходе детектора без учета влияния помехи будет равна $\frac{1}{2} S_{\text{чд}}^2 \omega_{\text{д}}^2$, а мощность помехи определяется выражением (4.6.38). Следовательно, отношение сигнала к помехе на выходе частотного детектора

$$\left(\frac{c}{n}\right)_{\text{вых}} = \frac{\frac{1}{2} S_{\text{чд}}^2 \omega_{\text{д}}^2}{\frac{1}{3} S_{\text{чд}}^2 \frac{\sigma_n^2}{P^2} \Omega_{\text{max}}^2} = \frac{3\omega_{\text{д}}^2 P^2}{\Omega_{\text{max}}^2 2\sigma_n^2} = 3m^2 \frac{P^2}{2\sigma_{\text{д}}^2} = 3m^2 \left(\frac{c}{n}\right)_{\text{вх}}, \quad (4.6.38)$$

где $m = \frac{\omega_{\text{д}}}{\Omega_{\text{max}}}$ – индекс фазовой модуляции.

Таким образом, математически объяснена повышенная помехоустойчивость в среде распространения фазы звуковой волны и перспектива ее применения при формировании томографических образов на основе анализа спектральных изменений в просветном сигнале.

Глава 4.7. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО И МОРСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРИЕМЕ СИГНАЛОВ. ФОРМИРОВАНИЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ ОБРАЗОВ МН

Для проведения численного моделирования по результатам существующих теоретических исследований, представленных ранее, было взято математическое выражение, описывающее накапливающий характер с расстоянием взаимодействия комбинационных сферических волн, рассеянных отдельными элементами возмущенной области на частоте сигнала подсветки. Такое взаимодействие акустических волн имеет ярко выраженную направленность вдоль распространения квазиплоской инфранизкочастотной волны.

Моделировалось распространение низкочастотных монохроматических акустических волн между единичным трансивером и находящейся от него на расстоянии 20 км приблизительно горизонтальной антенной трансиверов [132]. В этом и последующих примерах низкая частота звука выбрана для ускорения численных расчетов. Глубина моря была принята равной 400 м вдоль всей трассы распространения. Единичный трансивер был расположен в 40 м над дном. Рассматривались антенны с различным числом элементов, глубиной их положения и шагом между ними. Вертикальные профили скорости звука были типичные для рассматриваемых районов Японского моря в летний период.

В случае монодисперсного распределения рассеивателей в среде осуществляется когерентное сложение акустического поля комбинационных частот в точке нахождения приемника и получается приближенное выражение для пространственного распределения его давления по фигуре гидроакустической модели возмущенной области морской неоднородности

$$\frac{d|P_{\pm}|^2}{d\Omega^*} = \int_{V_{ГМ}} \left(\frac{\varepsilon}{\rho c^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{4} \left(P_{uu} \cdot \frac{L_{uu}}{l} \right)^2 \cdot (P_{cn} \cdot L_{cn})^2 \left(\frac{\rho \omega_{cn}^2 R^2 K}{3q_{cn}} \right) \times$$

$$\times (K_{cn} R) \cdot n \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\pi}{2 K_{uu} \cdot \sin \frac{\theta}{2}}, & \theta > \sqrt{\frac{\alpha_{cn}}{K_{uu}}} \\ \frac{1}{2 \alpha_{cn}}, & \theta < \sqrt{\frac{\alpha_{cn}}{K_{uu}}} \end{array} \right\} dV, \quad (4.7.1)$$

где l – расстояние между ВО МН и приёмной системой;

$d\Omega^* = \sin\theta d\theta d\varphi$ – телесный угол;

θ, φ – сферические координаты (полярная широта и долгота);

$$\theta = \sqrt{\alpha_{cn} / K_{uu}}; \quad \varphi = 0^0 - 90^0.$$

Гидроакустическая модель ВО МН в вертикальной и горизонтальной плоскостях, при проведении расчетов, упрощенно представлялась двумя усеченными конусами и цилиндром

$$(V_{ус.кон.} = \frac{(H-h_1) \cdot \pi(R-r_1)^2}{3}; V_{цил.} = \pi R_c^2 \cdot H_c; V_{ГМ} = 2V_{ус.кон.} + V_{цил.}).$$

Пределы интегрирования в вертикальной плоскости определены полуокружностью πr_i с шагом отсчета угла θ ; $r_i = R - i \cdot tg \frac{H}{R-r_1}$ – для первого конуса, $i = 0,1,2,\dots,H$; $r_i = r_1 + i \cdot tg \frac{H}{R-r_1}$ – для второго конуса; $r_i = r_1$ – для цилиндра.

Интеграл берется по всему объему взаимодействия СП и ВО МН. Вычисление легко выполняется в простейших случаях взаимодействия плоской и сферически расходящейся волны накачки и плоской волны сигнала и затруднительно в других ситуациях. При вычислении (4.7.1) сначала интегрирование проводится по сечению «S» перпендикулярно оси пучка СП, затем по координате «х» вдоль оси перемещения МН.

Данные для проведения численных расчетов: $P_{ин} = 0,3$ Па; $P_{сн} = 60$ Па; уровень аддитивной помехи на частоте СП (в полосе 1 Гц при ненаправленном приеме).

$\alpha_{сн}$ – коэффициент пространственного затухания на частоте СП. Величина $\alpha_{СП}$ представляет собой логарифмический коэффициент затухания и выражается в децибелах на километр. Это означает, что на каждую тысячу единиц расстояния, пройденных сигналом, его интенсивность убывает вследствие поглощения на величину $\alpha_{СП}$. Профессором Г.И. Казанцевым (ТОВМИ имени С.О.Макарова) было получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения в поле уединенной волны, которое хорошо применимо и для СП

$$\alpha_{сн} = 8,68 \times 10^3 \left[\frac{\omega \sqrt{-3\rho c^2 + \sqrt{9\rho^2 c^4 \omega^4 + 16\mu^2 \omega^4}}}{\sqrt{6\rho \left(c^4 + \frac{16\mu^2 \omega^2}{\rho^2} \right)}} + \frac{4,6 \times 10^{-8} \omega^2 1,1 \times 10^{-6}}{1 + \omega^2 2,2 \times 10^{-12}} + \frac{0,2 f_p^2 f^2}{f_p^2 + f^2} + 0,008 f^2 + \frac{8\pi^2 l u' f^2}{c^4} \right] \text{дБ/км}, \quad (4.7.2)$$

где l – средний размер ореольной области;
 u' – средняя флуктуация скорости движения волны;
 c – скорость акустических колебаний;
 f_p – частота релаксации, 1кГц;

f – частота акустических колебаний;
 μ – коэффициент динамической вязкости;
 ρ – плотность среды.

Первый член (в квадратных скобках) учитывает поглощение, обусловленное сдвиговой вязкостью; второй и третий – обусловлены первой и второй релаксацией; четвертый – за счет рассеяния акустических волн в уединенной волне или СП. Ввиду отсутствия экспериментальных исследований результаты расчетов по данной формуле сравнивались с формулой Шихи и Хейле. Коэффициент поглощения, рассчитанный по формуле (4.7.2) для $\rho = 1,02732 \text{ г/см}^2$, $\mu = 1,883 \text{ г/(см} \cdot \text{с)}$, составляет $2,194 \times 10^{-3} \text{ дБ/км}$ и показывает, что затухание значительно превышает расчеты по формуле Шихи и Хейле.

n – количество рассеивателей в единице объема среды. При движении МН со скоростью 15 м/с на глубине 10...100 м образуется 100÷300 пузырьков на 1 м^3 вдоль оси направления движения. Специально выполненные оценки показали, что пузырьки радиусом ($1,25 \times 10^{-4} \leq R_0 \leq 6 \times 10^{-4}$) м. могут существовать на глубине движения МН от одной до нескольких минут и в процессе растворения всплывать на 10 м и более.

ρ – плотность воды или смеси воды с воздухом, 1035 кг/м^3 ; ρc – удельное акустическое сопротивление воды, $1,5 \cdot 10^6 \text{ кг/м} \cdot \text{с}$.

c – скорость звука в морской среде 1500 м/с; флуктуация скорости звука в фиксированной точке хорошо перемешанного слоя воды составляет 0,165 м/с.

ϵ – параметр нелинейности воды ϵ ($\epsilon=3...5$), величина безразмерная. Параметр изменяется от 5,0 при температуре 20^0 С до 4,6 при температуре 10^0 С .

Становится преимущественной характеристикой среды при исследованиях поля с большой интенсивностью. В свою очередь зависит от концентрации рассеивателей и может существенно (на порядок и выше) превосходить средние значения.

$K_{ш}$ – волновое число для низких частот. При сравнении его с функцией $\sin(2\pi f / T)$ видно, что величина $2\pi/\lambda$, называемая волновым числом « K », аналогична величине $2\pi/T$, т.е. угловой частоте. Волновое число определяется следующими выражениями: $K = 2\pi/\lambda \text{ [м}^{-1}\text{]}$, $K = 2\pi f/c$, $K = \omega/c$. Аргументы синусоидальных функций ωt и Kr являются безразмерными. Угловая частота $\omega = 2\pi f$ имеет размерность $[\text{время}]^{-1}$, а t – $[\text{время}]$. Произведение ωt называется временной фазой, Kr – пространственной фазой.

R – размеры различных рассеивателей звука (воздушных пузырьков), радиусы которых лежат в пределах от 51 до 59 мкм.

R_0 – размеры резонансных рассеивателей. Резонансную частоту (радиус) воздушного пузырька, находящегося на глубине Z , можно оценить по приближенной формуле $f_0 = \frac{327}{a} \sqrt{1+0,1z}$ [136],

где Z – глубина, м; a – радиус пузырька, см;

f_0 – резонансная частота, Гц.

L_{cn}, L_{un} – длины зон Фраунгофера для частот СП и ИНЧ шумоизлучения, соответственно. Последний, наиболее удаленный максимум давления появляется при условии, когда излучающая поверхность содержит одну зону Френеля.

При этом $r_0 \approx a^2/\lambda$,

где r_0 – есть зона Френеля или излучаемая волна, имеющая плоский фронт;

a – диаметр поршня излучателя;

λ – длина волны излучаемого сигнала. При $a = 3\text{ м}$, $\lambda = 3,8\text{ м}$, $L_{cn} = 2,36\text{ м}$.

При $a = 19\text{ м}$, $\lambda = 750\text{ м}$, $L_{cn} = 0,48\text{ м}$.

$q_{cn} = 1 - \frac{K}{3} \rho \omega_{cn}^2 R^2 (1 + i\delta)$ – резонансный множитель.

δ – постоянная затухания.

Данная величина определяется тремя составляющими, которые зависят от теплопроводности среды, вязкости среды и механического затухания сигнала на различных рассеивателях. В [105] показаны зависимости постоянных затуханий от радиусов воздушных пузырьков у поверхности моря для трех частот звука. На основании вышеприведенных численных значений переменных выражения (4.7.1) было проведено визуальное программирование с использованием «Mathcad 2000 Professional» и интегрирование по сечению «S» перпендикулярно оси пучка СП.

Интеграл квадрата давления комбинационных частот ($\frac{d |P_{\pm}|^2}{d \Omega^*}$) в пределах телесного угла $0,2^{\circ} \dots 2,13^{\circ}$, изменения расстояния от МН до цепочки горизонтальных приемников $50 \dots 58\text{ км}$ составляют $1,36 \frac{\text{Па}^2}{\text{град}}$.

Графически результаты расчетов в одной плоскости сечения, в вышеуказанных пределах изменения телесного угла представлены на рис. 4.7.1. На рисунке 4.7.2 показана зависимость изменения разности фаз комбинационных частот от величины базы взаимодействия СП с ИНЧ сигналами ВО МН.

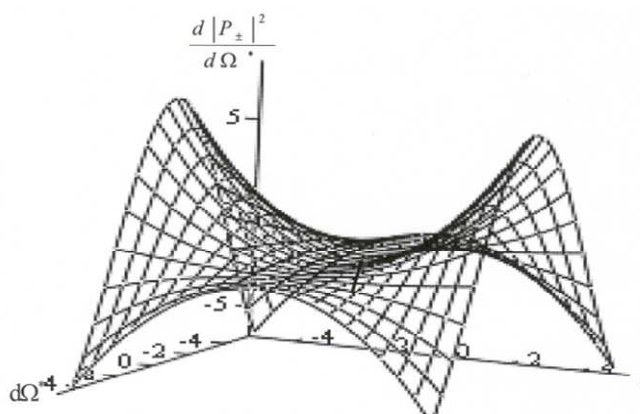


Рис. 4.7.1. Зависимость квадрата звукового давления комбинационных частот от расстояния до приемной системы

Краткий анализ данных, приведенных на рис. 4.7.1 и 4.7.2, показывает, что максимальная величина давления и изменения фазы комбинационных частот наблюдается на границе взаимодействия СП и ВО МН. Это может объясняться тем, что в таких граничных областях тах проявляются резонансные возможности пузырьковой массы ВО МН.

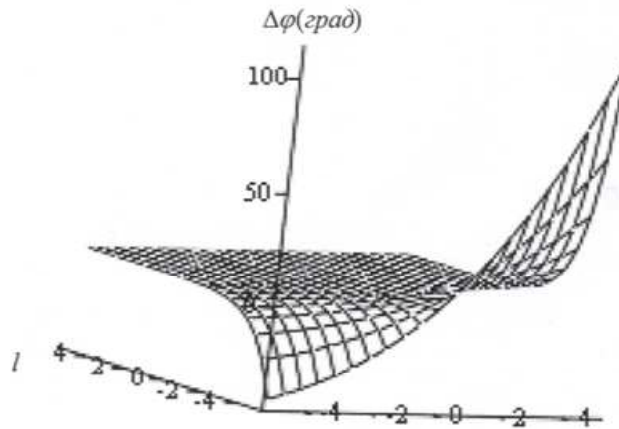


Рис. 4.7.2. Зависимость изменения фазы комбинационных частот от величины базы приемного устройства

Конечно, звуковое поле в океане намного сложнее, чем в этой идеализированной задаче. Однако численные исследования подтвердили, что разность фаз просветных сигналов, принятых на горизонтально-разнесенные приемники, в низшем порядке не зависит, а в общем случае слабо чувствительна к вариациям скорости звука и плотности среды.

Кроме того, в отличие от квадрата звукового давления, фаза чувствительна к модуляциям основных спектральных составляющих просветного сигнала и достаточно помехоустойчива.

Эти свойства низкочастотных звуковых полей в океане представляют собой физическую основу дальнейших рассуждений и подходов к реконструкции неоднородностей морской среды и представления их в форме томографических образов.

Интересная особенность модулирующих колебаний проявляется в случае, когда сигнал не является гармоническим. В результате его наложения на просветный сигнал наблюдаются все элементы модуляции: амплитудная, частотная и фазовая.

Следует еще раз обратить внимание на то, что в спектре рассматриваемого сигнала, помимо частот $\omega_0 \pm \Omega_1, \omega_0 \pm \Omega_2, \omega_0 \pm 2\Omega_1, \omega_0 \pm 2\Omega_2$, присутствуют так называемые комбинационные частоты $\omega_0 \pm \Omega_1 \pm \Omega_2$ с четырьмя возможными знаками. Спектральная диаграмма такого двухтонального сигнала представлена на рис. 4.7.3.

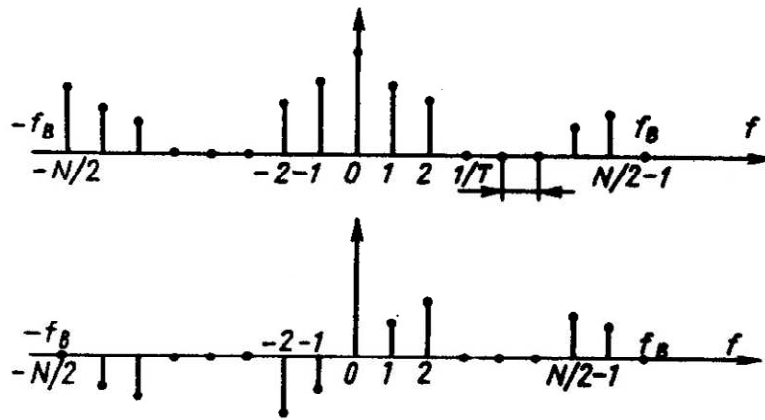


Рис. 4.7.3. Спектральная диаграмма сигнала с двухтональной угловой модуляцией при малых значениях парциальных индексов модуляции m_1 и m_2

Если расстояния между приемниками «просветной» системе контроля среды L_{np} меньше интервала пространственной корреляции флуктуации сигнала L_k , то изменения интенсивности сигнала, вызванные флуктуациями параметров среды, проявляются на различных приемниках практически одновременно. Различия между временными изменениями интенсивности принимаемого сигнала, вызванные экранирующим воздействием объекта и флуктуациями параметров среды, будут тем больше, чем медленнее движется МО.

Аналогичная ситуация может наблюдаться в случае синхронно дрейфующих приёмников, например радиогидроакустических буев, если их дрейф медленный, а его направление совпадает или близко к линии излучения – приёма сигналов подсветки среды. Тогда, учитывая, что флуктуации интенсивности прямого сигнала являются мультипликативной помехой относительно полезного сигнала, алгоритм выделения сигналов МО в горизонтальной плоскости может быть реализован с помощью схемы (рис. 4.7.4).

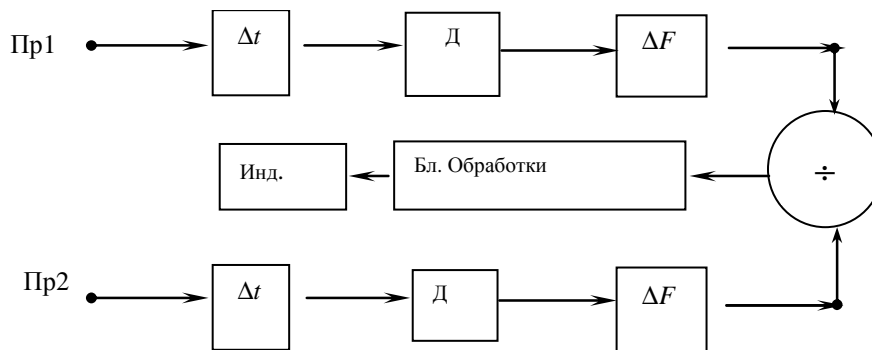


Рис. 4.7.4. Схема алгоритма обработки сигналов в «просветной» системе

В результате специальной обработки спектра несущей принятого сигнала с использованием данного алгоритма выделяется spectroграмма разности фаз с горизонтально разнесенных приемников (рис. 4.7.5).

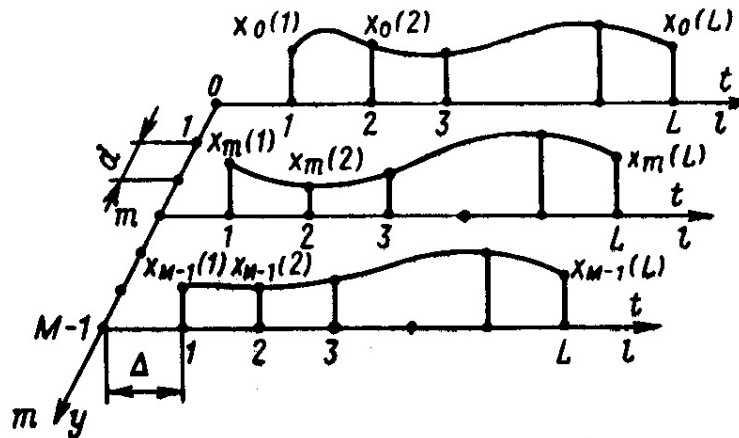


Рис. 4.7.5. Спектральная диаграмма разностного сигнала с двухтональной угловой модуляцией при малых значениях парциальных индексов модуляции m_1 и m_2

Для оценки соответствия полученных различными способами «визуализированных» моделей МН использовалось понятие «функция правдоподобия», основанная на непараметрических критериях, которые не требуют знания типа распределения генеральной совокупности и не сводятся к значениям параметров. Сущность этих сравнений основывается на соответствии получаемых признаков распознавания, спектров и spectroграмм МН.

Математическое выражение, определяющее функцию правдоподобия, можно выразить в следующем виде

$$P_0 = \left(\frac{P_2 \cdot P_3 + P_4 \cdot P_5}{P_2 \cdot P_3 \cdot P_4 \cdot P_5} \right) \cdot P_4 \cdot P_5, \quad (4.7.3)$$

где P_2 – вероятность правильного распознавания МН по результатам анализа узкополосного спектра огибающей сигналов подсветки среды;

P_3 – вероятность правильного распознавания МН по результатам анализа спектра флюктуаций разности фаз сигналов с горизонтально разнесенных приемников;

P_4 – вероятность правильного распознавания МН по результатам анализа алгебраических способов реконструкции или преобразования Радона;

P_5 – вероятность правильного распознавания МН по результатам реконструкции объекта способом фазовых изменений.

Реконструированный образ МН по результатам численного моделирования spectroграммы разности фаз с горизонтально разнесенных приемников (в качестве примера) показан на рис. 4.7.6.

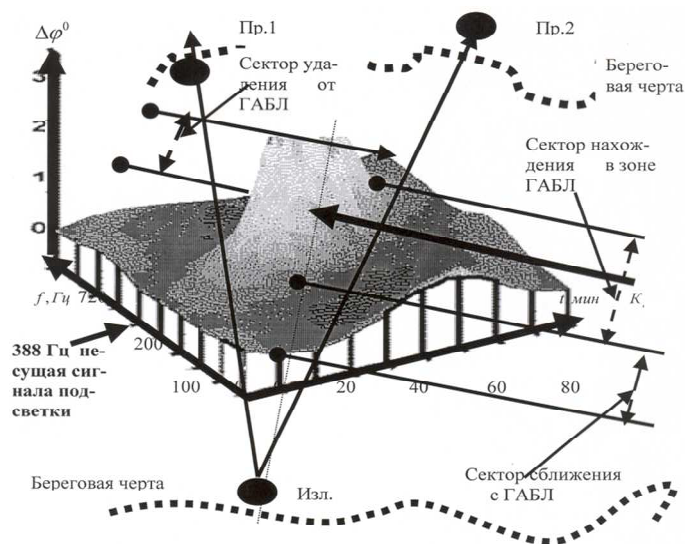


Рис. 4.7.6. Реконструируемый образ МН по значениям спектральной диаграммы разностного сигнала при движении его направлением перпендикулярным оси гидроакустической барьерной линии

Анализ формы реконструированного образа МН позволяет сделать следующие выводы:

- на этапе сближения МН с ГАБЛ направлением практически перпендикулярным оси распространения просветного сигнала значения разности фаз с приемных элементов очень малы и колеблются в пределах $(0.01...0.1)^{\circ}$. Это может объясняться тем, что во взаимодействии с просветной волной из всего объема ВО МН участвует только очень слабая волна – предвестник;

- при нахождении МН в секторе непосредственного взаимодействия просветной волны с ВО МН, с 40-й по 60-ю минуты, значение разности фаз резко увеличивается и колеблется в пределах $(0.1...2.3)^{\circ}$.

Это говорит о том, что при большой интенсивности ВО МН начинает взаимодействовать с просветной волной. При анализе спектральной диаграммы разностного сигнала и математических зависимостей выявлена очень интересная особенность: глубина фазовой модуляции несущей и ее составляющих просветных сигналов, приходящих на левый приемник больше, чем на правом с момента входа МН в сектор облучения и до момента пересечения осевой линии. Затем данный процесс изменяет свой знак на противоположный и разность фаз идет на уменьшение. Это однозначно связано с огромной энергозагруженностью слоев водного пространства, находящихся в носовой части движущейся МН. Сам пик разности фаз имеет хаотический характер и четкому описанию не поддается.

Дополнительно необходимо отметить следующее: при движении МН направлениями, параллельными осевой линии ГАБЛ или близкими к ним, пик разности фаз сужается, приобретает форму очень вытянутого эллипса, величина разности фаз колеблется в пределах $(0.1...1.6)^{\circ}$. Это связано с тем, что разрез возмущенной области водного пространства (в данном случае), облучаемый сигналом, во много раз меньше случая перпендикулярного движения МН относительно осевой линии ГАБЛ (рис. 4.7.7). Волнообразность самой базы образа

четкого объяснения не имеет и связана, по всей видимости, с моментами незнания некоторых законов взаимодействия просветных сигналов с модулирующей волной и изменчивостью среды распространения.

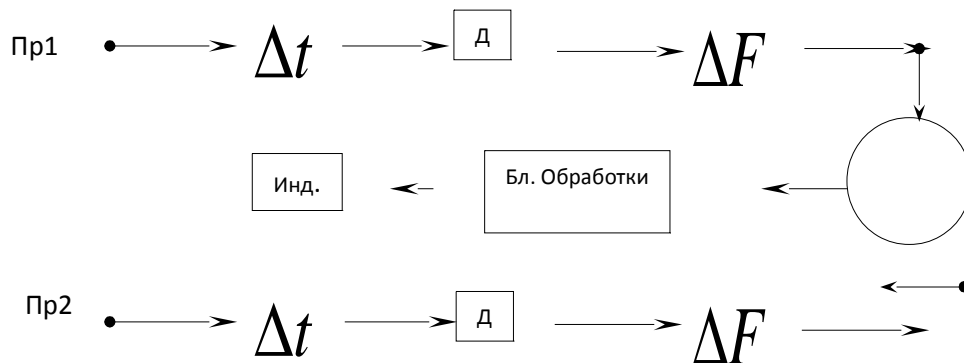


Рис. 4.7.7. Реконструируемый образ МН по значениям спектральной диаграммы разностного сигнала при движении его направлением параллельным оси гидроакустической барьерной линии

По результатам анализа численных данных реконструированного образа чисто надводного искусственного объекта (рис. 4.7.8) можно отметить следующее: при сближении и удалении от ГАБЛ фазовая модуляция просветного сигнала практически не проявляется. При нахождении объекта в секторе действия системы наблюдается резкий скачок разности фаз, а затем такое же резкое ее уменьшение. Пределы колебаний разности фаз $(1...4,2)^{\circ}$ – это явление вполне объяснимо. В процессе формирования образа участвуют низкочастотные просветные сигналы и возмущенные движением надводного объекта слои водной среды, по величине достаточные малые. В результате, формируются только приповерхностные энергонесущие слои, которые не способны длительное время взаимодействовать с просветным сигналом.

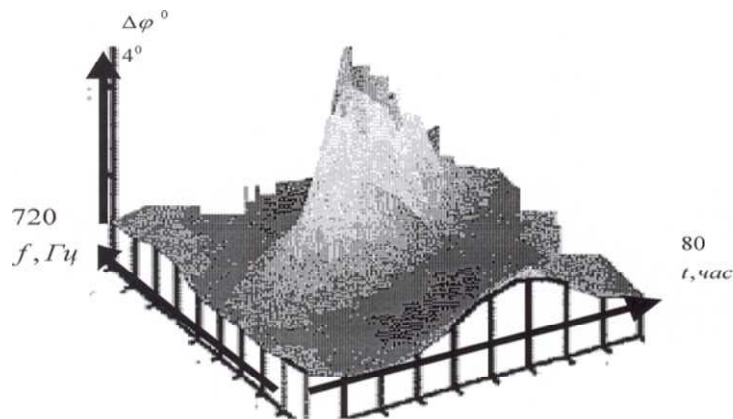


Рис. 4.7.8. Реконструируемый образ надводного объекта по значениям спектральной диаграммы разностного сигнала

Совсем неустойчивая картина наблюдается при обнаружении скоплений морских биологических объектов. В образе реконструированной морской неод-

нородности способом фазовых изменений практически полностью отсутствует пик разности фаз (рис. 4.7.9). Пределы колебаний разности фаз $(0.01...0.1)^{\circ}$ одинаковы с ситуацией сближения МН с ГАБЛ направлением практически перпендикулярным оси распространения просветного сигнала.



Рис. 4.7.9. Реконструируемый образ скоплений биологических объектов по значениям спектральной диаграммы разностного сигнала

Обнаружение и распознавание биологических МН, как показала практика применения интегрированной совокупности признаков, лучше производится по спектрограмме (рис. 4.7.10) возмущенной области движущимися морскими биологическими объектами.

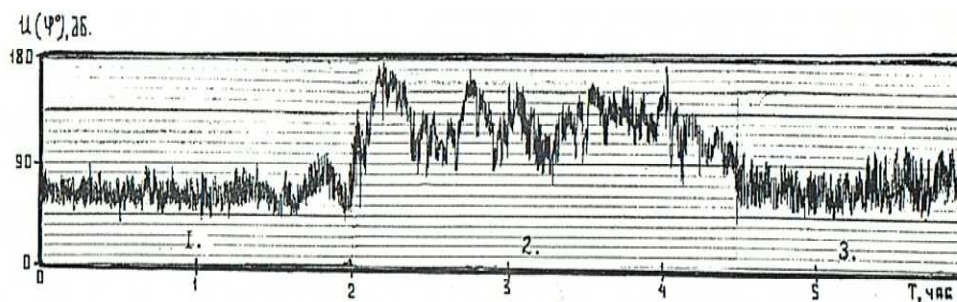


Рис. 4.7.10. Флуктуации фазы сигналов подсветки среды

Причина заключается в следующем: в отличие от сути процессов, приведенных на рис. 4.7.6, 4.7.7, 4.7.8, модулирующим сигналом, несущим информацию об объекте, является сам низкочастотный просветный сигнал. Соответственно, правдоподобность и информативность фазовой модуляции в данном случае близка к нулю и для построения образа МН отсутствуют исходные данные.

Наиболее упрощенным и, соответственно, применимым в практике построения образов МН оказывается способ фазовых изменений. Он позволяет реконструировать полученную спектрограмму разности фаз с горизонтально разнесенных приемников в объемный образ без дополнительных математических вычислений, используя технические каналы существующих средств наблюдения и современные способы компьютерной обработки и графики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии рассмотрен океанский волновод и его частный случай – волновод мелкого моря шельфовой зоны. Исследованы фрактально-аттракторные дополнения к классической теории описания звукового поля, выполнен системный анализ существующих способов обнаружения морских неоднородностей.

Исследованы с апробацией в натуральных условиях методы реконструкции неоднородностей морской среды с использованием фрактального анализа и возможности их применения в низкочастотной томографии.

В результате проведенных теоретических исследований обоснована возможность применения «низкочастотного просветного способа» и «теневого турбулентного способа» для обнаружения морских неоднородностей. Сформулированы основные направления создания низкочастотной томографической системы с использованием фрактальных антенных устройств.

Для реализации принципов низкочастотной томографии как основной вид зондирующего сигнала определена бинарная М-последовательность. Показано влияние океанского волновода и волновода мелкого моря шельфовой зоны на изменение параметров низкочастотного просветного сигнала.

Теоретически обосновано, что обнаружение морской неоднородности методом гидролокации на просвет выражается в регистрации изменения фазового портрета динамической системы, характеризуемого в повышенном затухании, рефракции, расфокусировки сигналов подсветки; их амплитудной, частотной и фазовой модуляциями; изменениями фазы спектра просветного сигнала. Отмечены явления автогенерации в водной среде.

Выявлено, что механизм взаимодействия возмущенной области движущейся морской неоднородности с сигналами подсветки соответствует процессу наложения слабых низкочастотных сигналов МН на интенсивную звуковую волну подсветки и образованию в результате нелинейного взаимодействия модуляционных боковых полос в исходной волне подсветки.

Для реализации всего спектра вопросов, связанных с обнаружением, распознаванием и реконструкцией образов морских неоднородностей, теоретически доказана взаимосвязанная система, объединяющая несколько способов:

– в совокупности с низкочастотным просветным способом использование двухстороннего высокочастотного просветного способа;

– для реконструкции неоднородностей морской среды как результата обнаружения просветным способом теоретически обосновано использование алгебраических способов, основанных на преобразовании Радона;

– для процесса реконструкции неоднородностей морской среды и создания томографических образов применены широкоиспользуемые в геофизике сверточные способы или восстановление по отфильтрованным проекциям;

– для обнаружения океанских течений в акустической томографии использован метод согласованной невзаимности;

– основным способом для реконструкции неоднородностей морской среды по разности фаз с горизонтально разнесенных приемников определен способ фазовых изменений.

Для оценки помехоустойчивости приемных элементов низкочастотной томографической системы наблюдения, основанной на просветном методе, предложена модель гауссовской нестационарной помехи.

Для решения задач распознавания морских неоднородностей по результатам обнаружения их просветным методам, формирования томографических образов разработаны теоретические основы иерархической, фасетной, дескрипторной систем распознавания.

Результаты реконструкции образа алгебраическими способами или преобразованиями Радона напоминают вырожденную поверхность второго порядка типа полуэллипсоид. Реконструируемый образ МН способом фазовых изменений напоминает усеченную линейчатую коническую поверхность с элементами перевернутого гиперболического параболоида.

Рассмотрена техническая возможность создания устройства обработки томографической информации с использованием фрактально-аттракторного дополнения. Проанализирован вариант создания устройства мониторинга мелкого моря с использованием модульной системы анализа томографической информации.

Решение о классе объекта принимается по совокупности данных, полученных при анализе узкополосного спектра огибающей сигналов подсветки, спектра флюктуаций разности фаз, алгебраических способов, способа фазовых изменений и полученных форм реконструированных морских неоднородностей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Агеева, Н.С. Звуковое поле сосредоточенного источника в океане / Н.С. Агеева // Акустика океана. – М., 1974. – С. 169–229.
2. Анализ, обобщение отчетных материалов, разработка макета обработки сигналов, проведение теоретических и экспериментальных исследований применительно к стационарным ГАС и ГАК: предварительный отчет о НИР «Мера» // АКИН МСП имени Н.Н. Андреева. – М., 1978. – 182 с.
3. Андреева, И.Б. Акустика и океан / И.Б. Андреева, Л.М. Бреховских // Природа. – 1976. – № 11. – С. 34–43.
4. Акустические свойства кильватерного следа // Физические основы подводной акустики / пер. с англ.; под ред. В.И. Масищева. – М.: Сов. радио, 1955. – 593 с.
5. Александров, П.С. Введение в теорию размерности / П.С. Александров, Б.А. Пасынков. – М.: Наука, 1973. – 362 с.
6. Артамонов, О.А. Формирование комплексной огибающей широкополосного сигнала / О.А. Артамонов, Р.В. Резников, А.С. Смирнов // 30 Юбилейная научно-техническая конференция: тез. докл. ТОВВМУ имени С.О. Макарова. – Владивосток, 1987. Ч. 1.
7. Артельный, В.В. Статистические характеристики нормальных волн в случайно-неоднородных океанических волноводах / В.В. Артельный, Н.С. Горская, М.А. Раевский. – М.: Препринт 148, ИПФРАН, 1986.
8. Багрянцева, Н.А. Дифракция сферической звуковой волны на бесконечной цилиндрической оболочке / Н.А. Багрянцева, Д.Д. Плахов // Акустический журнал. – 1974. – Т. 20, № 5. – С. 673–679.
9. Бадажков, Д.В. Сравнение некоторых алгоритмов трехмерной томографической реконструкции в задачах со спиральной траекторией источника излучения / Д.В. Бадажков // 5-я Международная конференция «Распознавание образов и анализ изображений: новые информационные технологии (РОАИ 5-2000)» (16–22 октября 2000). – Самара, 2000. Т. 3. – С. 454–457.
10. Бальян, Р.Х. Терминологический словарь-справочник по гидроакустике // Библиотека ирженера-гидроакустика / Р.Х. Бальян, Э.В. Батаногов, Богородский и др. – Л.: Судостроение, 1989. – 368 с.
11. Бархатов, А.Н. Моделирование распространения звука в море / А.Н. Бархатов. – Л.: Гидрометеиздат, 1969. – 56 с.
12. Баскаков, С.И. Радиотехнические цепи и сигналы / С.И. Баскаков. – М.: Высш. шк., 1988. – 448 с.
13. Биркгоф, Г. Гидродинамика. Методы. Факты. Подобия / Г. Биркгоф. – М.: Изд. иностр. лит., 1963. – 244 с.
14. Блохинцев, Д.И. Рассеяние звука в турбулентном потоке // Акустика неоднородной движущейся среды / Д.И. Блохинцев. – М.: Наука, 1981. – С. 70–77.

15. Бобылев, Б.К. Генерация уединенных волн на границе тангенциального разрыва скорости движущимся объектом: доклады VII Дальневосточной НТК по судовой радиоэлектронике / Б.К. Бобылев, В.А. Щепетильников. – Владивосток, 1994. – С. 24–28.
16. Бобылев, Б.К. Эволюция волны сопровождения при движении объекта под свободной поверхностью: доклады VII Дальневосточной НТК по судовой радиоэлектронике / Б.К. Бобылев, В.А. Щепетильников. – Владивосток, 1994. – С. 28–32.
17. Бордовский, Г.А. Физические основы математического моделирования / Г.А. Бордовский, А.С. Кондратьев, А.Д.Р. Чоудери. – М.: Изд. центр «Академия», 2005. – 320 с.
18. Бреховских, Л.М. О распространении звука в подводном звуковом канале / Л.М. Бреховских // ДАН СССР. – 1949. – Т. 69, № 2. – С. 157–160.
19. Бреховских, Л.М. Теоретические основы акустики океана / Л.М. Бреховских, Ю.П. Лысанов. – Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 264 с.
20. Бутенин, Н.В. Введение в теорию нелинейных колебаний: учеб. пособ. для втузов / Н.В. Бутенин, Ю.И. Неймарк, Н.А. Фуфаев. – 2-е изд. испр. – М.: Наука, 1987. – 384 с.
21. Бьерне, Л. Неоднородности и нестабильность распространения звука под водой / Л. Бьерне // Подводная акустика и обработка сигналов; под ред. Л. Бьерне; пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – С. 32–42.
22. Васильев, Л.А. Теневые методы / Л.А. Васильев. – М.: Наука, 1968. – 400 с.
23. Вестон, Д.Г. Рассеяние на неоднородностях / Д.Г. Вестон // Подводная акустика и обработка сигналов; под ред. Л. Бьерне; пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – С. 95–115.
24. Годин, О.А. Акустическая томография океанских течений по методу согласованной невзаимности / О.А. Годин, Д.Ю. Михин, А.В. Мохов // Акустический журнал. – 1996. – Т. 42, № 4. – С. 501–509.
25. Гончаров, В.В. Успехи и проблемы акустической томографии океана / В.В. Гончаров, В.М. Куртепов // Акустические волны в океане / под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреева. – М.: Наука, 1987. – С. 15–24.
26. Гончаров, В.В., Куртепов В.М. Численные эксперименты по томографии океана / В.В. Гончаров, В.М. Куртепов // Акустические волны в океане / под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреева. – М.: Наука, 1989. – С. 107–115.
27. Горская, Н.С. О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении / Н.С. Горская, М.А. Раевский // Акустический журнал. – 1986. – Т. 32. – С. 165–171.
28. Горская, Н.С. О связи статистических характеристик зондирующих акустических волн с параметрами ветрового волнения / Н.С. Горская, М.А. Раевский // Акустический журнал. – 1987. – Т. 33, Вып. 3. — С. 463–468.
29. Горская, Н.С. Спектр низкочастотных акустических волн при дистанционном зондировании анизотропного волнового волнения / Н.С. Горская, М.А. Раевский // Акустический журнал. – 1989. – Т. 35. – С. 439–445.
30. Гусев, В.Г. Об использовании алгоритма двумерного быстрого преобразования Фурье для обработки информации от линейной антенной решетки / В.Г. Гусев, Г.В. Лоскутова // Радиотехника и электроника. – 1982. – Т. 27, № 12. – С. 2362–2366.

31. Гущин, В.В. К вопросу об управлении диаграммой направленности параметрического звукоприемника // сб. докл. 2-й Дальневосточной акустической конференции. Ч. 2 / В.В. Гущин, Ю.М. Заславский. – Владивосток: Изд-во ДВПИ, 1978. – С. 21–24.
32. Гущин, В.В. Параметрический приемник с управляемой диаграммой направленности / В.В. Гущин, Ю.М. Заславский // Акустический журнал. – 1979. – Т. 16, № 2. – С. 245–251.
33. Долуханов, М.П. Распространение радиоволн / М.П. Долуханов. – М.: Сов. радио, 1972. – С. 12–17.
34. Донской, Д.М. Параметрическая селекция звуковых лучей в неоднородных средах / Д.М. Донской, В.А. Зверев, А.И. Калачев // Акустический журнал. – 1983. – Т. 29, № 2. – С. 181–185.
35. Донской, Д.М. Параметрический прием акустических сигналов в неоднородных средах / Д.М. Донской, А.М. Сутин // Акустический журнал. – 1981. – Т. 27. – № 6. – С. 876–881.
36. Жуковский, Е.Л. Статистическая регуляризация алгебраических систем уравнений / Е.Л. Жуковский // Журн. вычисл. мат. и мат.-физ. – 1972. – Т. 12, № 1. – С. 185–191.
37. Заремко, Л.К. Введение в нелинейную акустику / Л.К. Заремко, В.А. Красильников. – М.: Наука, 1996.
38. Земляная, Н.В. Развитие нелинейных возмущений при движении тела в канале под свободной поверхностью / Н.В. Земляная, Б.К. Бобылев // Вестник Московск. гос. техн. ун-та. Сер. «Машиностроение». – 1992. – № 1. – С. 3–9.
39. Исаакович, М.А. Рассеяние звука // Общая акустика / М.А. Исаакович. – М.: Наука, 1973. – С. 350–384.
40. Казанцев, Г.И. Уединенные волны в слоях морской Среды с различными волновыми сопротивлениями / Г.И. Казанцев, В.А. Щепетильников // 36 Всероссийская межвузовская науч.-техн. конф. Т. 1. Ч. 1. – Владивосток: ТОВВМУ, 1993. – С. 127–130.
41. Касатонов, И.В. Три века Российского флота 1696–1996 / И.В. Касатонов. – М.: Воениздат, 1996. Т. 3. – 397 с.
42. Касьянова, С.Н. Формулы обращения для томографической реконструкции при использовании плоского детектора / С.Н. Касьянова, О.Е. Трофимов // Автометрия. – 2000. – №3. – С. 32–45.
43. Кейпон, Дж. Пространственно-временной анализ с высоким разрешением Дж. Кейптон // ТИИЭР. – 1969. – Т. 57, № 8. – С. 69–79.
44. Клаудер, Пр. Теория и расчет импульсных РЛС с частотной модуляцией / Пр. Клаудер // Зарубежная радиоэлектроника. – 1961. – № 1.
45. Клей, К. Акустическая океанография / К. Клей, Г. Медвин; пер. с англ. под ред. Э.В. Житковской и Р.Ю. Поповой. – М.: Мир, 1980. – 580 с.
46. Клещев, А.А. Рассеяние звуковой волны идеальными вытянутыми сфероидными / А.А. Клещев, Л.С. Шейба // Акустический журнал. – 1970. – Т. 26, № 2. – С. 264–268.
47. Клюкин, И.И. Моделирование при акустических измерениях // Акустические измерения в судостроении / И.И. Клюкин, А.Е. Колестиков. – Л.: Судостроение, 1982. – С. 199–206.
48. Клячкин, В.И. О характеристических функционалах некоторых гидроакустических полей: тр. шк.-семинара / В.И. Клячкин // 2-я Всесоюз. шк.-семинар по стат. гидроакустике. – Новосибирск: Наука, 1971. – С. 61–91.

49. Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лиин; пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
50. Корн, Г.А. Моделирование случайных процессов на аналоговых и аналого-цифровых машинах / Г.А. Корн. – М.: Мир, 1968. – 316 с.
51. Коровин, А.Н. Дифракция звука на широком экране / А.Н. Коровин // Акустический журнал. – 1976. – Т. 12, №4. – С. 40–45.
52. Красный, М.Л. Пути создания системы мониторинга шельфа Сахалинской области / М.Л. Красный, В.Н. Храмушин, В.А. Шустин и др. – Южно-Сахалинск: Сахалинское кн. изд-во, 1998. – 208 с.
53. Краснов, М.Л. Дифференциальные уравнения / М.Л. Краснов. – М.: Наука, 1975. – 304 с.
54. Крон, Б. Функции пространственной корреляции для различных моделей шума / Б. Крон, Ч. Шерман // Некоторые проблемы обнаружения сигнала, маскируемого флуктуационной помехой. – М.: Сов. радио, 1965. – С. 114–117.
55. Кузнецов, С.П. Динамический хаос: курс лекций / С.П. Кузнецов. – М.: Изд. физ.-мат. лит., 2001. – 296 с.
56. Ломан, А.В. Восстановление изображений в астрономической спеклинтерферометрии / А.В. Ломан, Г.П. Вайгельт // Оптические телескопы будущего / пер. с англ.; под ред. В.П. Щеглова. – М.: Мир, 1981. – 397 с.
56. Марчук, Г.И. Итерационные методы и квадратичные функционалы / Г.И. Марчук, Ю.А. Кузнецов. – Новосибирск: Наука, 1975. – 536 с.
57. Мацевич, Э.В. О точности дифракционного метода обследования подводных частей морской ГТС / Э.В. Мацевич // Проблемы исследования и освоения Мирового океана: сб. докл. конф. – Владивосток: Изд-во ДВПИ, 1976. – С. 18–84.
58. Матвеев, Е.Н. Контроль состояния подводных частей морских гидротехнических сооружений дифракционным акустическим методом / Е.Н. Матвеев, Э.В. Мацевич // Проблемы исследования и освоения Мирового океана: сб. докл. 4-й конф. – Владивосток: Изд-во ДВПИ, 1983. – С. 199–201.
59. Миддлтон, Д. Введение в статистическую теорию связи / Д. Миддлтон; пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1961 (Т. 1), 1962 (Т. 2).
60. Мироненко, М.В. Результаты экспериментальных исследований возможности обнаружения подводных объектов методом разнесенного излучения-приема сигналов: науч.-техн. сб. / М.В. Мироненко. – Владивосток, 1979. – № 4. – С. 72–77.
61. Мироненко, М.В. К вопросу формирования в нелинейной водной среде параметрических сигналов разностной частоты / М.В. Мироненко // Акустические антенны и преобразователи: межвузовский сб. – Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1988. – № 10. – С. 15–19.
62. Мироненко, М.В. Временные, спектральные характеристики взрывных сигналов, распространяющихся в протяженном подводном звуковом канале / М.В. Мироненко, В.А. Апанасенко // Труды СКБ САМИ АН СССР. – Южно-Сахалинск, 1988. – №10. – С. 26–29.
63. Мироненко, М.В. Дальнее обнаружение морских биологических скоплений: сб. докл. на междунар. конф. по конверсии оборонных технологий / М.В. Мироненко, С.А. Бахарев и др. – СПб.: Морфизприбор, 1996.
64. Мироненко, М.В. К вопросу акустического контроля размеров экранов дифракционным способом / М.В. Мироненко, Н.А. Клименко, С.П. Рокотов //

Распространение акустических волн: сб. док. 4-й Дальневосточной акустической конференции. – Владивосток: Изд-во ДВПИ, 1986. – С. 142–144.

65. Мироненко, М.В. Основные характеристики гидроакустических методов обнаружения и классификации морских объектов / М.В. Мироненко, М.М. Лукьянов, С.А. Бахарев, П.А. Стародубцев // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. тех. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ ТОВВМУ, 1997. Вып. 14. – С. 45–52.

66. Мироненко, М.В. Стационарная гидроакустическая система контроля среды / М.В. Мироненко, Т.А. Мироненко // Положительное решение № 16981 от 20.11.1991 по заявке № 4541797/04140/22.

67. Мироненко, М.В. Дистанционное измерение анизотропии шумов моря / М.В. Мироненко, В.В. Пономарев и др. / сб. докл. междунар. конф. по конверсии оборонных технологий. – СПб.: Морфизприбор, 1996.

68. Мироненко, М.В. О возможности использования метода низкочастотной гидроакустической подсветки среды для обнаружения воздушных целей / М.В. Мироненко, В.В. Прядко: науч.-техн. сб. – Владивосток, 1989. В/ч 90720. – С. 24–28.

69. Мироненко, М.В. Организация ввода случайных сигналов (процессов) в ЭВМ / М.В. Мироненко, М.С. Титов // Приборы и техника эксперимента. – М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1974. №4. – С. 60–62.

70. Мироненко, М.В. Устройство для управления вводом информации в ЭВМ / М.В. Мироненко, М.С. Титов // Авторское свидетельство СССР № 742919 от 28.02.1980.

71. Мироненко, М.В. Способ дистанционного измерения подводных объектов / М.В. Мироненко, А.И. Чудаков и др. / сб. докл. междунар. конф. по конверсии оборонных технологий. – СПб.: Морфизприбор, 1996.

72. Мироненко, М.В. Поле рассеяния на неоднородном включении в регулярном океаническом волноводе / М.В. Мироненко, Б.П. Шарфарец // Обработка гидроакустических сигналов с учетом реальных характеристик распространения волн: тез. докл. 5-й акустической конференции. – Владивосток: Изд-во ДВПИ, 1989. – С. 36–39.

73. Мироненко, М.В. Результаты исследования акустического поля в модельных условиях / М.В. Мироненко, В.Я. Шилин, А.И. Паренский // тез. докл. 22-й науч. техн. конф. – Владивосток, 1975. – С. 158–159.

74. Морз, Ф. Излучение и рассеяние звука / Ф. Морз // Колебания и звук. – М.: Гостехиздат, 1949. – С. 323–409.

75. Морозов, В.А. Линейные и нелинейные некорректные задачи / В.А. Морозов // Итоги науки и техники. Математический анализ. – М.: ВИНТИ-М., 1973. – С. 129–178.

76. Морозов, В.А. О реставрации изображений с гарантированной точностью / В.А. Морозов // Численный анализ на Фортране. – М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1979. – С. 39–52.

77. Морозов, А.П. Пути повышения эффективности обнаружения гидроакустических сигналов в условиях многолучевого распространения / А.П. Морозов, Н.Л. Халаев // XXVIII науч.-техн. конф. Совершенствование оружия, боевых и технических средств ВМФ и способов их использования и эксплуатации: тез. докл. – Владивосток, 1984. – С. 37–41

78. Морошкин, К.В. Многолетние гидрологические наблюдения в Охотском море / К.В. Морошкин // Труды ДВНИГМИ. – 1963. – Вып. 013. – С. 64–78.

79. Мюир, Т.Д. Нелинейные источники / Т.Д. Мюир, Т.Д. Голдсбери // Подводная акустика и обработка сигналов / пер. с англ.; под ред. Ю.Ю. Житковского. – М.: Мир, 1985. – С. 172–185.
80. Мясников, Е.И. Найти и уничтожить. Центр по изучению проблем разоружения, энергетики и экологии / Е.И. Мясников // Независимая газета. – 25.10.1994. – С. 4.
81. Назаров, В.Е. Характеристики параметрического излучателя звука с пузырьковым слоем в дальней зоне / В.Е. Назаров, А.М. Сутин // Акустический журнал. – 1984. – Т. 30, № 6. – С. 803–807.
82. Нежевенко, Е.С. Оптическое нелинейное преобразование изображений / Е.С. Нежевенко, Б.И. Спектор // Автометрия. – 1975. – № 3. – С. 98–103.
83. Новиков, В.К. Нелинейная гидроакустика / В.К. Новиков, О.В. Руденко, И.И. Тимошенко. – Л.: Судостроение, 1981. – С. 6–12, 203–292.
84. Новиков, Б.К. Формирование характеристик параметрического излучателя вблизи отражающей границы / Б.К. Новиков, В.И. Тарасов, В.И. Тимошенко // Акустический журнал. – 1983. – Т. 29. – № 2. – С. 240–246.
85. Новиков, Б.К. Параметрические антенны в гидролокации / Б.К. Новиков, В.И. Тимошенко. – Л.: Судостроение, 1990.
86. Новые направления разработок низкочастотных гидроакустических излучателей // Гидроакустика за 20 лет / пер. с англ.; под ред. Ю.Ф. Тарасюка. – Л.: Судостроение, 1975. – С. 161–166.
87. Ноугольных, К.А. О нелинейном взаимодействии звуковых волн в поглощающей среде / К.А. Ноугольных, С.Н. Солуян, Р.В. Хохлов // Акустический журнал. – 1963. – Т. 9, № 2. – С. 192–197.
88. Нулейман, Г.Г. Экспериментальные исследования размеров воздушных пузырьков в кильватерных струях / Г.Г. Нулейман, А.И. Сорокина, Е.А. Агафонов // Военная радиоэлектроника. Наука. – 1962. – № 15. – С. 151–156.
89. Нуссбаумер, Г. Быстрое преобразование Фурье и алгоритмы вычисления сверток / Г. Нуссбаумер; пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1984.
90. Ольшевский, В.В. Статистические свойства морской реверберации / В.В. Ольшевский. – М.: Наука, 1966. – 202 с.
91. Остроумов, Г.А. Основы нелинейной акустики / Г.А. Остроумов. – Л.: Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1967. – 132 с.
92. Отражение звука от подводных лодок и кораблей // Физические основы подводной акустики / пер. с англ.; под ред. В.И. Мясничева. – М.: Сов. радио, 1955. – С. 481–592.
93. Пищальник, В.М. Каталог глубоководных наблюдений, выполненных в шельфовой зоне острова Сахалин за период 1948–1987 гг. / В.М. Пищальник, С.М. Климов. – Южно-Сахалинск: ИМГиГ ДВО АН СССР, 1991. – 168 с.
94. Подводная акустика / пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – 325 с.
95. Полякова, А.Л. О параметрическом излучателе, работающем в среде с пузырьками газа / А.Л. Полякова, О.Ю. Силиверстова // Акустический журнал. – 1980. – Т. 26, № 5. – С. 783–787.
96. Портер, Р.П. Низкочастотные флюктуации акустических сигналов и внутренние гравитационные волны в океане / Р.П. Портер, Р.С. Спиндл // JASA. – 1977. – Т. 61, № 4.
97. Рабинер, Л. Теория и применение цифровой обработки сигналов / Л. Рабинер, Б. Гоулд; пер. с англ. – М.: Мир, 1978. – 848 с.

98. Резников, Р.В. К вопросу визуализации акустических неоднородностей / Р.В. Резников // Межвузовская научно-техническая конференция: тез. докл. – Петродворец: ВВМУРЭ, 1994.
99. Резников, Р.В. К вопросу реконструкции пространственного распределения случайных неоднородностей океана методом томографии / Р.В. Резников // 4 Санкт-Петербургская международная конференция: тез. докл. «Региональная информатика-95» (15–18 мая 1995 г.) – СПб., 1995. – Ч. 2.
100. Резников, Р.В. Мониторинг динамической структуры океана / Р.В. Резников // 51-я научн.-техн. конф. Санкт-Петербургского общества радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова: тез. докл. – СПб., 1996.
101. Реконструктивная и вычислительная томография // ТИИЭР: (Темат. выпуск). – 1983, Т. 1. – № 3.
102. Росс, Д. Шумы: Источники, излучение, ослабление / Д. Росс // Подводная акустика и обработка сигналов / пер. с англ.; под ред. Ю.Ю. Житковского. – М.: Мир, 1985. – С. 9–31.
103. Руденко, О.В. Теоретические основы нелинейной акустики / О.В. Руденко, С.И. Саизян. – М.: Наука, 1975.
104. Савельев, И.В. Дифракция света. Курс физики. Т. 3 / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1971. – С. 284–319.
105. Сапрыкин, В.А. Использование информации о временной изменчивости неоднородностей среды для их пространственной локализации / В.А. Сапрыкин, Р.В. Резников // Межвузовская научно-техническая конференция: тез. докл. – Петродворец: ВВМУРЭ, 1996.
106. Седов, Л.И. Механика сплошной среды / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1970. Т. 1.
107. Современная радиолокация / под ред. Ю.Б. Кобзарева. – М.: Сов. Радио, 1969.
108. Справочный каталог течений шельфа о. Сахалин / под ред. Е.Н. Морозова. – Южно-Сахалинск: Сахалинское УГКС, 1984. – 38 с.
109. Стародубцев, П.А. Результаты проведения натуральных и экспериментальных исследований по основным элементам системы томографического мониторинга океанской среды: монография / П.А. Стародубцев. – СПб., 2002. – 117 с.
110. Стародубцев, П.А. Измерительная система контроля морских акваторий на основе низкочастотной гидроакустической томографии / П.А. Стародубцев // Инновации. Разд. Биржа технологий и контактов. – 2003. – № 1.
111. Стародубцев, П.А. Взаимодействие упругих и электромагнитных волн в проводящей морской среде / П.А. Стародубцев // Техническая эксплуатация флота. Пути совершенствования: сб. докл. рег. научно-практ. конф. «Море-2003» (25–27 ноября 2003 г.). – Владивосток, 2003. – С. 100–104.
112. Стародубцев, П.А. Способ обнаружения малозаметных подводных объектов с низкой гидролокационной заметностью / П.А. Стародубцев // Проблемы транспорта Дальнего Востока: сб. материалов 5-й междунар. научно-практ. конф. (1–3 октября 2003 г.). – Владивосток, 2003. – С. 303–311.
113. Стародубцев, П.А. Теоретические и экспериментальные исследования возможности применения просветных сигналов в гидроакустической томографии / П.А. Стародубцев. – Владивосток: Дальнаука, 2004. – 260 с.
114. Стародубцев, П.А. Гидроакустическое противодействие методом «вероятностного скрывания» шумоизлучения морского объекта / П.А. Стародубцев,

М.В. Мироненко // Проблемы и методы разработки и эксплуатации вооружения и военной техники ВМФ: сб. ст. – Владивосток: ТОВВМУ, 1996. Вып. 9. – 54 с.

115. Стародубцев, П.А. Морское приборостроение для комплексного мониторинга Мирового океана / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, А.Е. Малащенко, Ю.И. Недорез // Экологические системы и приборы. Разд. «Экологический мониторинг». – 2003. – № 7. – С. 3–12.

116. Стародубцев, П.А. Метод определения пространственных координат гидроакустического сигнала / П.А. Стародубцев, С.В. Шостак, Е.В. Бураков // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: ТОВВМУ. Вып. 5, 1995. – С. 60–65.

117. Стародубцев, П.А. Метод восстановления пространственных гидроакустических сигналов / П.А. Стародубцев, С.В. Шостак, Е.В. Бураков // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ, ТОВВМУ, 1995. Вып. 5. – С. 65–71.

118. Стародубцев, П.А. Метод восстановления пространственных гидроакустических сигналов / П.А. Стародубцев, С.В. Шостак // Проблемы и методы разработки и эксплуатации вооружения и военной техники ВМФ: сб. ст. – Владивосток: ТОВВМУ. Вып. 5, 1995. – С. 72–76.

119. Стародубцев, П.А. Рекомендации по применению гидролокационных сигналов / П.А. Стародубцев, Б.В. Бураков, М.М. Лукьянов // 38-я Всероссийская межвузовская науч.-техн. конф.: сб. докл. – Владивосток: ТОВВМУ, 1995. Т. 1. Ч. 1. – С. 158–162.

120. Стародубцев, П.А. Об одном свойстве двумерного преобразования Фурье / П.А. Стародубцев, С.В. Шостак, В.И. Богданов // 38 Всерос. межвуз. научн.-техн. конф.: сб. докл. – Владивосток: ТОВВМУ, 1995. Т. 1. Ч. 1. – С. 189–191.

121. Стародубцев, П.А. Метод определения временной задержки при приеме акустических сигналов / П.А. Стародубцев, С.В. Шостак, В.И. Богданов // 38-я Всерос. межвуз. научн.-техн. конф.: сб. докл. – Владивосток: ТОВВМУ, 1995. Т. 1. Ч. 1. – С. 192–194.

122. Стародубцев, П.А. Метод восстановления линейного частотного модулированного сигнала / П.А. Стародубцев, В.И. Богданов // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: ТОВВМУ, 1995. Вып. 5. – С. 66–71.

123. Стародубцев, П.А. Параметрический приёмник, как элемент модуля системы подводного наблюдения / П.А. Стародубцев, С.А. Бахарев // 38-я Всерос. межвуз. научн.-техн. конф.: сб. докл. – Владивосток: ТОВВМУ, 1996. Т. 3. – С. 7–12.

124. Стародубцев, П.А. Метод определения пространственных координат приемных элементов случайной антенной решетки / П.А. Стародубцев, В.Н. Долгих // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: ТОВВМУ, 1996. Вып. 11. – С. 21–27.

125. Стародубцев, П.А. Метод дальнего обнаружения малошумных и слабо отражающих подводных объектов / П.А. Стародубцев, С.А. Бахарев, М.М. Лукьянов // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техники ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ, ТОВВМУ, 1997. Вып. 10. – С. 23–28.

126. Стародубцев, П.А. Анализ классификационных признаков, выявляемых на дальности обнаружения морских целей в пассивном режиме / П.А. Стародубцев, М.М. Лукьянов, С.А. Бахарев // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат.

вооружен. и воен. техники ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ, ТОВВМУ, 1997. Вып. 10. – С. 36–40.

127. Стародубцев, П.А. Дальнее обнаружение косяков рыбы и скоплений морских организмов «быстро разворачиваемыми» просветными системами / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, Н.Ф. Поляков: сб. тр. региональной конф. по судовой радиоэлектронике. – Владивосток: ДВГМА, 1998. Ч. 3. – С. 111–124.

128. Стародубцев, П.А. Метод и стационарная томографическая система мониторинга характеристик протяженных глубоководных морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // сб. тр. региональной конф. по судовой радиоэлектронике. – Владивосток: ДВГМА, 1998. Ч. 3. – С. 115–123.

129. Стародубцев, П.А. Низкочастотная томографическая система мониторинга морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, Г.П. Турмов // Региональная конф. по судовой радиоэлектронике: сб. стат. – Владивосток: ДВГМА, 1998. Ч. 3. – С. 117–121

130. Стародубцев, П.А. Определение вертикального перемещения преобразователей гидроакустических буев томографической системы / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: юбилейный сб. стат. к 150-летию со дня рождения С.О. Макарова. – Владивосток: МО РФ ТОВВМУ, 1998. Вып. 19. – С. 129–134.

131. Стародубцев, П.А. Акустическая голография и возможность ее применения в низкочастотной гидроакустической томографии океанской среды / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, В.В. Григорьев // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ ТОВВМУ, 1998. Вып. 19. – С. 135–137.

132. Стародубцев, П.А. Метод низкочастотной томографии и измерительная система контроля морской среды / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: ТОВВМУ, 1998. Вып. 19. – С. 138–140.

133. Стародубцев, П.А. Шумы кораблей различной физической природы / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: сб. стат. – Владивосток: МО РФ ТОВМИ, 1998. Вып. 19. – С. 154–161.

134. Стародубцев, П.А. Проблемы разработки метода низкочастотной акустической томографии морской среды и нетрадиционные пути их решения / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, С.А. Бахарев // Пробл. и метод. разраб. и эксплуат. вооружен. и воен. техн. ВМФ: юбилейный сб. стат. к 150-летию со дня рождения С.О. Макарова. – Владивосток: ТОВВМУ, 1998. Вып. 16. – С. 117–123.

135. Стародубцев, П.А. Представление результатов обнаружения подводных объектов низкочастотным просветным методом в форме томографических образов: монография / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко. – СПб., 2001. – 64 с.

136. Стародубцев, П.А. Параметрическая томография морских акваторий с низкочастотной подсветкой среды / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, Н.Я. Юденко // Проблемы и методы разработки и эксплуатации вооружения и военной техники ВМФ: сб. ст. – Владивосток: ТОВМИ имени С.О. Макарова, 2001. Вып. 32. – С. 276–284.

137. Стародубцев, П.А. Метод низкочастотной гидроакустической томографии и измерительная система контроля морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, А.М. Мироненко // Акустические измерения. Геоакустика.

Электроакустика. Ультразвук: сб. тр. 11 сессия РАО. Т. 2. – М.: ГЕОС, 2001. – С. 7–10.

138. Стародубцев, П.А. Теоретическое обоснование основных направлений разработки математической модели формирования томографических образов подводных объектов: монография / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко. – СПб., 2002. – 128 с.

139. Стародубцев, П.А. Двухсторонний «просветный» метод гидролокации в решении задач томографии морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, А.М. Василенко, И.Н. Сургаев // Акустика океана: сб. докл. IX науч. школы-семинара академика Л.М. Бреховских, совмещенной с 12 сессией РАО. – М.: ГЕОС, 2002. –С. 370–378

140. Стародубцев, П.А. Обоснование теоретических подходов восстановления ореола подводных морских объектов при мониторинге акваторий методом низкочастотной томографии / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, А.М. Василенко // Фундаментальные и прикладные вопросы физики и математики: материалы 45-й Всеросс. межвуз. науч.-техн. конф. Т. 1 Дальневосточное отделение Международной Академии Наук Высшей школы. – Владивосток: ТОВМИ им. С.О. Макарова, 2002. – С. 145–148.

141. Стародубцев, П.А. Метод согласованной невзаимности в низкочастотной акустической томографии / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, Т.А. Мироненко // Фундаментальные и прикладные вопросы физики и математики: материалы 45-й Всеросс. межвуз. науч.-техн. конф. Т. 1 Дальневосточное отделение Международной Академии Наук Высшей школы ТОВМИ им. С.О. Макарова. – Владивосток: ТОВМИ им. С.О. Макарова, 2002. – С. 149–151.

142. Стародубцев, П.А. Низкочастотная томографическая система мониторинга и контроля широкомасштабных морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко, С.П. Петраченко, Т.А. Мироненко // Акустика океана: сб. докл. IX науч. школы-семинара академика Л.М. Бреховских, совмещенной с 12 сессией РАО. – М.: ГЕОС, 2002. – С. 378–385.

143. Стародубцев, П.А. Исторический процесс теоретического становления метода гидролокации на просвет на Дальнем Востоке / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // История науки и техники. – 2003. – № 5. – С. 9–14.

144. Стародубцев, П.А. Метод низкочастотной гидроакустической томографии и измерительная система контроля морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // Вестник ДВО РАН.– 2003. – № 1. – С. 36–41.

145. Стародубцев, П.А. Математическое обоснование параметров зондирующих сигналов для реализации бистатической локации в низкочастотной томографии / П.А. Стародубцев, Е.П. Стародубцев // Радиоэлектроника. – 2003 №1 – январь [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/contents.html>.

146. Стародубцев, П.А. Теоретические основы влияния океанского волновода на условия распространения низкочастотного просветного сигнала / П.А. Стародубцев, Е.П. Стародубцев // Электронный журнал «Исследовано в России». – 2003. – С. 1104–1113.

147. Стародубцев, П.А. Метод низкочастотной гидроакустической томографии и измерительная система контроля морских акваторий / П.А. Стародубцев, М.В. Мироненко // Вестник Оренбургского государственного университета. Естественные науки. – 2003. – № 2. – С. 69–73.

148. Стародубцев, П.А. Метод дальнего параметрического приема акустических волн низкочастотного и инфранизкочастотного диапазонов / П.А. Стародубцев // Проблемы транспорта Дальнего Востока: сб. пленарных докл. 5-й междунар. научно-практ. конф. (1–3 октября 2003 г.) – Владивосток, 2003. – С. 94–99.
149. Стародубцев, П.А. Концепция становления и перспективы развития просветной гидролокации / П.А. Стародубцев // Техническая эксплуатация флота. Пути совершенствования: сб. докл. рег. научно-практ. конф. «Море–2003» (25–27 ноября 2003 г.) – Владивосток, 2003. – С. 104–108.
150. Стародубцев, П.А. Математическое обоснование параметров сигналов бистатической локации для реализации низкочастотной томографии в гидроакустике / П.А. Стародубцев // Проблемы транспорта Дальнего Востока: сб. матер. 5-й междунар. научно-практ. конф. (1–3 октября 2003 г.) – Владивосток, 2003. – С. 41–55.
151. Старченко, И.Б. Динамический хаос в гидроакустике / И.Б. Старченко. – М.: Издательство ЛКИ, 2007. – 296 с.
152. Шашкевич, А.П. Сила цели // Акустика моря / А.П. Шашкевич. – Л.: Судостроение, 1966. – С. 325–331.
153. Стефанек, Т. Неакустические методы обнаружения подводных лодок / Т. Стефанек; пер. с англ. // В мире науки. – 1988. – № 5.
154. Толстой, И. Акустика океана / И. Толстой, К.С. Клей; пер. с англ.; под ред. Л.М. Бреховских. – М.: Мир, 1969. – 302 с.
155. Троицкий, И.Н. Статистическая теория томографии / И.Н. Троицкий. – М.: Радио и связь, 1989. – 186 с.
156. Троицкий, И.Н. Компьютерная томографии / И.Н. Троицкий. – М.: Знание, 1988. – 124 с.
157. Федоров, К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов / К.Н. Федоров. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 296 с.
158. Флатте, С.М. Распространение звука во флюктуирующем океане / С.М. Флатте. – М.: Мир, 1982. – 150 с.
159. Флюктуации интенсивности // Физические основы подводной акустики / пер. с англ. – М.: Советское радио, 1955. – С. 232–257.
160. Халаев, Н.Л. Фрактально-аттракторная технология дистанционного мониторинга закрытых бухт / Н.Л. Халаев, А.П. Стародубцев // Научно-технологические проблемы. – М.: Радиотехника, 2012. – С. 36–41.
161. Халаев, Н.Л. О сравнительных характеристиках тел искусственного и естественного происхождения, погруженных в водную среду / Н.Л. Халаев, Е.Н. Юрченко // Проблемы и методы разработки эксплуатации вооружения и военной техники: сб. ст. – Владивосток: ТОВМИ, 2009. Вып. 70. – С. 209–211.
162. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
163. Шамраев, Ю.И. Океанология / Ю.И. Шамраев, Л.А. Шишкина. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 367 с.
164. Bruning C., Alpers W. and Hasselmann K. Monte-Karlo simulation studies of the nonlinear imaging of a two dimensional surface wave field by a synthetic aperture radar, *Int. J. Remote Sensing*, 1990, v.11, a 10, pp. 1695–1727.
165. Comparison Between Three Approaches to the Ocean Acoustic Tomography. Field Experiment And Numerical Simulation. Final report. INTAS-93-0557. May 1995–July 1996.

166. Godin O.A., Mikhin D. Yu. An opportunity for improved observation of ocean currents in the coastal zone // Proc. Oceans 96 MTS / IEEE Conference. Piscataway, N.J.: IEEE, 1996. P. 345–350.
167. Norton S.J. Tomographic reconstruction of two-dimensional vector fields: application to flow imaging // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1988. V. 97. P. 162–168.
168. Norton S.J. Reconstructing stratified fluid flow from reciprocal scattering measurements // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89. P. 2567–2572.
169. Pekeris C.L. Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water, in Propagation of Sound in the Oceans, Geological Society of America Memoir 27, New York, 1948. [Перевод: Пекерис К. Распространение звука взрывов в мелкой воде: Сб. статей «Распространение звука в океане». – М.: ИЛ, 1951.]
170. Plemons T.D., Shooter J.A., Middleton D. Underwater acoustic scattering from lake surfaces. I. Theory, experiment and validation of the data. II. Covariance functions and related statistics, JASA, 52, 1487–1515, 1972.
171. Proud J.M., Beyer R.T., Tamarkin P. Reflection of sound from randomly-rough surfaces, J. Appl. Phys., 3), 543–552, 1960.
172. Rayleigh Lord (J.W. Strutt). The Theory of Sound, Vol. 1, 2 (2nd Eds., 1894 and 1896), published in one volume by Dover, New York, 1945. [пер.: Релей, Теория звука. Т. 1, 2. – 2-е изд. – М.: Гостехиздат, 1955.]
173. Ноттер, Ф. Математические аспекты компьютерной томографии / Ф. Ноттер. – М. Мир, 1990. – 288 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ СОКРАЩЕНИЯ	3
ПРЕДИСЛОВИЕ	5
ВВЕДЕНИЕ	6
Раздел I. ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ ИХ ИСТОЧНИКОВ...	11
1.1. Критерий последовательного наблюдателя.....	13
1.1.1. Особенности обнаружения и различения полезных сигналов от акустически малозаметных объектов.....	13
1.1.2. Последовательный анализ	14
Глава 1.1. Основные понятия и определения фрактально-аттракторного подхода к описанию акустического поля.....	16
1.1.1. Дополнения гидродинамической акустики	18
1.1.2. Фракталы и фрактальная размерность	36
Глава 1.2. Анализ влияния гидрофизических условий океана на формирование его акустического поля.....	43
1.2.1. Физико-географические характеристики и гидрометеорологические условия	44
1.2.2. Гидрологическая характеристика.....	46
Глава 1.3. Способ обнаружения морских неоднородностей в мелком море, основанный на фрактально-аттракторном подходе.....	63
1.3.1. Лабораторные исследования фрактально-аттракторных явлений.....	63
1.3.2. Натурные исследования фрактально-аттракторных явлений	72
Глава 1.4. Метод дальнего гидроакустического обнаружения рыбных скоплений, основанный на фрактально-аттракторном подходе.....	80
1.4.1. Детерминированный хаос в РС и причины его возникновения.....	80
1.4.2. Детерминированный хаос и волны плотности	91
1.4.3. Детерминированный хаос и квазидвумерные возмущения	101
Раздел II. ТОМОГРАФИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ.....	109
Глава 2.1. Основные понятия и определения теории акустической томографии морской среды	109
Глава 2.2. Проблемы разработки метода низкочастотной акустической томографии морской среды и нетрадиционные пути их решения	117
Глава 2.3. Выбор типа и параметров зондирующих сигналов.....	120
2.3.1. Модель импульсного сигнала и методы его временной обработки	133
Глава 2.4. Рассеяние звуковых волн в океанском волноводе.....	147
Раздел III. ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ	151
Глава 3.1. Характеристика существующих способов гидролокации на просвет для обнаружения морских неоднородностей	151
3.1.1. Сущность и сравнительная характеристика классических методов обнаружения морских неоднородностей	151

3.1.2. Дифракционный гидроакустический способ обнаружения морских неоднородностей.....	152
3.1.3. Гидроакустические способы обнаружения, основанные на параметрическом преобразовании звуковых сигналов подсветки среды возмущенной областью движущейся морской неоднородности.....	154
3.1.4. Низкочастотный параметрический способ обнаружения нелинейной возмущенной области движущейся морской неоднородности с использованием акустической подсветки среды.....	157
Глава 3.2. Модель возмущенной области морской среды, созданная движущейся морской неоднородностью.....	158
3.2.1. Основные элементы гидродинамического поля движущейся морской неоднородности.....	158
3.2.2. Ореольные эффекты, обусловленные нестационарным движением морской неоднородности.....	160
3.2.3. Структура и акустические свойства следа от движения морской неоднородности.....	165
Глава 3.3. Обнаружение морских неоднородностей с низкой гидролокационной заметностью.....	171
Раздел IV. ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ИССЛЕДОВАНИЯ, МОДЕЛИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ.....	179
Глава 4.1. Исследования и численное моделирование процесса влияния океанского волновода на распространение низкочастотных просветных сигналов.....	180
4.1.1. Результаты экспериментальных исследований и численного моделирования проверки теоретических основ процесса рассеяния звуковых волн в океанском волноводе и на стационарной трассе.....	180
4.1.2. Исследования внутренних волн океана с применением зонда пространственно-распределенных датчиков температуры.....	187
4.1.3. Влияние горизонтальной рефракции на условия распространения низкочастотных просветных сигналов в условиях берегового шельфа.....	190
4.1.4. Теоретические и экспериментальные исследования влияния фазовой скорости на процесс распространения просветного сигнала.....	206
Глава 4.2. Теоретическое обоснование возможности использования просветного метода и его модификаций в низкочастотной акустической томографии.....	214
4.2.1. Отражение звуковых волн от поверхности морской неоднородности, теоретическая оценка наиболее оптимального диапазона частот для низкочастотной гидролокации.....	214
4.2.2. Рассеяние акустических волн на цилиндрическом экране, оценка длины волны, рассеянной на морской неоднородности.....	217
4.2.3. Расчет пространственной структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном.....	225
4.2.4. Оценка просветного метода и его модификаций по интенсивности полезного сигнала для обнаружения морских неоднородностей.....	227
4.2.5. Пространственная структура гидроакустического поля между точками излучения и приема сигналов.....	231
Глава 4.3. Генерирование звуковых волн электромагнитными и их параметрическое взаимодействие при совместном распространении в проводящей среде.....	234
Глава 4.4. Статистические характеристики шумов моря как помехи приемному тракту томографической системы обнаружения морских неоднородностей.....	238

Глава 4.5. Алгебраические методы реконструкции неоднородностей морской среды и возможности их использования в низкочастотной акустической томографии.....	241
4.5.1. Постановка задачи и радоновские образы	242
4.5.2. Формульные обращения и алгоритмы реконструкции.....	244
4.5.3. Результаты численного моделирования процесса получения томографического изображения ореола морской неоднородности с использованием алгоритма свертки и обратной проекции	247
Глава 4.6. Некоторые современные подходы к восстановлению образов морских неоднородностей в гидроакустической томографии.....	256
4.6.1. Автоматизация процесса анализа и синтеза «изображений» морских неоднородностей по отфильтрованным проекциям	256
4.6.2. Акустическая томография океанских течений по методу согласованной невзаимности	260
4.6.3. Применение способа фазовых изменений для реконструкции образов МН при пространственно-временной обработке НЧ просветных сигналов.....	263
Глава 4.7. Результаты численного и морского моделирования при параметрическом приеме сигналов. Формирование томографических образов МН.....	271
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	281
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	283

Научное издание

Халаев Николай Лукич

**ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИ
МАЛОЗАМЕТНЫХ МОРСКИХ ОБЪЕКТОВ
В МЕЛКОМ МОРЕ ЗАКРЫТЫХ БУХТ**

Редактор Л.И. Александрова
Компьютерная верстка М.А. Портновой

Подписано в печать 25.12.2016. Формат 70×100/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Усл. печ. л. 23,5.
Уч.-изд. л. 17,8. Тираж 600 экз. Заказ

Издательство Владивостокского государственного университета
экономики и сервиса
690014, Владивосток, ул. Гоголя, 41
Отпечатано во множительном участке ВГУЭС
690014, Владивосток, ул. Гоголя, 41